

В.Д. Андреев

**ИЗБРАННЫЕ ПРОБЛЕМЫ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ФИЗИКИ**



В.Д. Андреев

ИЗБРАННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

(Элементарные частицы, Электродинамика, Гравитация, Космология,
Небесная механика, Электроно- Рентгено- дифракция, Термодинамика)



Исправленное и дополненное
научное издание

Издательский Дом "Аванпост – Прим"
Киев 2012

УДК 523.2; 530.1; 531.51; 536.75; 539.2:541.1:549.2
ББК 22.12:22.162; 22.311; 22.313; 22.37

**В.Д. Андреев. ИЗБРАННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ.
(Элементарные частицы, Электродинамика, Гравитация, Космология,
Небесная механика, Электроно- Рентгено- дифракция, Термодинамика)**

Издательский Дом "Аванпост-Прим", Киев, 2012 г., 272 стр.

В монографии представлены оригинальные решения некоторых проблем Теоретической Физики, часть из которых неоправданно оставлены в стороне магистрального развития науки, часть, наоборот, постоянно на слуху и представляются глубоко фундаментальными и даже философскими, и, наконец, часть проблем "лабораторного" уровня, но заслуживающих внимания с общепознавательных позиций.

Книга предназначена для научных работников, преподавателей и студентов физических специальностей, а также будет интересна для широкого круга интересующихся Наукой читателей.

**V.D. Andreyev. THE SELECTED PROBLEMS OF THEORETICAL PHYSICS.
(Elementary particles, Electrodynamics, Gravitation, Cosmology,
Celestial mechanics, Electron- X-ray diffraction, Thermodynamics)**

Original decisions of some problems of Theoretical Physics are presented to monographies, a part from which are unfairly laid aside the main development of a science, a part, on the contrary, is constant on hearing and are represented deeply fundamental and even philosophical, and, at last, a part of problems of "laboratory" level, but worthy from the general informative positions.

The book is intended for scientists, teachers and students of physical specialities, and also will be interesting for a wide range of readers which are interested by the Science.

ISBN 972-617-502-036-4

Об авторе.

Валентин Дмитриевич Андреев, профессор.

Специалист в области ударно-волновых механических и детонационных процессов, высокоэнергетических методов электроразрядного, плазмо-динамического и плазмо-химического воздействий на вещество. Проблемами Теоретической Физики занимается факультативно.

Автор более 200 публикаций по всем упомянутым направлениям своей научной деятельности. Имеет государственные награды СССР.

Для переписки по E-почте: *andreyev_v@mail.ru*

About the author.

Valentin Dmitriyevitch Andreyev (or *Andreev*), professor.

The scientist in the field of shock-wave mechanical and detonation processes, high-energy methods of electric discharge, plazmo-dynamic and plazmo-chemical influences on substance. In problems of Theoretical Physics is engaged facultatively.

The author more than 200 publications in all mentioned directions of the scientific activity. Has the state awards of the USSR.

For correspondence by E-mail: *andreyev_v@mail.ru*

ISBN 972-617-502-036-4

© В.Д. Андреев, 2012

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Предисловие	4
Раздел 1. О НЕКОТОРЫХ РЕШЕНИЯХ В ТЕОРИИ МАКСВЕЛЛА	
БЕЗ "КАЛИБРОВКИ ЛОРЕНЦА"	11
1. Основные свойства центрального заряда, как решение уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu(\nabla_\mu A^\mu)$	13
2. Парадокс " $m = \frac{4}{3} m_o$ " и слабые взаимодействия в электродинамике Максвелла	21
3. Распространение излучения полей $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$ и $\mathbf{G}$ в пространстве	30
4. Формфактор заряда, как кинематический эффект взаимодействия	34
Раздел 2. МОДЕЛЬ ИНВЕРСНО–СОПРЯЖЕННЫХ ПРОСТРАНСТВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ	
ПРОСТРАНСТВЕННО–ВРЕМЕННЫХ ОБЪЕКТОВ	41
5. Инверсно-сопряженные пространства как модель структуры элементарного заряда	43
6. Топологический аспект сильных взаимодействий	55
7. Поперечность электромагнитных волн, спин $\frac{1}{2}\hbar$ и заряд $\frac{1}{3}q$ как эффекты 4-мерности пространства-времени $\mathbb{R}^{3+1} \equiv \{\mathbb{R}_0^{3+0}, \mathbb{R}_1^{2+1}, \mathbb{R}_2^{2+1}, \mathbb{R}_3^{2+1}\}$	59
8. Электродинамика в <i>евклидовом</i> Пространстве–Времени в модели инверсно-сопряженных пространств	66
9. Электромагнитные и гравитационные явления как эффекты напряженно-деформированного состояния и кинематики движений 4-мерной среды в модели инверсно-сопряженных пространств	72
Раздел 3. КОСМОЛОГИЯ В МОДЕЛИ ИНВЕРСНО–СОПРЯЖЕННЫХ ПРОСТРАНСТВ ..	101
10. Пространство-время в модели инверсно-сопряженных пространств	103
11. Свойства модели инверсно-сопряженных пространств в космологическом масштабе	112
12. Вращение в модели инверсно-сопряженных пространств, как отображение "оси времени" на 3-мерное пространство	120
13. Взаимосвязь центробежных и гравитационных сил в инверсно-сопряженных пространствах	130
Раздел 4. КОСМОГОНИЯ И НЕБЕСНАЯ МЕХАНИКА	141
14. О некоторых эффектах взаимодействия разнознаковых гравитационных масс	143
15. Нагрев холодной Вселенной как альтернатива "Большому Взрыву"	151
16. Распределение моментов в планетарной системе Солнца	159
17. Кинематические механизмы образования наклонов орбит и осей вращения в системе двух гравитационно связанных масс	175
Раздел 5. ДИФРАКТОМЕТРИЯ	187
18. Парадокс дифракции <i>электронов</i> на двух щелях и его решение в классической теории ..	189
19. Теория рентгеновского спектра от координационных сфер алмазного монокристалла	198
Раздел 6. АНОМАЛЬНАЯ ТЕРМОДИНАМИКА АЛМАЗНОЙ РЕШЕТКИ	215
20. Аномальная высокотемпературная теплоемкость алмаза	217
21. Спонтанная графитизация и термодеструкция алмаза при $T > 2000\text{ K}$	229
22. Крэш (crash)-конформационная модель плавления алмаза	246
23. p, T -Диаграмма плавления алмаза и графита с учетом аномальности высокотемпературной теплоёмкости	257

Предисловие автора

Теоретическая физика, понимаемая как всеобъемлющая наука о естествознании, исключая (а в последнее время и достаточно активно включая) биологические знания, в своём развитии проходит стадии постановки проблем (или их естественного — экспериментального возникновения), попыток их решения (успешного или, наоборот, непреодолимого) и дальнейшего продвижения в глубину фундаментальных явлений и в ширину прикладного использования полученных решений.

На этом пути часть встречающихся проблем оставляется в стороне (на время или навсегда) из-за их не первоочередности, а часть остается не решенной из-за их сложности и недостаточности существующих знаний для их решения.

Оставление решения "не первоочередных" проблем чревато потерей правильных и появлением ложных путей к истинным знаниям. А нерешенность первоочередных — "главных", по общепринятому мнению, проблем тормозит развитие науки в целом.

И то и другое не оставляет равнодушными ученых. И они, по мере своих интересов и интеллектуальных возможностей, пытаются решать как первоочередные проблемы, так и пропущенные, проверяя при этом, какие направления науки были неоправданно закрыты и потеряны, или, наоборот, подтверждая, их дальнейшую бесперспективность.

Так как нахождение решений практически любой теоретической или прикладной задачи всегда связано с перебором вариантов или поиском неиспользованных путей и методов, а часто и созданием новых методов и даже новых теорий, то в этом переборе и поиске — в перекапывании "научного огорода" могут участвовать как гениальные одиночки, так и целые плеяды честолюбивых энтузиастов, в надежде найти "зарытый клад" истины на своем участке "огорода". И каждая попытка, приводящая к полному или даже частичному решению проблемы является достоянием науки на данной этапе её развития.

В предлагаемой монографии автор избрал несколько занимавших его проблем, подход к решению которых может оказаться интересным для читателей широкого круга — от специалистов-исследователей и до любознательных эрудитов.

Книга состоит из шести разделов, включающих в себя тематику от сугубо *теоретических* — "фундаментальных" проблем Теории Поля, Космологии и Небесной Механики до "приземленных" *лабораторных* проблем электронной и рентгеновской Дифрактометрии и проблем аномальной Термодинамики алмаза.

Появление темы исследования *некоторых* решений в теории Максвелла без "калибровки Лоренца" (*Раздел 1*) обусловлено странным состоянием великой теории, которая безошибочно описывает всю электродинамику, но не даёт описания единичного заряда, движение которого и обуславливает все электромагнитные эффекты — этого, по-существу, первичного (наряду с гравитационными эффектами) проявления **материальности** физического Мира.

Общеизвестно, что заряд в классическую электродинамику вводится как некое бесструктурное образование нулевого размера, несущее на себе центрально-симметричное электростатическое поле, сходящееся в нуле и, тем самым, определяя *расходящуюся*, т. е. *бесконечную*, энергию (массу) поля этого заряда. Квантовая электродинамика также оперирует точечным зарядом, но обладающим "корпускулярно-волновыми" свойствами. Таким образом, в электродинамике **априори** закладывалось (но, как показано в предлагаемой работе, **не заложено**!) в уравнениях Макс-

велла) противоречие между наблюдаемым фактом наличия конечной массы электрона и теоретической её расходимостью. Попытки преодоления этого противоречия с помощью различных **калибровочных** приемов, как известно, ни к чему не привели.

В теоретической электродинамике используется не вызывающий никаких "подозрений" приём — так называемая *калибровка Лоренца* $\nabla_\mu A^\mu = 0$ для электромагнитного 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$, обеспечивающая выполнение **закона сохранения заряда** для электродинамического поля с **токами** и **зарядами** и выполнение **требования неразрывности** для *пустого* поля.

Однако, у *калибровки Лоренца*, существует "ахиллесова пята" — *калибровка* **исключает** из теории **третье** поле, которое, наряду с **электрическим** и **магнитным** полями, содержится в уравнениях Максвелла, а именно, 4-дивергентное **скалярное** поле $\nabla_\mu A^\mu \neq 0$.

Для выяснения, что же теряется при исключении поля $\nabla_\mu A^\mu$ было исследовано решение волнового уравнения общего вида $\square A^\nu = \nabla^\nu (\nabla_\mu A^\mu)$, получающегося из уравнений Максвелла. Решение этого уравнения для "пустого" поля 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ (т. е. в отсутствие источников в виде зарядов и токов) в сферической постановке показало, что учет поля $\nabla_\mu A^\mu \neq 0$ при условии $\nabla \mathbf{A} = K \cdot \tau(t) \cdot \delta(r - r_o)$, $K = Const$, $\tau(t) = i \exp(i\omega_o t)$, т. е. при наличии динамически стабильного **разрыва дивергенции** поля векторного потенциала $\mathbf{A}(r, t)$ по сфере $S(r_o)$, приводит к описанию *центрального поля* заряда с нерасходящейся в нуле энергией, комптоновским радиусом, волновыми свойствами, магнитным моментом и половинным спином, т. е. к описанию, соответствующему наблюдаемым свойствам **электрона**.

Более того, оказалось, что учёт электроскалярного поля в теории приводит к решению практически забытого и не влияющего на магистральное развитие науки, но принципиального *парадокса* " $m = 4/3 m_o$ ", суть которого заключается в том (*Дж.Томсон, М.Абрахам, Х.Лоренц*), что *масса* (энергия) покоя поля $E_o(B_o = 0)$ электрического заряда, которая в собственной системе отсчета равна m_o , при расчете импульса этого поля в случае движения заряда с любой, даже минимально возможной скоростью $v \neq 0$, при нерелятивистских (галилеевых) преобразованиях оказывается равной $4/3 m_o$. Неудачные попытки решения этого парадокса предпринимали многие авторитетные ученые, например, *М.Лауэ, В.Паули, Р.Бекер, Ф.Рорлич, Р.Фейнман* и другие.

Решение этого парадокса получается при учете энергии поля $\nabla_\mu A^\mu \neq 0$, которое при движении заряда создает *кинематическое* электроскалярное поле $G = i \frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_o$, представляющее аналог *кинематического* магнитного поля $B = -\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{E}_o$, где знак векторного умножения сомножителей заменяется на знак их скалярного умножения.

Мнимость электроскалярного поля G не несет на себе какой-либо "мистической" нагрузки, а характеризует лишь противоположную направленность сил (по сравнению с электрическими вследствие изменения знака из-за $i^2 = -1$) при взаимодействии *однозначных* (притяжение) и *разнозначных* (отталкивание) полей, а также отрицательный знак энергии поля, которая пропорциональна квадрату поля, т. е. величине $G^2 < 0$. Примером существования в природе поля с аналогичными свойствами является мнимое поле гравитационного заряда, обеспечивающее, в отличие от электрических взаимодействий, **притяжение** *однозначных* зарядов (положительных масс) и **отрицательное** значение *энергии* собственно гравитационного поля (с последним фактом столкнулся еще сам *Дж.Максвелл* при попытке "максвеллизации" теории гравитации).

Оказалось также, что именно **третье** поле отвечает за *электрослабые* взаимодействия и его наличие объясняет некоторые другие экспериментальные факты, например, величину *энергии аннигиляции* электрон-позитронной пары, равную точно **двум энергиям покоя** аннигилирующих частиц при том, что скорость сближения противоположных зарядов, независимо от начального расстояния между ними, стремится в точке встречи к скорости света, т. е. к бесконечной кинетической энергии, которая при аннигиляции куда-то бесследно исчезает.

Интересны и другие приведенные в *Разделе 1* следствия "признания" электроскалярного поля, которые можно отождествить с наблюдаемыми экспериментальными данными.

Однако, более существенным в этой истории является то, что полученное **не нулевое** физическое решение уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu(\nabla_\mu A^\mu)$ приводит к нарушению требования неразрывности "пустого" (без зарядов и токов) поля 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ и тем самым определяет обоснование **модели инверсно-сопряженных пространств** (*Раздел 2*).

Суть этой модели заключается в том, что δ -функция, создающая в решении математический разрыв, определяет в центральном случае границу между внешней и внутренней областями пространства, что позволяет **постулировать** существование **физических** решений в области за границей, определяемой δ -функцией, которые могут быть связаны (сопряжены) с решениями в противоположной области некоторыми законами преобразования. В представленной работе исследовалась модель с **простейшим** законом **инверсного** преобразования.

Оказалось, что модель **инверсно-сопряженных пространств** обладает широким набором эвристических свойств и может быть использована для описания свойств различных *пространственно-временных объектов* — от элементарных частиц до космологических структур.

В масштабах элементарных частиц это дало возможность получить взаимосвязанные с **константами** электромагнитных и гравитационных взаимодействий соответствующие им в инверсно-сопряженных областях **константы** сильных взаимодействий. При этом оказалось, что так называемые планковские единицы массы $m_{Pl} = (\hbar c / \eta)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-5} g$ и длины $l_{Pl} = (\hbar c / \eta^3)^{1/2} \approx 1,6 \cdot 10^{-33} cm$, не содержащие никакой привязки к известным физическим объектам, приобретают значения реальных величин при замене *гравитационной* постоянной $\eta = 6,67 \cdot 10^{-8} cm^3 / g \cdot сек^2$ на её "*инверсно-сопряженную*" величину $\eta^* = 3,8 \cdot 10^{37} cm^3 / g \cdot сек^2$, а именно, $m_{Pl}^* = (\hbar c / \eta^*)^{1/2} \approx 0,91 \cdot 10^{-27} g$ и $l_{Pl}^* = (\hbar c / \eta^{*3})^{1/2} \approx 3,82 \cdot 10^{-11} cm$, что в точности соответствует массе и комптоновскому радиусу **электрона**.

Дальнейшее развитие модели **инверсных преобразований** позволило построить теорию электрических и гравитационных явлений, как проявление деформационных и кинематических свойств *материального* пространства-времени — *физического вакуума*, алгоритмы расчета масс простейших после электрона элементарных частиц — мюона и π -мезонов, а также нейтрона, как "инверсного" аналога атома водорода.

В космологическом масштабе (*Раздел 3*) модель **инверсно-сопряженных пространств** по-новому рисует пространственно-временную структуру Вселенной. Внутренняя, наблюдаемая, область с метрикой Вселенной *де-Ситтера*, ограничена гиперсферой радиуса R_∞ . Так как пространственные координаты во *внешней* и *внутренней* областях являются **инверсно-сопряженными**, то для *внутреннего* наблюдателя пространство *внешней* области за радиусом R_∞ будет представляться (но не

наблюдаться!) бесконечным. Однако, при **инверсном** переходе во *внешнюю* область наблюдатель будет видеть эту область в **инверсно преобразованном** относительно радиуса R_∞ **виде**, т. е. опять как *внутреннюю*, ограниченную "сверху" тем же радиусом R_∞ .

Радиус R_∞ связан с массой Вселенной M_∞ и гравитационной постоянной η соотношением $R_\infty = \eta M_\infty / c^2 \approx 2 \cdot 10^{28}$ см, а замкнутость Вселенной обеспечивается *космологической постоянной* $\Lambda = 1/R_\infty^2 = G_g^*/\eta M_\infty \approx 0,25 \cdot 10^{-56}$ см⁻², которая в космологической модели **инверсно-сопряженных пространств** возникает вследствие наличия изотропного **инверсно-гравитационного** поля ускорений $G_g^* = c^2/R_\infty = Const$ субстанциональных точек пространства.

В этой модели находит свое аналитическое обоснование связь **центробежных и гравитационных** сил, как инерционное действие **инверсно-сопряженных полей ускорений**, возникающих при движениях субстанциональных точек пространства.

В *Разделе 4* помещены работы, которые связаны с наблюдаемыми космическими явлениями, объяснение которых может лежать в совершенно неожиданных, хотя и не бесспорных, представлениях. Тем не менее, обсуждение такого рода подходов вызывает интерес своей нетривиальностью и эвристичностью идей.

Так анализ гипотезы существования в природе *двузнаковых* гравитационных масс, т. е. существования *гравитационно отрицательной* антиматерии, приводит к следствиям, которые могут быть отождествлены с явлениями, наблюдаемыми в окружающем нас космическом пространстве.

Гипотеза **нагрева** бесконечной холодной Вселенной до температуры "реликтового излучения", приводящая к объяснению *хаббловского* "красного смещения", как эффекта теплового расширения пространства, приводит к существенному упрощению (в сравнении с гипотезой "Большого Взрыва") *геометро-физической* природы Вселенной без потери физичности объяснений наблюдаемых явлений космических и космологических масштабов.

Действительно, наблюдаемое соотношение плотностей энергии *равновесного* "реликтового" излучения и вещества во Вселенной составляет $\sim 1 : 10^3$, что совпадает с соотношением энергии, освобождающейся при β -распаде нейтрона, и массы (энергии) образующихся протона и электрона (составных частей водорода — основного вещества во Вселенной). Если принять, что освобождаемая при β -распаде энергия в конечном итоге преобразуется в *равновесное* излучение, то это и объясняет наблюдаемое соотношение между энергией "реликтового" излучения и массой вещества.

Накопление энергии распада нейтронов должно приводить к **повышению** температуры *равновесного* излучения при сохранении соотношения между энергией излучения и массой вещества. **Нагрев** вмещающего пространства, как материальной среды, до наблюдаемых $\sim 3^\circ K$ должно приводить к её **тепловому** изотропному **расширению** со скоростями смещения точек пространства относительно друг друга, пропорциональными разделяющим эти точки расстояниям, что соответствует наблюдаемому *хаббловскому* "красному смещению" и не требует привлечения гипотезы "горячей Вселенной", остывающей до $\sim 3^\circ K$ за счет адиабатического расширения пространства из гипотетического *сингулярного* состояния после "Большого Взрыва" с *хаббловским* законом распределения скоростей расширения, природа которого (закона распределения) в данной гипотезе остается неизвестной.

Далее в *Разделе 4* рассматривается старейшая в Небесной Механике проблема *распределения моментов*, а также проблемы образования планет и спутников с их

почти круговыми и свободными (без присутствия других тел) орбитами при одновременном существовании колец, начиная от астероидного кольца рассосредоточенных вокруг Солнца твердых обломков и кончая кольцами из равномерно рассеянной пыли, кристаллов и газа вокруг Сатурна, Юпитера и других планет.

Как известно, никакими силами нельзя собрать *равномерно распределенную* по орбите вокруг *центрального* тела *раздробленную* массу в **единое** компактное *орбитальное* тело, т. е. **сместить** центр тяжести этой *рассосредоточенной* массы из общего с центральным телом **центра** вращения в точку на **орбите**, преодолевая на этом пути силу гравитационного притяжения центрального тела.

Умозрительные картины аккреционного "заметания" более крупным обломком более мелких тел не выдерживают математической проверки и наблюдательных фактов, чему служат упомянутые кольца из рассеянного материала. Точно также нельзя раздробить *целое тело*, чтобы его обломки *равномерно распределились* по кольцевой орбите, что рисуют фантазеры в легендах о судьбе "планеты" Фазтон. И нельзя также получить наблюдаемую идеальную систему Земля – Луна в результате соударения двух тел или захвата одним другого.

Оказалось, что многие из перечисленных вопросов теоретически решаются с помощью привлечения *единого*, неоправданно оставленного без глубокого изучения *планетообразующего* механизма.

Еще Лаплас при анализе возможных свойств колец Сатурна обратил внимание на неустойчивость центральной системы с твердым кольцевым диском, указав на неизбежность его падения на планету. Именно поэтому кольца Сатурна должны состоять из рассеянного, не связанного в единое целое, материала. Однако, дальше констатации теоретической неустойчивости системы с твердым диском Лаплас не пошел и не обратил внимания на перспективность этой модели в решении *проблемы планетообразования*.

Как показано в работе, именно стадия существования твердого протопланетного диска позволяет объяснить превращение *рассосредоточенного* по кольцу материала с центром тяжести в центре вращения системы диск–центральное тело в *сосредоточенную* массу планеты с центром тяжести, переместившимся из центра вращения на орбиту за счет механизма возникновения силы радиального смещения диска относительно центра масс при потере устойчивости системы диск–центральное тело.

Этот же механизм, срабатывающий только при наличии твердого диска, обуславливает наблюдаемое *распределение моментов* вращения в Солнечной системе, а также всё разнообразие *наклонов орбит* и *осей вращения* планет и их спутников.

Раздел 5 посвящен рассмотрению двух проблем дифрактометрии.

Первая из них связана с разрешением теоретического спора о *вероятностном* или *детерминированном* поведении электронов при их дифракции на двух щелях. Этот спор затрагивает основополагающий вопрос мироздания — "играет ли Бог в кости?", на отрицательном ответе на который настаивал А.Эйнштейн. Оказалось, что *парадокс* различия суммарного дифракционного спектра при прохождении через две щели одновременно или поочередно **объясняется** в рамках математического аппарата *классической электродинамики* без привлечения вероятностного описания с лежащим в его основе *принципом неопределенности*.

Вторая из рассмотренных в *разделе 5* проблем непосредственно приближена к "лабораторному" уровню, но принципиально интересна тем, что открывает возможность рентгенографического исследования *кристаллической решетки* методом ди-

фрактометрии координационных сфер. Этот метод, обычно используется при исследовании газов, жидкостей и аморфных веществ. В отличие от дифрактометрии *кристаллических плоскостей*, этот метод применительно к кристаллическим материалам открывает, дополнительную возможность изучать по изменению расположений атомов *координационных сфер* характер нарушений кристаллической решетки при росте кристалла, его деформациях, плавлении и т. п. в областях, занимающих несколько межатомных расстояний. Такая возможность переводит экспериментальные исследования фазовых и структурных превращений на более глубокий уровень.

Наконец, кажущаяся приземленность термодинамических проблем алмаза, рассмотренных в *Разделе 6*, оказывается весьма интересной при переносе их в более отдаленные области науки, например, в науку о Космосе, так как отвечает на такие, например, вопросы — как будет дифференцироваться твердая и жидкая фаза углерода в остывающем ядре углеродного космического тела, а именно, что будет выкристаллизовываться — алмаз или графит, и будут ли кристаллы тонуть в собственной жидкой фазе, т. е. скапливаться в центре ядра, или, наоборот, всплывать, образуя алмазную или графитовую корку, подобно льду в воде? Это очень интересно в свете последних сведений об открытии упомянутых чисто углеродных космических тел. Кстати, автором с сотрудниками своего отдела, были открыты образовавшиеся в результате ударно-волнового синтеза углеродные морфологические образования, состоящие из наружной алмазной оболочки и графитового ядра, что, казалось бы, противоречит обиходному представлению о графитизации алмаза.

Алмазная решетка обладает аномальным поведением теплоёмкости $c_p(T)$ в высокотемпературной области, которое не может быть объяснено с помощью теорий, построенных на основе модели упругого твердого тела, как совокупности независимых или частично связанных *осцилляторов* (*Дебай, Эйнштейн, Борн, Блэкмен* и др.). Разработка альтернативной теории теплоёмкости на основе *потенциалов межатомных взаимодействий* позволила решить не только проблему аномальной теплоёмкости алмаза, но и получить теоретическое описание аномальных пиков на кривых теплоёмкости Ge и Hf , которые не могли быть объяснены никакой теорией, предполагающей гуковский закон сил, ибо никакая суперпозиция эйнштейновских функций не даёт кривой с максимумом.

Учёт аномальности поведения теплоёмкости $c_p(T)$ позволил более точно расшифровать экспериментальные данные по плавлению алмаза и графита в высокотемпературной (более 4000 K) области и широком диапазоне давлений (от атмосферного до десятков ГПа). Температура в этих экспериментах определяется косвенным путём с помощью соотношения $Q = \int c_p dT$, в котором и используется функция $c_p(T)$. Такая расшифровка экспериментальных данных, полученных автором от японского исследователя *М. Тода*, показала, что линия плавления алмаза на p, T -диаграмме имеет положительный наклон, т. е. твёрдая фаза — алмаз имеет более высокую плотность, чем его жидкость.

При этом алмазная решетка представляет интереснейший модельный объект для теоретического изучения проблемы перехода вещества из кристаллического состояния в жидкое, а именно, проблемы **атомарной** картины возникновения *скрытой теплоты* павления и *скачкообразности перехода* в жидкую фазу в одной температурной точке — в точке температуры плавления.

В этом моноатомном объекте с чистыми ковалентными связями потенциалы межатомных парных и групповых взаимодействий не "замазаны" посторонними эффек-

тами, что позволило установить **потенциал** групповых взаимодействий в *жидкой фазе* и **скачкообразный** переход со *скрытой теплотой* плавления в единой температурной точке с **потенциала** взаимодействий в *кристаллической фазе* на межатомный **потенциал** в *жидкости*. При этом оказалось, что *жидкая фаза* — это *кластерная* система, находящаяся в постоянном *крэш-конформационном* преобразовании с сохранением среднего количества обрывающихся и соединяющихся *межкластерных* и *внутрикластерных* связей, что объясняет *подвижность* (текучесть) и одновременно *связность* жидкой фазы. Именно эти особенности жидкого состояния, как *конденсированного* состояния вещества, отличают его от порошкообразного состояния раздробленного кристалла с оборванными, но не находящимися в подвижном равновесии "обрыв-соединение" связями.

* * *

Формирование содержания представленной монографии основано на отредактированных и дополненных материалах опубликованных статей, рассматривающих избранные автором проблемы теоретической физики. Само же избрание проблем возникло как из субъективных интересов и пристрастий автора, так и из вопросов, советов и идей умных и авторитетных людей, встретившихся на его научном пути.

Это академики АН Украины и АН СССР Александр Сергеевич Давыдов (его вопрос, определивший направление поисков — какая доля массы электрона содержится в его поле ?), Остап Степанович Парасюк (его совет — язык конкретной науки, это путь к пониманию новых идей !), Виктор Олимпанович Кононенко (его позиция — диссертация, это объективное лицо ученого !), Юрий Алексеевич Митропольский (его напутствие — не бояться ошибок, их анализ и исправление залог движения вперед !).

Особую благодарность автор считает себя обязанным принести сотрудникам кафедры "Теории относительности" Казанского Университета и в первую очередь заведующим этой кафедрой проф. Владимиру Романовичу Кайгородову и проф. Асе Васильевне Аминовой, а также ныне проф. Алексею Васильевичу Захарову, бывшему в период нашего сотрудничества ещё аспирантом. Эти люди и их университетские коллеги, находясь в стенах, где родилась неевклидова геометрия Н.И. Лобачевского, и работая на кафедре, основанной А.З. Петровым, своим интересом и поддержкой сыгравшие не последнюю роль в развитии идей, нашедших свое воплощение в разработках и публикациях автора по Теории Поля, обладают неподдельными и не очень часто встречающимися в науке доброжелательностью и отзывчивостью.

За бескорыстную помощь автор глубоко признателен канд. физ.-мат. наук Сергею Евгеньевичу Вавилову — своему компьютерному гуру, на протяжении многих лет обеспечивающему научные изыскания автора компьютерным сопровождением (программное обеспечение, освоение новых компьютерных программ, ремонты и восстановление рухнувшей техники), без которого было бы совершенно невозможно получение и малой доли результатов, представленных в монографии.

Бескорыстность и поддержка на научном поприще могут быть опосредствовано отблагодарены только собственным отношением к подобным ситуациям, что на протяжении всей своей научной деятельности старался делать автор, помогая делом, советами и профессиональными возможностями обращающимся к нему людям.

* * *

Раздел 1.

О НЕКОТОРЫХ РЕШЕНИЯХ В ТЕОРИИ МАКСВЕЛЛА БЕЗ “КАЛИБРОВКИ ЛОРЕНЦА”

Основные свойства центрального заряда, как решение уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu(\nabla_\mu A^\mu)$	13
<i>Литература</i>	18
<i>Комментарий</i>	18
Парадокс " $m = \frac{4}{3} m_o$ " и слабые взаимодействия в электродинамике Максвелла	21
<i>Литература</i>	26
<i>Комментарий</i>	26
Распространение излучения полей $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$ и G в пространстве	30
<i>Литература</i>	33
Формфактор заряда, как кинематический эффект взаимодействия	34
<i>Литература</i>	39

Основные свойства центрального заряда как решение уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu(\nabla_\mu A^\mu)$ *

1 Постановка задачи.

Дифференциальные операции 4-ротора и 4-дивергенции над 4-векторным потенциалом $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ образуют тензор $F_{\mu\nu} = (\mathbf{E}, \mathbf{B})$ и скаляр $\nabla_\mu A^\mu = \frac{1}{i}G$ ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$), т. е. три поля:

$$\{(\mathbf{E}, \mathbf{B}), \frac{1}{i}G\} = \{(-\nabla\varphi - \frac{\partial}{c\partial t}\mathbf{A}, \nabla \times \mathbf{A}), (\frac{\partial}{c\partial t}\varphi + \nabla \mathbf{A})\}, \quad (1)$$

первые два из которых соответствуют экспериментально наблюдаемым векторному $\mathbf{E}$ (электрическому) и псевдовекторному $\mathbf{B}$ (магнитному) полям

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial}{c\partial t}\mathbf{A}, \quad (2)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (3)$$

а третье

$$G = i(\frac{\partial}{c\partial t}\varphi + \nabla \mathbf{A}), \quad (4)$$

— мнимое скалярное поле (здесь обозначение “ G ” от *Gauge field* — калибровочное поле, $i = \sqrt{-1}$), экспериментальных доказательств существования которого пока не найдено. Введение коэффициента i , т. е. мнимости поля, было сделано автором по двум причинам: во-первых, именно это позволило получить все согласующиеся с экспериментом решения, которые будут рассмотрены ниже, и, во-вторых, по аналогии с обозначением скалярной компоненты *ict* 4-векторного псевдоевклидова пространства, в котором, собственно, и “работает” электродинамика Максвелла.

В силу релятивистской инвариантности, а также ненаблюдаемости в эксперименте поля (4) в электродинамике обычно используется условие градиентной инвариантности, известное как калибровка Лоренца:

$$\nabla_\mu A^\mu = 0, \quad (5)$$

которая фактически исключает поле $G(4)$ из теории.

Однако, калибровка Лоренца (5) не является законом, а представляет собой допущение, упрощающее получение определенных физических решений (например, для токов и зарядов) при исключении нефизичных, что, естественно, приводит к потере части ОБЩЕГО решения. В связи с этим в работе ставится задача более детально исследовать, что исключается (или теряется!) в электродинамике в связи с использованием калибровки (5) и насколько значимы и физичны эти потери.

*В.Д.Андреев, Основные свойства элементарного центрального заряда //Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.7-13.

2 Центральный заряд , как решение уравнения

$$\square A^\nu = \nabla^\nu (\nabla_\mu A^\mu).$$

Элементарный электрический заряд q в электродинамике трактуется как заряд точечного объекта (носителя заряда), порождающий потенциальное поле вида $\varphi = q/r$ и, соответственно, электрическое поле $\mathbf{E} = -\nabla\varphi = (q/r^2)\mathbf{e}_r$.

Кулоновский потенциал может быть получен из "пустого" поля 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ как решение волнового уравнения $\square A^\nu = 0$ в сферической постановке. Действительно, после двойного интегрирования данного уравнения получаем $\varphi = C_1/r$, $\mathbf{A} = 0$ ($0 \leq r < \infty$), что может быть отождествлено с "наблюдаемой", т. е. с потенциалом электрического заряда. Однако, отождествление константы интегрирования с электрическим зарядом, т. е. $C_1 = q$, по большому счету, нарушает как начальные условия, так и закон сохранения суммарного заряда, так как в "пустом", т. е. без источников, поле появляется ненулевой источник с нескомпенсированным зарядом. К тому же, потенциал $\varphi = q/r$ расходится в нуле.

В общем случае, т. е. при

$$\nabla_\mu A^\mu \neq 0, \quad (6)$$

волновое уравнение 4-потенциала A^μ в отсутствие источников будет иметь вид

$$\square A^\nu = \nabla^\nu (\nabla_\mu A^\mu). \quad (7)$$

Действительно, подстановка (2)-(3) в уравнения Максвелла:

$$\nabla \mathbf{E} = \rho, \quad (8)$$

$$c \nabla \times \mathbf{B} - \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} = \mathbf{j}, \quad (9)$$

для "пустоты", т. е. при $\rho = 0$ и $\mathbf{j} = 0$, дает

$$\nabla^2 \varphi - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \varphi + \frac{\partial}{c \partial t} \left(\frac{\partial}{\partial t} \varphi + \nabla \mathbf{A} \right) = 0, \quad (10)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \mathbf{A} - \nabla \left(\frac{\partial}{c \partial t} \varphi + \nabla \mathbf{A} \right) = 0, \quad (11)$$

т. е. то же уравнение, что и уравнение (7) в компактной записи.

В уравнении (7) правая часть представляет собой функцию источника как 4-дивергенцию "пустого" поля $\nabla_\mu A^\mu \neq 0$, что при решении в сферической постановке предполагает возможность получения заряда из "пустоты", т. е. непосредственно из полей $\varphi = f(t, r)$ и $\mathbf{A} = u(t, r)\mathbf{e}_r$ 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$.

Для слагаемых в (4) примем, что в общем случае

$$\frac{\partial}{c \partial t} \varphi = \frac{1}{c} \dot{f}(t, r) \neq 0, \quad (12)$$

$$\nabla \mathbf{A} = K \cdot \tau(t) \eta(r) \neq 0. \quad (13)$$

Тогда решение уравнения (7) в неподвижной системе отсчета будет иметь вид (без учета запаздывания $r/c \ll t$):

$$\varphi = -\frac{1}{c} K \cdot \dot{\tau}(t) \int_0^r \frac{dr}{r'^2} \int_0^{r'} r''^2 \eta(r'') dr'' - \frac{C_1}{r} - \frac{1}{c} \frac{\dot{C}_2(t)}{r} + C_3(t), \quad (14)$$

$$\mathbf{A} = \left[\frac{1}{r^2} K \cdot \tau(t) \int_0^r r'^2 \eta(r') dr' + \frac{C_2(t)}{r^2} \right] \mathbf{e}_r. \quad (15)$$

Как видно из полученного решения (14)-(15), в дополнение к расходящемуся потенциалу C_1/r , который обычно получают при решении сферически-симметричного волнового уравнения при калибровке (5), существуют несколько дополнительных выражений, которые, как будет показано ниже, представляют собой принципиально важные *волновые* характеристики центрального заряда.

Для констант интегрирования, определяемых из некоторых начальных условий, временно примем $C_1 = 0, C_2 = 0, C_3 = 0$ и найдем условия, при которых выражение (14) дает кулоновский потенциал ненулевого заряда ($Q \neq 0$), т. е.

$$\varphi = -\frac{1}{c} K \cdot \dot{\tau}(t) \int_0^r \frac{dr}{r'^2} \int_0^{r'} r''^2 \eta(r'') dr'' \sim \frac{Q}{r}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что в случае гладкой функции $\eta(r'')$ будет иметь место нулевое значение для $\eta(r)$, что не удовлетворяет условию (13). Поэтому ненулевой результат можно получить, например, при условии

$$\nabla \mathbf{A} = K \cdot \tau(t) \cdot \delta(r - r_o). \quad (17)$$

В этом случае требуемое решение (16) будет иметь вид

$$\varphi = -\frac{1}{c} K \cdot \dot{\tau}(t) \frac{r_o^2}{r} + C_4(t), \quad (r > r_o > 0), \quad (18)$$

$$\mathbf{A} = K \cdot \tau(t) \frac{r_o^2}{r^2} \mathbf{e}_r, \quad (r > r_o > 0). \quad (19)$$

Таким образом, для получения ненулевого кулоновского потенциала (16) из решения уравнения (7), как следует из (18) должны выполняться два принципиальных требования

$$r_o > 0, \quad (20)$$

$$\dot{\tau}(t) \neq 0. \quad (21)$$

Условие (20) автоматически исключает расходимость в нуле энергии заряда в классической теории Максвелла без привлечения "перенормировочного" аппарата квантовой электродинамики. Решение (18) дает $Q \sim r_o^2$ и, следовательно, при $r_o = 0$ будем иметь $Q(r_o = 0) \equiv 0$, т. е. в случае точечного заряда последний тождественно будет равен нулю, что представляется принципиальным физическим результатом, исключающим одну из нерешенных теоретических проблем — проблему расходимости энергии заряда. Эта проблема, как известно, перекочевала из классической электродинамики в квантовую, где феноменологические процедуры перенормировок в конечном счете также не дали ожидаемого результата, переведя проблему перенормировки энергии в проблему перенормировки заряда [1].

Условие (21) выполняется при

$$\tau(t) = i \exp(i \omega_o t), \quad (22)$$

— функция $\tau(t)$ должна быть периодической из-за необходимости сохранения постоянства решения для произвольного промежутка времени. При переходе из неподвижной системы отсчета S_o в систему S , движущуюся со скоростью v в направлении x , функция $\tau(t)$, в силу релятивистских преобразований $t' = \gamma(t - x \cdot v/c^2)$ и $\omega' = \gamma \omega_o = \omega$, преобразуется в

$$\tau(t') = i \exp[i \gamma (\omega t - \mathbf{k} x)], \quad (23)$$

где

$$\mathbf{k} = (\omega/c^2) \mathbf{v}. \quad (24)$$

Так как $k = 2\pi/\lambda$, то имеем

$$\lambda = 2\pi c^2/\omega v. \quad (25)$$

Представление (22) позволяет записать (18)-(19) как

$$\varphi = \frac{1}{c} \omega_o K \cdot \exp(i \omega_o t) \frac{r_o^2}{r}, \quad (r > r_o > 0), \quad (26)$$

$$\mathbf{A} = i K \cdot \exp(i \omega_o t) \frac{r_o^2}{r^2} \mathbf{e}_r, \quad (r > r_o > 0). \quad (27)$$

В этом случае электрическое поле $\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \partial\mathbf{A}/c \partial t$ будет иметь вид

$$\mathbf{E} = \frac{2}{c} \omega_o K \cdot \exp(i \omega_o t) \frac{r_o^2}{r^2} \mathbf{e}_r = \frac{Q}{r^2} \exp(i \omega_o t) \mathbf{e}_r, \quad (r > r_o > 0). \quad (28)$$

где коэффициент пропорциональности $K = \frac{1}{2}(c/\omega_o) Q/r_o^2$ и, следовательно:

$$\varphi = \frac{1}{2} \frac{Q}{r} \exp(i \omega_o t), \quad (r > r_o > 0) \quad (29)$$

$$\mathbf{A} = \frac{i}{2} (c/\omega_o) \frac{Q}{r^2} \exp(i \omega_o t) \mathbf{e}_r, \quad (r > r_o > 0). \quad (30)$$

Тогда, приравнявая в решении (14) константу интегрирования $C_1 = Q$, получим

$$\mathbf{E} = \frac{Q}{r^2} \mathbf{e}_r + \frac{Q}{r^2} \exp(i \omega_o t) \mathbf{e}_r, \quad (r > r_o > 0). \quad (31)$$

что объединяют "классические" и "квантовые" представления о свободном электроде, как о "**корпускуле**" с постоянным электрическим полем центрального заряда $\mathbf{E}(r)$ и элементарной **частице**, обладающей гармоническим электромагнитным полем $\mathbf{E}(r, t)$ (28), которое в движущейся системе отсчета согласно (23) характеризуется волновым вектором $\mathbf{k}$, пропорциональным скорости движения $\mathbf{v}$. Если теперь воспользоваться квантовым соотношением $mc^2 = \hbar\omega$, то при подстановке в (25) мы получим $\lambda = h/mv$, т. е. длину волны де Бройля, которая, в свете приведенных выше выкладок, представляет собой релятивистский эффект волнового "следа", возникающего при движении заряда и исчезающего при $v = 0$. Таким образом, сугубо квантовый эффект описывается в рамках классической электродинамики.

Наконец, полагая в (15) константу интегрирования $C_2(t) = -(i/2)(c/\omega_o) Q \cdot \exp(i \omega_o t)$, в (14) будем иметь $\dot{C}_2(t) = (1/2) c Q \cdot \exp(i \omega_o t)$ и, следовательно, центральное решение уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu(\nabla_\mu A^\mu)$ будет соответствовать образованию зарядов ($\pm$)-парами из "пустого" поля 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$, что согласуется с законом сохранения зарядов.

3 Магнитный момент и спин центрального заряда.

Отсутствие распространения волны $\tau(t) = i \exp(i \omega_o t)$ (22) в пространстве, т. е. отсутствие переноса энергии, и возникновение "следа" этой волны только, как релятивистского эффекта, при движении центрального поля (28), как целого, возможно в двух случаях: волна (22) является стоячей, т. е. её пространственная часть должна

содержать сумму радиальных волн $A_n \cdot \tau(t) = i \exp(i\omega_o r/c)$ (здесь $r/c = t$, A_n — амплитуды), или же волна (22) является замкнутой на саму себя волной вращения.

Стоячая пространственная волна не будет удовлетворять полученному решению уравнения (7), так как условие (17) превращает функции $A_n \tau(t) = i \exp(i\omega_o r/c)$ при последующем интегрировании в постоянные величины $A_n \tau(t) = i \exp(i\omega_o r_o/c)$, которые просто войдут в коэффициент K .

В случае же волны вращения функция (22) может рассматриваться как вращение поля на некотором радиусе R со скоростью света $c = \omega_o R$. Так как скачок дивергенции $\nabla \mathbf{A}$ (17) происходит на радиусе r_o , то логично принять $R = r_o$.

Тогда наличие в решении уравнения (7) ненулевого векторного потенциала $\mathbf{A}$ (27) должно приводить к ненулевому магнитному полю $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. Так как в решении (19), (27) имеем $\mathbf{A} = (A_r, A_\varphi = 0, A_\theta = 0)$, и, следовательно,

$$A_r = \frac{i}{2} Q \frac{r_o}{r^2} \cdot \exp(i\omega_o t), \quad (32)$$

то, соответственно,

$$\mathbf{B} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} \mathbf{e}_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \mathbf{e}_\varphi. \quad (33)$$

Движение со скоростью света не может быть представлено шаровыми функциями, так как оно не может быть разложено на координатные составляющие. Поэтому путем поворота осей направление движения волны может быть задано только одним из 2-х (φ или θ) направлений и, следовательно, переменная t в (32) может быть определена как

$$t = \begin{cases} (r_o/c)(\varphi + 2\pi n), & \text{при } \theta=0, \\ (r_o/c)(\theta + 2\pi n), & \text{при } \varphi=0, \end{cases} \quad (34)$$

что дает также

$$\partial \varphi = (c/r_o) \partial t, \quad (35)$$

$$\partial \theta = (c/r_o) \partial t. \quad (36)$$

Подставляя (32) и (34)-(36) в (33), получим

$$\mathbf{B} = -\frac{1}{2} r_o \frac{Q}{r^3} \frac{1}{\sin \theta} \exp(i\omega_o t) \mathbf{e}_\theta + \frac{1}{2} r_o \frac{Q}{r^3} \exp(i\omega_o t) \mathbf{e}_\varphi. \quad (37)$$

Так как $B \sim \mu/r^3$, то магнитный момент μ будет равен

$$\mu = -\frac{1}{2} r_o Q \frac{1}{\sin \theta} \mathbf{e}_\theta + \frac{1}{2} r_o Q \mathbf{e}_\varphi = \mu_\theta + \mu_\varphi, \quad (38)$$

откуда при произвольно выбранном направлении осей проекция магнитного момента на ось Z будет равна постоянной величине (!):

$$\mu_z = -\mu_\theta \sin \theta = \frac{1}{2} r_o Q = \text{Const}. \quad (39)$$

Полученный результат можно сопоставить с квантовым магнитным моментом элементарных частиц. Экспериментальное значение магнитного момента μ_z элементарного заряда e_o электрона без поправок высшего порядка равно магнетону Бора

$$\mu_o = \frac{1}{2} \frac{\hbar}{m_o c} e_o = \frac{e_o}{m_o c} s, \quad (40)$$

откуда при сравнении с (39) следует

$$r_o = \frac{\hbar}{m_o c}, \quad (41)$$

$$s = \frac{1}{2} \hbar, \quad (42)$$

что соответствует комптоновскому радиусу и спину электрона. Таким образом поле заряда, полученное при решении уравнения (7), обладает постоянным собственным магнитным моментом и спином, которые могут быть поставлены в соответствие известным квантовым характеристикам элементарного заряда — магнетону Бора и спину $1/2$, что до сих пор считалось не поддающимся описанию с позиций классической физики.

Список литературы

- [1] *Р.П. Фейнман*. Теория фундаментальных процессов. М., "Наука", 1978.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ

Исследование решений в теории Максвелла без "калибровки Лоренца" обусловлено *странным* состоянием **великой теории**, которая безошибочно описывала **всю** электродинамику, но не описывало **единичный заряд**, движение которого и обуславливает все эффекты этого, по-существу, первичного (наряду с гравитационными эффектами) проявления материальности *физического* Мира.

Общеизвестно, что **заряд** в *электродинамике* вводится как некое **безструктурное образование** нулевого размера, несущее на себе центрально-симметричное электростатическое поле, **сходящееся в нуле** и, тем самым, определяя расходящуюся, т. е. бесконечную, **энергию** (массу) **поля** этого заряда. Таким образом, в *электродинамике* **априори** закладывалось противоречие, попытки преодоления которого с помощью различных **калибровочных** приемов ни к чему не привели ^[1].

На самом же деле, *электродинамика Максвелла* не содержит указанного и других противоречий, которые, как показано в представленной работе, возникли вследствие **исключения** из теории **третьего (!) — электроскалярного поля**.

Оказалось, что **уравнения Максвелла** содержат (!) 4-дивергентное **скалярное** поле $\nabla_\mu A^\mu = (\partial\varphi/c\partial t + \nabla \mathbf{A})$ 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$, которое в силу градиентной инвариантности с помощью калибровки Лоренца $\nabla_\mu A^\mu = 0$ (справедливой для полей с зарядами и токами) фактически было навсегда исключено из теории. В том числе и при описании "пустого" **центрального** волнового поля 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$, образующего, как показано в комментируемой работе, динамически устойчивую корпускулярно-волновую структуру элементарного заряда.

Для выяснения, что теряется при замене условия $\nabla_\mu A^\mu \neq 0$ на $\nabla_\mu A^\mu = 0$ было исследовано решение волнового уравнения общего вида $\square A^\mu = \nabla^\nu (\nabla_\nu A^\mu)$, получающегося из уравнений Максвелла. Решение в сферической постановке показало, что учет поля $\nabla_\mu A^\mu \neq 0$ при условии $\nabla \mathbf{A} = K \cdot \tau(t) \cdot \delta(r - r_o)$, т. е. при наличии динамически стабильного разрыва дивергенции поля векторного потенциала $\mathbf{A}(r, t)$ по сфере $S(r_o)$, приводит к описанию центрального поля заряда с **нерасходящейся**

в нуле энергией, **комптоновским** радиусом, **дебройлевскими** волновыми свойствами, **магнитным моментом** (равным магнетону Бора, если единичный заряд приравнять заряду электрона) и **половинным спином**:

$$\varphi = \frac{Q}{r} + \frac{1}{2} \frac{Q}{r} e^{i\omega t}, \quad (r > r_o > 0), \quad (1 - K)$$

$$\mathbf{A} = \frac{i}{2} (c/\omega_o) \frac{Q}{r^2} e^{i\omega t} \mathbf{e}_r, \quad (r > r_o > 0), \quad (2 - K)$$

откуда электрическое $\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \partial\mathbf{A}/c\partial t$ и магнитное поле $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ центрального заряда имеют вид

$$\mathbf{E} = \{\mathbf{E}(r), \mathbf{E}(r, t)\} = \frac{Q}{r^2} \mathbf{e}_r + \frac{Q}{r^2} e^{i\omega t} \mathbf{e}_r, \quad (r > r_o > 0), \quad (3 - K)$$

$$\mathbf{B}(r, \theta, \varphi, t) = \frac{1}{r^3} (\mu_\theta \mathbf{e}_\theta + \mu_\varphi \mathbf{e}_\varphi) e^{i\omega t}, \quad \mu_z = \frac{1}{2} r_o Q = Const, \quad (r > r_o > 0), \quad (4 - K)$$

$$G = i(\partial\varphi/c\partial t + \nabla\mathbf{A}) = -\frac{1}{2} \frac{Q}{r_o r} e^{i\omega t}, \quad \nabla\mathbf{A} = 0, \quad (r > r_o > 0). \quad (5 - K)$$

Таким образом, оказалось, что **теория Максвелла** описывает центральный заряд, как динамическое образование из электрического (векторного) $\mathbf{E} = (-\nabla\varphi - \partial\mathbf{A}/c\partial t)$, магнитного (псевдовекторного) $\mathbf{B} = (\nabla \times \mathbf{A})$, а также электроскалярного $G = i(\partial\varphi/c\partial t + \nabla\mathbf{A}) \neq 0$ полей, образованных дифференциальными операциями 4-ротора и 4-дивергенции над "пустым" полем 4-векторного потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$, как первичной среды, лежащей в основе образования полей, зарядов и токов.

Поэтому комментарий к данной статье может быть дополнен анализом взаимосвязи полученного описания поля кулоновского заряда с описанием в работе [2] поля заряда, образующегося из "*физического вакуума*":

$$\begin{aligned} & \mathbf{E}_r + [\mathbf{E}_{\rho, \theta}(t), \text{Re } \mathbf{B}_{\rho \times \theta}(t)] = \\ & = \frac{e_o}{r^2} \mathbf{e}_r + \left[\frac{e_o}{r^2} (\mathbf{e}_\rho + \mathbf{e}_\theta), \frac{1}{c} \frac{\mu_o}{\rho^3} (\mathbf{e}_\rho \times \mathbf{e}_\theta) \right] e^{i\omega t}, \quad (r > r_o > 0). \end{aligned} \quad (6 - K)$$

Сравнение результатов показывает, что оба решения объединяют "классические" и "квантовые" представления о свободном электроде, как о "**корпускуле**" с постоянным электрическим полем и элементарной **частице**, обладающей волновыми свойствами — гармоническим электромагнитным полем, т. е. при $\nabla_\mu A^\mu \neq 0$ решение волнового уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu (\nabla_\mu A^\mu)$ описывает *статическое* и *волновое* $\{\mathbf{E}(r), \mathbf{E}(r, t)\}$ электрическое поле центрального заряда, почти совпадающее с аналогичным полем $\{\mathbf{E}(r), \mathbf{E}(\rho, \theta, t)\}$, полученного из "*физического вакуума*", что раскрывает внутреннюю связь Максвелловской электродинамики с описанием напряженно-деформированного состояния сплошной 4-мерной среды в работе [2].

Основное различие заключается в том, что по Максвелловской теории скалярный φ и векторный $\mathbf{A}$ потенциалы, т. е. 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ в пространстве-времени Минковского, являются **аксиоматическими** понятиями электродинамики. В работе же [2] 4-потенциал $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ определяется как **поток плотности энергии** напряженно-деформированного состояния 4-мерной среды — "*физического вакуума*", т. е. в этом случае раскрывается более фундаментальная подоплёка возникновения электрических свойств физического пространства.

Как известно [3], в ортогональной системе координат 4-мерного пространства Минковского $\mathbb{R}^{3+1}\{ct, x, y, z\}$ через начало координат проходят четыре 3-мерных подпространства (гиперплоскости) $\mathbb{R}_N = \{\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$. Это $\mathbb{R}_0 = \mathbb{R}^{3+0} \Leftrightarrow \{0, x, y, z\} \sim \{r, \varphi, \phi\}$ (трехмерное неподвижное во времени "*spatium vulgaris*" — пространство обыкновенное) и $\mathbb{R}_1 = \mathbb{R}^{2+1} \Leftrightarrow \{ct, 0, y, z\} \sim \{(\rho, \theta)_{yz}, ct\}$, $\mathbb{R}_2 = \mathbb{R}^{2+1}\{ct, x, 0, z\} \sim \{(\rho, \theta)_{zx}, ct\}$, $\mathbb{R}_3 = \mathbb{R}^{2+1} \Leftrightarrow \{ct, x, y, 0\} \sim \{(\rho, \theta)_{xy}, ct\}$ — взаимно ортогональные трехмерные цилиндрические подпространства, представляющие собой соответствующие координатные плоскости $\{y, z\}$, $\{x, z\}$, $\{x, y\}$, перемещающиеся во времени (т. е. по мнимой координате t , ортогональной каждой из этих плоскостей) со скоростью света.

Решение в работе [2] для волновой компоненты электрического заряда характеризует *сдвиговые* $e^{i\omega t}(\mathbf{e}_\rho + \mathbf{e}_\theta)$ и *релеевские* $e^{i\omega t}(\mathbf{e}_\rho \times \mathbf{e}_\theta) \perp \mathbf{e}_t$ колебания плоскостей $(\rho, \theta)_{xy, yz, zx}$ в подпространствах $\{\mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$, что объясняет **наблюдаемую поперечность** электромагнитных колебаний.

Обоснование *поперечности* электромагнитных колебаний можно получить в Максвелловской электродинамике, если волновое уравнение $\square A^\mu = 0$ для поля 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ разложить по четырем гиперповерхностям $\mathbb{R}_i^{2+1} = \{\mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$ и $\mathbb{R}^{3+0} = \{\mathbb{R}_0\}$ как сумму уравнений

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2}\right) \left(\frac{1}{3} \varphi, \frac{1}{3} \mathbf{A}\right) &= 0, \quad \mathbb{R}_1 \Leftrightarrow \{ct, 0, y, z\}, \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2}\right) \left(\frac{1}{3} \varphi, \frac{1}{3} \mathbf{A}\right) &= 0, \quad \mathbb{R}_2 \Leftrightarrow \{ct, x, 0, z\}, \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2}\right) \left(\frac{1}{3} \varphi, \frac{1}{3} \mathbf{A}\right) &= 0, \quad \mathbb{R}_3 \Leftrightarrow \{ct, x, y, 0\}, \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \left(\frac{1}{3} \varphi, \frac{1}{3} \mathbf{A}\right) &= 0, \quad \mathbb{R}_0 \Leftrightarrow \{0, x, y, z\}, \end{aligned}$$

Такое разложение приводит к наглядному доказательству **отсутствия волнового** процесса в гиперплоскости $\mathbb{R}^{3+0} = \mathbb{R}_0 \Leftrightarrow \{0, x, y, z\}$, в которой нет **координаты времени**, и **наличия волновых** явлений **только** в гиперплоскостях $\mathbb{R}^{2+1} = \{\mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$, т. е. в соответствующих **плоскостях колебания** $\{y, z\}$, $\{x, z\}$, $\{x, y\}$, что и объясняет факт *поперечности* электромагнитных волн, т. к. в **плоскостях** возможны только *поперечные* колебания, а *продольная* компонента распространяющейся волны, нормальная к каждой из плоскостей $\{y, z\}$, $\{x, z\}$, $\{x, y\}$ в гиперплоскостях $\mathbb{R}^{2+1} = \{\mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$, направлена **по третьей** (пространственно ненаблюдаемой) **координате — по оси времени**.

Следовательно, *поперечность* электромагнитной волны и отсутствие у ней продольной составляющей является **эфффе́ктом распространения** поля 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ в **4-пространстве Минковского**.

Поэтому описание центрального заряда в Максвелловской теории, как решение уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu (\nabla_\mu A^\mu)$, полностью согласуется с требованием *поперечности* волновой компоненты.

Литература

[1] Р.П. Фейнман. Теория фундаментальных процессов. М., "Наука", 1978.

[2] В.Д. Андреев, Эффекты напряженно-деформированного состояния и кинематики движения 4-мерной среды. // Доклад на Международной конференции "Petrov-2010 Anniversary Symposium on General Relativity and Gravitation", Казань, 2010 г. (см. настоящую монографию).

[3] Б.А. Дубровин, С.П. Новиков, А.Т. Фоменко. Современная геометрия. // "Наука", Москва, 1979.

Парадокс " $m = \frac{4}{3} m_o$ " и слабые взаимодействия в электродинамике Максвелла *

1 Постановка задачи.

В работе [1] показано, что дифференциальные операции 4-ротора и 4-дивергенции над 4-векторным потенциалом $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ образуют три поля:

$$\{(\mathbf{E}, \mathbf{B}), \frac{1}{i}G\} = \{(-\nabla\varphi - \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{A}, \nabla \times \mathbf{A}), (\frac{\partial}{\partial t}\varphi + \nabla \mathbf{A})\}, \quad (1)$$

первые два из которых соответствуют экспериментально наблюдаемым векторному $\mathbf{E}$ (электрическому) и псевдовекторному $\mathbf{B}$ (магнитному) полям, а третье — мнимое скалярное поле G приводит при решении уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu(\nabla_\mu A^\mu)$ к получению поля центрального заряда с нерасходящимся в нуле потенциалом, магнитным моментом и спином 1/2. Это позволяет ставить последующие задачи, в частности, исследования свойств полей движущегося заряда с учетом поля G .

2 Поле $G = i(\frac{\partial}{\partial t}\varphi + \nabla \mathbf{A})$ движущегося заряда .

Лоренцевы преобразования компонент 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ и 4-оператора $\nabla^\mu = (\partial/\partial t, \nabla)$, т. е. $\varphi' = \gamma[\varphi - (\mathbf{v}\mathbf{A})/c]$, $\mathbf{A}' = \gamma[\mathbf{A} - \varphi(\mathbf{v}/c) + (\gamma - 1)(\mathbf{v}\mathbf{A})\mathbf{v}/v^2]$, $\nabla' = [-\gamma(\partial/\partial x + (v/c^2)\partial/\partial t), -\partial/\partial y, -\partial/\partial z]$, $\partial/\partial t' = \gamma[(v/c)\partial/\partial x + \partial/\partial t]$ при переходе поля $\mathbf{E}_o(\mathbf{B}_o = 0, G_o = 0)$, находящегося в системе отсчета S_o , в движущуюся систему отсчета S приводят к возникновению полей [2]:

$$\mathbf{E} = \gamma\mathbf{E}_o - (\gamma - 1)(\frac{1}{c}\mathbf{v}\mathbf{E}_o)\frac{c}{v^2}\mathbf{v}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (2)$$

$$\mathbf{B} = -\gamma(\frac{1}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{E}_o), \quad (3)$$

$$G = G_o = 0 = inv. \quad (4)$$

В случае галелеевых преобразований $\varphi' = \varphi - (\mathbf{v}\mathbf{A})/c$, $\mathbf{A}' = \mathbf{A} - \varphi(\mathbf{v}/c)$, $\nabla' = \nabla$, $\partial/\partial t' = \partial/\partial t$ поле $\mathbf{E}_o(\mathbf{B}_o = 0, G_o = 0)$ при переходе из системы отсчета S_o в движущуюся систему отсчета S преобразуется в поля

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_o, \quad (5)$$

*В.Д. Андреев, Слабые взаимодействия в электродинамике Максвелла //Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.14-20.

$$\mathbf{B} = -\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{E}_o, \quad (6)$$

$$G = i \left(\frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_o \right), \quad (7)$$

т. е. при движении поля *кулоновского* заряда $\mathbf{E}_o = (q/r^2) \mathbf{e}_r$, ($\mathbf{B}_o = 0$, $G_o = 0$) со скоростью v вокруг него индуцируется, кроме магнитного $\mathbf{B} = -(v/c)(q/r^2)(\mathbf{e}_v \times \mathbf{e}_r)$, также скалярное поле $G = i(v/c)(q/r^2)(\mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r)$.

При лоренцевых преобразованиях кинематическая добавка $G = (i/c)(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_o)$ входит в состав электрического поля (2) как $\mathbf{E} = \gamma \mathbf{E}_o - (\gamma - 1)(G/i)(c/v^2) \mathbf{v}$ в *энергетически эквивалентном* с галилеевыми преобразованиями виде, так как плотность энергии полей $\mathbf{E}_o$ ($\mathbf{B}_o = 0$, $G_o = 0$) в движущейся системе отсчета при лоренцевых преобразованиях равна

$$U_{Lor} = \frac{1}{8\pi} (E^2 + B^2 + G^2) = \frac{\gamma^2}{8\pi} \left[\{E_o^2 - (\frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_o)^2\} + (\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{E}_o)^2 + 0 \right], \quad (8)$$

а при галилеевых

$$U_{Gal} = \frac{1}{8\pi} (E^2 + B^2 + G^2) = \frac{1}{8\pi} \left[E_o^2 + (\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{E}_o)^2 - (\frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_o)^2 \right], \quad (9)$$

что соответствует $U_{Lor} = \gamma^2 U_{Gal}$.

В последнем случае импульс поля $\mathbf{E}_o$ движущегося кулоновского заряда равен

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_{Gal} &= \frac{1}{c^2} \int \mathbf{S} dV = 2 \int (U_{Gal} - U_o) dV \frac{\mathbf{v}}{v^2} = \frac{1}{4\pi} \int (B^2 + G^2) dV \frac{\mathbf{v}}{v^2} = \\ &= \frac{1}{4\pi} \int \left[(\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{E}_o)^2 - (\frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_o)^2 \right] dV \frac{\mathbf{v}}{v^2} = \left(\frac{4}{3} m_o - \frac{1}{3} m_o \right) \mathbf{v} = m_o \mathbf{v}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $m_o = \frac{1}{4\pi c^2} \int \mathbf{E}_o^2 dV$ — масса покоя поля $\mathbf{E}_o$.

Из (10) следует, что в электродинамике малых скоростей, т. е. в галилеевом приближении, исключение поля G из теории приводит к известному парадоксу $m = \frac{4}{3} m_o$ для массы покоя m_o поля $\mathbf{E}_o$ движущегося заряда, т. е. к потере слагаемого $(-\frac{1}{3} m_o)$. Это доказывает, что в Максвелловской электродинамике **всегда**, т. е. как при лоренцевых, так и при галилеевых преобразованиях движения электрического поля из одной инерциальной системы отсчета в другую, **присутствует** скалярная компонента $G = i(\frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_o)$ в качестве кинематического эффекта аналогично кинематическому магнитному эффекту $\mathbf{B} = -(\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{E}_o)$.

3 Характер взаимодействия зарядов с учетом поля

$$G = i \left(\frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_o \right).$$

Скалярное поле $G = i(v/c)(q/r^2)(\mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r)$ движущегося *кулоновского* ($\varphi = q/r$) заряда представляет собой потенциал $G = \varphi_G$ распределения заряда в пространстве, который в направлении движения заряда имеет $(\pm)$ -дипольный вид :

$$\varphi_G = i \frac{q}{r^2} \frac{v}{c} (\mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r) = i \frac{q}{r^2} \frac{v}{c} \cos \varphi \cos \theta, \quad (11)$$

градиент которого, в свою очередь, определяет вторичное векторное (силовое) поле

$$\mathbf{E}_G = -K \nabla \varphi_G, \quad (12)$$

что при подстановке (11) дает

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_G &= -iK q \frac{v}{c} \nabla \frac{1}{r^2} (\mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r) = \\ &= -iK \frac{q}{r^3} \frac{v}{c} (2 \cos \theta \cos \varphi \mathbf{e}_r + \sin \theta \cos \varphi \mathbf{e}_\theta + \cos \theta \sin \varphi \mathbf{e}_\varphi), \end{aligned} \quad (13)$$

где K — коэффициент пропорциональности с размерностью длины, т. е. $[K] = [L]$, переводящий размерность поля $\mathbf{E}_G$ в размерность электрического поля. Максимальная величина этого поля соответствует направлению движения $\mathbf{e}_r = \mathbf{e}_v$ ($\theta = \varphi = 0$) и равна значению

$$\mathbf{E}_G = 2iK \frac{q}{r^3} \frac{v}{c} \mathbf{e}_v, \quad (14)$$

или, обозначая $2K = l$ — характерный размер (плечо) диполя, будем иметь

$$\mathbf{E}_G = i q \frac{l}{r^3} \frac{v}{c} \mathbf{e}_v, \quad (15)$$

Интеграл взаимодействия двух кулоновских полей $E_{o1} = E_{o2} = q/r^2$ равен

$$U_q = \frac{1}{4\pi} \int E_{o1} E_{o2} dV = \frac{q^2}{r}. \quad (16)$$

Для двух полей E_{G1} и E_{G2} вида (15) интеграл взаимодействия будет равен

$$U_G = \frac{1}{4\pi} \int E_{G1} E_{G2} dV = \frac{q_G^2}{r} = -\mathcal{G} \frac{1}{r^3} \frac{v^2}{c^2}, \quad (17)$$

где обозначено

$$q_G^2 = \frac{1}{3} l^2 q^2 \frac{v^2}{r^2 c^2} = -\mathcal{G} \frac{1}{r^2} \frac{v^2}{c^2} \quad (18)$$

и, соответственно:

$$\mathcal{G} = \frac{1}{3} l^2 q^2 \quad (19)$$

— параметр связи с размерностью $[\mathcal{G}] = [erg \cdot cm^3]$, которая совпадает с размерностью константы слабого взаимодействия. Принимая $l \sim 10^{-15} cm$ (характерный размер для слабого взаимодействия) и $q^2 = e^2 = 0,23 \cdot 10^{-18} \sim 10^{-19} erg \cdot cm$, будем иметь $\mathcal{G} \sim 10^{-49} erg \cdot cm^3$, т. е. величину, согласующуюся с величиной константы связи слабого взаимодействия $\mathcal{G} = (1,435 \pm 0,001) \cdot 10^{-49} erg \cdot cm^3$, определенной по вероятности распада мюона [3]. Тогда, беря за основу экспериментальное значение $\mathcal{G}$ [3], из (19) получим $l^2 = 3 \cdot 1,43 \cdot 10^{-49} / 0,23 \cdot 10^{-18} \cong 1,86 \cdot 10^{-30} cm^2$, т. е. $l \cong 1,36 \cdot 10^{-15} cm$.

Для электрона величина так называемого "классического радиуса" $r_e = e^2/m_e c^2 = \alpha(\hbar/m_e c) \cong 2,82 \cdot 10^{-13} cm$ ($\alpha \cong 0,73 \cdot 10^{-2}$). Если предположить, что величина l представляет собой аналог величины r_e для заряда с массой m_q , для которого получена константа $\mathcal{G}$, т. е. что

$$l = e^2/m_q c^2 = \alpha(\hbar/m_q c), \quad (20)$$

то можно определить m_q из соотношения

$$m_q = (r_e/l) m_e = (2,82 \cdot 10^{-13}/1,36 \cdot 10^{-15}) m_e \cong 207 m_e . \quad (21)$$

Это дает величину, соответствующую массе мюона, по распаду которого и была определена в [3] константа $\mathcal{G}$. Следовательно, эта константа аналитически определяется как

$$\mathcal{G} = \frac{1}{3} e^2 \alpha^2 (\hbar/m_q c)^2 = \frac{1}{3} e^2 l^2 . \quad (22)$$

4 Уравнение движения зарядов с учетом поля E_G .

Интеграл (17) отличается от интеграла (16) взаимодействия кулоновских полей наличием множителя $i^2 = -1$, что изменяет знак взаимодействия по сравнению с обычным, а именно, заряды с одноименными знаками будут испытывать притяжение, а с разноименными, соответственно, отталкивание. В то же время кулоновское взаимодействие зарядов q_1 и q_2 , т. е. между полями E_{o1} и E_{o2} , будет сохраняться, а взаимодействие между полем диполя первого заряда E_{G1} и кулоновским полем E_{o2} второго заряда будет отсутствовать, так как произведение E_{G1} и E_{o2} будет мнимым. Потенциальная энергия взаимодействия полей E_o и E_G зарядов $q_1 = \pm 1$ и $q_2 = \pm 1$ будет определяться интегралами (16) и (17) как

$$U = \pm \frac{q^2}{r} \mp \mathcal{G} \frac{1}{r^3} \frac{v^2(r)}{c^2} . \quad (23)$$

В этом случае динамика движения будет определяться суммой сил взаимодействия

$$\mathbf{F} = -\nabla U = \mathbf{F}_q + \mathbf{F}_G . \quad (24)$$

Для аксиальной составляющей ($\mathbf{e}_r = \mathbf{e}_v$)

$$\mathbf{F}_q = \frac{q_1 q_2}{r^2} \mathbf{e}_v , \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_G &= -\nabla \left(\mp \mathcal{G} \frac{1}{r^3} \frac{v^2}{c^2} \right) = \pm \left(-3 \mathcal{G} \frac{1}{r^4} \frac{v^2}{c^2} + 2 \mathcal{G} \frac{1}{c^2} \frac{1}{r^3} \frac{dv}{dt} \right) \mathbf{e}_v = \\ &= -\frac{q_1 q_2}{r^2} \left(\frac{v^2}{c^2} \frac{l^2}{r^2} - \frac{2}{3} \frac{1}{c^2} \frac{l^2}{r} \frac{dv}{dt} \right) \mathbf{e}_v . \end{aligned} \quad (26)$$

Так как

$$\mathbf{F} = \frac{d}{dt} (\gamma m_q \mathbf{v}) = \gamma^3 m_q \frac{dv}{dt} \mathbf{e}_v , \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} , \quad (27)$$

то после подстановки (25)-(27) в (24) уравнение движения запишется как

$$m_q \frac{dv}{dt} = \gamma^{-3} \frac{q_1 q_2}{r^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \frac{l^2}{r^2} + \frac{2}{3} \frac{1}{c^2} \frac{l^2}{r} \frac{dv}{dt} \right) \mathbf{e}_v , \quad (28)$$

и, окончательно,

$$m_q \frac{dv}{dt} = \gamma^{-3} \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \frac{l^2}{r^2} \right)}{\left(1 - \frac{2}{3} \gamma^{-3} m_q^{-1} \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{1}{c^2} \frac{l^2}{r} \right)} \mathbf{e}_v = \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \cdot \frac{l^2}{r^2} \right)}{\left(\gamma^3 - \frac{2}{3} \frac{q_1 q_2}{r} \cdot \frac{1}{m_q c^2} \cdot \frac{l^2}{r^2} \right)} \mathbf{e}_v . \quad (29)$$

Вращательное движение одного заряда относительно другого с окружной скоростью v_τ обуславливает введение центробежной (*centrifugal — c.f.*) силы

$$\mathbf{F}_{c.f.} = m \frac{v_\tau^2}{r} \mathbf{e}_r, \quad m = \gamma m_q, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad v^2 = v_\rho^2 + v_\tau^2, \quad (30)$$

что приводит к сумме сил

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_q + \mathbf{F}_G + \mathbf{F}_{c.f.} . \quad (31)$$

Требование сохранения момента вращения $m_q v_\tau r = m_q v_{\tau 0} r_0 = Const$ для произвольных начальных условий $v_{\tau 0}$ и r_0 приводит к $v_\tau = v_{\tau 0} r_0 / r$, т. е. в этом случае будем иметь $v_\tau^2 / r = v_{\tau 0}^2 r_0^2 / r^3$ и, соответственно, уравнение движения зарядов относительно друг друга (без учета спин-орбитального взаимодействия) будет иметь вид

$$m_q \frac{dv}{dt} = \frac{\left[\frac{q_1 q_2}{r^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \frac{l^2}{r^2} \right) + \gamma m_q \frac{v_{\tau 0}^2 r_0^2}{r^3} \right]}{\left(\gamma^3 - \frac{2}{3} \frac{q_1 q_2}{r} \cdot \frac{1}{m_q c^2} \cdot \frac{l^2}{r^2} \right)} \mathbf{e}_v . \quad (32)$$

Полученные уравнения (29) и (32) позволяют проанализировать вклад поля $\mathbf{E}_G$ в относительное движение зарядов. Так, для **одноименных** зарядов в уравнении (29) возможно разрывное решение ($dv/dt \rightarrow \infty$) с последующим изменением знака в знаменателе, т. е. с изменением отталкивания (+) одноименных зарядов на их притяжение (−) за счет изменения знака в числителе или в знаменателе. При взаимодействии **разноименных** зарядов уравнение (29) не имеет разрывного решения, так как знаменатель всегда положителен. Однако изменение знака взаимодействия в этом случае также возможно за счет изменения знака в числителе. Введение центробежных сил в уравнении (32) приводит к еще большему усложнению картины движения зарядов в зависимости от начальных условий.

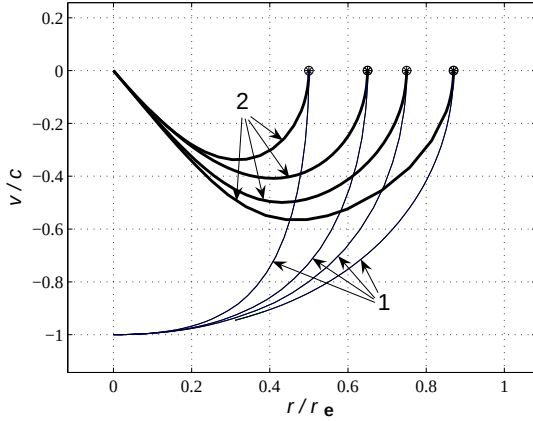


Рис. 1

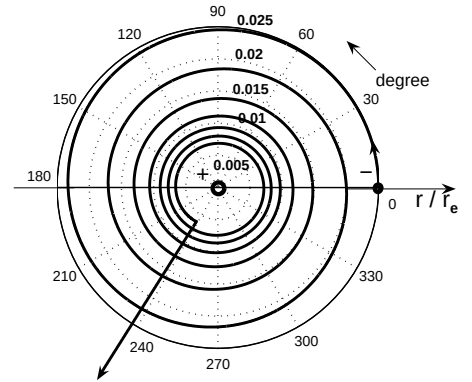


Рис. 2

В качестве примера на рис. 1 и рис. 2 приведены результаты численного решения двух принципиальных задач: 1) схождение в одной точке 2-х разноименных зарядов при аксиальном движении (проблема энергии аннигиляции) и 2) выброс заряда с условно устойчивой (медленно уменьшающейся по спирали) орбиты в сторону от противоположно заряженного центра (β -распад).

Численные решения уравнений (29) и (32) в единицах $m_q = 1$, $q_1 = q_2 = 1$, $c = 1$, $\bar{v} = v/c$, $l = 1$, $\bar{r} = r/r_0$ выполнены на персональном компьютере Pentium-4 с

помощью программного обеспечения "Matlab 7.0" и представляют собой следующие результаты.

1. При начальной энергии $W < q^2/r$ чисто кулоновское притяжение двух противоположных зарядов независимо от начальных условий приводит к скорости столкновения, равной скорости света (см. фазовые *кривые 1* радиальных скоростей в координатах $\bar{v} - \bar{r}$ на рис. 1), т. е. энергия сталкивающихся зарядов $\gamma m_o c^2 \rightarrow \infty$. Учет слабого взаимодействия, т. е. решение уравнения (29), показывает, что при тех же начальных условиях заряд q_2 вначале разгоняется (в силу кулоновского притяжения), но после преодоления порогового расстояния $r_{(+)\rightleftharpoons(-)}$, при котором изменяется знак взаимодействия, его скорость начинает падать и при столкновении с зарядом q_1 в точке $r = 0$ становится равной нулю (см. фазовые *кривые 2* радиальных скоростей на рис. 1), т. е. в этом случае $\gamma m_o c^2 \rightarrow m_o c^2$, что в сумме с массой покоя $m_o c^2$ второго заряда приводит к экспериментально наблюдаемой величине энергии фотонов, образующихся при аннигиляции электрон-позитронной пары $e^- + e^+ \rightarrow h\nu_1 + h\nu_2 = 2 m_o c^2$.

2. Решение уравнения (32) для разноименных зарядов показывает (см. *траекторию* движения в полярных координатах $\bar{r} - \varphi$ на рис. 2), что падение отрицательного (положительного) заряда на положительно (отрицательно) заряженный центр в области $r \lesssim l$ при наличии центробежной силы приводит к выбросу падающего заряда в обратную от центра сторону.

Таким образом, наличие у движущегося заряда скалярного поля $G = (i/c)(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_o)$, наряду с кулоновским $\mathbf{E}_o$ и магнитным $\mathbf{B} = (-1/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{E}_o)$ полями, обуславливает слабые взаимодействия, известные до последнего времени только как проявление неких квантово-механических процессов. Полученные аналитические уравнения движения зарядов, учитывающие эти взаимодействия, дают решения, соответствующие наблюдаемым в эксперименте.

Список литературы

- [1] Андреев В.Д. О некоторых решениях в теории Максвелла без "калибровки Лоренца" (Сообщение 1: Основные свойства элементарного центрального заряда). // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.7-13.
- [2] Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. М., Наука, 1956.
- [3] Roos M., Sirlin A. // Nucl. Phys., B29, 296 (1971).— Цит. по кн.: Г.Фрауэнфельдер, Э.Хенли. Субатомная физика, М., Мир, 1979.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ

Как показано в работе [1], электродинамика Максвелла содержит 4-дивергентное *электроскалярное поле* $G = i(\frac{\partial}{\partial t} \varphi + \nabla \mathbf{A})$, которое в силу градиентной инвариантности с помощью калибровки Лоренца $\nabla_\mu A^\mu = 0$ (справедливой только для полей с источниками — зарядами и токами) было фактически навсегда исключено из теории.

Наглядно смысл такого исключения можно понять, представив описание Ньютоновой *механики* в некоем *скалярном*, например, температурном или поле давления. Если это поле плоское или незначительно *неоднородное*, т. е. допуская, что в таком поле тела, взаимодействующие по законам механики, существенно не изменяют своих свойств (формы, агрегатного состояния и т. п.), то в этом случае скалярное поле можно исключить (т. е. **калибровать на нуль**), что обычно и делается при рассмотрении движений и взаимодействиях этих тел. Однако, если *скалярное* поле существенно *неоднородное*, например, образовано сильными локальными источниками,

которыми могут быть собственно взаимодействующие тела, то это может привести к изменению характера их взаимодействий и движений. Следовательно, для правильного описания поведения тел такое поле нельзя приравнять нулю, так как в этом случае такое описание окажется физически неадекватным.

То же самое относится и к электродинамическим полям.

Учет **ненулевого скалярного** центрального поля в структуре заряда показывает, что при **нерелятивистских галилеевых** преобразованиях движущийся заряд, а точнее, движущееся вместе с ним его электрическое поле $\mathbf{E} = (q/r^2)\mathbf{e}_r$ образует вокруг себя **два**, а не одно, как представлялось ранее, **кинематических поля** — магнитное $\mathbf{B} = -\frac{1}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{E} = -(v/c)(q/r^2)(\mathbf{e}_v \times \mathbf{e}_r)$ и мнимое электроскалярное $G = i(\frac{1}{c}\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) = i(v/c)(q/r^2)(\mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r)$, *математически симметричных* относительно знаков векторного ($\times$) и скалярного ($\cdot$) умножения единичных векторов $\mathbf{e}_v$ и $\mathbf{e}_r$.

Мнимость электроскалярного поля G не несет на себе какой-либо "мистической" нагрузки, а характеризует лишь противоположную (вследствие изменения знака из-за $i^2 = -1$) направленность сил по сравнению с электрическими при взаимодействии **однознаковых (притяжение)** и **разнознаковых (отталкивание)** полей, а также **отрицательный** знак **энергии** поля, которая пропорциональна квадрату поля, т. е. величине $G^2 < 0$. Примером существования в природе поля с аналогичными свойствами является мнимое поле гравитационного заряда (гравитационной массы), обеспечивающее, в отличие от электрических взаимодействий, **притяжение одноименных** зарядов (положительных масс) и **отрицательное** значение **энергии** собственно гравитационного поля (с последним фактом столкнулся еще сам Дж. Максвелл при попытке "максвеллизации" теории гравитации [2]).

Как показано в рассматриваемой работе, поле $G = i(\frac{1}{c}\mathbf{v} \cdot \mathbf{E})$ в **неявном** виде **присутствует** в составе электрического поля при *лоренцевых преобразованиях*. При переходе к пределу малых скоростей, т. е. к *нерелятивистским преобразованиям*, это поле приобретает **явный** вид и **должно учитываться** в общем балансе энергий, примером чего служит широко известный *парадокс "4/3 m_0 " Абрахама-Лоренца*, разрешение которого приведено в данной работе.

Как следует из статей Дж.Томсона (1881)^[3], М.Абрахама (1902, 1903)^[4,5], Х.Лоренца (1904)^[6], суть этого парадокса заключается в том, что масса (энергия) *поля* $\mathbf{E}_o$ ($\mathbf{B}_o = 0$) электрического заряда, которая в *собственной* системе отсчета S_o равна массе покоя $m_0 = \frac{1}{4\pi c^2} \int \mathbf{E}_o^2 dV$ (не путать с массой покоя собственно электрического заряда, в частности, электрона m_e), при расчете импульса этого поля в случае движения заряда с любой, даже минимально возможной скоростью $v > 0$, при **нерелятивистских (галилеевых)** преобразованиях оказывается равной $4/3 m_0$.

Этот результат обсуждали многие авторитетные ученые, например, М.Лауэ (1911)^[7], В.Паули (1921)^[8], Р.Бекер (1933)^[9], Ф.Рорлич (1960)^[10], Р.Фейнман (1961, 1964)^[11,12] и другие.

В работах ^[9,10] дано объяснение возникновения величины $4/3$ вместо 1. Оказалось, что использование в расчетах ^[3÷6] **нерелятивистски** преобразованного поля $\mathbf{E}_o$ ($\mathbf{B}_o = 0$) приводит в выражении для импульса этого поля к **потере** дополнительного слагаемого $(-\frac{1}{c}\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_o)$. В случае же использования **релятивистски** преобразованного поля $\mathbf{E}_o$ ($\mathbf{B}_o = 0$) при переходе от релятивистского значения импульса к его нерелятивистскому пределу при $v^2 \ll c^2$ упомянутое слагаемое **сохраняется**.

Другими словами, согласно ^[9,10] для получения правильного решения необходимо использовать в расчете **релятивистские** преобразования полей и только после получения конечного **релятивистского** результата можно осуществлять переход к пределу малых скоростей $v^2 \ll c^2$, при котором в выражении для импульса сохраня-

ется слагаемое $-\frac{1}{3}W_0v/c^2$ (здесь по [10]: $W_0 = m_0c^2$), которое отсутствует при галилеевых преобразованиях. Как понимать (!) и учитывать **несуществующее** в формулах *нерелятивистской* электродинамики это **дополнительное** слагаемое, **реально возникающее** при движении зарядов, авторы исследований [9,10] ответа не дали.

В комментируемой работе энергия (масса) скалярного поля G движущегося заряда (заряженного шара) при *галилеевых* преобразованиях равна точно отрицательной величине $(-1/3 m_0)$, т. е. **масса покоя** суммарного электрического, магнитного и электроскалярного поля **при движении** заряда остается неизменной и равной $\frac{4}{3} m_0 - \frac{1}{3} m_0 = m_0$. Таким образом, показанная в работах [9,10] необходимость вычитания величины $1/3 m_0$, которая образуется при взятии интеграла по объему от выражения $(\frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E})^2$, в настоящей работе объясняется тем, что физической причиной появления величины $(-1/3 m_0)$ при движении заряда является существование **третьего**, ранее не учитывавшегося в теоретической и прикладной *электродинамике*, но присутствовавшего в уравнениях Максвелла, скалярного поля $\nabla_\mu A^\mu$, исключенного из теории **калибровкой** (т. е. искусственным приемом) $\nabla_\mu A^\mu = 0$.

Однако, более **фундаментальным**, чем решение парадокса " $4/3 m_0$ ", **следствием** существования скалярных полей G **движущихся** зарядов является возникновение *слабого взаимодействия*, проявляющегося при больших скоростях или на малых расстояниях с соответствующей по размерности и числовому значению константой связи, чем раскрывается физическая причина взаимосвязи электромагнитного и слабого взаимодействия, установленного в квантовой теории по косвенным экспериментальным данным.

Наблюдаемые эффекты *слабого взаимодействия*, такие, например, как разлет (разделение) ранее связанных между собой **разноименных** зарядов следуют из прямых расчетов. Оказалось также, что *слабым взаимодействием* объясняется выделение строго определенной **энергии аннигиляции**, равной **только** суммарной **энергии покоя** двух взаимодействующих частиц при исключении приобретенной этими частицами **кинетической энергии**.

Приведенных результатов вполне достаточно для подтверждения наличия в Максвелловской электродинамике **третьего** — *электроскалярного* поля, потерянного при использовании калибровки Лоренца не как **условия** или **допущения** для некоторых конкретных случаев (например, для описания поведения полей с источниками), а как всеобщего **требования**.

И наконец, ещё одним интересным, не рассмотренным в работе, но уместным упоминания в комментарии, проявлением в Природе "потерянного" поля являются эффекты, возникающие при существовании *переменного* во времени поля $G(t)$.

Так, если потенциал неподвижного центрально-симметричного заряда изменяется во времени, например, при переменном заряде $q(t)$ сферической оболочки радиуса R , электрический потенциал которой в этом случае имеет вид $\varphi(t) = q(t)/r$, ($\mathbf{A} = 0, r \geq R$), то поле $G(t) = i \partial \varphi / c \partial t = i \cdot \dot{q}(t)/r$ в отличие от электрического поля $\mathbf{E}(t) = -\nabla \varphi = q(t)/r^2$, будет обратно пропорциональным расстоянию в **первой степени**, а не квадрату расстояния, т. е. при наличии *приемников* поля $G(t)$, оно будет регистрироваться на расстояниях, на которых электрическое поле $\mathbf{E}(t)$ перезарежаемой сферы становится уже исчезающе малым. При этом, плотность энергии поля $G(t)$ неподвижной сферы будет определяться как $U_G = G^2(t) = -\dot{q}^2(t)/r^2$, т. е. будет **отрицательной** в отличие от **положительной** плотности энергии электрического поля $\mathbf{E}(t)$, равной $U_E = E^2(t) = q^2(t)/r^4$. Следовательно, радиальный поток плотности энергии $\mathbf{S}(G^2) \sim -\nabla U_G \sim -\dot{q}^2/r^3 \mathbf{e}_r$ будет направлен по $-\mathbf{e}_r$, т. е. к источнику поля $G(t)$. Это соответствует "откачке" энергии из окружающего пространства в

отличие от потока $S(E^2) \sim -\nabla_r U_E \sim +q^2/r^5 \mathbf{e}_r$, направленному по $+\mathbf{e}_r$, т. е. от источника, что соответствует "закачке" энергии поля $\mathbf{E}(t)$ в окружающее пространство.

"Отрицательный" поток плотности энергии поля $G(t)$ представляет собой довольно необычное явление. Однако, если предположить возможность существования или искусственного создания *приемников*, реагирующих на **потерю** энергии при взаимодействии с полем $G(t)$, то возникает (или существует ?) возможность воздействия (передачи информации) с помощью поля $G(t)$ на *приемник* путем **отбора** энергии (как известно, все существующие *приемные устройства* работают на **получении** энергии от *передатчика*, генерирующего энергию).

Для установления реальности существования такого явления следует обратить внимание на взаимодействие объектов, в которых происходят процессы с изменением электрических потенциалов $\varphi(t)$, а не с движением зарядов (токов).

Например, речь может идти о переменных электропотенциалах, "работающих" как внутри биологических объектов на клеточном уровне, так, возможно (?), и между организмами. К последнему можно отнести *гипнотическое* воздействие в животном мире, при котором подавление воли у жертвы может быть объяснено взаимодействием поля $G(t)$ хищника (гипнотизера) с *приемником* этого поля у жертвы (гипнотизируемого объекта), т. е. путем **отбора** "жизненной" энергии при соответствующей *настройке* потенциалов *мозга* (или *тела* в целом) хищника и жертвы.

В этом случае вполне реально создание технических устройств, генерирующие поле $G(t)$ большой мощности, способных вводить в ступор человека, останавливать работу механизмов и приборов.

Литература

- [1] *Андреев В.Д.* О некоторых решениях в теории Максвелла без "калибровки Лоренца" (Сообщение 1: Основные свойства элементарного центрального заряда). // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.7-13.
- [2] *Дж. Максвелл.* Избр. соч. по теории эл.-м. поля, М., 1954.
- [3] *J.J. Thomson.* Phil.Mag.(5), v.11, 1881, 229-249.
- [4] *M. Abraham.* Gesel. Wiss.Gottingen Nachrichten, Math.Phys.Klasse, 1, 1902, s.20.
- [5] *M. Abraham.* Ann.Phys., B.10 (315), 1903, s.105.
- [6] *H. Lorentz.* Enzyklopadie der Mathematischen Wissenschaften (B.G.Teubner, Leipzig), 1904, v.5, N14.
- [7] *M.v. Laue.* Das Relativitatsprinzip (B.G.Teubner, Leipzig), 1911.
- [8] *W. Pauli.* Relativitatstheorie, Enzyklopadie der Mathematischen Wissenschaften (B.G.Teubner, Leipzig), 1921, v.5, N19.
- [9] *R. Becker.* Theorie der Elektrizitat. Band 2 (B.G.Teubner, Leipzig), 1933.
- [10] *F. Rohrlich.* Am. J. Phys., v.28, N7, 1960, p.639-643.
- [11] *R.P. Feynman, R.B. Leighton, M.Sands.* The Feynman Lectures, v.2, Electrodynamics. (Addison-Weley, publishing company, Inc., Reading, Massachussets, Palo Alto, London), 1964.
- [12] *Feynman R.P.* The theory of fundamental processes. California Inst. of Technology. W.A. Benjamin. Inc., NY, 1961 (Русск. перевод: *Р.П. Фейнман.* Теория фундаментальных процессов. М., Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1978. - 200 с.).

Распространение излучения полей $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$ и G в пространстве *

1 Постановка задачи.

В [1, 2] показано, что дифференциальные операции 4-ротора и 4-дивергенции над 4-векторным потенциалом $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ образуют три поля:

$$\{(\mathbf{E}, \mathbf{B}), \frac{1}{i}G\} = \{(-\nabla\varphi - \frac{\partial}{c\partial t}\mathbf{A}, \nabla \times \mathbf{A}), (\frac{\partial}{c\partial t}\varphi + \nabla \mathbf{A})\}, \quad (1)$$

первые два из которых соответствуют экспериментально наблюдаемым векторному $\mathbf{E}$ (электрическому) и псевдовекторному $\mathbf{B}$ (магнитному) полям, а третье — мнимое скалярное поле G , учет которого определяет наличие у движущегося заряда наряду с кулоновским $\mathbf{E}_o$ и магнитным $\mathbf{B} = (-1/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{E}_o)$ полями, также скалярного поля $G = (i/c)(\mathbf{e} \cdot \mathbf{E}_o)$, что дает основание исследовать закономерности распространения в пространстве излучения указанных электродинамических полей ускоренно движущимся зарядом.

2 Распространение излучения полей $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$ и G .

Убедительным доказательством физичности условия $\nabla_\mu A^\mu \neq 0$ в электродинамике Максвелла без "калибровки Лоренца" могло бы стать установление наличия энергетической компоненты поля $G = i\nabla_\mu A^\mu$ (квадрат этого поля соответствует отрицательной плотности энергии) в суммарной энергии распространяющихся в пространстве полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$, излучаемых ускоренным зарядом совместно с полем $G \neq 0$.

Как известно [3], интенсивность излучения на расстоянии r в телесный угол $d\Omega$ определяется потоком S_{rad} излучаемой энергии как

$$dI = S_{rad} \mathbf{e}_r r^2 d\Omega, \quad (2)$$

Вектор Пойнтинга при движении поля $\mathbf{E}_o = (q/r^2)\mathbf{e}_r$ со скоростью $\mathbf{v}$ без учета поля G равен

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi}(\mathbf{E} \times \mathbf{B}) = \frac{\gamma^2}{4\pi}(\frac{1}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{E}_o)^2 \frac{c^2}{v^2} \mathbf{v} = \frac{1}{4\pi}B^2 \frac{c^2}{v^2} \mathbf{v}. \quad (3)$$

С учетом поля G поток энергии движущегося поля $\mathbf{E}_o$ будет иметь вид

$$\mathbf{S} = \frac{1}{4\pi}(B^2 + G^2) \frac{c^2}{v^2} \mathbf{v}, \quad (4)$$

* В.Д. Андреев, Распространение излучения полей $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$ и G в пространстве // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.21-25.

и, следовательно, поток излучения будет равен

$$\mathbf{S}_{rad} = \frac{1}{4\pi} (B_{rad}^2 + G_{rad}^2) \frac{c^2}{v^2} \mathbf{v} . \quad (5)$$

Для излучающего заряда, движущегося с ускорением, запаздывающие потенциалы $(\varphi, \mathbf{A}) = f(t')$, где $t' = t - r(t')/c$, равны [3]:

$$\varphi = \frac{q}{r(t')} = \frac{q}{r} \left(1 - \frac{v}{c} \mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r\right)^{-1} , \quad (6)$$

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \frac{q}{r} \left(1 - \frac{v}{c} \mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r\right)^{-1} \mathbf{v} . \quad (7)$$

Используя представление (1), после подстановки (6)-(7) получим для $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$ [3]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{q}{r^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \left(\mathbf{e}_r - \frac{v}{c} \mathbf{e}_v\right) \left(1 - \frac{v}{c} \mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r\right)^{-3} - \\ &- \frac{q}{r} \frac{1}{c^2} \mathbf{e}_r \times \left[\left(\mathbf{e}_r - \frac{v}{c} \mathbf{e}_v\right) \times \mathbf{a}\right] \left(1 - \frac{v}{c} \mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r\right)^{-3} , \quad \mathbf{a} = d\mathbf{v}/dt , \end{aligned} \quad (8)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{e}_r \times \mathbf{E} \quad (9)$$

и, соответственно, в нашем случае для G будем иметь:

$$\frac{1}{i} G = -\frac{q}{r^2} \left[\left(1 - \frac{v}{c} \mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r\right) + \frac{v^2}{c^2} (\mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r)^2\right] \left(1 - \frac{v}{c} \mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r\right)^{-2} + \frac{q}{r} \frac{1}{c^2} \left(1 - \frac{v}{c} \mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r\right)^{-2} \mathbf{a} \cdot \mathbf{e}_r . \quad (10)$$

Поле излучения на далеких расстояниях определяется вторыми слагаемыми в (8)-(10), которые пропорциональны ускорению $\mathbf{a}$ и $1/r$ (плоское поле), а именно:

$$\mathbf{E}_{rad} = -\frac{q}{r} \frac{1}{c^2} \mathbf{e}_r \times \left[\left(\mathbf{e}_r - \frac{v}{c} \mathbf{e}_v\right) \times \mathbf{a}\right] \left(1 - \frac{v}{c} \mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r\right)^{-3} , \quad (11)$$

$$\mathbf{B}_{rad} = \mathbf{e}_r \times \mathbf{E}_{rad} , \quad (12)$$

$$\frac{1}{i} G_{rad} = \frac{q}{r} \frac{1}{c^2} \left(1 - \frac{v}{c} \mathbf{e}_v \cdot \mathbf{e}_r\right)^{-2} \mathbf{a} \cdot \mathbf{e}_r . \quad (13)$$

Подставляя полученные выражения в (5), а затем в (2), после интегрирования получим для интенсивности излучения электромагнитного ($\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$) поля [3]:

$$I_{E,B} = \frac{2}{3} \frac{q^2 a^2}{c^3} = I_o , \quad (14)$$

а для интенсивности излучения поля G , соответственно,

$$I_G = -\frac{1}{3} \frac{q^2 a^2}{c^3} = -\frac{1}{2} I_o . \quad (15)$$

Здесь необходимо подчеркнуть, что решение задачи при произвольном значении поля $\nabla_\mu A^\mu \neq 0$ не приводит к изменению известных решений для излучения ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО поля, получаемых при использовании калибровки Лоренца $\nabla_\mu A^\mu = 0$, о чем свидетельствуют ф-лы (11), (12), (14). В данном случае отказ от калибровки Лоренца приводит только к получению дополнительного решения (13), (15) для ранее не рассматривавшегося СКАЛЯРНОГО поля (10) заряда,

которое в силу условия $\nabla_\mu A^\mu = 0$ просто "занулялось", в связи с чем излучение этого поля никогда не описывалось.

Взаимосвязь интенсивности $I_{E,B}$ с энергией $\mathcal{E}_{E,B}(t)$ потока для векторного поля (в данном случае — электромагнитного) определяется **обычной** производной $I_{E,B} = d\mathcal{E}_{E,B}(t)/dt$. Поэтому для потока с постоянной интенсивностью $I_{E,B} = Const$, определяемой через количество энергии $\Delta\mathcal{E}_{E,B}(t)$ за конечный промежуток времени Δt , будем иметь

$$I_{E,B} = \Delta\mathcal{E}_{E,B}(t)/\Delta t. \quad (16)$$

Для скалярного поля (в данном случае для поля G) в отличие от векторного поля интенсивность I_G потока энергии $\mathcal{E}_G(x(t))$ определяется **конвективной** производной [4], т. е. $I_G = d\mathcal{E}_G(x(t))/dt = v\nabla\mathcal{E}_G$, $v = \partial x/\partial t$. Эта особенность распространения СКАЛЯРНОГО поля **электродинамического** происхождения, насколько известно автору, вообще никогда не рассматривалась, очевидно, из-за того, что излучение ненулевого поля $G = i\nabla_\mu A^\mu$ никогда не изучалось в силу калибровки $\nabla_\mu A^\mu = 0$.

В случае одномерного потока (плоское поле), распространяющегося со скоростью $v = c$ в направлении $x = ct$ имеем

$$d\mathcal{E}_G(x(t))/dt = c\partial\mathcal{E}_G/\partial t, \quad (17)$$

что после интегрирования по $t = [0, T]$ дает

$$\mathcal{E}_G(x(t)) = cT\partial\mathcal{E}_G/\partial x \quad (18)$$

и после повторного интегрирования по x соответственно получим

$$(x/ct)\mathcal{E}_G(x(t)) + C_1 = \mathcal{E}_G, \quad C_1 = 0. \quad (19)$$

За конечный промежуток времени $\Delta t = t_1 - t_o$ количество энергии потока скалярного поля определится как средняя величина

$$\frac{1}{2}(x/ct)[\mathcal{E}_G(x(t_1)) - \mathcal{E}_G(x(t_o))] = \frac{1}{2}\Delta\mathcal{E}_G \quad (20)$$

и, следовательно, интенсивность потока скалярного поля будет определяться через конечную величину энергии $\Delta\mathcal{E}_G(x(t))$ за конечный отрезок времени Δt как

$$I_G = \frac{1}{2}\Delta\mathcal{E}_G(x(t))/\Delta t = \frac{1}{2}(cT/x)\Delta\mathcal{E}_G/\Delta t \quad (21)$$

Приравнивая интенсивности (14) и (16), получим

$$\Delta\mathcal{E}_{E,B} = I_o\Delta t \quad (22)$$

и, соответственно, из сопоставления (15) и (21) будем иметь

$$\Delta\mathcal{E}_G = -I_o\Delta t \cdot x/cT. \quad (23)$$

Таким образом, два слагаемых энергии излучения (22) и (23) определяют наблюдаемую (*observable*) в точке $x = ct$ энергию излучения $\Delta\mathcal{E}_{obs}$ в виде суммы

$$\Delta\mathcal{E}_{obs} = \Delta\mathcal{E}_{E,B} + \Delta\mathcal{E}_G = I_o\Delta t(1 - x/cT). \quad (24)$$

Полученное выражение для $\Delta\mathcal{E}_{obs}$ представляют собой закон распространения в пространстве (на далеких расстояниях) энергии излучения поля заряда, движущегося

с ускорением. Если представить энергию $\Delta\mathcal{E}_{E,B}$, без потери общности, как энергию цуга из n монохроматических квантов света $h\nu_o$, т.е. как $\Delta\mathcal{E}_o = I_o\Delta t = n h\nu_o$, а также, соответственно, $\Delta\mathcal{E}_{obs} = n h\nu_{obs}$, и сопоставить величину $cT = R$ с постоянной Хаббла H как $R = cH^{-1}$ (размерность $[H] = [T^{-1}]$), то с учетом $x = ct$ выражение (24) будет иметь вид экспериментально наблюдаемого закона Хаббла "покраснения" света

$$\nu_{obs} = \nu_o (1 - Ht) . \quad (25)$$

При этом следует обратить внимание на обеспечивающий выполнение закона Хаббла правильный (отрицательный вследствие $i^2 = -1$) знак энергии (23), который возникает при возведения в квадрат поля G .

Таким образом факт "покраснения" света может служить доказательством присутствия в Природе поля $G = i \nabla_\mu A^\mu$, хотя это и не исключает возможного влияния космологического фактора на изменение энергии излучения при распространении последнего в пространстве.

Список литературы

- [1] *Андреев В.Д.* О некоторых решениях в теории Максвелла без "калибровки Лоренца" (Сообщение 1: Основные свойства элементарного центрального заряда). // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.7-13.
- [2] *Андреев В.Д.* О некоторых решениях в теории Максвелла без "калибровки Лоренца" (Сообщение 2: Слабые взаимодействия в электродинамике Максвелла). // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.14-20.
- [3] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля (Серия: Теоретическая физика, т. 2), М., Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1973. - 504 с.
- [4] *Седов Л.И.* Механика сплошной среды, т. 1, - М., Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1976. - 536 с.

Формфактор заряда, как кинематический эффект взаимодействия *

1 Постановка задачи.

В работах [1, 2] показано, что дифференциальные операции 4-ротора и 4-дивергенции над 4-векторным потенциалом $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ образуют три поля:

$$\{(\mathbf{E}, \mathbf{B}), \frac{1}{i}G\} = \{(-\nabla\varphi - \frac{\partial}{c\partial t}\mathbf{A}, \nabla \times \mathbf{A}), (\frac{\partial}{c\partial t}\varphi + \nabla \mathbf{A})\}, \quad (1)$$

первые два из которых соответствуют экспериментально наблюдаемым векторному $\mathbf{E}$ (электрическому) и псевдовекторному $\mathbf{B}$ (магнитному) полям, а третье — мнимое скалярное поле G приводит при решении уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu(\nabla_\mu A^\mu)$ к получению поля центрального заряда с нерасходящимся в нуле потенциалом, магнитным моментом и спином 1/2. Кроме того, поле G движущегося заряда, т. е. $G = i(\frac{1}{c}\mathbf{v} \cdot \mathbf{E})$, представляет собой потенциал, градиент которого образует вторичное электрическое дипольное поле $\mathbf{E}_G$ [2]. Взаимодействие полей $\mathbf{E}_G$ двух зарядов между собой характеризуется параметром связи, размерность и величина которого соответствует константе слабого взаимодействия. Собственно взаимодействие отличается тем, что в силу $i^2 = -1$ разноименные заряды отталкиваются, а одноименные — притягиваются.

Уравнение аксиального движения зарядов при кулоновском взаимодействии имеет вид

$$m_q \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \gamma^{-3} \frac{q_1 q_2}{r^2} \mathbf{e}_v. \quad (2)$$

а с учетом поля $\mathbf{E}_G$ [2]:

$$m_q \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{(1 - \frac{v^2}{c^2} \cdot \frac{l^2}{r^2})}{(\gamma^3 - \frac{2}{3} \frac{q_1 q_2}{r} \cdot \frac{1}{m_q c^2} \cdot \frac{l^2}{r^2})} \mathbf{e}_v. \quad (3)$$

что приводит к существенному изменению кинематики движения зарядов на близких расстояниях в области $r \lesssim l$ (здесь v и r — текущие значения радиальной скорости и расстояния между зарядами, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, q_1, q_2 — заряды, m_q — масса заряда, l — приведенный параметр слабого взаимодействия).

Характерной особенностью уравнения (3) является то, что вклад взаимодействия полей $\mathbf{E}_G$ для одноименных и разноименных зарядов не симметричен. При взаимодействии разноименных зарядов знаменатель в уравнении (3) всегда положителен.

* В.Д. Андреев, Формфактор заряда, как кинематический эффект взаимодействия // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т.5, с.26-32.

Однако за счет изменения знака в числителе при некотором значении $r_{(+)\rightleftharpoons(-)} \lesssim l$ возможно изменение знака взаимодействия, т. е. изменение взаимодействия разноименных зарядов с притяжения $(-)$ на отталкивание $(+)$, в результате чего объясняются такие наблюдаемые экспериментально явления, как β -распад, т. е. вылет отрицательного заряда из положительно заряженного ядра, или выделение энергии аннигиляции, ограниченной суммарной массой покоя $2m_0c^2$ [2].

Для одноименных зарядов, кроме отмеченного выше возможного изменения знака в числителе в области $r \lesssim l$, в уравнении (3) возможно разрывное решение ($dv/dt \rightarrow \infty$) с последующим изменением знака в знаменателе. Различная комбинация начальных условий приводит к сложной картине движения за счет изменения знаков в знаменателе и числителе, результатом которых может быть изменение отталкивания $(+)$ одноименных зарядов на их притяжение $(-)$ с возможным последующим изменением знака на противоположный и т.д.

Сравнение решений уравнений (2) и (3) для импульсов (скоростей) зондирующей частицы позволяет по их различию непосредственно проследить за изменением эффективного потенциала и эффективного заряда, т. е. за изменением *электрического* формфактора (взаимодействие зарядов с магнитными моментами в данном случае не учитывается) при аксиальном взаимодействии двух зарядов, что и является предметом исследований настоящей работы.

2 Формфакторы при взаимодействии разноименных зарядов.

Численные решения уравнений (2) и (3) в единицах $m_q = 1$, $|q_1| = |q_2| = 1$, $c = 1$, $v = v/c$, $l = 1$, $\bar{r} = r/l$ выполнены на персональном компьютере Pentium-4 с помощью программного обеспечения "Matlab 7.0".

На *рис. 1,а* показаны фазовые кривые радиальных скоростей сближения разноименных зарядов: кривые 1, 2 — при взаимодействии по уравнению (3) и кривые 1', 2' — при кулоновском взаимодействии (2) при различных начальных условиях (начальное расстояние $r_0 = 5$ — кривые 1, 1', 2, 2' и начальные скорости $v_0 = 0$ — кривые 1, 1', $v_0 = 0,99$ — кривые 2, 2'). Как видно из полученных решений, для чисто кулоновского притяжения двух противоположных зарядов независимо от начальных условий скорость сближения стремится к скорости света. Учет слабого взаимодействия, т. е. решение уравнения (3), показывает, что при тех же начальных условиях заряд q_2 вначале разгоняется (в силу кулоновского притяжения), но после преодоления порогового расстояния $r_{(+)\rightleftharpoons(-)}$, при котором изменяется знак взаимодействия, его скорость начинает падать и при столкновении с зарядом q_1 в точке $r = 0$ становится равной нулю. Как следует из уравнения (3), смена знака взаимодействия происходит на расстояниях $r_{(+)\rightleftharpoons(-)}$ при $(1 - \frac{v^2}{c^2} \frac{l^2}{r^2}) < 0$, зависящих от начальных условий.

На *рис. 1,б* для тех же начальных условий приведены расчетные кривые эффективных потенциалов $\bar{U}(r)$, которые определяются непосредственно из решения уравнения (3) (на решение по уравнению (2) для контроля наложен "стандартный" потенциал $U(r) = 1/r$, который точно совпадает с расчетным). Как следует из рисунка, вследствие изменения знака взаимодействия по пути сближения зарядов потенциалы принимают S -образный вид и при большей начальной скорости дольше остаются "привязанными" к кулоновским значениям, т. е. с увеличением начальной скорости дольше сохраняется инерция кулоновского взаимодействия.

Изменение собственно *эффективной* величины зондируемого заряда-мишени $\bar{q}_1(r) = \int \bar{\rho}(r)dV$ по пути сближения с зондирующим зарядом $\bar{q}_2 = 1$, определяется из соотношения $\bar{q}/r = \bar{U}(r)$ для решения уравнения (3), откуда, соответственно, плотность эффективного распределения заряда $\bar{\rho}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} d\bar{q}/dr$ будут иметь вид, представленный на рис. 1, в.

Наконец, на рис. 1, г для тех же начальных условий показано изменение во времени *эффективной* величины зарядов $\bar{q}(t)$, расстояния между зарядами $r(t)$ и скоростей сближения $v(t)$.

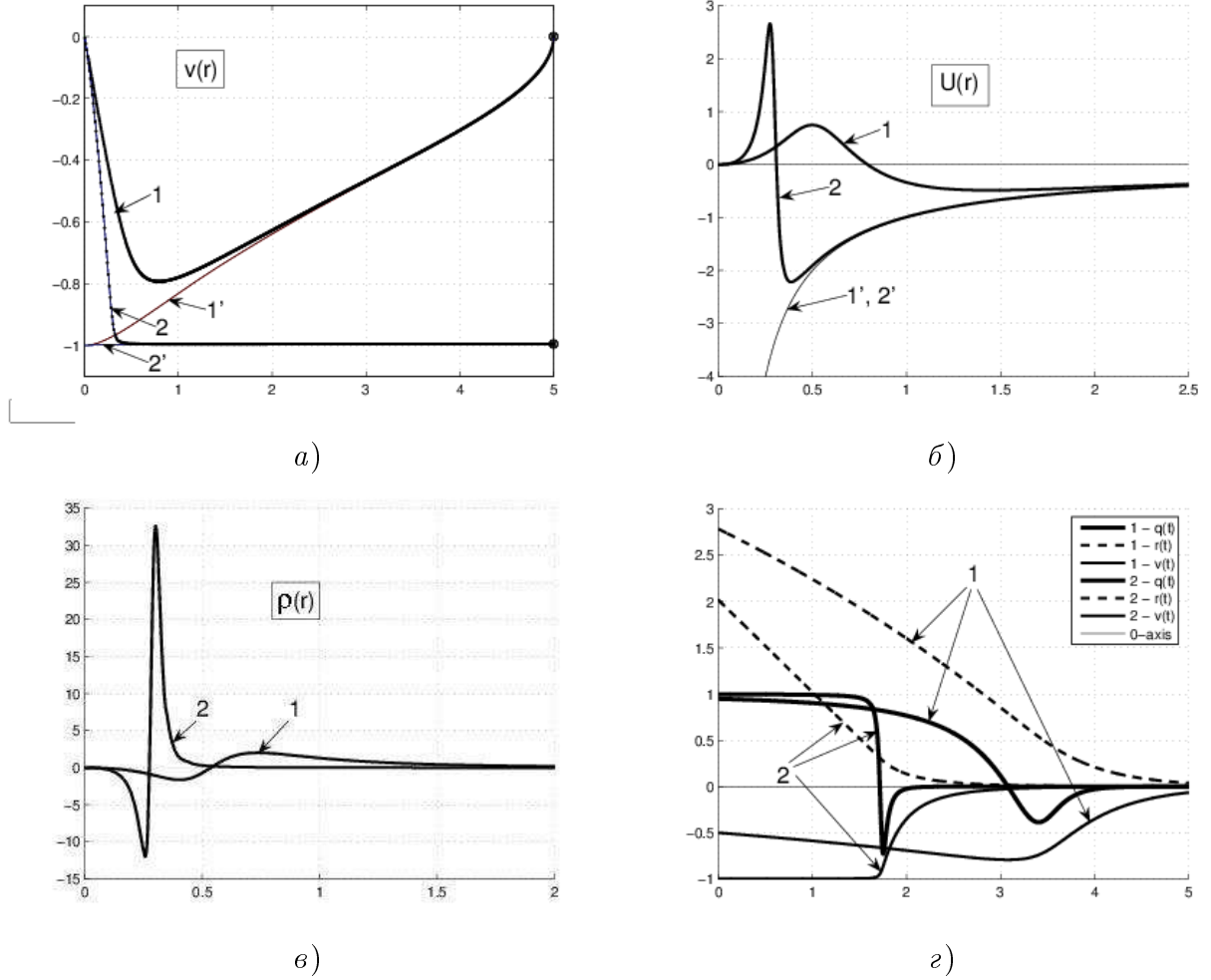


Рис. 1

Формфактор зондируемого заряда $F(g^2)$ (здесь обозначено $g^2 = (p_{cl} - p)^2$, $p_{cl} = m_q v_{cl}(1 - v_{cl}^2/c^2)^{-1/2}$ — импульс заряда при кулоновском взаимодействии из решения уравнения (2), $p = m_q v(1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — то же из решения уравнения (3)) для аксиального сближения зарядов можно определить непосредственно как отличие величины g^2 (в единицах p_{cl}) от 1 по пути движения зондирующего заряда, т. е. как

$$F(g^2) = 1 - (p_{cl} - p)^2/p_{cl}^2 = 1 - g^2/p_{cl}^2, \quad (4)$$

что с хорошим приближением соответствует (см. рис. 2, кривая 2) эмпирической зависимости вида

$$F(g^2) = [1 + k g^2]^{-1}, \quad k = 1/4. \quad (5)$$

При увеличении скорости до достижения условия, когда $p^2 \approx p \cdot p_{cl}$, будем иметь $(p_{cl} - p)^2 \approx (p_{cl}^2 - p^2)$, что позволяет представить формфактор как отношение квадратов импульса по пути движения зондирующего заряда при исследуемом (3) и кулоновском (2) взаимодействиях :

$$F(g^2) = 1 - (p_{cl}^2 - p^2)/p_{cl}^2 = p^2/p_{cl}^2, \quad (6)$$

что соответствует (см. рис. 2, кривая 1) эмпирической зависимости

$$F(g^2) = [1 + k g^2]^{-2}, \quad k = 1/2, \quad (7)$$

совпадающей с т. н. дипольной аппроксимацией экспериментальных данных:

$$F(g_{ex}^2) = [1 + k_{ex} g_{ex}^2]^{-2}, \quad k_{ex} \cong 1/0,71 (GeV/c)^{-2}. \quad (8)$$

Если формфактор определять для больших скоростей, при которых практически на всем пути $(1 - v_{cl}^2/c^2) \approx (1 - v^2/c^2)$, т. е. когда зондирующий заряд будет подходить очень близко к точке встречи по "почти кулоновскому" потенциалу с последующей резкой потерей скорости и энергии, то вместо (4) можем записать

$$F(g^2) = 1 - (v_{cl} - v)^2/v_{cl}^2. \quad (9)$$

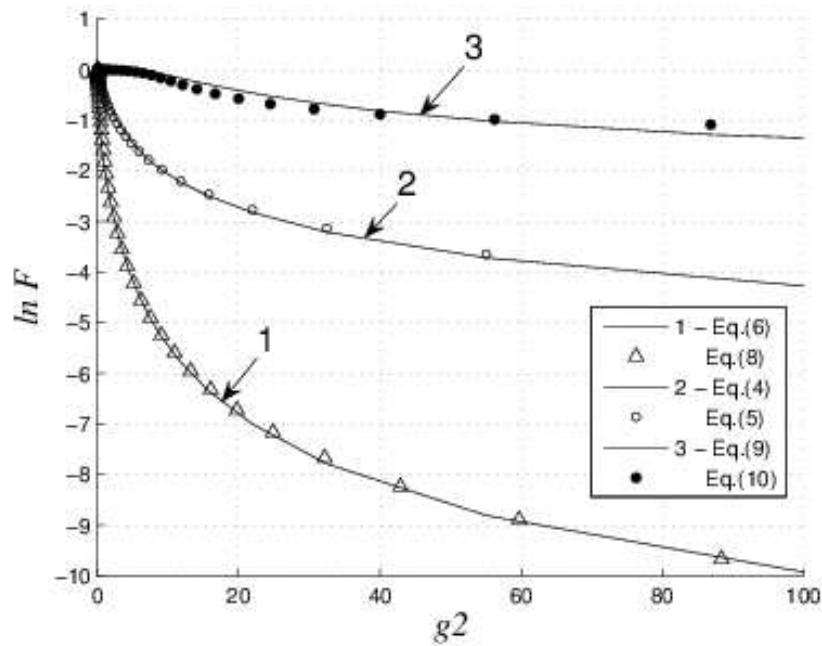


Рис. 2

В этом случае с большой степенью согласия (см. рис. 2, кривая 3) формфактор описывается эмпирической формулой

$$F(g^2) = [1 + (v_{cl} - v)^2]^{-2}. \quad (10)$$

Из сравнения (7) и (8) следует, что соотношение приведенных и экспериментальных единиц составляет величину $g^2/g_{ex}^2 \cong 2,82$, т. е. $k_{ex} \cong 2,82 \cdot k$, и, следовательно,

уравнение (7) в координатах $g_{ex}^2 = g^2 k_{ex}/k$, т. е. $F(g_{ex}^2)$ будет совпадать с (8), что наглядно видно из *рис. 2*, где все формфакторы построены в координатах g_{ex}^2 .

Все три представленных выше типа зависимостей для электрических формфакторов известны из экспериментов по рассеянию электронов на протонах (см. обзор в монографиях [3], [4]). Эти зависимости пытаются объяснить различными структурными особенностями зондируемого заряда, а именно, в первом случае ($F(g^2) \sim 1/g^2$) "размазанность" заряда приписывается мезонному облаку (модель векторной доминантности), во втором ($F(g^2) \sim 1/g^4$) — как модель смешанных изовекторного и изоскалярного формфакторов с наилучшим эмпирическим описанием в виде так называемой дипольной аппроксимации. И, наконец, в третьем случае — как модель неупругого рассеяния на точечных внутринуклонных рассеивателях (партонах).

Как следует из приведенных расчетных результатов, все перечисленные выше известные из экспериментов особенности рассеяния электронов на протонах (без учета спина и магнитных моментов) описываются в рамках комбинированного взаимодействия кулоновского E_q и "слабого" E_G полей зарядов, т. е. с помощью уравнения (3), и, по-существу, представляют собой *кинематические эффекты* этих взаимодействий. Наиболее убеждающим в таком выводе является результат (9), объясняющий "партонный эффект" просто увеличением начальной энергии зондирующего заряда, при котором зондируемый заряд-мишень становится почти точечным.

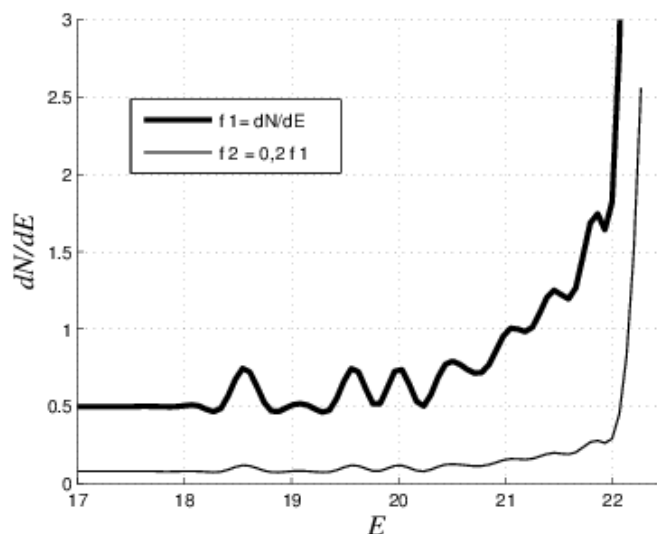


Рис. 3

К сказанному выше следует добавить, что, используя уравнение (3), можно получить те же самые результаты по характеристикам электрических формфакторов путем прямого моделирования экспериментов по рассеянию пучков зарядов на заряде-мишени, хотя это более трудоемко. Но, например, при исследовании спектров рассеяния, образования резонансов и т. п. такой подход является наиболее результативным, так как позволяет не только установить взаимосвязь энергетических параметров пучка с характерными особенностями спектра, но и "воочию" в процессе решения задачи наблюдать на экране компьютера механизм образования этих особенностей [5].

Для представления о возможностях такого моделирования на *рис. 3* приведено решение (не рассматриваемое в настоящей работе) в виде спектра рассеяния узкого пучка зарядов (400 шт.) на заряде-мишени. Из рисунка следует, что кроме кривой упругого рассеяния наблюдаются характерные пики "резонансов" на фоне спектра

так называемого неупругого рассеяния, хвост которого выполаживается к некоторой постоянной величине. С ростом энергии пучка зондирующих зарядов высота пика упругого рассеяния и "резонансных" пиков уменьшается. Все эти особенности, как известно, характерны для экспериментально наблюдаемых спектров рассеяния.

В заключение следует отметить, что уравнения (2)-(3) не "различают" структуры частиц, несущих заряды. Поэтому кривые изменения величины эффективных потенциалов (или зарядов) могут быть равноправно отнесены как к движущемуся (зондирующему), так и к неподвижному (зондируемому) заряду, хотя традиционно неизменным принимается "пробный", т. е. зондирующий заряд. При решении в системе центра инерции функциональные зависимости эффективных зарядов должны быть отнесены сразу к обоим зарядам, так как они неразличимы по всем параметрам, т. е. функции каждого из эффективных зарядов могут быть получены как $\bar{q}_{(1,2)} = \pm [f(\bar{q}) \cdot f(q)]^{1/2}$ (здесь $f(q) = 1$). В этом случае граница изменения знака $f(\bar{q})$ будет представлять собой границу перехода величин зарядов в мнимую область, что обеспечивает изменение знака взаимодействия (притяжения на отталкивание).

С другой стороны, указанные функциональные изменения эффективных значений зарядов $\bar{q}(r)$ можно интерпретировать не как существование пространственных формфакторов ("размазанности" зарядов), а как изменения во времени эффективных величин $\bar{q}(t)$ кулоновских (точечных) зарядов в зависимости от их взаимного расстояния и скорости сближения (см. *рис. 1,2*). При такой интерпретации полученные экспериментальные результаты можно отнести к взаимодействию внешних *кинематически переменных* полей зарядов, полагая, что все структурные отличия последних лежат в их "внутренних" областях, недоступных при проведении данных экспериментов.

Выводы.

Вторичное электрическое дипольное поле E_G , представляющее градиент скалярной компоненты $G = i(\frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_q)$ поля движущегося заряда, возникающей в качестве кинематического эффекта аналогично кинематическому эффекту магнитной компоненты $\mathbf{B} = \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{E}_q$ при движении со скоростью $\mathbf{v}$ поля $\mathbf{E}_q = (q/r^2) \mathbf{e}_r$ центрального заряда, приводит к изменению кулоновского взаимодействия зарядов на малых расстояниях. Эти изменения создают для **точечного** заряда эффект "размазанности", т. е. распределенного в пространстве заряда, характеризуемого так называемым *формфактором*. Рассчитанные электрические *формфакторы* при взаимодействии разноименных зарядов по своим характеристикам и особенностям поведения при различных параметрах рассеяния соответствуют экспериментально регистрируемым *формфакторам* протонов при их зондировании электронами. Это позволяет констатировать, что наблюдаемый электрический *формфактор* протона не имеет отношения к собственно структуре частицы, а представляет собой *кинематический эффект* комбинированного взаимодействия кулоновского $\mathbf{E}_q$ и "слабого" E_G полей точечных зарядов на близких расстояниях.

Список литературы

- [1] Андреев В.Д. О некоторых решениях в теории Максвелла без "калибровки Лоренца" (Сообщение 1: Основные свойства элементарного центрального заряда). // Новейшие про-

- блемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.7-13.
- [2] *Андреев В.Д.* О некоторых решениях в теории Максвелла без "калибровки Лоренца" (Сообщение 2: Слабые взаимодействия в электродинамике Максвелла). // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.14-20.
- [3] *Мухин К.Н.* Экспериментальная ядерная физика (т.2 : Физика элементарных частиц). // Изд. "Атомиздат", Москва, 1974.
- [4] *Фраунфельдер Г., Хенли Э.* Субатомная физика // Изд. "Мир", Москва, 1979.
- [5] *Андреев В.Д.* Дифракция электронов в классической теории. // Новейшие проблемы теории поля 2005 – 2006 (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2007, т. 6, с.32-41.

Раздел 2.

МОДЕЛЬ ИНВЕРСНО-СОПРЯЖЕННЫХ ПРОСТРАНСТВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

Инверсно-сопряженные пространства как модель структуры элементарного заряда	43
<i>Литература</i>	53
<i>Комментарий</i>	53
Топологический аспект сильных взаимодействий	55
<i>Литература</i>	58
Поперечность электромагнитных волн, спин $\frac{1}{2}\hbar$ и заряд $\frac{1}{3}q$ как эффекты 4-мерности пространства-времени $\mathbb{R}^{3+1} \equiv \{\mathbb{R}_0^{3+0}, \mathbb{R}_1^{2+1}, \mathbb{R}_2^{2+1}, \mathbb{R}_3^{2+1}\}$	59
<i>Литература</i>	64
<i>Комментарий</i>	64
Электродинамика в <i>евклидовом</i> Пространстве-Времени в модели инверсно-сопряженных пространств	66
<i>Литература</i>	71
Электромагнитные и гравитационные явления как эффекты напряженно-деформированного состояния и кинематики движений 4-мерной среды в модели инверсно-сопряженных пространств	72
<i>Литература</i>	89
<i>Приложение</i> Деформационно-кинематическая структура элементарных частиц ...	89

Инверсно-сопряженные пространства как модель структуры элементарного заряда*

1 Постановка задачи

Решение в [1] уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu (\nabla_\mu A^\mu)$ для компонент 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ в центрально-симметричной постановке имеет вид:

$$\varphi = \frac{Q}{r} + \frac{1}{2} \frac{Q}{r} e^{i\omega t}, \quad (r > r_o > 0), \quad (1)$$

$$\mathbf{A} = \frac{i}{2} (c/\omega_o) \frac{Q}{r^2} e^{i\omega t} \mathbf{e}_r, \quad (r > r_o > 0). \quad (2)$$

Дифференциальные операции ∇ и $\partial/c\partial t$, соответственно, над φ (1) и $\mathbf{A}$ (2) дает электрическое поле $\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \partial\mathbf{A}/c\partial t$ в собственной системе отсчета центрального заряда в виде

$$\mathbf{E} = \frac{Q}{r^2} \mathbf{e}_r + \frac{Q}{r^2} e^{i\omega t} \mathbf{e}_r, \quad \mathbf{E} \sim r^{-2}. \quad (3)$$

Ротор векторного потенциала $\mathbf{A}$ (2) дает магнитное поле $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ в собственной системе отсчета центрального заряда в виде $\mathbf{B} = \boldsymbol{\mu}/r^3$ где $\boldsymbol{\mu}$ — магнитный момент, величина вектора которого равна $|\boldsymbol{\mu}| = \sqrt{3}\mu_o$, $\mu_o = \mu_z = \frac{1}{2}r_o Q$ (при $Q = e_o$ и $r_o = \hbar/m_o c$ величина μ_o — магнетон Бора), т. е. поле

$$\mathbf{B} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{r_o Q}{r^3} e^{i\omega t} \text{rot } \mathbf{e}_r, \quad \mathbf{B} \sim r^{-3}. \quad (4)$$

Наконец, операции $\partial/c\partial t$ и $\nabla = (\omega_o/c)^2 \frac{\partial}{\partial r} \mathbf{e}_r$, соответственно, над φ (1) и $\mathbf{A}$ (2) дают скалярное поле $G = \partial\varphi/c\partial t + \nabla \mathbf{A}$ в собственной системе отсчета центрального заряда в виде

$$G = -\frac{i}{2} \frac{Q}{r_o r} e^{i\omega t}, \quad G \sim r^{-1}. \quad (5)$$

Решению указанного выше уравнения при условии получения ненулевого заряда $Q \neq 0$ приводит к разделению пространства $U \equiv X^3$ на две области ($r_o \leq r < \infty$) и $X^*(0 < r^* \leq r_o)$, т. е. к образованию двухкомпонентного пространства

$$^2U = X^* \cup X = \{(0, r_o], [r_o, \infty)\} \quad (6)$$

*В.Д. Андреев, Инверсно-сопряженные пространства как модель структуры элементарного заряда // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.33-44.

сцепленных подпространств

$$X^* = (0, r_o], \quad r^* \in X^*, \quad (7)$$

$$X = [r_o, \infty), \quad r \in X, \quad (8)$$

$$X \cap X^* \neq \emptyset, \quad X \cap X^* = S_o(r_o), \quad (9)$$

где $S_o(r_o)$ — сфера радиуса r_o . При $r_o = 0$, т. е. в случае ${}^2U \rightarrow U$, решение уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu(\nabla_\mu A^\mu)$ дает $Q \equiv 0$, что свидетельствует о невозможности существования зарядов в ОДНОКОМПОНЕНТНОМ пространстве.

Так как решение (1)-(2) относится только к внешней области $X(r_o \leq r < \infty)$, то представляется логичным выполнение **релятивистского** требования существования физически *равноправных* решений (*форминвариантности*) для "наблюдателей", находящихся по разную сторону границы $X \cap X^*$, т. е. в областях $X(r_o \leq r < \infty)$ и $X^*(0 < r^* \leq r_o)$.

При сферически симметричной постановке это требование простейшим образом выполняется для пространственных координат $x = \{x_1, x_2, x_3\} \in X$ и $x^* = \{x_1^*, x_2^*, x_3^*\} \in X^*$, связанных между собой конформным преобразованием инверсии относительно сферы S_o с радиусом r_o как

$$x^* = x \frac{r_o^2}{r^2}, \quad r = \sqrt{(x_1)^2 + (x_2)^2 + (x_3)^2}, \quad r = \frac{r_o^2}{r^*} \quad (10)$$

и, соответственно,

$$x = x^* \frac{r_o^2}{(r^*)^2} = x^* \frac{r^2}{r_o^2}, \quad r^* = \frac{r_o^2}{r}, \quad (11)$$

что соответствует образованию инверсно-сопряженных подпространств (7)-(9) двухкомпонентного пространства (6).

В этом случае двухкомпонентное пространство 2U является пространством с **фиксированным** положением центра в точке $r^* = 0$ и ненулевым радиусом инверсии $r_o > 0$ (при $r_o = 0$ будем иметь ${}^2U(r_o = 0) \equiv U$, т. е. однокомпонентное "пустое" пространство), а инверсно-сопряженные подпространства (множества) X^* и X **равномощны** в силу однозначного соответствия (10)-(11) для всех элементов, входящих в X^* и X . Эти свойства определяют *пространственную* относительность инверсно-сопряженных пространств X^* и X , т. е. наблюдатель A^* , находящийся в подпространстве X^* , согласно соотношениям инверсии (10)-(11) будет видеть свой мир точно также, как и наблюдатель A , т. е. его пространство будет также уходить в бесконечность (т. е. после перехода наблюдателя из X в X^* — после инверсии $A \rightarrow A^*$ точке $r^* = 0$ будет соответствовать ∞) и он также будет наблюдать некий сферический объект радиуса r_o .

Для получения в области X^* физических решений, инверсно-сопряженных решениям (1)-(2), необходимо, кроме преобразования пространственных координат (10)-(11) при переходе из одной области в другую, найти соответствующую группу преобразований **физических свойств** рассматриваемого объекта (в данном случае — элементарного заряда), которые характеризуют этот объект в области X .

Таковыми физическими свойствами являются: 1) обладающий в области X полем кулоновского потенциала электрический заряд Q , равный заряду электрона e_o и характеризуемый константой взаимодействия α ; 2) обладающая полем ньютоновского потенциала (кулоновского вида) масса m , равная массе электрона m_o и характеризуемая константой взаимодействия — гравитационной постоянной η и, наконец, 3) момент вращения — спин $\frac{1}{2}\hbar$, приводящий к наличию у заряда магнитного момента $\mu_o = \frac{1}{2}e_or_o$, где $r_o = \hbar/mc$.

В связи с изложенным в работе ставится задача найти для перечисленных физических характеристик такие преобразования, которые позволили бы объединить решения в инверсно-сопряженных областях X^* и X в физическую модель структуры элементарного заряда, свойства которого согласуются с экспериментальными данными.

2 Физические свойства инверсно-сопряженных подпространств X^* и X

2.1 Корпускулярно – полевая структура и "точечность" заряда

Как было сказано выше, решение уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu(\nabla_\mu A^\mu)$ при условии получения ненулевого заряда $Q \neq 0$ приводит к образованию объекта, представляющего собой двухкомпонентное пространство 2U (6), обладающее свойством инверсной пространственной относительности между внешней X (назовем "полевой") и внутренней X^* (назовем "корпускулярной") областями. Такой объект может быть охарактеризован как корпускулярно-полевое образование.

Так как граница $X \cap X^* = S_o(r_o)$ (6) характеризуется радиусом r_o , который в решении упомянутого уравнения определяется вращением поля со скоростью света по сфере радиуса $r_o = c/\omega_o = \hbar/mc$, то для такого сугубо релятивистского образования величина любого интервала между событиями измерения длины дуги окружности в точках (t_1, θ_1) и (t_2, θ_2) будет равна $(\Delta s_{2-1})^2 = (c\Delta t_{2-1})^2 - (r\Delta\theta_{2-1})^2$ и так как $\Delta t_{2-1} = r\Delta\theta_{2-1}/c$, то интервал между произвольными точками на сфере радиуса $r_o = c/\omega_o$ при любом числе оборотов будет всегда светоподобным, т. е. $\Delta s_{2-1} = 0$. Это известный эффект релятивистского сокращения длины окружности (стягивания в точку) при сохранении длины диаметра вращающегося круга. Другими словами, внутренняя область X^* замыкается, т. е. любое диаметральное сечение этой области для наблюдателя будет представляться **точкой** (рис. 1).

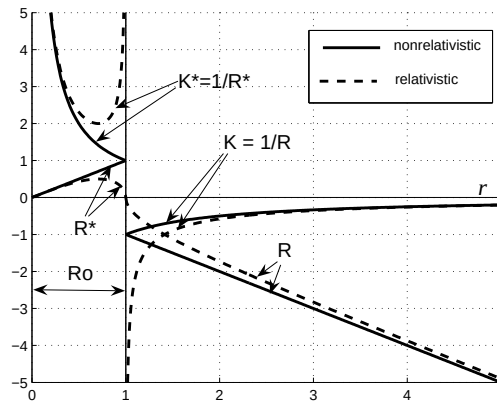


Рис. 1

Таким образом, полевое образование, ограниченное поверхностью произвольного радиуса $r_o = \hbar/mc$, по которой происходит вращение образующей эту поверхность поля со скоростью света, является 4-мерной точкой пространственно-временного континуума, размер пространственной компоненты которой невозможно измерить. Это,

в свою очередь, приводит к равноправности всех точек поверхности $S_o(r_o)$ и равноправности направлений их движения по этой поверхности (квантово-механическим аналогом такого объекта является, например, ротатор с $(2l + 1)$ энергетическими уровнями в s -состоянии, т. е. центрально-симметричный объект с однократно вырожденным уровнем $l = 0$, при котором все направления, проходящие через начало координат, являются равновероятными).

Если считать, что вращение поля от границы $S_o(r_o)$ распространяется как во внутреннюю, так и во внешнюю области, то допустимо предположить, что любая точка, лежащая в плоскости любого диаметрального сечения на расстоянии $0 < r^* \leq r_o$, вращается с окружной скоростью $v^* = (c/r_o) \cdot r^*$, что, в силу преобразований (11), во внешней области будет соответствовать инверсно-сопряженному вращению в любой центральной плоскости с окружной скоростью $v = (cr_o)/r$. В этом случае радиус кривизны R и собственно кривизна $K = 1/R$ диаметрального сечения гиперповерхности 2U будет иметь вид зависимости, представленной на рис. 1, т. е. 2U будет состоять из замкнутой (X^*) и разомкнутой (X) областей. При этом следует обратить внимание на релятивистское искажение кривизны двухкомпонентного пространства 2U в районе границы $X \cap X^*$, которая сама превращается в точку, так как здесь $R \rightarrow 0$ и $K \rightarrow \pm \infty$.

2.2 Инверсно – сопряженные заряды и константы взаимодействия

Для того, чтобы установить, как преобразуется при инверсии величина электрического заряда $Q \rightarrow Q^*$, воспользуемся квантовым представлением $e^2 = \alpha \hbar c$ для минимального заряда e (т. е. заряда электрона) и представлением r_o как $r_o = \hbar/m_o c$.

Собственная энергия поля $\mathbf{E}_o = (Q^\pm/r^2) \mathbf{e}_r$ центрального заряда (электрона) в области X при $r_o = \hbar/m_o c$ будет равна

$$W_e = \frac{1}{8\pi} \int_V E_o^2 dV = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_o} = \frac{1}{2} \alpha m_o c^2, \quad r_o \leq r < \infty, \quad (12)$$

т. е. полевая масса электрического происхождения составляет $1/(2 \cdot 137)$ общей массы электрона. Если в качестве r_o принять величину "классического" радиуса электрона, т. е. $r_o = \alpha \hbar / 2 m_o c$, то вся масса электрона будет образована электрическим полем заряда, а масса корпускулярной части будет отсутствовать. Однако, такая модель, как известно, по многим причинам оказалась **не работоспособной**.

Обратимся теперь к гравитационному полю электрона, масса которого равна m_o :

$$\mathbf{G}_o = -\eta \frac{m_o}{r^2} \mathbf{e}_r, \quad r_o \leq r < \infty. \quad (13)$$

Обозначим как **заряд гравитационного поля** выражение

$$g = i \eta^{1/2} m_o, \quad (i = \sqrt{-1}). \quad (14)$$

Тогда, по аналогии с электрическим зарядом $e^2 = \alpha \hbar c$, гравитационный заряд массы m_o можно выразить как $g^2 = \gamma \hbar c$, где константа гравитационного взаимодействия равна

$$\gamma = i^2 \eta m_o^2 / \hbar c. \quad (15)$$

При этом необходимо иметь ввиду, что для произвольной массы $M = n \cdot m_o$ величину n представляют собой любые вещественные числа, лежащие в диапазоне

$0 \leq n < \infty$, что отличает от произвольного электрического заряда $Q = N \cdot e$, где величины N являются целыми (натуральными) числами, лежащими в диапазоне $1 \leq N < \infty$. Следовательно, $g_M = \eta^{1/2} M = \eta^{1/2} n \cdot m = n \cdot g_m$ и тогда взаимодействие масс m и M будет стандартно определяться гравитационной силой $\mathbf{F} = (g_M \cdot g_m)/r_{M-m}^2 \mathbf{e}_r = -\eta(M \cdot m)/r_{M-m}^2 \mathbf{e}_r$.

Здесь также необходимо определиться с величиной r_o для гравитационного поля (13), которая для электрического поля рассматриваемого элементарного заряда равна $r_o = \hbar/mc$ и характеризует границу $X \cap X^*$ разделения двухкомпонентного пространства 2U на "полевую" и "корпускулярную" области этого заряда.

Наиболее приемлемым представляется допустить, что пространство 2U включает в себя поле гравитационного заряда в тех же границах, т. е. "полевая" и "корпускулярная" области совпадают для обоих типов зарядов. В противном случае будут возникать дополнительные проблемы с описанием самостоятельных пространственных областей, связанных с проявлением электрических и гравитационных сил и "привязанных" к одному и тому же объекту. В связи с этим в настоящей работе будет рассматриваться вариант, когда гравитационное поле элементарного заряда лежит в тех же границах, что и электрическое, т. е. для поля (13) также имеем $r_o = \hbar/mc$, что, естественно, не имеет никакого отношения к шварцшильдовскому гравитационному радиусу массы m .

Тогда собственная энергия центрального поля $\mathbf{G}_o$ (13) будет определяться аналогично энергии поля $\mathbf{E}_o$ (12) и в области X при $r_o = \hbar/m_o c$ будет равна

$$W_g = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{G}_o^2 dV = \frac{1}{2} \frac{g^2}{r_o} = \frac{1}{2} \gamma m_o c^2 = -\frac{1}{2} (\eta c/\hbar) m_o^3, \quad r_o \leq r < \infty. \quad (16)$$

Теперь можно обратиться к электрической и гравитационной энергии во внутренней, т. е. корпускулярной области. По аналогии с (12) для энергии электрического поля в области X^* будем иметь

$$W_e^* = \frac{1}{2} \alpha^* m_o c^2, \quad 0 \leq r^* < r_o, \quad (17)$$

где α^* — искомая инверсно-сопряженная константа взаимодействия в области X^* .

Соответственно, для гравитационной составляющей в области X^* получим

$$W_g^* = \frac{1}{2} \gamma^* m_o c^2, \quad 0 \leq r^* < r_o, \quad (18)$$

где γ^* — искомая инверсно-сопряженная константа взаимодействия в области X^* .

Теперь необходимо установить закон преобразования констант α и γ в α^* и γ^* . Предполагая, что вся масса m_o состоит только из гравитационной и электрической составляющих, т. е.

$$(W_e + W_e^*) + (W_g + W_g^*) = \frac{1}{2} [(\alpha + \alpha^*) + (\gamma + \gamma^*)] m_o c^2 = m_o c^2, \quad (19)$$

можно придти к заключению, что *простейшими* соотношениями между электрическими и гравитационными константами взаимодействия во внешней X и внутренней X^* областях, удовлетворяющими (19), являются соотношения

$$\alpha + \alpha^* = 1, \quad \text{или} \quad \alpha^* = 1 - \alpha, \quad (20)$$

$$\gamma + \gamma^* = 1, \quad \text{или} \quad \gamma^* = 1 - \gamma. \quad (21)$$

В этом случае, используя для внешней области X значения констант взаимодействия $\alpha = e^2/\hbar c \cong 0,73 \cdot 10^{-2}$ и $\gamma = i^2 \eta m_o^2/\hbar c \cong -0,17 \cdot 10^{-44}$, для внутренней области X^* будем иметь $\alpha^* \simeq 0,9927$ и $\gamma^* = 1 - \gamma \simeq 1$, $\eta^* = \gamma^* \hbar c/m_o^2 = (\hbar c/m_o^2 + \eta) \simeq 3,8 \cdot 10^{37} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2 \simeq 0,57 \cdot 10^{45} \eta$. Следовательно:

$$\gamma : \alpha : \alpha^* : \gamma^* = \sim 10^{-45} : \sim 10^{-2} : \sim 1 : \sim 1, \quad (22)$$

что соответствует соотношениям констант гравитационных, электромагнитных и сильных взаимодействий. При этом сильные взаимодействия характеризуются двумя практически одинаковыми по величине константами, относящимся к взаимодействию заряженных (α^*) и незаряженных (γ^*) объектов, что и наблюдается в эксперименте.

Полученные соотношения для констант взаимодействия позволяют определить выражения для инвертированных зарядов :

$$(e^*)^2 = \alpha^* \hbar c = (\alpha^*/\alpha) e^2 = \hbar c - e^2, \quad \text{или} \quad e^2 + (e^*)^2 = \hbar c, \quad (23)$$

$$(g^*)^2 = \gamma^* \hbar c = (\gamma^*/\gamma) g^2 = \hbar c + \eta m^2, \quad \text{или} \quad g^2 + (g^*)^2 = \hbar c. \quad (24)$$

Здесь, правда, "по-умолчанию" заложено еще одно тонкое предположение о том, что для гравитационных сил действие $\hbar_g$ и скорость распространения c_g не отличаются от $\hbar$ и c для электромагнитных сил. Однако, из допущения $r_g = r_o = \hbar/mc$ следует, что это соотношение будет выполняться при $\hbar_g = k\hbar$ и $c_g = kc$ (здесь k — постоянный множитель), т. е. $\hbar_g c_g = k^2 \hbar c$. В настоящей работе принимается $k = 1$.

Тогда так называемые *планковские* единицы массы $m_{Pl} = (\hbar c/\eta)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ г}$ и длины $l_{Pl} = (\hbar \eta/c^3)^{1/2} \approx 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}$, не содержащие никакой привязки к известным физическим объектам, приобретают значения реальных величин при замене *гравитационной* постоянной $\eta = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$ на её "*инверсно-сопряженную*" величину $\eta^* \simeq 3,8 \cdot 10^{37} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$:

$$m_{Pl}^* = (\hbar c/\eta^*)^{1/2} = 0,91 \cdot 10^{-27} \text{ г} = m_e, \quad (25)$$

$$l_{Pl}^* = (\hbar \eta^*/c^3)^{1/2} \equiv \hbar/m_e c = 3,82 \cdot 10^{-11} \text{ см} = \lambda_K, \quad (26)$$

т. е. соответствуют массе и комптоновскому радиусу *электрона*.

Наконец, инверсно-сопряженные потенциалы для рассматриваемого элементарного объекта, корпускулярно-полевая структура которого характеризуется соотношением $r_o = \hbar/mc$, будут определяться взаимосвязанными зарядами (23)-(24) и инверсными преобразованиями координат (10)-(11).

Так инверсно-сопряженные потенциалы электрического заряда будут иметь вид

$$\varphi_e = -\frac{e}{r}, \quad e = (\alpha \hbar c)^{1/2}, \quad r_o \leq r < \infty, \quad (27)$$

$$\varphi_e^* = -\frac{e^*}{r_o^2} r^* = -(\alpha^*/\alpha)^{1/2} \frac{e}{r_o^2} r^*, \quad e^* = (\alpha^* \hbar c)^{1/2} \cong 11,66 e, \quad 0 \leq r^* < r_o. \quad (28)$$

Гравитационные потенциалы будут преобразовываться аналогично

$$\varphi_g = -\frac{g}{r}, \quad g = (\gamma \hbar c)^{1/2} = i \eta^{1/2} m_o, \quad r_o \leq r < \infty, \quad (29)$$

$$\varphi_g^* = \frac{g^*}{r_o^2} r^* = -(\gamma^*/\gamma)^{1/2} \frac{g}{r_o^2} r^*, \quad g^* = (\gamma^* \hbar c)^{1/2} \cong 2,4 \cdot 10^{22} g, \quad 0 \leq r^* < r_o. \quad (30)$$

Таким образом потенциалы электрического и гравитационного полей в области X имеют кулоновский вид, т. е. $U \sim 1/r$.

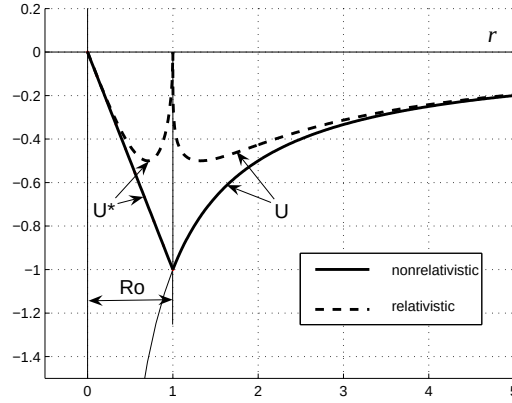


Рис. 2

Следовательно, преобразование (10)-(11) переводит эти потенциалы в инверсно-сопряженную форму $U^* \sim (1/r_o^2) r^*$ (рис. 2, сплошные кривые). При этом увеличение кривизны пространства (рис. 1) с приближением к границе $r_o = \hbar/mc$ заряда искажает "стандартный" вид потенциалов (рис. 2, пунктирные кривые), образуя потенциальную ямы на некотором расстоянии по обе стороны от границы.

2.3 Инверсно – сопряженные массы

Из (12), (16) и (17)-(18) следует, что масса *внешних* полей заряда и масса его *корпускулярной* части равны

$$M = \frac{1}{2} (\alpha + \gamma) m_o, \quad (31)$$

$$M^* = \frac{1}{2} (\alpha^* + \gamma^*) m_o. \quad (32)$$

Следовательно, в рассматриваемом случае инвертирование массы M из области X в массу M^* области X^* будет определяться соотношением

$$M^*/M = (\alpha^* + \gamma^*)/(\alpha + \gamma). \quad (33)$$

2.4 Инверсное преобразование спина

Рассмотрим простейший пример вращения кольца. Его спин равен $s = 1$ независимо от того, в двумерном X^2 или трехмерном X^3 пространстве это кольцо находится. Если вращающееся кольцо находится в двумерном пространстве, то его инверсию можно осуществить только относительно линии, в частности, относительно окружности. В этом случае легко обнаружить, что величина спина вектора вращения остается прежней, т. е. $s = 1$. Другое дело, если кольцо находится в трехмерном пространстве. В этом случае необходимо инвертировать кольцо относительно граничной поверхности $X \cap X^*$, в частном случае это может быть поверхность сферы (как, например, в нашем корпускулярно-полевым представлении) или плоскость (при $r_o \rightarrow \infty$). Такая операция представляет собой "выворачивание наизнанку" плоскости вращения кольца, совмещенной (или параллельной) с одной из координатных плоскостей, инвертированием проекций этого кольца, лежащих в двух других координатных плоскостях, из X в X^* — другими словами кольцо необходимо повернуть вокруг лежащих в ее плоскости двух перпендикулярных диаметров.

Обозначим вращающееся в подпространстве $X \subset {}^2U$ с окружной скоростью $\mathbf{v}$ кольцо, как контур $(a, b, c, d) \Rightarrow +\boldsymbol{\omega}$, где $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{r} \times \mathbf{v}$ — аксиальный вектор, ортогональный плоскости контура, знак $(+)$ — правое вращение, точки $a-c$ и $b-d$ являются концами взаимно перпендикулярных диаметров D кольца и, следовательно, длина дуг $(ab + bc + cd + da) = \pi D$.

Совместим плоскость контура (a, b, c, d) с плоскостью, параллельной, например, координатной плоскости $\{xy\}$, лежащей на расстоянии $h \geq 0$, а координатные плоскости $\{yz\}$ и $\{zx\}$ проведем, соответственно, через диаметры $a-c$ и $b-d$ так, что $a(x = +D/2, y = 0, z = h)$, $c(x = -D/2, y = 0, z = h)$ и $b(x = 0, y = +D/2, z = h)$, $d(x = 0, y = -D/2, z = h)$.

Инвертируем контур (a, b, c, d) относительно плоскости $\{xy\}$ из подпространства $X\{xyz\}$ в подпространство $X^*\{x^*y^*z^*\}$ (здесь $\{x^*y^*z^*\} = \{xy(-z)\}$), для чего построим проекции контура на плоскости $\{yz\}$ и $\{zx\}$. Эти проекции будут иметь вид сдвоенных отрезков: на плоскости $\{yz\}$ это $(d', a'_+, b') \rightleftharpoons (b', c'_-, d')$ и на плоскости $\{zx\}$ — $(a', b'_+, c') \rightleftharpoons (c', d'_-, a')$, которые могут быть обозначены как сложенные пополам контуры $(d', a'_+, b', c'_-)_{yz}$ и $(a', b'_+, c', d'_-)_{zx}$, где нижние индексы $(+)$ и $(-)$ соответствуют расположению точек на положительной и отрицательной сторонах координатных плоскостей (в соответствии с направлением осей).

Преобразование полученных проекций контура из X в X^* будет соответствовать отражению путем поворота плоскостей $\{yz\}$ и $\{zx\}$ относительно осей y и x . В результате будем иметь

$$f : (d', a'_+, b', c'_-)_{yz} \rightarrow (d'^*, a'^*, b'^*, c'^*)_{y^*z^*}$$

$$f : (a', b'_+, c', d'_-)_{zx} \rightarrow (a'^*, b'^*, c'^*, d'^*)_{z^*x^*}$$

Так как контур ориентирован порядком следования точек (a, b, c, d) , то восстановление контура в плоскости $\{x^*y^*\}$ подпространства X^* из преобразованных проекций приводит к следующей картине :

$$(a'^*, b'^*, c'^*, d'^*)_{z^*x^*} \Rightarrow (a^*, b^*, c^*, d^*)_1 \Rightarrow +\boldsymbol{\omega}^* = -\boldsymbol{\omega},$$

$$(d'^*, a'^*, b'^*, c'^*)_{y^*z^*} \Rightarrow (d^*, a^*, b^*, c^*)_2 = [(a^*, b^*, c^*, d^*)_1 + \pi]_2,$$

$$[(a^*, b^*, c^*, d^*)_1 + \pi]_2 + \pi = (a^*, b^*, c^*, d^*)_1 + 2\pi = +\boldsymbol{\omega}^* = -\boldsymbol{\omega}.$$

Из приведенного следует, что преобразование из X в X^* контура (a, b, c, d) является непрерывным отображением в контур (a^*, b^*, c^*, d^*) , которое включает в себя две операции: 1) "расслоение" прообраза (контура) на два полупробраза (нижние индексы 1 и 2), лежащих в одной плоскости, но со смещенными относительно друг друга на 180° одноименными диаметрами, и 2) поворот одного из полупробразов на 180° , т. е. скручиванием пространства на угол 2π вокруг оси $z(z^*)$ для совмещения одноименных точек контура. При этом направление аксиального вектора $\boldsymbol{\omega}^*$ становится противоположным исходному вектору $\boldsymbol{\omega}$.

Так как по постановке задачи рассматриваемый контур представляет собой круговую орбиту вращающихся точек в X , то преобразование этой орбиты в X^* влечет за собой увеличение пути движения каждой точки орбиты на $2\pi r_o$, т. е. увеличение периода вращения до $4\pi n$. Тогда, если спин контура в X равен $s = \hbar = h/2\pi$, то в X^* он становится равным $s^* = h/(2\pi + 2\pi) = \frac{1}{2}\hbar$.

Аналитически получение функции вращения с полуцелым углом, т. е. спинорной функции $\psi = e^{i(\varphi + 4\pi n)/2}$, имеющей период $4\pi n$, представляет собой *извлечение квадратного корня* из обычной функции вращения $z = e^{i(\varphi + 2\pi k)}$ ($k = 0, 1, \dots, n-1$; $n = 2$),

т. е. $(z)^{1/2} = e^{i\pi k} e^{i\varphi/2} = (\pm 1) e^{i\varphi/2}$, что соответствует инвертированию аксиального вектора из X в X^* . К слову, получение для электрона спина $s = \frac{1}{2} \hbar$ при решении уравнения Дирака фактически является не результатом удовлетворения требованиям лоренц-инвариантности трансформационных свойств дираковской волновой функции ψ (как обычно трактуется), а, наоборот, результатом *a priori* заложенной (в неявной форме) в дираковское уравнение спинорной функции $\psi = (z)^{1/2}$ при "линеаризации" оператора энергии путем *извлечения* из него *квадратного корня* (с помощью 4-рядных матриц), которая (функция) и удовлетворяет указанным выше требованиям лоренц-инвариантности.

Таким образом операция преобразования контура вращения из X в X^* (без разрыва кольца) соответствует топологической операции получения двойной непрерывной петли путем скручивания кольца в "восьмерку" с последующим ее складыванием относительно поперечной оси симметрии (в топологической терминологии это соответствует увеличению порядка замкнутой кривой относительно внутренней точки с 1 до 2 — см. *Б.А. Дубровин и др. Современная геометрия*, М., Наука, 1979). Такая фигура имеет в 2 раза меньший момент вращения, чем одинарная петля (или кольцо), так как при одном и том же радиусе у двойной петли вдвое большая длина окружности, приходящаяся на один полный оборот, что соответствует проекции на 3-мерное пространство полного оборота на угол 4π в 4-мерном пространстве. Наглядно это соответствует траектории движения точки по образующей ленты Мёбиуса.

Собственно инверсия, как преобразование вида (10)-(11) не вносит никаких дополнений в рассмотренное выше преобразование, кроме соответствующих изменений в соотношении пространственных координат (изменение кривизны пространства). Поэтому можно констатировать, что, аналогично рассмотренному выше, инверсное преобразование вектора вращения в трехмерном пространстве приводит к скручиванию пространства в области инвертирования и уменьшению момента вращения с 1 до $\frac{1}{2}$:

$$s^* = \pm \left(s - \frac{1}{2}\right). \quad (34)$$

Таким образом, в рассматриваемой модели наличие у электрона *половинного* спина может трактоваться как "*инвертированное вращение*" поля по двойной петле.

3 Некоторые следствия теории

Все изложенное выше относится, в первую очередь, к описанию свойств элементарного корпускулярно-полевого бесструктурного образования, обладающего инверсно-сопряженными (внешними и внутренними) электрическим и гравитационным полями, энергетические (массовые) и силовые (константы взаимодействия) характеристики которых соответствуют характеристикам элементарного заряда — электрона.

Взаимосвязь внешних (полевых) и внутренних (корпускулярных) свойств такого образования, основанная на относительности (релятивизме) инверсно-сопряженных областей двухкомпонентного пространства 2U , позволила увязать воедино известные физические характеристики элементарного заряда, начиная от "корпускулярно-волнового дуализма" с одновременных требованием "точечности" и кончая половинным спином.

Тем не менее, установленные законы преобразований физических характеристик инверсно-сопряженных областей позволяют шире взглянуть на возможность описания других элементарных частиц.

Например, решение уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu(\nabla_\mu A^\mu)$ [1] в цилиндрической постановке будет иметь вид, аналогичный (1)-(2) с той лишь разницей, что круговое движение поля по радиусу $r_o = c/\omega_o$ будет происходить в одной плоскости, например, параллельно плоскости $\{xy\}$, а по направлению оси z будет соответствовать $z = ct$. Таким образом, решение можно поставить в соответствие описанию плоского корпускулярно-полевого образования, движущегося со скоростью света вдоль оси z , т. е. его масса покоя равна нулю. В собственной системе отсчета поле, вращающееся по кольцевой орбите, будет иметь спин $s = 1$. В соответствии с изложенным в п. 2.1. такое образование будет представлять собой "точечный" объект, траектория которого в направлении движения будет прямой линией, закрученной в спираль с шагом (длиной волны) $\lambda = 2\pi c/\omega_o$, т. е. по всем приведенным характеристикам этот объект будет соответствовать фотону $\gamma_o (m_\gamma = 0, s = 1)$.

Рассмотрим инверсные преобразования характеристик фотона. Обозначим оператор преобразования как P^* . Тогда рассматриваемая задача будет выглядеть как

$$P^* \cdot \gamma_o(m_\gamma, s_\gamma) = \gamma_o^*(P^* \cdot m_\gamma, P^* \cdot s_\gamma).$$

Используя соотношение (33) и (34), будем иметь $P^* \cdot m_\gamma = m_\gamma^* = 0$, $P^* \cdot s_\gamma = s_\gamma^* = s_\gamma - \frac{1}{2} = \frac{1}{2} = s_\nu$, что в целом позволяет записать как

$$P^* \cdot \gamma_o(m_\gamma, s_\gamma) = \gamma_o^* = \nu_o(m_\nu = 0, s_\nu = \frac{1}{2}), \quad (35)$$

т. е. инвертированный ("скрученный" в двойное кольцо согласно п. 2.5.) фотон γ_o^* обладает свойствами безмассового нейтрино ν_o ! К этому следует добавить, что в двойном кольце при движении по "восьмерке" через полпериода меняется ориентация внешней стороны кольца на внутреннюю, т. е. при их сложении электромагнитная фаза за полный период будет складываться с противофазой, давая ноль, образуя тем самым нейтральную частицу, что, собственно, и требуется для нейтрино.

В качестве другого примера рассмотрим инверсные преобразования характеристик уже самого электрона $e_o(m_e = 1, s_e = \frac{1}{2})$. В этом случае рассматриваемая задача будет выглядеть как

$$P^* \cdot e_o(m_e, s_e) = e_o^*(P^* \cdot m_e, P^* \cdot s_e).$$

Используя соотношение (33), будем иметь :

$$\begin{aligned} P^* \cdot m_e &= m_e^* = m_e(\alpha^* + \gamma^*)/(\alpha + \gamma) = \\ &= m_e(0,9927 + 1)/(0,73 \cdot 10^{-2} - 0,17 \cdot 10^{-44}) \cong 273,1 m_e = m_\pi, \end{aligned}$$

а в соответствии с (34) получим

$$P^* \cdot s_e = s_e^* = s_e - \frac{1}{2} = 0 = s_\pi,$$

что в целом позволяет записать

$$P^* \cdot e_o = e_o^* = \pi^\pm(m_\pi = 273,1 m_e, s_\pi = 0), \quad (36)$$

т. е. инвертированный электрон обладает свойствами $\pi^\pm$ -мезона (!) и, следовательно, последний в данном случае является не переносчиком мезонного поля ("тяжелый" аналог фотона), а носителем этого поля (аналог электрона).

Краткое резюме

В работе обоснована физичность существования в Природе объектов, которые обладают свойствами инверсно-сопряженных пространств (корпускулярно-полевые образования), и получены основные законы преобразования физических свойств таких объектов из внешних областей во внутренние и (или) обратно.

Все рассмотренные в работе следствия, вытекающие из теории, не противоречат известным экспериментальным данным и здравому смыслу.

Использованный теоретический подход открывает путь расчета свойств элементарных корпускулярно-полевых образований, что показано на примере простейших частиц.

Не исключена возможность, что и определенные МЕГА-объекты Природы построены по типу инверсно-сопряженных пространств, в которых физические законы связаны между собой принципами инверсной ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ.

Список литературы

- [1] Андреев В.Д. О некоторых решениях в теории Максвелла без "калибровки Лоренца" (Сообщение 1: Основные свойства элементарного центрального заряда). // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.7-13.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ

Решение в работе ^[1] уравнения $\square A^\mu = \nabla^\nu (\nabla_\nu A^\mu)$ для компонент поля 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ в центрально-симметричной постановке при использовании δ -функции (из-за требования $\nabla_\mu A^\mu \neq 0$) математически приводит к разделению пространства $U \equiv X^3$ на две области $X(r_o \leq r < \infty)$ и $X^*(0 < r^* \leq r_o)$, т. е. к образованию двухкомпонентного пространства ${}^2U = X^* \cup X = \{(0, r_o], [r_o, \infty)\}$ сцепленных подпространств $X^* = (0, r_o]$, $r^* \in X^*$ и $X = [r_o, \infty)$, $r \in X$, для которых $X \cap X^* = S(r_o)$, где $S(r_o)$ — сфера радиуса r_o .

При $r_o > 0$ решение в работе ^[1] приводит к описанию центрального заряда $Q \neq 0$, а при $r_o = 0$, т. е. в случае ${}^2U \rightarrow U$, решение дает $Q \equiv 0$, что свидетельствует о невозможности существования зарядов в ОДНОКОМПОНЕНТНОМ пространстве.

Так как решение в ^[1] относится только к внешней области $X(r_o \leq r < \infty)$, то представляется логичным, что внутренняя область $X^*(0 < r^* \leq r_o)$, математически выпадающая из решения, может заключать в себе физическое содержание, равноценное физическому содержанию внешней области $X(r_o \leq r < \infty)$, и тем самым полностью характеризовать **физический** объект, в данном случае, элементарный электрический заряд, представляющий собой полевое образование (поле 4-потенциала A^μ) в двухкомпонентном пространстве ${}^2U = X^* \cup X$.

Для описания свойств внутренней области можно конструировать и исследовать различные модели. И в представленной работе автор начал с простейшей, а именно, с модели, отвечающей физически логичному **релятивистскому** требованию *равноправности* решений для "наблюдателей", находящихся по разную сторону границы $X \cap X^*$, т. е. в областях $X(r_o \leq r < \infty)$ и $X^*(0 < r^* \leq r_o)$. Такому требованию для

пространственных координат простейшим образом отвечает *конформное преобразование инверсии* $r^* = r_o^2/r$ ($r^* \in X^*, r \in X$) относительно сферы $S(r_o) = X \cap X^*$.

Для получения в области X^* физических свойств, инверсно сопряженных с физическими свойствами области X , такими как поле кулоновского потенциала электрического заряда Q , равного заряду электрона e и характеризующее константой взаимодействия $\alpha = e^2/\hbar c \cong 1/137,036$, и поле ньютоновского потенциала (кулоновского вида) массы m , равной массе электрона m_e и характеризующее константой гравитационной взаимодействия — постоянной $\gamma = g^2/\hbar c \cong 0,17 \cdot 10^{-44}$ (здесь $g = (-\eta m_e)^{1/2}$, $\eta \cong 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$), необходимо было найти инверсное преобразование констант α и γ в соответствующие константы α^* и γ^* .

Исходя из **максимально возможного значения** любой константы взаимодействия, **равного 1** (т. е. когда энергия взаимодействия равна всей энергии взаимодействующих полей), а также из представления о генетической взаимосвязи полей в областях X и X^* , была исследована простейшая взаимосвязь $\alpha + \alpha^* = 1$ и $\gamma + \gamma^* = 1$, которая приводит к реальным соотношениям для констант, а именно, $(\gamma : \alpha : \alpha^* : \gamma^* = \sim 10^{-45} : \sim 10^{-2} : \sim 1 : \sim 1)$. Это позволило получить выражения для величин в инверсно-сопряженных областях электрических ($e = (\alpha \hbar c)^{1/2}$ и $e^* = (\alpha^* \hbar c)^{1/2} \cong 11,664 e$, т. е. $e^2 + (e^*)^2 = \hbar c$) и гравитационных ($g = (\gamma \hbar c)^{1/2}$ и $g^* = (\gamma^* \hbar c)^{1/2} \cong 11,706 e$, т. е. $g^2 + (g^*)^2 = \hbar c$) зарядов, а также масс (энергий) полей во внешней и внутренней областях, приводящих к получению суммарной величины, нормированной на массу электрона m_e , как $\frac{1}{2}[(\alpha + \alpha^*) + (\gamma + \gamma^*)] m_e = m_e$. При этом соотношение суммарной массы M электрического и гравитационного полей внешней области X и массы M^* сопряженных с ними полей внутренней области X^* определяется для электрона как $M/M^* = (\alpha + \gamma)/(\alpha^* + \gamma^*)$.

Эта модель впервые позволила дать определение **физической** точки (в отличие от **математической**) в пространственной среде, как объект, ограниченный разделяющей пространство на два инверсно сопряженных подпространства поверхностью радиуса $r_o > 0$, образованной движением среды на этом радиусе со скоростью света. Как будет показано в последующих работах, такое движение в $X^{n \geq 2}$ -пространстве возможно при его вращении $\vec{\omega} = \mathbf{r} \times \mathbf{v}$ в X^{n+1} -пространстве вокруг оси $\mathbf{e}_\omega \perp X^n$ с угловой скоростью $\omega = c/r_o$. Такой объект для внешнего наблюдателя **всегда**, т. е. независимо от величины r_o , выглядит точкой, которая обладает определенной массой и окружающими ее полями. Этот вывод представляет существенно значимый **физический(!)** результат, так как впервые показывает различие между *геометрической* точкой $r_o = 0$, не "несущей" на себе никаких свойств кроме указания "места" в пространстве, и *физической* точкой $r_o > 0$, обладающей зарядом, массой, моментом вращения и т. п..

Литература

[1] Андреев В.Д. О некоторых решениях в теории Максвелла без "калибровки Лоренца" (Сообщ. 1: Основные свойства элементарного центрального заряда). // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.7-13.

Топологический аспект сильных взаимодействий *

1 Постановка задачи

В работе [1] показано, что топологический подход к описанию структуры элементарного заряда (электрона), как инверсно-сопряженных внутреннего X^* (корпускулярного) и внешнего X (полевого) подпространств двухкомпонентного пространства ${}^2U = X^* \cup X = \{(0, r_o], [r_o, \infty)\} \subset X^3$, связанных между собой конформным преобразованием инверсии $r^* = r_o^2/r$ ($r^* \in X^*, r \in X, r_o = \hbar/m_o c$) относительно сферы $S_o(r_o) = X \cap X^*$, представляется весьма конструктивным в плане построения моделей элементарных частиц с набором их основных физических свойств, в том числе спектра масс.

Конструктивность подхода обусловлена тем, что уже на первом этапе моделирования структуры элементарного заряда была установлена взаимосвязь между константами электромагнитных ($\alpha = e^2/\hbar c = 0,73 \cdot 10^{-2}$), гравитационных ($\gamma = g^2/\hbar c = -\mathcal{G}m_o^2/\hbar c = 0,17 \cdot 10^{-44}$) и сильных ($\alpha^* \cong 0,9927$ и $\gamma^* \approx 1$) взаимодействий

$$\alpha + \alpha^* = 1, \quad \text{или} \quad \alpha^* = 1 - \alpha, \quad (1)$$

$$\gamma + \gamma^* = 1, \quad \text{или} \quad \gamma^* = 1 - \gamma, \quad (2)$$

числовые соотношения между которыми ($\gamma : \alpha : \alpha^* : \gamma^* = \sim 10^{-45} : \sim 10^{-2} : \sim 1 : \sim 1$) соответствуют экспериментально наблюдаемым.

Это позволило получить выражения для величин инверсно-сопряженных электрических ($e = (\alpha\hbar c)^{1/2}$ и $e^* = (\alpha^*/\alpha)^{1/2}e \cong 11,66e$) и гравитационных ($g = (\gamma\hbar c)^{1/2} = i\eta^{1/2}m_o$ и $g^* \cong 11,71e$) зарядов, а также для соответствующих им потенциалов $\varphi \sim 1/r$ во внешней X и $\varphi \sim r^*$ во внутренней X^* областях.

Кроме того, было показано, что единичная масса элементарного заряда, представляющая собой сумму полевой (M) и корпускулярной (M^*) составляющих, выражается через константы (1)-(2) как

$$m_o = M + M^* = \frac{1}{2} [(\alpha + \gamma) + (\alpha^* + \gamma^*)] m_o, \quad (3)$$

а отношение масс покоя инверсно-сопряженных полей заряда равно

$$M^*/M = (\alpha^* + \gamma^*)/(\alpha + \gamma). \quad (4)$$

И, наконец, получен закон $s^* = \pm(s - \frac{1}{2})$ преобразования спина при инверсии.

*В.Д. Андреев, Топологический аспект сильных взаимодействий //Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.45-49.

Перечисленные результаты позволили описать как связанные преобразованием инверсии такие пары частиц, как фотон – нейтрино и электрон – $\pi^\pm$ -мезон с получением для первой пары *нулевых* масс покоя и спинов 1 и 1/2, а для второй, соответственно, масс $1m_o$ и $273,1m_o$ и спинов 1/2 и 0. При этом масса $m_{\pi^\pm} \cong 273,1m_o$ рассчитывается с помощью определенных соотношений констант взаимодействия, которые (соотношения) характеризуют некую корпускулярно-полевою структуру, полученную в результате преобразований внешних и внутренних полей исходного элементарного заряда.

Однако, кроме массы покоя из этих соотношений не следовало никаких других свойств $\pi^\pm$ -мезона и, в первую очередь, свойства *сильных взаимодействий* ("мезонных сил"). В то же время, как показано в [1], структура электрона "несет на себе" внешний (полевой) потенциал $\varphi = e/r$ электрического заряда с константой связи α , который проявляет себя в электромагнитных взаимодействиях с аналогичными потенциалами других частиц, находящихся в "наблюдаемой" внешней области X . Потенциал $\varphi_e^* = e^* r^*/r_o^2$ заряда e^* с константой связи α^* *сильного взаимодействия* находится во внутренней (корпускулярной) области X^* электрона и поэтому не проявляет себя во взаимодействиях с "внешними" объектами.

В связи с этим возникает *задача найти такое преобразование структуры исходного элементарного заряда в структуру $\pi^\pm$ -мезона*, в результате которого (преобразования) потенциал с константой α^* оказался бы во внешней области и, следовательно, мог взаимодействовать с такими же потенциалами других частиц.

2 Оператор преобразования $m_o \rightarrow m_{\pi^\pm}$

Преобразование $f : m \rightarrow m'$ можно записать как

$$m' = \hat{P} m_o, \quad (5)$$

где $\hat{P}$ — оператор преобразования исходной массы m_o в массу m' , характеризующий изменение соотношения констант взаимодействия во внутренней (корпускулярной) и внешней (полевой) областях исследуемого структурного образования по сравнению с исходным инвертируемым образованием. Так для массы электрона будем иметь

$$m' = \hat{P} m_o = \hat{P}^e m_o = m_e, \quad (6)$$

$\hat{P} = \hat{P}^e = 1$ — оператор тождественного преобразования, m_o — в данном случае единичная масса (3), представляющая собой исходное инвертируемое образование и равная массе электрона m_e .

Масса $\pi^\pm$ -мезона находится [1] с помощью оператора

$$\hat{P} = \hat{P}^{\pi^\pm} = (\alpha^* + \gamma^*)/(\alpha + \gamma), \quad (7)$$

как

$$\begin{aligned} m' &= \hat{P}^{\pi^\pm} m_e = [(\alpha^* + \gamma^*)/(\alpha + \gamma)] m_e = \\ &= [(0,9927 + 1)/(0,73 \cdot 10^{-2} - 0,17 \cdot 10^{-44})] m_o \cong 273,1 m_o = m_{\pi^\pm}. \end{aligned} \quad (8)$$

Рассмотрим, как образуется оператор $\hat{P}^{\pi^\pm}$.

В исходной структуре электрона 1 имеет место соотношение (4) для масс полей во внешнем X и внутреннем X^* подпространствах, которое обозначим как

$f_1(\mathcal{F}) = f_e(\mathcal{F})$, где $\mathcal{F} = \{\alpha, \gamma, \alpha^*, \gamma^*\}$; $\alpha, \gamma, \alpha^*, \gamma^*$ — константы взаимодействия (1)-(2), характеризующие соответствующие поля.

Если взять другой электрон 2, структуру которого будет характеризовать функция $f_2(\mathcal{F}) = f_e(\mathcal{F})$, то различие в структурах первого и второго будет определяться отношением $f_2(\mathcal{F})/f_1(\mathcal{F}) = \hat{P}$, которое, собственно, и будет представлять оператор преобразования структуры 1 в структуру 2. Так как в данном примере структура частиц тождественна, т. е. $f_2(\mathcal{F}) \equiv f_1(\mathcal{F}) \equiv f_e(\mathcal{F})$, то имеем $\hat{P} = 1$.

В случае же преобразования электрона в $\pi^\pm$ -мезон согласно (7) имеем

$$\hat{P}^\pi = f_\pi(\mathcal{F})/f_e(\mathcal{F}) = (\alpha^* + \gamma^*)/(\alpha + \gamma), \quad (9)$$

откуда, зная значение $f_e(\mathcal{F})$ (4), находим

$$f_\pi(\mathcal{F}) = f_e^2(\mathcal{F}). \quad (10)$$

3 Преобразование структуры электрона в структуру $\pi^\pm$ -мезона

Определим преобразование $f : f_e(\mathcal{F}) \rightarrow f_e^2(\mathcal{F}) = f_\pi(\mathcal{F})$ как *повторную* (но не обратную (!) по отношению к $X^* \xleftrightarrow{\quad} X$) *инверсию*, которая топологически представляет отображение внутренней области $X^*(r^* \in X^*)$ в область $X'(r' \in X')$ внешнего (наблюдаемого) подпространства X ("выворачивание наизнанку"), т. е. $X^* \rightarrow X' \subset X \Rightarrow \{f : r^* \rightarrow r', f : e^* \rightarrow e', f : r_o \rightarrow r'_o, f : m_o \rightarrow m'_o\}$.

При этом преобразовании согласно (8) имеем

$$f : m_o \rightarrow m'_o = m_{\pi^\pm}, \quad (11)$$

что, в силу $r_o = \hbar/m_o c$, влечет за собой изменение радиуса инверсии $r_o \sim 1/m_o$ на $r'_o \sim 1/m'_o$, т. е.

$$f : r_o \rightarrow r'_o = (m_o/m_{\pi^\pm}) r_o. \quad (12)$$

Далее необходимо установить взаимосвязь между $\{r', e'\} \in X' \subset X$ и $\{r, e\} \in X$. Будем считать, что преобразованию $X^* \rightarrow X'$ соответствуют отображения

$$f : r^* \rightarrow r' = \frac{r_o'^2}{r} \cdot \exp\left(\frac{r}{r'_o}\right), \quad (13)$$

$$f : e^* \rightarrow e' = i e^* = 11,664 i e. \quad (14)$$

Справедливость этих чисто *феноменологических* утверждений на данном этапе может быть доказана только *от противного* при получении правильного конечного результата в решении поставленной задачи, что и будет показано ниже.

4 Потенциал мезонных сил

При отображении $X^* \rightarrow X'$ внешняя область X не изменяется (в нее только включается область X'). Поэтому электростатический потенциал $\varphi = e/r$, сохранившийся от структуры элементарного заряда в области X $\pi^\pm$ -мезона, остается неизменным. В то же время, в области $X' \subset X$ у $\pi^\pm$ -мезона появляется *дополнительный кулоновский* потенциал

$$\varphi_\pi = \varphi' = e'/r', \quad (15)$$

который в "наблюдаемой" области X после подстановки значений r' (13) и e' (14) будет иметь вид

$$\varphi_{\pi} = (11,66ie) \frac{m_{\pi^{\pm}}^2}{m_o^2} \frac{r}{r_o^2} \cdot \exp \left[- (m_{\pi^{\pm}}/m_o) \frac{r}{r_o} \right]. \quad (16)$$

На рис. 1 (кривая $U(r)$) приведен потенциал взаимодействия $U = e' \varphi_{\pi}$ между двумя *одноименными* зарядами. Это нерасходящийся *короткодействующий* потенциал с "ямой" $U_{min} = (11,664ie)^2 \exp(-1)/r_{min} = -m_{\pi} c^2 / 2,718 \cong -51,35 \text{ Мэв}$ (где $r_{min} = (m_o/m_{\pi^{\pm}}) r_o \cong 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$). Данный потенциал определяет силу

$$\begin{aligned} F_{\pi} &= -\nabla U = \\ &= \frac{(11,664e)^2}{r_o^2} \frac{m_{\pi^{\pm}}^2}{m_o^2} \left[1 - (m_{\pi^{\pm}}/m_o) \frac{r}{r_o} \right] \cdot \exp \left[- (m_{\pi^{\pm}}/m_o) \frac{r}{r_o} \right] e_r, \end{aligned} \quad (17)$$

характер которой на расстояниях $r \geq r_{min}$ соответствует очень большой (по сравнению с электростатической) *силе притяжения*, переходящей на расстояниях $r < r_{min}$ в еще большую *силу отталкивания* (рис. 1, кривая $F(r)$).

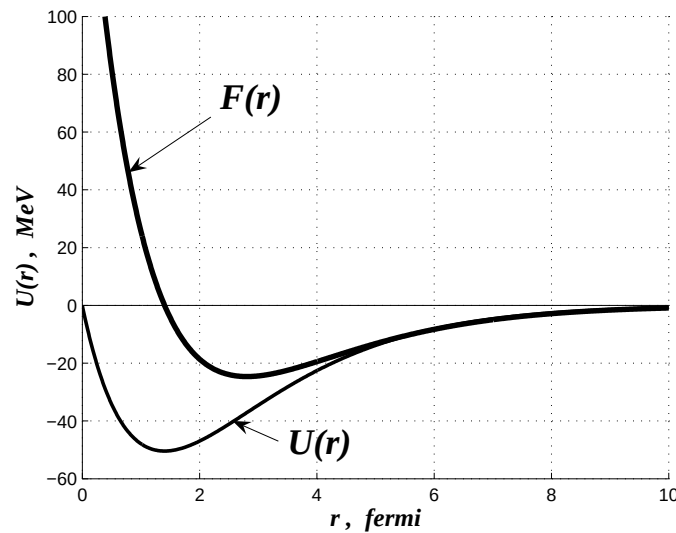


Рис. 1

Полученные параметры взаимодействия полностью совпадают с экспериментально регистрируемыми характеристиками ядерных сил [2], вплоть до свойства насыщения. Поэтому имеются все основания считать, что выражения (16) и (17) являются *точным теоретическим* описанием *сильных взаимодействий* как эффекта проявления *мезонных* сил, возникновение которых обусловлено преобразованиями (11)-(14) структуры исходного элементарного заряда в структуру $\pi^{\pm}$ -мезона.

Список литературы

- [1] Андреев В.Д. Инверсно-сопряженные пространства как модель структуры элементарного заряда // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2006, т. 5, с.33-44.
- [2] Г. Фраунфельдер, Э. Хенли. Субатомная физика // М., "Мир" 1979, (736 стр.).

Поперечность электромагнитных волн, спин $\frac{1}{2} \hbar$ и заряд $\frac{1}{3} q$ как эффекты 4-мерности пространства-времени $\mathbb{R}^{3+1} \equiv \{\mathbb{R}_0^{3+0}, \mathbb{R}_1^{2+1}, \mathbb{R}_2^{2+1}, \mathbb{R}_3^{2+1}\}^*$

1 Постановка задачи

Как известно [1], в ортогональной системе координат 4-мерного пространства Минковского $\mathbb{R}^{3+1} \Leftrightarrow \{ct, x, y, z\}$ через начало координат проходят *четыре* трехмерных подпространства (гиперплоскости) $\mathbb{R}_i \in \{\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\} \subset \mathbb{R}^{3+1}$. Это $\mathbb{R}_0 = \mathbb{R}^{3+0} \Leftrightarrow \{0, x, y, z\}$ (трехмерное неподвижное "spatium vulgaris" (*лам*) — пространство обыкновенное) и $\mathbb{R}_1 = \mathbb{R}^{2+1} \Leftrightarrow \{ct, 0, y, z\}$, $\mathbb{R}_2 = \mathbb{R}^{2+1} \Leftrightarrow \{ct, x, 0, z\}$, $\mathbb{R}_3 = \mathbb{R}^{2+1} \Leftrightarrow \{ct, x, y, 0\}$ — взаимно ортогональные трехмерные подпространства, представляющие собой соответствующие координатные плоскости $\{y, z\}$, $\{x, z\}$, $\{x, y\}$, перемещающиеся во времени (т. е. по мнимой координате t , ортогональной каждой из этих плоскостей) со скоростью света. Легко видеть, что пересечения $\mathbb{R}_1 \cap \mathbb{R}_2 \Leftrightarrow \{ct, 0, 0, z\}$, $\mathbb{R}_1 \cap \mathbb{R}_3 \Leftrightarrow \{ct, 0, y, 0\}$, $\mathbb{R}_2 \cap \mathbb{R}_3 \Leftrightarrow \{ct, x, 0, 0\}$ соответствуют направлениям перемещения по соответствующим осям координат во времени, а пересечение $\mathbb{R}_1 \cap \mathbb{R}_2 \cap \mathbb{R}_3 \Leftrightarrow \{ct, 0, 0, 0\}$ определяет собственно ось времени t , в направлении которой со скоростью света перемещается *неподвижная в пространстве* точка $\{x = 0, y = 0, z = 0\}$.

Волновое уравнение $\square A^\mu = 0$ для поля 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A}) \subset \mathbb{R}^{3+1}$, разложенное по четырем гиперповерхностям $\mathbb{R}^{2+1} \in \{\mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$ и $\mathbb{R}^{3+0} = \{\mathbb{R}_0\}$, можно записать как

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \right) \left(\frac{1}{3} \varphi, \frac{1}{3} \mathbf{A} \right) = 0, \quad \mathbb{R}_1 \Leftrightarrow \{ct, 0, y, z\}, \\ & \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \right) \left(\frac{1}{3} \varphi, \frac{1}{3} \mathbf{A} \right) = 0, \quad \mathbb{R}_2 \Leftrightarrow \{ct, x, 0, z\}, \\ & \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \right) \left(\frac{1}{3} \varphi, \frac{1}{3} \mathbf{A} \right) = 0, \quad \mathbb{R}_3 \Leftrightarrow \{ct, x, y, 0\}, \\ & \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \left(\frac{1}{3} \varphi, \frac{1}{3} \mathbf{A} \right) = 0, \quad \mathbb{R}_0 \Leftrightarrow \{0, x, y, z\}. \end{aligned} \tag{1}$$

В этом случае исходное волновое уравнение $\square A^\mu = 0$ будет образовано из суммы уравнений, разложенных по заданным гиперповерхностям. Такое разложение приводит к двум важным результатам:

* В.Д. Андреев, Об одном представлении электродинамики в 4-пространстве Минковского // Доклад на XXI-й Международной школе-семинаре "Петровские чтения" по современным проблемам теоретической и математической физике, Казань, 2009

1) к **наличию** *волновых* явлений поля 4-потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A}) \subset \mathbb{R}^{3+1}$ **только** в гиперплоскостях $\mathbb{R}^{2+1} = \{\mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$, т. е. в соответствующих *плоскостях колебания* $\{y, z\}$, $\{x, z\}$, $\{x, y\}$, **ортогональных** третьему координатному направлению — **оси времени**, и **исключению** *волнового процесса* в гиперплоскости $\mathbb{R}^{3+0} = \mathbb{R}_0 \Leftrightarrow \{0, x, y, z\}$ из-за **отсутствия** в последней **координаты времени**;

2) к **делению** потенциалов φ и $\mathbf{A}$ по гиперплоскостям $\mathbb{R}_i = \{\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$ на дробные $1/3$ -части по отношению к их полному значению.

Первый результат объясняет общеизвестный факт *поперечности* электромагнитных волн — **в плоскостях** возможны **только поперечные** колебания, а *продольная* компонента распространяющейся волны, нормальная к каждой из плоскостей $\{y, z\}$, $\{x, z\}$, $\{x, y\}$ в гиперплоскостях $\mathbb{R}^{2+1} = \{\mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$, направлена **по третьей** (мнимой) координате — **по оси времени**.

Таким образом, *поперечность* электромагнитной волны и отсутствие у ней *продольной* составляющей является **эффektenом распространения** поля четырехвекторного потенциала $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A}) \subset \mathbb{R}^{3+1}$ **в 4-пространстве Минковского**. В этом состоит отличие от распространения волн деформации различных сред, "вложенных" в 3-мерное "обыкновенное" пространство $\mathbb{R}^{3+0} = \mathbb{R}_0 \Leftrightarrow \{0, x, y, z\}$, где время присутствует только в качестве параметра.

Второй результат — деление потенциалов φ и $\mathbf{A}$ по гиперплоскостям на 3 дробные $1/3$ -части позволяет обосновать возможность существования в определенных условиях дробных зарядов, как следствия свойств 4-пространства, что оказывается необходимым для построения структур элементарных частиц, например, в кварковой модели зарядов элементарных частиц на основе теоретико-группового подхода, а также, как будет показано ниже, в модели структур элементарных частиц на основе представления инверсно-сопряженных пространств.

В работе ставится задача исследовать некоторые следствия, к которым может привести представление электродинамических явлений в разложенном по гиперплоскостям 4-пространстве Минковского. В качестве примеров исследуются свойства поперечных волн в гиперплоскостях, а также возможность применения дробных потенциалов φ и $\mathbf{A}$ в построении структур элементарных частиц на основе представления инверсно-сопряженных пространств.

2 Свойства поперечных волн в гиперплоскостях $\mathbb{R}^{2+1}$

Согласно приведенного выше разложения волнового уравнения *поперечные* (*сдвиговые* или *кручения*, но не *релеевские*) волны могут существовать в одной, в двух или в трех гиперплоскостях.

Пусть рассматриваемая поперечная волна в любой из гиперплоскостей $\mathbb{R}^{2+1} = \{\mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$ является волной *вращения* в плоскостях $\{y, z\}$, $\{x, z\}$, $\{x, y\}$ относительно ортогонального направления распространения этих плоскостей вдоль оси времени t , т. е. волной *кручения* 3-пространств $\mathbb{R}^{2+1}$ вокруг оси t (линейный *сдвиг* в указанных плоскостях будет представлять собой *вращение* точек плоскостей по линии сдвига на бесконечном радиусе).

Вращение в **4-пространстве** относительно 4-й оси **отличается** от вращения в **3-пространстве** относительно любой пространственной оси (плоское вращение) тем, что радиус-вектор замечает за один полный оборот угол $\Omega = 4\pi$, а не 2π , как при плоском вращении.

В этом случае, *квант действия* $h = \text{Const}$ импульса $p = \mathcal{E}/c$ на единичной длине

пути l — длине окружности $l = \Omega R$, т. е. $h = l\mathcal{E}/c = \Omega R p = \text{Const}$, порождает в 4-пространстве на радиусе $R = h/\Omega p$ относительно оси t момент импульса

$$L_t = R \cdot p = h/4\pi = 1/2 \hbar. \quad (2)$$

В проекции на плоскости $\{y, z\}, \{x, z\}, \{x, y\}$ соответствующих гиперплоскостей угол полного оборота $\Omega = 4\pi$ сохраняется, т. е. радиус-вектор за полный оборот описывает в заданной плоскости двойную окружность (поперечно сложенную восьмерку).

Следовательно, разложенный по гиперплоскостям $\{\mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$ момент L_t будет соответствовать сумме *соосных* (аддитивных) моментов

$$\begin{aligned} L_{t1} &= 1/2 (yp_z - zp_y) = 1/2 \hbar, & R_1 &\Leftrightarrow \{ct, 0, y, z\}, \\ L_{t2} &= 1/2 (xp_z - zp_x) = -1/2 (zp_x - xp_z) = -1/2 \hbar, & R_2 &\Leftrightarrow \{ct, x, 0, z\}, \\ L_{t3} &= 1/2 (xp_y - yp_x) = 1/2 \hbar, & R_3 &\Leftrightarrow \{ct, x, y, 0\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, в каждой из гиперплоскостей $\mathbb{R}^{2+1} = \{\mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$ волна вращения относительно *ненаблюдаемой* в трехмерном пространстве оси времени t должна обладать "внутренним" моментом импульса, т. е. *спином*, равным $1/2 \hbar$. Следовательно, *спин*, как некое квантово-механическое "внутреннее" свойство элементарных частиц, в классическом описании является *эффектом* проявления *вращения* относительно оси t в трехмерных подпространствах $\mathbb{R}^{2+1} \subset \mathbb{R}^{3+1}$.

Как следует из приведенного выше, в 4-пространстве могут существовать три комбинации волн *вращения*, обладающих соосными моментами, а именно:

1) волна, локализованная в **одной** из гиперплоскостей, имеет спин $s = \pm 1/2 \hbar$ и **неопределенное пространственное** направление распространения — волна сдвига бежит со скоростью света по окружности радиуса R в плоскости колебания;

2) волна, локализованная в **двух** гиперплоскостях R_1 и R_3 (локализация в гиперплоскостях R_1 и R_2 или R_2 и R_3 должна "гасить" взаимно противоположные вращения), будет распространяться в 2-х ортогональных друг другу плоскостях $\{y, z\}$ и $\{x, y\}$ в направлении линии их пересечения, т. е. по оси y , имея суммарный спин $s = 1/2 \hbar + 0 + 1/2 \hbar = \hbar$;

3) волна, локализованная в **трех** гиперплоскостях R_1, R_2, R_3 , будет иметь суммарный спин $s = 1/2 \hbar - 1/2 \hbar + 1/2 \hbar = 1/2 \hbar$ и лежать в 3-х ортогональных друг другу плоскостях $\{y, z\}, \{x, z\}, \{x, y\}$, пересекающихся в точке выбранного начала координат $\{x = 0, y = 0, z = 0\}$, т. е. *пространственное* направление "распространения" такой волны будет соответствовать **неподвижной** в 3-пространстве **точке** "покоя" при её распространении в единственном **направлении**, соответствующем пересечению $R_1 \cap R_2 \cap R_3 \Leftrightarrow \{ct, 0, 0, 0\}$ — **по оси времени t** .

Перечисленные свойства трех типов волновых образований совпадают со свойствами **простейших** элементарных частиц — нейтрино (1-гиперплоскостная волна, спин $s = 1/2$), фотона (2-гиперплоскостная волна, спин $s = 1$) и электрона (3-гиперплоскостная волна, спин $s = 1/2$), которые в этом представлении являются порождением пространственно-временной структуры 4-пространства, как совокупности четырех трехмерных подпространств $R_i \in \{\mathbb{R}_0^3, \mathbb{R}_1^{2+1}, \mathbb{R}_2^{2+1}, \mathbb{R}_3^{2+1}\} \equiv \mathbb{R}^{3+1}$.

Таким образом, объекты, построенные в 3-мерных пространственно-временных подпространствах $\{\mathbb{R}_1^{2+1}, \mathbb{R}_2^{2+1}, \mathbb{R}_3^{2+1}\} \in \mathbb{R}^{3+1}$, по-существу, состоят из **пространственно** 2-мерных поперечно-волновых структур, распространяющихся ортогонально **ненаблюдаемому** направлению оси времени t .

3 Дробные заряды в структурах элементарных частиц в модели инверсно-сопряженных пространств

Решение в работе [2] волнового уравнения $\square A^\mu = \nabla^\nu (\nabla_\nu A^\mu)$ в сферической постановке при $\nabla_\mu A^\mu \neq 0$ приводит к получению электрического поля

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \partial\mathbf{A}/c\partial t = \frac{Q}{r^2} \mathbf{e}_r + \frac{Q}{r^2} \exp(i\omega_o t) \mathbf{e}_r, \quad (r \geq r_o > 0) \quad (4)$$

элементарного центрального заряда

$$|Q^\pm| = \begin{cases} q \neq 0 & \text{при } r_o > 0, \quad q = e \text{ при } r_o = \hbar/m_o c, \\ 0 & \text{при } r_o = 0, \end{cases} \quad (5)$$

как волнового образования с неподвижной в 3-пространстве точкой "покоя", нерасходящейся в нуле энергией, половинным спином и магнитным моментом, обусловленными волной вращения $\exp(i\omega_o t)$.

Решение при разложении (1) 4-потенциала $(\varphi, \mathbf{A})$ на дробные части $\varphi(\mathbb{R}^{2+1}) = 1/3 \varphi$ и $\mathbf{A}(\mathbb{R}^{2+1}) = 1/3 \mathbf{A}$ приводит к представлению заряда в аддитивно "расщепленном" по гиперплоскостям $\mathbb{R}^{2+1}$ виде

$$q_i(\mathbb{R}^{2+1}) = \frac{1}{3} (1 \vee 0) q, \quad (i = 1, 2, 3). \quad (6)$$

$$Q = \pm \frac{1}{3} (q_1 + q_2 + q_3) = \pm \frac{1}{3} (3 \vee 2 \vee 1 \vee 0) q. \quad (7)$$

В модели инверсно-сопряженных пространств [3] масса (энергия) элементарного заряда, представляющая собой сумму масс полевой M и корпускулярной M^* составляющих, выражается через константы взаимодействия, соответствующих электрических, гравитационных и инверсно-сопряженным им зарядов:

$$\begin{aligned} \{\gamma = g^2/\hbar c = -\mathcal{G}m_o^2/\hbar c = -0,17 \cdot 10^{-44}; \alpha = e^2/\hbar c = 0,73 \cdot 10^{-2}; \gamma^* = 1 - \gamma; \alpha^* = 1 - \alpha\} \\ \Leftrightarrow \{g; e; g^*; e^*\}, \end{aligned} \quad (8)$$

как

$$m_o = M + M^* = \frac{1}{2} [(\alpha + \gamma) + (\alpha^* + \gamma^*)] m_o. \quad (9)$$

Аддитивное расщепление электрического заряда на 1/3-части приводит к разделению энергии (массы) поля также на 3 части, т. е. факт "расщепления" поля заряда может быть охарактеризован дробной 1/3-частью константы взаимодействия

$$\alpha_i(\mathbb{R}^{2+1}) = \frac{1}{3} (1 \vee 0) \alpha, \quad (i = 1, 2, 3). \quad (10)$$

Гипотеза дробных, или трехкомпонентных, зарядов сводится к следующему: **каждое из полей**, характеризующееся соответствующим зарядом (константой взаимодействия) из набора (8) **3-х компонентно**, т. е. для таких полей будет иметь место набор

$$\mathcal{F}_i = \{\gamma_i, \alpha_i, \gamma_i^*, \alpha_i^*\}, \quad (i = 1, 2, 3), \quad (11)$$

где каждая из i -й компоненты соответствующей константы может принимать величину 1/3 или 0 от полного значения соответствующей константы.

Тогда в 3-компонентном представлении структура массы электрона (9) может быть записана как

$$\begin{aligned} m_e &= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3} \right) \alpha + \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3} \right) \gamma + \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3} \right) \alpha^* + \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3} \right) \gamma^* \right] m_o \equiv \\ &\equiv \frac{1}{2} [(\alpha + \gamma) + (\alpha^* + \gamma^*)] m_o \equiv \\ &\equiv \frac{1}{2} [e^2 + g^2 + (e^*)^2 + (g^*)^2] \cdot m_o / \hbar c = m_o. \end{aligned} \quad (12)$$

В этом же представлении оператор преобразования $m_e \rightarrow m_{\pi\pm}$ [3]

$$\hat{P}^{e \rightarrow \pi} = \frac{m_{\pi\pm}}{m_e} = \frac{\alpha^* + \gamma^*}{\alpha + \gamma}, \quad (13)$$

с помощью которого определяется масса $\pi^\pm$ -мезона как

$$m_{\pi\pm} = \hat{P}^{e \rightarrow \pi} \cdot m_e = [(0,9927 + 1)/(0,73 \cdot 10^{-2} - 0,17 \cdot 10^{-44})] \cdot m_o \cong 273 m_o, \quad (14)$$

будет иметь вид

$$\hat{P}^{e \rightarrow \pi} = \frac{[(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3}) \alpha^* + (\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3}) \gamma^*]}{[(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3}) \alpha + (\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3}) \gamma]} \equiv \frac{\alpha^* + \gamma^*}{\alpha + \gamma}. \quad (15)$$

"Расщепление" зарядов позволяет "конструировать" операторы преобразований для более сложных элементарных частиц.

Как пример, оператор преобразования $m_e \rightarrow m_\mu$ можно представить в следующем виде

$$\hat{P}^{e \rightarrow \mu} = \frac{m_\mu}{m_e} = \frac{[(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3}) \alpha + (\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3}) \gamma^*]}{[(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + 0) \alpha + (\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + 0) \gamma]} = \frac{(3\alpha + 3\gamma^*)}{(2\alpha + 2\gamma)} = \frac{3}{2} \frac{(\alpha + \gamma^*)}{(\alpha + \gamma)}, \quad (16)$$

что дает

$$m_\mu = \hat{P}^{e \rightarrow \mu} \cdot m_e = \frac{3}{2} [(0,73 \cdot 10^{-2} + 1)/(0,73 \cdot 10^{-2} - 0,17 \cdot 10^{-44})] \cdot m_o \cong 207 m_o. \quad (17)$$

Тогда преобразование $m_e \rightarrow m_\mu$ (17) можно записать как

$$\hat{P}^{e \rightarrow \mu} \cdot m_e = P^{\pi \rightarrow \mu} \cdot (P^{e \rightarrow \pi} \cdot m_e) = P^{\pi \rightarrow \mu} \cdot m_{\pi\pm} \cong 207 m_o = m_\mu, \quad (18)$$

где

$$\hat{P}^{\pi \rightarrow \mu} = \frac{3}{2} \frac{(\alpha + \gamma^*)}{(\alpha^* + \gamma^*)}, \quad (19)$$

откуда следует, что оператор $\hat{P}^{e \rightarrow \mu}$ образуется из оператора $\hat{P}^{e \rightarrow \pi}$ путем превращения целых слагаемых в знаменателе (13) в дробные $f : \alpha \rightarrow 2/3 \alpha$ и $f : \gamma \rightarrow 2/3 \gamma$, а в числителе путем замены $f : \alpha^* \rightarrow \alpha$, т. е. константы сильного взаимодействия α^* в структуре исходного $\pi^\pm$ -мезона на константу электромагнитных взаимодействий в конечной структуре μ -мезона, тем самым переводя μ -мезон в группу лептонов. Если принять также во внимание, что инверсия $\alpha^* \rightarrow \alpha$ сопровождается преобразованием спина согласно операция инверсии $f : s \rightarrow s' = \pm(s - 1/2)$ [3] как $\hat{P}^s \cdot s = \pm(s_\pi - 1/2) = \mp 1/2 = s_\mu$, то структура μ -мезона, полученная с помощью преобразования (17)-(18), обладает всеми необходимыми классификационными характеристиками.

Таким образом, пример с получением массы и структуры μ -мезона показывает, что характеристики дробных зарядов *с необходимостью и непротиворечиво* вписываются в *модель* структур элементарных частиц *на основе* представления *инверсно-сопряженных пространств*. Это подтверждают и не включенные (из-за необходимости детального изложения) в настоящую работу результаты, в которых получены массы и структуры других частиц, в состав которых входят сохраняющиеся подструктуры с характеристиками барионного заряда, странности и т. п..

4 Выводы

Представление 4-мерного пространства Минковского $\mathbb{R}^{3+1}$, как совокупности четырех *трехмерных* подпространств (гиперплоскостей) $\mathbb{R}_i \in \{\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$, позволяет в некоторых случаях по-новому представить и объяснить окружающий нас Мир и, в частности, получить дополнительные сведения о закономерностях электродинамических явлений, которые в микро- и макромасштабах могут проявляться в независимом виде в каждом из подпространств $\mathbb{R}_i \subset \mathbb{R}^{3+1}$.

Список литературы

- [1] Б.А. Дубровин, С.П. Новиков, А.Т. Фоменко. Современная геометрия. // "Наука Москва, 1979.
- [2] В.Д. Андреев. О некоторых решениях в теории Максвелла без "калибровки Лоренца": 1. Основные свойства элементарного центрального заряда. // В сб. : Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой), т. 5 — Изд. КГУ, Казань, 2006, с.7-13.
- [3] В.Д. Андреев. Инверсно-сопряженные пространства, как модель структуры элементарного заряда. // В сб. : Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой), т. 5 — Изд. КГУ, Казань, 2006, с.33-44.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ

Интерес к разложению решений в 4-пространстве на составляющие по 3-мерным подпространствам $\mathbb{R}_i \in \{\mathbb{R}_0^{3+0}, \mathbb{R}_1^{2+1}, \mathbb{R}_2^{2+1}, \mathbb{R}_3^{2+1}\} \equiv \mathbb{R}^{3+1}$ имеет своей причиной наглядную аналогию с решениями, описывающими поведение 2-мерных (пленочных) и 3-мерных систем в 3-мерном пространстве.

Действительно, пленочные структуры в 3-мерном пространстве, являющиеся определяющими в построении биологических объектов, функционируют совершенно отлично от функционирования трехмерных, например, кристаллических структур.

Объекты, построенные в 3-мерных пространственно-временных подпространствах $\{\mathbb{R}_1^{2+1}, \mathbb{R}_2^{2+1}, \mathbb{R}_3^{2+1}\} \in \mathbb{R}^{3+1}$, по-существу, также являются **пространственно** 2-мерными, т. е. ограничены пленочными структурами, ортогональными **ненаблюдаемому** направлению оси времени t .

Поэтому такие объекты **могут наблюдаться** в 3-мерном пространстве **наблюдателя** только при **взаимодействиях** с другими объектами того же рода, при которых (взаимодействиях) происходят процессы, вызывающие регистрируемые макро-

приборами излучение (поглощение, отражение) света, движение зарядов, изменение температуры среды и т. п. **вторичные явления**.

Именно с такой ситуацией сталкивается **наблюдатель** в окружающей его Вселенной, наблюдая Природу от элементарных частиц до галактических образований по регистрируемым **вторичным явлениям**.

Остается ещё одно **труднопредставимое** материальное образование — это **пространственно** 3-мерные объекты, которые можно выделить в подпространстве $\mathbb{R}_0^{3+0} \Leftrightarrow \{0, x, y, z\}$, где время присутствует только в качестве параметра, а не пространственноподобной координаты ct , т. е. это не *волновые* объекты. Возможно, что это так называемая *барионная* материя, определяющая громадную массу положительного электрического заряда — *протона* и его нейтрального изотопа — *нейтрона*, составляющих основную наблюдаемую **гравитационную** массу Вселенной.

Таким образом, характеризуя различия материальных объектов, построенных в **2-пространственно-временных** подпространствах $\{\mathbb{R}_1^{2+1}, \mathbb{R}_2^{2+1}, \mathbb{R}_3^{2+1}\} \in \mathbb{R}^{3+1}$ и в **3-пространственном** подпространстве $\mathbb{R}_0^{3+0} \in \mathbb{R}^{3+1}$, можно использовать определения из научно-сленговой терминологии типа "*светоносная материя*", применительно к первому виду, и "*темная материя*" (т. е. не излучающая свет) — ко второму, правда, не обязательно привязывая последнюю к некой **глобальной** "тёмной" материи, существование которой широко обсуждается в последнее время. Однако, сама идея о ДВУХ-компонентности 4-мерного *физического вакуума*, из которого возникают наблюдаемые материальные объекты и явления, которые в своей основе несут в себе ДВА вида материи — *лептонной* и *барионной*, заслуживает, по крайней мере, проявления определенного интереса.

Электродинамика в *евклидовом* Пространстве – Времени в модели инверсно-сопряженных пространств*

1 Постановка задачи

В работах [1]-[4] определена и последовательно исследовалась модель *инверсно-сопряженных пространств (ИСП)* как разделение центрального пространства $U^n = \{0, \infty\} \subseteq \mathbb{X}^n$ на две области $0 < r^* \leq r_o$ и $r_o \leq r < \infty$ сцепленных подпространств $X^* = (0, r_o]$ и $X = [r_o, \infty)$, т. е. $X^* \cup X = \{(0, r_o], [r_o, \infty)\} = {}^2U^n \subset \mathbb{X}^n$, для которых $r^* \in X^*$, $r \in X$, $r^* = r_o^2/r$, $\{x^{*1}, \dots, x^{*n}\} = \{x^1, \dots, x^n\} \cdot (r_o^2/r^2)$, $X \cap X^* = \mathbb{S}^{n-1}(r_o)$, где $\mathbb{S}^{n-1}(r_o)$ – $(n-1)$ -сфера радиуса $r_o = R_c = c/\omega_t$, $\vec{\omega}_t = (c/R_c) \cdot \mathbf{e}_\omega \perp \mathbb{X}^n \subset \mathbb{X}^{k>n}$.

При этом в работе [4] было установлено, что *локальная* метрика $(3+1)$ -мерного пространства-времени $\mathbb{X}^{3+1}$ двухкомпонентного объекта ${}^2U^{n=3}$ во внешней X и внутренней X^* областях является, соответственно, 1) *псевдоевклидовой* с интервалом $ds^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2)$, инвариантным при *лоренцевых* преобразованиях координат в инерциальной системе (движение в направлении оси x): $dx = [dx' + (v/c)cdt']/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, $cdt = [cdt' + (v/c)dx']/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, $dy = dy'$, $dz = dz'$ и 2) *евклидовой* с интервалом $ds^2 = c^2 dt^2 + (dx^2 + dy^2 + dz^2)$, инвариантным при *евклидовых* преобразованиях координат: $dx = [dx' + (v/c)cdt']/\sqrt{1 + v^2/c^2}$, $cdt = [cdt' - (v/c)dx']/\sqrt{1 + v^2/c^2}$, $dy = dy'$, $dz = dz'$.

Объект с массой (энергией) покоя m , обладающий в области $X = [r_o, \infty)$ *лоренцевым* 4-импульсом ($E = mc^2/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, $\mathbf{p} = m\mathbf{v}/\sqrt{1 - v^2/c^2}$), в области $X^* = (0, r_o]$ обладает *евклидовым* 4-импульсом ($E^* = mc^2/\sqrt{1 + v^2/c^2}$, $\mathbf{p}^* = m\mathbf{v}^*/\sqrt{1 + v^2/c^2}$), которые (4-импульсы) связаны между собой инвариантной величиной $(E, c\mathbf{p})^2 = (E^*, c\mathbf{p}^*)^2$ как $(E^2 - c^2 p^2) = (E^{*2} + c^2 p^{*2}) = (mc^2)^2$, т. е. масса покоя m сохраняется при переходе объекта из одной области в другую.

В обеих областях $X^* = (0, r_o]$ и $X = [r_o, \infty)$ 4-скорости ($u^{*0} = cdt^*/d\tau^*$, $u^{*i} = dx^*/d\tau^*$) $= (c, \mathbf{v})/\sqrt{1 + v^2/c^2}$ и ($u^0 = cdt/d\tau$, $u^i = dx/d\tau$) $= (c, \mathbf{v})/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ также обладают одной и той же инвариантной величиной $(u^{*0}, u^{*i})^2 = (u^0, u^i)^2 = c^2$.

Таким образом, релятивистская механика в *псевдоевклидовом* ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ (механика СТО) получила в *евклидовом* ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ свое *инверсное* отображение в виде релятивистской "*евклидовой*" механики.

Следующим шагом является отображение электродинамики Максвелла–Лоренца (т. е. электродинамики СТО) из *псевдоевклидова* ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ в *евклидово* ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ, что и является задачей настоящей работы.

*В.Д.Андреев, Электродинамика в евклидовом Пространстве – Времени в модели инверсно-сопряженных пространств //Доклад на XXI-й Международной школе-семинаре "Петровские чтения" по современным проблемам теоретической и математической физике, Казань, 2009

2 Электродинамика в *псевдоевклидовом* и *евклидовом* ПРОСТРАНСТВЕ–ВРЕМЕНИ

В соответствии с определением **4-векторных псевдоевклидовых** и **евклидовых** величин и соответствующих преобразований координат, оставляющих инвариантными эти величины, ниже представлены основные соотношения и законы электродинамики в *псевдоевклидовом* и *евклидовом* ПРОСТРАНСТВЕ–ВРЕМЕНИ:

1) 4-векторы, 4-потенциалы, 4-операторы и их релятивистские преобразования в X и X^* :

$$\begin{aligned}
 x^\mu &= (ct, \mathbf{x}); & A^\mu &= (\varphi, \mathbf{A}); & x^{*\mu} &= (ct, \mathbf{x}^*); & A^{*\mu} &= (\varphi^*, \mathbf{A}^*); \\
 x_\mu^2 &= x^\mu a_\mu = c^2 t^2 - \mathbf{x}^2; & & & x_\mu^{*2} &= x^{*\mu} x_\mu^* = c^2 t^{*2} + \mathbf{x}^{*2}; \\
 \gamma &= 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}; & \mathbf{v} &= (v_x, 0, 0); & \gamma^* &= 1/\sqrt{1 + v^2/c^2}; & \mathbf{v} &= (v_x, 0, 0); \\
 ct' &= \gamma(ct - \frac{v}{c}x); & & & ct'^* &= \gamma^*(ct^* + \frac{v}{c}x^*); \\
 x' &= \gamma(x - \frac{v}{c}ct); & y' &= y; & z' &= z; & x'^* &= \gamma^*(x^* - \frac{v}{c}ct^*); & y'^* &= y^*; & z'^* &= z^*; \\
 \varphi' &= \gamma(\varphi - \frac{v}{c}A_x); & & & \varphi'^* &= \gamma^*(\varphi^* + \frac{v}{c}A_x^*); \\
 A'_x &= \gamma(A_x - \frac{v}{c}\varphi); & A'_y &= A_y; & A'_z &= A_z; & A_x'^* &= \gamma^*(A_x^* - \frac{v}{c}\varphi^*); & A_y'^* &= A_y^*; & A_z'^* &= A_z^*; \\
 \nabla &= (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z); & & & \nabla^* &= (\partial/\partial x^*, \partial/\partial y^*, \partial/\partial z^*); \\
 \nabla_\mu &= (\partial/\partial t, -\nabla); & & & \nabla_\mu^* &= (\partial/\partial t^*, +\nabla^*); \\
 \nabla_\mu \nabla_\mu &= \partial^2/\partial t^2 - \nabla^2 = \square; & & & \nabla_\mu^* \nabla_\mu^* &= \partial^2/\partial t^{*2} + \nabla^{*2} = \square^*.
 \end{aligned}$$

2) электродинамика в 4-мерных обозначениях ($\varepsilon_o, \varepsilon_o^* = 1$; $\mu_o, \mu_o^* = 1$; $c = 1$)

$$\begin{aligned}
 j_\mu &= (\rho, \mathbf{j}); & j_\mu^* &= (\rho^*, \mathbf{j}^*); \\
 j_\mu^2 &= \rho^2 - \mathbf{j}^2; & j_\mu^{*2} &= \rho^{*2} + \mathbf{j}^{*2}; \\
 \nabla_\mu j_\mu &= \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}; & \nabla_\mu^* j_\mu^* &= \frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} + \nabla^* \cdot \mathbf{j}^*
 \end{aligned}$$

— это закон сохранения заряда при $\nabla_\mu j_\mu = 0$ и $\nabla_\mu^* j_\mu^* = 0$;

$$\begin{aligned}
 \nabla_\mu \varphi &= (\partial \varphi / \partial t, -\nabla \varphi); & \nabla_\mu^* \varphi^* &= (\partial \varphi^* / \partial t^*, +\nabla^* \varphi^*); \\
 \nabla_\mu A^\mu &= \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{A}; & \nabla_\mu^* A^{*\mu} &= \frac{\partial \varphi^*}{\partial t^*} + \nabla^* \cdot \mathbf{A}^*
 \end{aligned}$$

— это закон непрерывности при $\nabla_\mu A^\mu = 0$ и $\nabla_\mu^* A^{*\mu} = 0$;

$$\begin{aligned}
 \square \varphi &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \nabla^2 \varphi = +\rho; & \square^* \varphi^* &= \frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial t^{*2}} + \nabla^{*2} \varphi^* = +\rho^*; \\
 \square \mathbf{A} &= \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{A} = +\mathbf{j}; & \square^* \mathbf{A}^* &= \frac{\partial^2 \mathbf{A}^*}{\partial t^{*2}} + \nabla^{*2} \mathbf{A}^* = +\mathbf{j}^*;
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \square A_\mu &= j_\mu + \nabla_\mu (\nabla_\nu A^\nu); & \square^* A_\mu^* &= j_\mu^* + \nabla_\mu^* (\nabla_\nu^* A^{*\nu}); \\
 \square A_\mu &= j_\mu \quad \text{при } \nabla_\mu A^\mu = 0; & \square^* A_\mu^* &= j_\mu^* \quad \text{при } \nabla_\mu^* A^{*\mu} = 0; \\
 \square A_\mu &= 0 \quad \text{при } \nabla_\mu A^\mu = 0, \quad j_\mu = 0; & \square^* A_\mu^* &= 0 \quad \text{при } \nabla_\mu^* A^{*\mu} = 0, \quad j_\mu^* = 0;
 \end{aligned}$$

— это волновые уравнения с источниками (в виде зарядов и токов) и без источников (пустое поле) при сохранении непрерывности, которые (волновые уравнения) могут быть дополнены уравнениями с наличием разрыва в качестве источника волнового движения, например, при $\mathbf{A} = f(t) \cdot \delta(r - r_o)$ [5] :

$$\begin{aligned} \square A^\nu &= \nabla^\nu (\nabla_\mu A^\mu); & \text{при } \nabla_\mu A^\mu \neq 0, \quad j_\mu &= 0; \\ \square^* A^{*\nu} &= \nabla^{*\nu} (\nabla_\mu^* A^{*\mu}); & \text{при } \nabla_\mu^* A^{*\mu} \neq 0, \quad j_\mu^* &= 0. \end{aligned}$$

3) электродинамика, выраженная через потенциалы $(\varphi, \mathbf{A}) \Leftrightarrow (\varphi^*, \mathbf{A}^*)$ и операторы $(\partial/\partial t, -\nabla) \Leftrightarrow (\partial/\partial t^*, +\nabla^*)$

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla\varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} & \mathbf{E}^* &= +\nabla^*\varphi^* - \frac{\partial \mathbf{A}^*}{\partial t^*} \\ \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A}; & \mathbf{B}^* &= -\nabla^* \times \mathbf{A}^*; \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \rho \Leftrightarrow -\nabla^2\varphi - \frac{\partial}{\partial t}\nabla \cdot \mathbf{A} = \rho; & \nabla^* \cdot \mathbf{E}^* &= \rho^* \Leftrightarrow \nabla^{*2}\varphi^* - \frac{\partial}{\partial t^*}\nabla^* \cdot \mathbf{A}^* = \rho^* \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \Leftrightarrow \mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}; & \nabla^* \times \mathbf{E}^* &= +\frac{\partial \mathbf{B}^*}{\partial t^*} \Leftrightarrow \mathbf{E}^* = +\nabla^*\varphi^* - \frac{\partial \mathbf{A}^*}{\partial t^*}; \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}; \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0; & \nabla^* \times \mathbf{B}^* &= -(\mathbf{j}^* + \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t^*}); \quad \nabla^* \cdot \mathbf{B}^* = 0; \\ \nabla \cdot \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} &= 0; & \nabla^* \cdot \mathbf{j}^* + \frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} &= 0. \\ \mathbf{F} &= q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = & \mathbf{F}^* &= q^*(\mathbf{E}^* + \mathbf{v} \times \mathbf{B}^*) = \\ &= q[(-\nabla\varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}) + \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A})]; & &= q^*[(\nabla^*\varphi^* - \frac{\partial \mathbf{A}^*}{\partial t^*}) - \mathbf{v} \times (\nabla^* \times \mathbf{A}^*)]; \end{aligned}$$

4) тензор электромагнитного поля

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu} &= \nabla^\mu A_\nu - \nabla^\nu A_\mu; & F_{\mu\nu}^* &= \nabla^{*\mu} A_\nu^* - \nabla^{*\nu} A_\mu^*; \\ F_{\mu\nu} &= -F_{\nu\mu}; \quad F_{\mu\mu} = 0; & F_{\mu\nu}^* &= -F_{\nu\mu}^*; \quad F_{\mu\mu}^* = 0, \end{aligned}$$

т. е.

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu} &= \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} = (\mathbf{E}, \mathbf{B}); \\ F_{\mu\nu}^* &= \begin{pmatrix} 0 & -E_x^* & -E_y^* & -E_z^* \\ E_x^* & 0 & iB_z^* & -iB_y^* \\ E_y^* & -iB_z^* & 0 & iB_x^* \\ E_z^* & iB_y^* & -iB_x^* & 0 \end{pmatrix} = -(\mathbf{E}^*, i\mathbf{B}^*). \end{aligned}$$

компоненты которого равны:

$$\begin{aligned} F_{xt} &= \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} = E_x; & F_{xt}^* &= \frac{\partial A_x^*}{\partial t^*} - \frac{\partial \varphi^*}{\partial x^*} = -E_x^*; \\ F_{yt} &= \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} = E_y; & F_{yt}^* &= \frac{\partial A_y^*}{\partial t^*} - \frac{\partial \varphi^*}{\partial y^*} = -E_y^*; \\ F_{zt} &= \frac{\partial A_z}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} = E_z; & F_{zt}^* &= \frac{\partial A_z^*}{\partial t^*} - \frac{\partial \varphi^*}{\partial z^*} = -E_z^*; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_{xy} &= \frac{\partial A_x}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial x} = -B_z; & F_{xy}^* &= -i \left(\frac{\partial A_x^*}{\partial y^*} - \frac{\partial A_y^*}{\partial x^*} \right) = iB_x^*; \\
F_{yz} &= \frac{\partial A_y}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial y} = -B_x; & F_{yz}^* &= -i \left(\frac{\partial A_y^*}{\partial z^*} - \frac{\partial A_z^*}{\partial y^*} \right) = iB_x^*; \\
F_{zx} &= \frac{\partial A_z}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial z} = -B_y; & F_{zx}^* &= -i \left(\frac{\partial A_z^*}{\partial x^*} - \frac{\partial A_x^*}{\partial z^*} \right) = iB_y^*,
\end{aligned}$$

5) **релятивистская электродинамика** ($\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, $\gamma^* = 1/\sqrt{1 + v^2/c^2}$)

$$\begin{aligned}
j'_\mu &= (c\rho', \mathbf{j}'); & j'^*_\mu &= (c\rho'^*, \mathbf{j}'^*); \\
\rho' &= \gamma \left(\rho - \frac{v}{c} j_x \right); & \rho'^* &= \gamma^* \left(\rho^* + \frac{v}{c} j_x^* \right); \\
j'_x &= \gamma \left(j_x - \frac{v}{c} \rho \right); & j'_x{}^* &= \gamma^* \left(j_x^* - \frac{v}{c} \rho^* \right); \\
j'_y &= j_y; \quad j'_z = j_z; & j'_y{}^* &= j_y^*; \quad j'_z{}^* = j_z^*; \\
j'^2_\mu &= c^2 \rho'^2 - \mathbf{j}'^2 = c^2 \rho^2 - \mathbf{j}^2 = j^2_\mu; & j'^{*2}_\mu &= c^2 \rho'^{*2} + \mathbf{j}'^{*2} = c^2 \rho^{*2} + \mathbf{j}^{*2} = j^{*2}_\mu;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F'_{\mu\nu} &= \nabla'^\mu A'_\nu - \nabla'^\nu A'_\mu; & F'^*_{\mu\nu} &= \nabla'^*\mu A'^*\nu - \nabla'^*\nu A'^*\mu; \\
F'_{\mu\mu} &= -F'_{\nu\mu}; \quad F'_{\mu\mu} = 0; & F'^*_{\mu\mu} &= -F'^*_{\nu\mu}; \quad F'^*_{\mu\mu} = 0;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E'_x &= E_x; & E'^*_x &= E_x^*; \\
E'_y &= \gamma \left(E_y - \frac{v}{c} B_z \right); & E'^*_y &= \gamma^* \left(E_y^* - \frac{v}{c} B_z^* \right); \\
E'_z &= \gamma \left(E_z + \frac{v}{c} B_y \right); & E'^*_z &= \gamma^* \left(E_z^* + \frac{v}{c} B_y^* \right); \\
B'_x &= B_x; & B'^*_x &= B_x^*; \\
B'_y &= \gamma \left(B_y + \frac{v}{c} E_z \right); & B'^*_y &= \gamma^* \left(B_y^* - \frac{v}{c} E_z^* \right); \\
B'_z &= \gamma \left(B_z - \frac{v}{c} E_y \right); & B'^*_z &= \gamma^* \left(B_z^* + \frac{v}{c} E_y^* \right);
\end{aligned}$$

и проверка подстановкой дает

$$\begin{aligned}
(E'^2_x + E'^2_y + E'^2_z) - (B'^2_x + B'^2_y + B'^2_z) &= (E^2_x + E^2_y + E^2_z) - (B^2_x + B^2_y + B^2_z); \\
(E'^{*2}_x + E'^{*2}_y + E'^{*2}_z) + (B'^{*2}_x + B'^{*2}_y + B'^{*2}_z) &= (E^{*2}_x + E^{*2}_y + E^{*2}_z) + (B^{*2}_x + B^{*2}_y + B^{*2}_z),
\end{aligned}$$

т. е. $\mathbf{E}'^2 - \mathbf{B}'^2 = \mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2 = inv$ и, соответственно, $\mathbf{E}'^{*2} + \mathbf{B}'^{*2} = \mathbf{E}^{*2} + \mathbf{B}^{*2} = inv$.

Таким образом, система уравнений электродинамики, инвариантных при *псевдо-евклидовых* (лоренцевых) и *евклидовых* преобразованиях координат и компонент 4-векторных величин, образуется дифференциальными операциями одного и того же вида над полями, соответственно, 4-потенциалов (φ , $\mathbf{A}$) и (φ^* , $\mathbf{A}^*$):

$$\begin{aligned}
F_{\mu\nu} &= \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu}; & F^*_{\mu\nu} &= \frac{\partial A^*_\nu}{\partial x^{*\mu}} - \frac{\partial A^*_\mu}{\partial x^{*\nu}}; \\
\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x^\lambda} + \frac{\partial F_{\nu\lambda}}{\partial x^\mu} + \frac{\partial F_{\lambda\mu}}{\partial x^\nu} &= 0; & \frac{\partial F^*_{\mu\nu}}{\partial x^{*\lambda}} + \frac{\partial F^*_{\nu\lambda}}{\partial x^{*\mu}} + \frac{\partial F^*_{\lambda\mu}}{\partial x^{*\nu}} &= 0; \\
\frac{\partial F^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} &= -\frac{4\pi}{c} j^\mu; \quad \frac{\partial j^\mu}{\partial x^\mu} = 0; & \frac{\partial F^{*\mu\nu}}{\partial x^{*\nu}} &= -\frac{4\pi}{c} j^{*\mu}; \quad \frac{\partial j^{*\mu}}{\partial x^{*\mu}} = 0
\end{aligned}$$

3 Обсуждение результатов

Приведенные преобразования электродинамики Максвелла-Лоренца из *псевдо-евклидова* ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ в инверсно-сопряженное с ним *евклидово* ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ, инвариантные свойства которого исследованы в работе [1], показывают, что существует (по крайней мере, теоретически !) **непротиворечивая** электродинамика, отвечающая всем законам релятивистских "*евклидовых*" преобразований. Это подтверждает **симметрию**, в данном случае — *инверсную*, не только геометрии, но и физических свойств пространства-времени внешней и внутренней областей 2-компонентных объектов ${}^2U^n = X^* \cup X = \{(0, r_o], [r_o, \infty)\}$, к категории которых могут быть отнесены практически все наблюдаемые в Природе физические объекты — от элементарных частиц до собственно Вселенной.

Отличие "*евклидовой*" электродинамики от "*псевдоевклидовой*" Максвелла-Лоренца, обусловленное изменением знаков компонент "*евклидовых*" 4-векторных величин и 4-операторов и соответствующих законов релятивистских преобразований координат по сравнению с "*псевдоевклидовыми*", приводит к интересным физическим следствиям.

Например, наряду с такими несущественными, как направление аксиального вектора вращения магнитного поля, которое изменяется по отношению к направлению тока с правила *правой руки* на правило *левой руки* (т. е. совпадает с направлением движения **отрицательных** зарядов (электронов) в отличие от принятого в обычной электродинамике условного противоположного направления тока), имеют место более значимые результаты.

Во-первых, остается в силе закон сохранения $\nabla_\mu j_\mu = 0$ и $\nabla_\mu^* j_\mu^* = 0$ заряда $j_\mu = (\rho, \mathbf{j})$ и $j_\mu^* = (\rho^*, \mathbf{j}^*)$, а также закон непрерывности $\nabla_\mu A^\mu = 0$ и $\nabla_\mu^* A^{*\mu} = 0$ полей 4-потенциалов $A^\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ и $A^{*\mu} = (\varphi^*, \mathbf{A}^*)$.

Во-вторых, в *евклидовом* пространстве-времени **инвариантной** является величина **суммарной плотности энергий** электрического и магнитного полей $-\frac{1}{2} F_{\mu\nu}^* F^{*\mu\nu} = \mathbf{E}^{*2} + \mathbf{B}^{*2} = inv$ в отличие от **инвариантного** в максвелловской электродинамике *лоренцева* (в силу *псевдоевклидовости* пространства-времени) соотношения $-\frac{1}{2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = \mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2 = inv$ и, следовательно, **неинвариантной** в данном случае **суммарной плотности энергий**.

В-третьих, *лоренцева* сила в области X^* отличается от силы в области X противоположным направлением движения заряда относительно электрического и магнитного полей в силу соотношений градиентов скалярного потенциала $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ и $\mathbf{E}^* = +\nabla^*\varphi^*$ и роторов векторных потенциалов $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ и $\mathbf{B}^* = -\nabla^* \times \mathbf{A}^*$. Это приводит к направлению действия силы $\mathbf{F}^*$ как при действии силы $\mathbf{F}$ на движение зарядов с противоположными знаками.

Наконец, изменение знака градиента потенциала в соотношении $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ на $\mathbf{E}^* = +\nabla^*\varphi^*$ приводит для потенциала единичного заряда $\varphi^* = q^*/r^*$, $q^* = \int \rho^* dV^*$ в области X^* (аналога $\varphi = q/r$, $q = \int \rho dV$ в области X) к тому, что электрическое поле $\mathbf{E}^* = +\nabla_r^*(q^*/r^*) = -(q^*/r^{*2})\mathbf{e}_r$ такого заряда будет **притягивать** одноименные и **отталкивать** разноименные заряды как $\mathbf{F}^* = (\pm q^*)\mathbf{E}^* = -[(\pm q_2^*) \cdot (\pm q_1^*)/r_{12}^{*2}]\mathbf{e}_r$ и $\mathbf{F}^* = (\mp q^*)\mathbf{E}^* = -[(\mp q_2^*) \cdot (\pm q_1^*)/r_{12}^{*2}]\mathbf{e}_r$. Следовательно, внешний наблюдатель, т. е. наблюдатель, находящийся в области $X = [r_o, \infty)$ 2-компонентного объекта ${}^2U^n = X^* \cup X$, будет представлять поле $\mathbf{E}^*$ в собственных координатах $r = r_o^2/r^*$ как $\mathbf{E}^* = -(q^*/r_o^4) \cdot r^2 \mathbf{e}_r$, т. е. как поле, в котором при увеличении расстояния r между зарядами сила **притяжения** одноименных и **отталкивания** разноименных зарядов возрастает квадратично, а при $r \rightarrow 0$, наоборот, силы взаимодействия заря-

дов стремятся к нулю.

Такое поведение зарядов фактически в точности соответствует **предполагаемому** взаимодействию **гипотетических** кварков внутри адронов с помощью "глюонных" полей и позволяет объяснить механизм вылета и **разлета разноименных зарядов**. Например, если считать, что рождение пары протон-антипротон в реакции соударения $p^+ + p^+ \rightarrow p^+ + p^+ + (p^+ + p^-)$ происходит во внутренней (т. е. *евклидовой*) области $X^* = (0, r_o]$ одного из соударяющихся протонов, то последующий **разлет** образовавшихся в этой области **разнознаковых** зарядов и их выход во внешнюю (т. е. *псевдоевклидову*) область $X = [r_o, \infty)$ по механизму, изложенному в работе [4], будет происходить с сохранением приобретенного импульса разлета.

В целом, характеризуя наличие непротиворечивой теории *евклидова* ПРОСТРАНСТВА–ВРЕМЕНИ и связанных с этим *евклид*-инвариантных механики и электродинамики, можно согласиться с предположением Стивена Вайнберга, высказанного в его Нобелевской лекции: "Возможно, существует целый мир с новой физикой и неожиданными степенями свободы, а общая теория относительности не является адекватной схемой для понимания физики этих степеней свободы".

Список литературы

- [1] *Андреев В.Д.* Инверсно-сопряженные пространства как модель структуры элементарного заряда. // Новейшие проблемы теории поля, т. 5, (Под ред. А.В. Аминовой), Казань, Изд. КазГУ, 2006 г., с. 33-44.
- [2] *Андреев В.Д.* Взаимосвязь центробежных и гравитационных сил в инверсно-сопряженных пространствах. // Новейшие проблемы теории поля 2005-2006, т.6 (под ред. А.В. Аминовой), Казань, Изд. КазГУ, 2007 г., с.66-76.
- [3] *Андреев В.Д.* Вращение в модели инверсно-сопряженных пространств, как отображение "оси времени" на 3-мерное пространство. //Новейшие проблемы теории поля, 2007-2008 (т. 7), (под ред. А.В. Аминовой), Изд. КазГУ, Казань, 2009 г., с.55-63.
- [4] *Андреев В.Д.* Пространство-время в модели инверсно-сопряженных пространств.// Доклад на XXI-й Международной школе-семинаре "Петровские чтения" по современным проблемам теоретической и математической физике, Казань, 2009, (см. настоящую монографию).
- [5] *Андреев В.Д.* О некоторых решениях в теории Максвелла без "калибровки Лоренца". 1: Основные свойства элементарного центрального заряда. // Новейшие проблемы теории поля, т. 5, (Под ред. А.В. Аминовой), Казань, Изд. КазГУ, 2006, с. 7-13.

Электромагнитные и гравитационные явления как эффекты напряженно-деформированного состояния и кинематики движений 4-мерной среды в модели инверсно-сопряженных пространств *

Постановка задачи

Реальное, т. е. материальное, n -мерное пространство можно представить как абстрактное метрическое n -пространство, **всегда** заполненное некоей **универсальной** n -мерной физической средой — *субстанцией* (синонимы: физический вакуум, физический n -континуум, эфир и т.п.), свойства которой определяют **все** наблюдаемые в n -пространстве **физические явления** и возникающие в результате этих явлений локализованные или нелокализованные **объекты** — **тела и поля**.

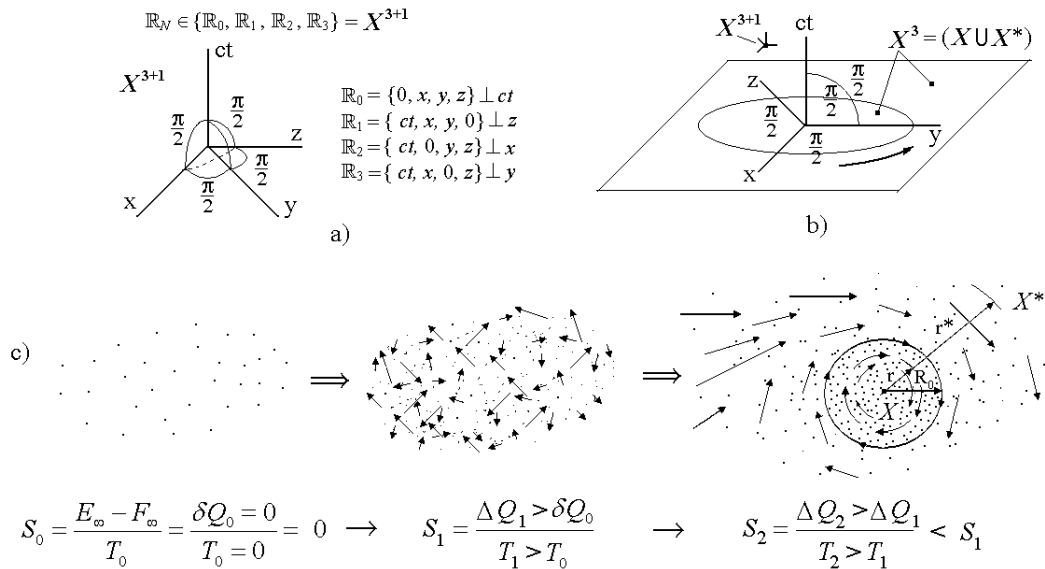


Рис. 1.

В работе рассматривается $\mathbb{R}^{3+1} \Leftrightarrow \{ct, x, y, z\}$ -пространство (рис. 1, a), которое в ортогональной системе координат представляет собой совокупность проходящих через начало координат *четырёх* трехмерных подпространств (гиперплоскостей) $\mathbb{R}_N \in \{\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\} \equiv \mathbb{R}^{3+1}$ [1]. Это $\mathbb{R}_0 = \mathbb{R}^{3+0} \Leftrightarrow \{0, x, y, z\}$ — трехмерное неподвижное пространство обыкновенное ("spatium vulgare" — латин.) и $\mathbb{R}_1 = \mathbb{R}^{2+1} \Leftrightarrow$

* Доклад на Международной конференции "Petrov 2010 Anniversary Symposium on General Relativity and Gravitation" 1-6 November 2010, Kazan, // Abstracts, Изд. Казан. ун-та, 2010, с. 27-29.

$\{ct, 0, y, z\}$, $\mathbb{R}_2 = \mathbb{R}^{2+1} \Leftrightarrow \{ct, x, 0, z\}$, $\mathbb{R}_3 = \mathbb{R}^{2+1} \Leftrightarrow \{ct, x, y, 0\}$ — взаимно ортогональные трехмерные подпространства, представляющие собой соответствующие координатные плоскости $\{y, z\}$, $\{x, z\}$, $\{x, y\}$, перемещающиеся во времени (т. е. по мнимой координате t , ортогональной каждой из этих плоскостей) со скоростью света. Используется модель инверсно-сопряженных пространств (ИСП) [2, 3], в основе которой лежит представление о центральном пространстве $U^{n=1,2,\dots} = \{X, X^*\} \subset \mathbb{R}^n$ (рис. 1, б), разделенном путем вращения $\vec{\omega} = (c/R)\mathbf{e}_\omega \perp \mathbb{R}^n \subset \mathbb{R}^{n+1}$ на две области $(0 < r \leq r_o)$ и $(r_o \leq r^* < \infty)$ сцепленных подпространств $X = (0, r_o]$ и $X^* = [r_o, \infty)$, разграниченных $(n-1)$ -сферой $S_o^{n-1}(r_o) = X \cap X^*$ радиуса $r_o = R = c/\omega_o$, т. е. $X \cup X^* = U^n$, для которых $r^* \in X^*$, $r \in X$, $r^* = r_o^2/r$. При этом, как показано в работе [4], в случае 4-мерного пространства-времени $\mathbb{R}^{3+1} = \{ct, x, y, z\}$ **внутренняя** область обладает *евклидовой* пространственно-временной метрикой с интервалом $ds^2 = c^2 dt^2 + (dx^2 + dy^2 + dz^2)$, инвариантным при *евклидовых* преобразованиях координат: $dx = [dx' + (v/c)cdt']/\sqrt{1 + v^2/c^2}$, $cdt = [cdt' - (v/c)dx']/\sqrt{1 + v^2/c^2}$, $dy = dy'$, $dz = dz'$ (движение в направлении оси x), а **внешняя** — *псевдоевклидовой* с интервалом $ds^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2)$, инвариантным при *лоренцевых* преобразованиях координат в инерциальной системе: $dx = [dx' + (v/c)cdt']/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, $cdt = [cdt' + (v/c)dx']/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, $dy = dy'$, $dz = dz'$.

В качестве *модели универсальной* субстанции, заполняющей рассматриваемое 4-мерное пространство (рис. 1, в), исследуется идеализированная *априорно единственная сплошная*, идеально *упругая, однородная и изотропная 4-мерная* среда, которая в локально и глобально **неподвижном и недеформированном** состоянии, характеризуемом энергетически нулевым энтропийно **неустойчивым равновесием** как $S_0 = (E_0 - F_0)/T_0 = \delta Q_0/T_0 = 0$, ($\delta Q_0 \cong 0$, $T_0 \cong 0$ — т. е. свободная энергия F_0 равна полной энергии E_0 при нулевой температуре T_0), или как $S_0 = k \ln W = 0$ (т. е. при термодинамической вероятности $W = 1$, соответствующей *единственности* исходного состояния), не проявляет никаких **физических** (гравитационных, электромагнитных, волновых и т. п.) свойств. Потеря равновесного состояния среды, т. е. скачек $\delta Q_0 \rightarrow \Delta Q_1 > 0$, приводит, как эффект домино, к **необратимому** спонтанному энтропийному переходу **порядок**(S_0) $\rightarrow$ **беспорядок**($S_1 > 0$), т. е. к **движениям и деформациям**, запускающим процесс **самоорганизации** $S_1 \rightarrow S_2 < S_1$, который, собственно, и лежит в основе полученных ниже результатов.

Скрытыми в нулевом состоянии параметрами среды являются **модули упругости** при различных деформациях и определяемая этими модулями предельно допустимая **скорость перемещения** субстанциональных точек среды.

В настоящей работе ставится задача определения напряженно-деформированного состояния и кинематики движений субстанциональных точек *бесконечно малой* частицы **универсальной** 4-мерной среды и связанных с этим эффектов.

1 Перемещения, деформации и физический масштаб *малой* частицы 4-мерной среды.

1.1. Вращения и деформации *малой* частицы 3-мерной среды.

В механике 3-мерной сплошной среды для описания поведения среды, как материальной **сплошности**, вводится понятие *бесконечно малой* частицы (в дальнейшем, как сокращение, — *малой частицы* или, просто, *частицы*), которая при движении среды испытывает соответствующие перемещения, повороты и деформации [5]. При

этом понятие *бесконечно малой* частицы характеризуется **условным** масштабом, который (при наличии представлений о реальной атомно-молекулярной структуре среды) определяется совокупностью достаточно большого числа молекул (атомов) $\Delta N \gg 1$, занимающих физически бесконечно малый объём ΔV , который достаточно велик, чтобы содержать большое число молекул, и мал по сравнению с областью заметного изменения макроскопических параметров среды.

В 3-мерном пространстве положение в момент времени t *бесконечно малой* частицы, как "**точки**" конкретной сплошной среды, в системе отсчета $S(O)$ задается радиусом-вектором $\mathbf{r}$ центра масс O' этой частицы в её **собственной** системе отсчета $S'(O')$, усредненным по физически *бесконечно малому* интервалу времени Δt .

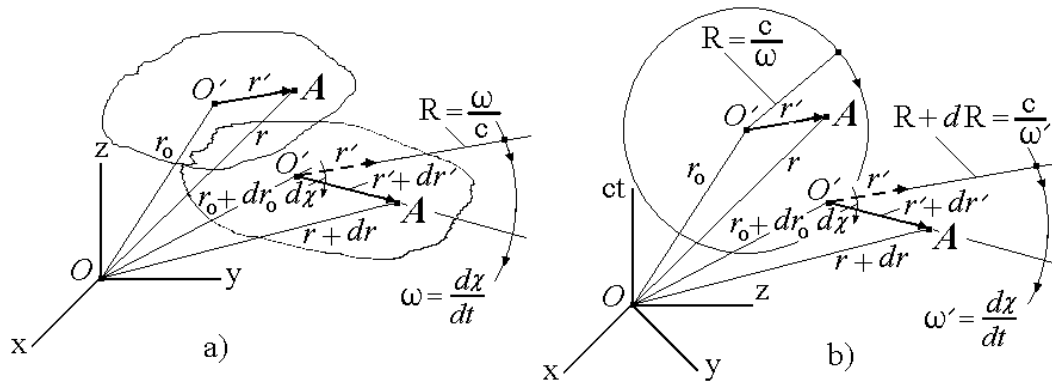


Рис. 2.

Бесконечно малое перемещение частицы может быть определено до величин первого порядка малости изменением радиусов-векторов $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$ точки A этой частицы относительно систем отсчета $S(O)$ и $S'(O')$ и изменением расстояния $O-O' = \mathbf{r}_{O'}$ (рис. 2,а) как

$$d\mathbf{r} = d\mathbf{r}_{O'} + \mathbf{r}' = d\mathbf{r}_{O'} + \nabla_{\mathbf{r}'}\Psi + [\mathbf{d}\vec{\chi}, \mathbf{r}'] = \mathbf{u}(\mathbf{r}, t), \quad (1.1)$$

где $d\mathbf{r}_{O'} = \mathbf{u}(\mathbf{r}', t)$ — поступательное перемещение частицы $u_i = v_i dt$, как целого, $\mathbf{d}\vec{\chi}$ — вектор бесконечно малого поворота $\chi_{ki} = \frac{1}{2}(\partial u_i/\partial x_k - \partial u_k/\partial x_i) = \frac{1}{2} \text{rot } \mathbf{u} = \omega_{ki} dt$ частицы, как **абсолютно твердого тела** с мгновенными направлениями $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ осей вращения, где $\omega_{ki} = 1/2(\partial v_i/\partial x_k - \partial v_k/\partial x_i)$, $\vec{\omega} = \mathbf{d}\vec{\chi}/dt = 1/2 \text{rot } \mathbf{v}$:

$$(\omega_{ki}) = \begin{pmatrix} 0 & \omega_{z \perp xy} & -\omega_{y \perp xz} \\ -\omega_{z \perp yx} & 0 & \omega_{x \perp yz} \\ \omega_{y \perp zx} & -\omega_{x \perp zy} & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

$\nabla_{\mathbf{r}'}\Psi$ — вектор скорости чистой деформации $\varepsilon_{ki} = \frac{1}{2}(\partial u_i/\partial x_k + \partial u_k/\partial x_i)$ частицы:

$$(\varepsilon_{ki}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

1.2. Вращения и деформации *малой* частицы 4-мерной среды в 3-мерных подпространствах $\mathbb{R}_N \in \{\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\} \equiv \mathbb{R}^{3+1}$.

При описании **универсальной** 4-мерной среды понятие *бесконечно малого* размера частицы теряет возможность даже условного **масштабирования**, так как это

могут быть "бесконечно малые" объемы, намного меньшие единичных атомов, элементарных частиц и т. д., или, наоборот, объемы космологических размеров.

Для исследуемой в представляемой работе **универсальной** 4-мерной среды используется принципиально другой подход — **физического** масштабирования, определяемого **фундаментальными** характеристиками — **предельными скоростями** перемещения *субстанциональных* точек среды и **предельными плотностями** энергии в различных напряженно-деформированных состояниях (рис. 2, б).

1.2.1. Перемещение деформируемой *малой* частицы сплошной 4-мерной среды в $\mathbb{R}^{3+1}$ -пространстве можно наглядно представить, если описание этого перемещения разложить по четырем 3-мерным подпространствам $\mathbb{R}_N \in \{\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\} \equiv \mathbb{R}^{3+1}$, проходящим через начало координат (рис. 3).

$$\begin{aligned} \mathbb{R}_0 &= \{0, x, y, z\} \perp ct & \mathbb{R}_1 &= \{ct, x, y, 0\} \perp z & \mathbb{R}_2 &= \{ct, 0, y, z\} \perp x & \mathbb{R}_3 &= \{ct, x, 0, z\} \perp y \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Omega_{t, (x,y,z)} &= \{\vec{\omega} = (\omega_{xlyz}, \omega_{ylyx}, \omega_{zlyx}), \omega_t = (-\omega_{tlyx} + \omega_{tlyz} - \omega_{tlyz})\}, \\ L_{(\phi, \varphi) = \Theta} &= \{\omega_{ylyx} - \omega_{zlyt}, -\omega_{xlyt} + \omega_{zlyt}, \omega_{xltz} - \omega_{ylyt}\} \end{aligned}$$

Рис. 3.

Принимая во внимание, что операторы частных производных по координатам в 3-мерных подпространствах $\mathbb{R}_N \in \{\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$, соответственно, равны $\nabla_0 = \partial/\partial x_i = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$, $\nabla_1 = \partial/\partial x_i = (\partial/\partial ct, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$, $\nabla_2 = \partial/\partial x_i = (\partial/\partial t, \partial/\partial x, \partial/\partial z)$, $\nabla_3 = \partial/\partial x_i = (\partial/\partial t, \partial/\partial x, \partial/\partial y)$, а координаты могут быть обозначены как $x_i \in x_\nu(\mathbb{R}_N) = \emptyset$ ($i, k = \{1, 2, 3\}$; $\nu, \mu = \{0, 1, 2, 3\}$), т. е. $\mathbb{R}_0 \Leftrightarrow \{0, x, y, z\} = \{0, x_1, x_2, x_3\}$, $\mathbb{R}_1 \Leftrightarrow \{ct, 0, y, z\} = \{x_1, 0, x_2, x_3\}$, $\mathbb{R}_2 \Leftrightarrow \{ct, x, 0, z\} = \{x_1, x_2, 0, x_3\}$, $\mathbb{R}_3 \Leftrightarrow \{ct, x, y, 0\} = \{x_1, x_2, x_3, 0\}$, то, используя (1.2) для подпространств $\mathbb{R}_N \in \{\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$ как $\omega_{ki \in \lambda \nu} \subset \omega_{\lambda \nu}(\mathbb{R}_N)$, будем иметь 4-тензоры угловых скоростей *малой* частицы в *собственной* системе отсчета $S'(O')$, которые в $\mathbb{R}^{3+1}$ -пространстве объединяются в суммарный 4-тензор вращения

$$\begin{aligned} (\omega_{\lambda \nu}) &= \omega_{\lambda \nu}(\mathbb{R}_0) + \omega_{\lambda \nu}(\mathbb{R}_1) + \omega_{\lambda \nu}(\mathbb{R}_1) + \omega_{\lambda \nu}(\mathbb{R}_2) + \omega_{\lambda \nu}(\mathbb{R}_3) = \\ &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_{zlyx} & -\omega_{ylyx} \\ 0 & -\omega_{zlyx} & 0 & \omega_{xlyz} \\ 0 & \omega_{ylyx} & -\omega_{xlyz} & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & \omega_{zlyt} & -\omega_{ylyt} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\omega_{zlyt} & 0 & 0 & -\omega_{tlyz} \\ \omega_{ylyt} & 0 & \omega_{tlyz} & 0 \end{pmatrix} + \\ &+ \begin{pmatrix} 0 & -\omega_{zlyt} & 0 & \omega_{xlyt} \\ \omega_{zlyt} & 0 & 0 & \omega_{tlyz} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\omega_{xlyt} & -\omega_{tlyz} & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \omega_{ylyt} & -\omega_{xlyt} & 0 \\ -\omega_{ylyt} & 0 & -\omega_{tlyx} & 0 \\ \omega_{xlyt} & \omega_{tlyx} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \end{aligned}$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & \omega_{y\perp tx} - \omega_{z\perp tx} & -\omega_{x\perp ty} + \omega_{z\perp ty} & \omega_{x\perp tz} - \omega_{y\perp tz} \\ -\omega_{y\perp xt} + \omega_{z\perp xt} & 0 & \omega_{z\perp xy} - \omega_{t\perp xy} & -\omega_{y\perp xz} + \omega_{t\perp xz} \\ -\omega_{z\perp yt} + \omega_{x\perp yt} & -\omega_{z\perp yx} + \omega_{t\perp yx} & 0 & -\omega_{t\perp yz} + \omega_{x\perp yz} \\ -\omega_{x\perp zt} + \omega_{y\perp zt} & -\omega_{t\perp zx} + \omega_{y\perp zx} & \omega_{t\perp zy} - \omega_{x\perp zy} & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

$$\omega_{\lambda\nu} = \{\mathbf{L}_{(\varphi,\phi)=\Theta}, \vec{\Omega}_{t,(x,y,z)}\}; \quad \omega_{\nu\lambda} = -\{\mathbf{L}_{(\varphi,\phi)=\Theta}, \vec{\Omega}_{t,(x,y,z)}\}. \quad (1.5)$$

Таким образом, 4-тензор вращения *бесконечно малой* частицы 4-мерной среды определяется:

1) *квазиаксиальным* вектором $\vec{\Omega}_{t,(x,y,z)}$ твердотельного (x, y, z) -пространственного — $\vec{\omega}_{(x,y,z)}$ и t -коллинеарного — ω_t вращения;

2) *квазиполярным вектором* $\mathbf{L}_{(\varphi,\phi)=\Theta} = (L_x, L_y, L_z)_{\perp t}$ с пространственными компонентами относительно направлений $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ осей вращения, ортогональных смежным пространственно-временным плоскостям как $\omega_x \perp (\{t, z\}, \{t, y\})$, $\omega_y \perp (\{t, x\}, \{t, z\})$ и $\omega_z \perp (\{t, y\}, \{t, x\})$, т. е. вращения по двойным (телесным) углам $\Theta_1 = (\varphi, \phi)_x$, $\Theta_2 = (\varphi, \phi)_y$, $\Theta_3 = (\varphi, \phi)_z$.

1.2.2. В 3-мерной среде вектор скорости деформации $\text{grad}_r \Psi$ в (1.1) определяется симметричным тензором скоростей деформаций

$$(v_{ij}) = \frac{1}{\Delta t} (\varepsilon_{ij}) \quad (1.6)$$

где (ε_{ij}) — тензор деформаций, которые связаны через модули упругости C_{ij}^{kl} с напряжениями как $\sigma_{ij} = C_{ij}^{kl} \varepsilon_{kl}$, $\{i, j\} = (1, 2, 3)$, т. е. в *собственной* системе координат — системе покоя S^0

$$(\sigma_{ij}^0) = \begin{pmatrix} C_{xx}\varepsilon_{xx} & C_{xy}\varepsilon_{xy} & C_{xz}\varepsilon_{xz} \\ C_{yx}\varepsilon_{yx} & C_{yy}\varepsilon_{yy} & C_{yz}\varepsilon_{yz} \\ C_{zx}\varepsilon_{zx} & C_{zy}\varepsilon_{zy} & C_{zz}\varepsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx \leftrightarrow x \perp yz}^0 & \sigma_{xy \leftrightarrow x \parallel zx}^0 & \sigma_{xz \leftrightarrow x \parallel xy}^0 \\ \sigma_{yx \leftrightarrow y \parallel yz}^0 & \sigma_{yy \leftrightarrow y \perp zx}^0 & \sigma_{yz \leftrightarrow y \parallel xy}^0 \\ \sigma_{zx \leftrightarrow z \parallel yz}^0 & \sigma_{zy \leftrightarrow z \parallel zx}^0 & \sigma_{zz \leftrightarrow z \perp xy}^0 \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

В **4-мерной** среде в декартовой системе координат ct, x, y, z каждая из осей перпендикулярна не координатной **плоскости**, а координатному **3-пространству** $\mathbb{R}_N \in (\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3)$, т. е. $ct \perp \{0, x, y, z\}$, $x \perp \{ct, 0, y, z\}$, $y \perp \{ct, x, 0, z\}$, $z \perp \{ct, x, y, 0\}$.

Поэтому компоненты тензора напряжений (сила, приложенная к элементу поверхности) $\sigma_{\mu\nu}^0 = C_{\mu\nu}^{\lambda\rho} \varepsilon_{\lambda\rho}^0$, $\mu, \nu = (0, 1, 2, 3)$ в *собственной* системе координат $\{x_\mu^0\}$ будет состоять из трех однонаправленных элементов (т. е. направленных по одной из осей координат соответствующих деформаций: $\varepsilon_{tt} = (\Delta l_{t \perp xy}/l_t + \Delta l_{t \perp yz}/l_t + \Delta l_{t \perp zx}/l_t)$, $\varepsilon_{xx} = (\Delta l_{x \perp yz}/l_x + \Delta l_{x \perp yt}/l_x + \Delta l_{x \perp zt}/l_x)$ и т. д.), но действующих на три различные (в силу 4-мерности) ортогонально расположенные плоскости (рис. 4):

$$(\sigma_{\mu\nu}^0) = \begin{pmatrix} (\sigma_{t \perp xy, yz, zx}^0)_{tt} & (\sigma_{t \perp yz}^0, \sigma_{t \parallel ty, zt}^0)_{tx} & (\sigma_{t \perp xz}^0, \sigma_{t \parallel tx, zt}^0)_{ty} & (\sigma_{t \perp xy}^0, \sigma_{t \parallel tx, ty}^0)_{tz} \\ (\sigma_{x \perp yz}^0, \sigma_{x \parallel xy, zx}^0)_{xt} & (\sigma_{x \perp yz, zt, ty}^0)_{xx} & (\sigma_{x \perp zt}^0, \sigma_{x \parallel tx, xz}^0)_{xy} & (\sigma_{x \perp yt}^0, \sigma_{x \parallel tx, xy}^0)_{xz} \\ (\sigma_{y \perp zx}^0, \sigma_{y \parallel yz, xy}^0)_{yt} & (\sigma_{y \perp zt}^0, \sigma_{y \parallel yt, yx}^0)_{yy} & (\sigma_{y \perp xz, zt, tx}^0)_{yy} & (\sigma_{y \perp zt}^0, \sigma_{y \parallel ty, xy}^0)_{yz} \\ (\sigma_{z \perp xy}^0, \sigma_{z \parallel zx, yz}^0)_{zt} & (\sigma_{z \perp yt}^0, \sigma_{z \parallel zt, zx}^0)_{zx} & (\sigma_{z \perp xt}^0, \sigma_{z \parallel zt, zy}^0)_{zy} & (\sigma_{z \perp xy, yt, tx}^0)_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

где нижние индексы в развернутом виде (для большей физической наглядности) читаются как: 1) индекс $tt = (t \perp xy, yz, zx)$ соответствует направлению трех напряжений, возникающих под действием по оси t силы на площадки, нормальные к оси t , т. е. перпендикулярно плоскостям xy, yz, zx ; 2) индекс $xt = (x \perp yz; x \parallel xy, zx)$ соответствует направлению действия силы по оси x на площадки, нормальные к оси t , т. е.

перпендикулярно плоскости yz и параллельно плоскостям xy , zx , каждая из двух последних ортогональны, соответственно, двум осям — (z, t) и (y, t) , и т. д. по аналогии с изложенным.

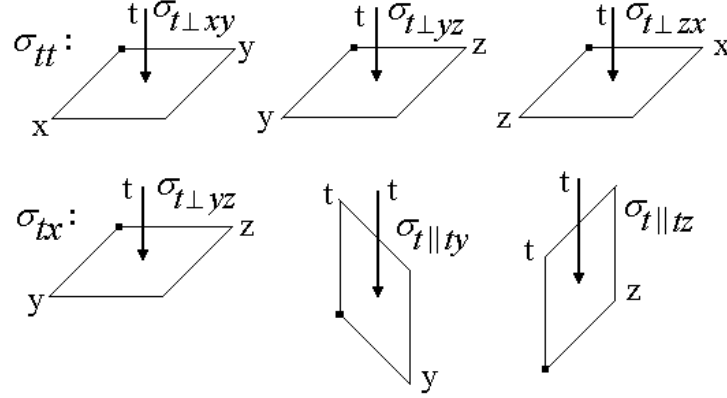


Рис. 4.

Таким образом, в отличие от деформации $\varepsilon_{ij}^0(\mathbb{R}_0)$ *малой* частицы 3-мерной среды "обыкновенного" пространства $\mathbb{R}_0$, малая частица 4-мерной среды, кроме объемного сжатия-растяжения $\varepsilon_{ij(i=j)}$ и сдвига $\varepsilon_{ij(i \neq j)}$ (скашивания прямых углов) испытывает дополнительные деформации, содержащее сжатие или растяжение $(\varepsilon_{t \perp xy}^0 + \varepsilon_{t \perp yz}^0 + \varepsilon_{t \perp zx}^0)_{tt}$ в направлении оси времени ct , а также сжатие-растяжение $(\varepsilon_{x \perp zt}^0 + \varepsilon_{x \perp ty}^0)_{xx}$, ... и сдвиги $(\varepsilon_{x \perp zt}^0 + \varepsilon_{x \parallel tx}^0)_{xy}$, ... *пространственно-временных* 3-объемов $\Delta V^3 = \Delta V_{\{t,x,y\},\{t,y,z\},\{t,z,x\}}$ относительно плоскостей $\{t, z\}$, $\{t, y\}$ и $\{t, x\}$.

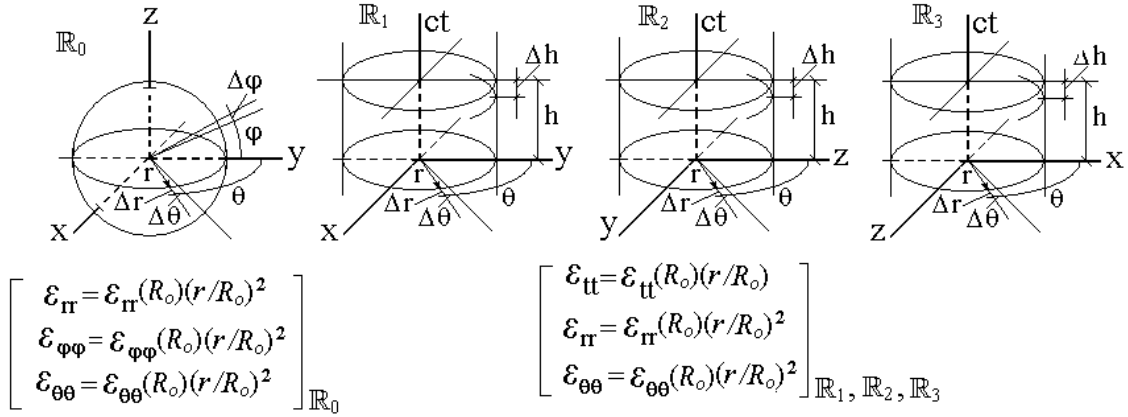


Рис. 5.

1.2.3. Деформация изотропного 4-мерного объема, находящегося в *равновесном* состоянии в области $0 < r \leq R_o$ под действием стационарной объемной силы может быть разложена на *деформации* 3-мерных объемов соответствующих подпространств $\mathbb{R}_N \in (\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3)$ — шар в $\mathbb{R}_0 \Leftrightarrow (r, \phi, \theta)$ и три цилиндрических объема в соответствующих подпространствах $(\mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3) \Leftrightarrow (ct, r, \theta)_{1,2,3}$ (рис. 5) как

$$\varepsilon^0(X^4) = (\varepsilon_{rr}, \varepsilon_{\phi\phi}, \varepsilon_{\theta\theta})_0 + (\varepsilon_{tt}, \varepsilon_{rr}, \varepsilon_{\theta\theta})_1 + (\varepsilon_{tt}, \varepsilon_{rr}, \varepsilon_{\theta\theta})_2 + (\varepsilon_{tt}, \varepsilon_{rr}, \varepsilon_{\theta\theta})_3. \quad (1.9)$$

Тогда деформация $\varepsilon_{ij}^0(\mathbb{R}_N)$ 3-мерных объемов в соответствующих подпространствах $\mathbb{R}_N \in (\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3)$ может быть найдена из решения уравнения *равновесия*

$$\partial \sigma_{ij}(\mathbb{R}_N) / \partial x_j + f_i = 0, \quad (1.10)$$

для смещений $\mathbf{u}(\mathbb{R}_N)$, используя связь $\sigma_{rr} = \lambda \operatorname{div} \mathbf{u} + 2\mu \varepsilon_{rr}$:

$$(\lambda + \mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{u}(\mathbb{R}_N) + \mu \nabla^2 \mathbf{u}(\mathbb{R}_N) + \mathbf{f}(\mathbb{R}_N) = 0, \quad (1.11)$$

где $f_i = \rho_o \mathbf{a}$ — стационарная объемная сила, приходящаяся на единицу энергии (массы) ρ_o ; σ_{ij} — элемент тензора напряжений, равный $\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}$ (λ и μ — коэффициенты Ламэ).

Используя выражения компонент ε_{ij} в сферических и цилиндрических координатах, получим

— для шара в $\mathbb{R}_0$ в координатах (r, ϕ, θ) :

$$\varepsilon_{rr} = \varepsilon_{rr}(R_o)(r/R_o)^2, \quad \varepsilon_{\phi\phi} = \varepsilon_{\phi\phi}(R_o)(r/R_o)^2, \quad \varepsilon_{\theta\theta} = \varepsilon_{\theta\theta}(R_o)(r/R_o)^2, \quad (1.12)$$

где $\varepsilon_{rr}(R_o) = \sigma_{rr}(R_o)/C_{rr}$, $\varepsilon_{\phi\phi}(R_o) = \sigma_{\phi\phi}(R_o)/C_{\phi\phi}$, $\varepsilon_{\theta\theta}(R_o) = \sigma_{\theta\theta}(R_o)/C_{\theta\theta}$, $C_{rr} = (\lambda + 2\mu)_{rr}$, $C_{\phi\phi} = (\lambda + 2\mu)_{\phi\phi}$, $C_{\theta\theta} = (\lambda + 2\mu)_{\theta\theta}$, $r = r_{(x,y,z),\phi,\theta}$;

— для цилиндров в $\mathbb{R}_i \in \{\mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\}$ в координатах $(r = \rho_{(x,y),(y,z),(z,x)}, \theta_{1,2,3}, ct = r_t)$:

$$\varepsilon_{tt} = \varepsilon_{tt}(R_o) r/R_o, \quad \varepsilon_{\rho\rho} = \varepsilon_{\rho\rho}(R_o)(r/R_o)^2, \quad \varepsilon_{\theta\theta} = \varepsilon_{\theta\theta}(R_o)(r/R_o)^2, \quad (1.13)$$

т. е.

$$\varepsilon^0(X^4) = [\varepsilon_{rr}(\mathbb{R}_0), \varepsilon_{\phi\phi}(\mathbb{R}_0), \varepsilon_{\theta\theta}(\mathbb{R}_0)] + 3 [\varepsilon_{tt}(\mathbb{R}_i), \varepsilon_{\rho\rho}(\mathbb{R}_i), \varepsilon_{\theta\theta}(\mathbb{R}_i)], \quad (1.14)$$

где $\varepsilon_{tt}(R_o) = \sigma_{tt}(R_o)/C_{tt}$, $\varepsilon_{\rho\rho}(R_o) = \sigma_{\rho\rho}(R_o)/C_{rr}$, $\varepsilon_{\theta\theta}(R_o) = \sigma_{\theta\theta}(R_o)/C_{\theta\theta}$, $C_{tt} = (\lambda + 2\mu)_{tt}$, $C_{\rho\rho} = (\lambda + 2\mu)_{\rho\rho}$, $C_{\theta\theta} = (\lambda + 2\mu)_{\theta\theta}$, $\rho = r = r_t = (0, R_o)$.

1.3. Масштаб *малой* частицы 4-мерной среды.

Бесконечно малые повороты (1.4) *малой* частицы, как повороты **абсолютно твердого тела** (рис. 2, *b*) с угловой скоростью вращения $\omega_o = v_\tau/r = c_\tau/R_o$, позволяет однозначно установить минимальный размер δr_{min} — *кинематически обусловленный масштаб бесконечно малой частицы*, исходя из условия для максимальной тангенциальной скорости $(v_\tau)_{max} = c_\tau = c$, как

$$\delta r_{min} = (R_t, R_o) = c(1/\omega_t, 1/\omega_o), \quad \text{т. е.} \quad c/\omega_t = R_t, \quad c/\omega_o = R_o. \quad (1.15)$$

На кинематической границе R_o *бесконечно малой* частицы согласно (1.12)-(1.13) достигаются максимальные напряжения (деформации) среды

$$\sigma_{\mu\nu}(R_o) = C_{\mu\nu}^{\lambda\rho} \varepsilon_{\lambda\rho}(R_o) = [\sigma_{\mu\nu}]_{max}, \quad (1.16)$$

— "предел прочности" рассматриваемой 4-мерной среды в напряженном состоянии.

Таким образом, **движение** 4-среды (смещения и деформации) приводит как процесс **самоорганизации** к *кинематически обусловленному* выделению **первичной бесконечно малой** частицы с границей $\delta r_{min} = (R_t, R_o)$, на которую накладывается условие $\sigma_{\mu\nu} \leq [\sigma_{\mu\nu}]_{max}$ предельного напряженно-деформированного состояния, что в целом и определяет **физический** масштаб *малой* частицы.

Согласно СТО выделенный объем, граничные точки которого движутся со скоростью света, для **внешнего наблюдателя** релятивистски замыкается до нулевого

размера, т. е. будет наблюдаться как *математическая* точка. Однако, в отличие от математического случая, сама "точка" будет представлять собой *искаженные перемещениями и деформациями* скрытую *внутреннюю* область и *внешнее* окружающее пространство выделенной *малой* частицы, т. е. представлять наделенный физическими свойствами **пространственно-временной** объект.

Образование выделенных **пространственно-временных** объектов, как процесс **самоорганизации** потерявшей равновесное состояние движущейся исходной 4-среды, приводит к понижению энтропии **беспорядка** субстанциональных точек и переходу ее (энтропии) на уровень **беспорядка** *бесконечно малых* частиц — "физических точек" среды.

2 Деформационные эффекты как электромагнитные свойства *малой* частицы

2.1. Свободная энергия $\mathcal{E}_{\mu\nu}$ напряженно-деформированного состояния (при температуре $\mathbf{T} = Const$ и энтропии $\mathbf{S} = Const$) определяется как

$$d\mathcal{E} = \sigma_{\mu\nu} d\varepsilon_{\mu\nu}, \quad \sigma_{\mu\nu} = C_{\mu\nu}^{\lambda\rho} \varepsilon_{\lambda\rho}, \quad \mathcal{E}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} C_{\mu\nu}^{\lambda\rho} \varepsilon_{\mu\nu} \varepsilon_{\lambda\rho}. \quad (2.1)$$

ПОТОК ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ $h_{\mu\nu} = \Delta S \mathcal{E}_{\mu\nu}$, $dim [г \cdot см / сек^2]$ напряженно-деформированного состояния 4-мерной среды ЧЕРЕЗ единичную площадку ΔS в развернутом виде будет соответствовать 4-тензору

$$(h_{\mu\nu}) = \frac{1}{2} \Delta S \begin{pmatrix} C_{tt}\varepsilon_{tt}^2 & C_{tx}\varepsilon_{tx}^2 & C_{ty}\varepsilon_{ty}^2 & C_{tz}\varepsilon_{tz}^2 \\ C_{xt}\varepsilon_{xt}^2 & C_{xx}\varepsilon_{xx}^2 & C_{xy}\varepsilon_{xy}^2 & C_{xz}\varepsilon_{xz}^2 \\ C_{yt}\varepsilon_{yt}^2 & C_{yx}\varepsilon_{yx}^2 & C_{yy}\varepsilon_{yy}^2 & C_{yz}\varepsilon_{yz}^2 \\ C_{zt}\varepsilon_{zt}^2 & C_{zx}\varepsilon_{zx}^2 & C_{zy}\varepsilon_{zy}^2 & C_{zz}\varepsilon_{zz}^2 \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Образует 4-тензорный объект $A_{\mu\nu}$ как **внешнее произведение** *электромагнитных* 4-потенциалов $A_\mu = (A_0, \mathbf{A})$ и $A^\mu = (A^0, \mathbf{A})$:

$$(A_{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} A_0 \\ A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^0 & A^1 & A^2 & A^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_0 A^0 & A_0 A^1 & A_0 A^2 & A_0 A^3 \\ A_1 A^0 & A_1 A^1 & A_1 A^2 & A_1 A^3 \\ A_2 A^0 & A_2 A^1 & A_2 A^2 & A_2 A^3 \\ A_3 A^0 & A_3 A^1 & A_3 A^2 & A_3 A^3 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

и поставим его элементы в соответствие элементам 4-тензора ПОТОКА ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ (2.2):

$$A_{\mu\nu} \Leftrightarrow h_{\mu\nu}. \quad (2.4)$$

Для диагональных элементов находим $A_0 A^0 = k^2 \Delta S C_{tt} \varepsilon_{tt}^2 = A_t^2$, $A_1 A^1 = k^2 \Delta S C_{xx} \varepsilon_{xx}^2 = A_x^2$ и т. д., т. е.

$$\begin{aligned} A_t &= \pm k \sqrt{\Delta S C_{tt}} \cdot \varepsilon_{tt}, \\ A_x &= \pm k \sqrt{\Delta S C_{xx}} \cdot \varepsilon_{xx}, \\ A_y &= \pm k \sqrt{\Delta S C_{yy}} \cdot \varepsilon_{yy}, \\ A_z &= \pm k \sqrt{\Delta S C_{zz}} \cdot \varepsilon_{zz}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

где k — коэффициент пропорциональности.

Размерность **электромагнитного потенциала** $\dim[A_\mu] = \dim[(z \cdot \text{см}/\text{сек}^2)^{1/2}]$, т. е. $\dim[A_\mu^2] = \dim[m \cdot a] = \dim[z \cdot \text{см}/\text{сек}^2] = \dim[h_{\mu\nu}]$, удовлетворяется при $\dim[k] = \dim[1]$, что позволяет **отождествить** 4-тензор **электромагнитного** 4-потенциала с 4-тензором **ПОТОКА ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ** напряженно-деформированного состояния 4-мерной среды с точностью до числового безразмерного множителя, а **ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ** считать **пропорциональным** деформациям (напряжениям) 4-мерной среды.

2.2. Функция деформации (1.9) малой частицы в 4-мерном пространстве после суммирования (1.12)-(1.13) по одноименным координатам можно представить как (1.14), т. е.

$$\varepsilon^0(X^4) = [\varepsilon_{rr}(\mathbb{R}_0), \varepsilon_{\phi\phi}(\mathbb{R}_0), \varepsilon_{\theta\theta}(\mathbb{R}_0)] + 3[\varepsilon_{tt}(\mathbb{R}_i), \varepsilon_{\rho\rho}(\mathbb{R}_i), \varepsilon_{\theta\theta}(\mathbb{R}_i)]. \quad (2.6)$$

В проекции деформаций (напряжений) на *наблюдаемое* 3-мерное пространство X^3 координата t превращается в параметр, т. е. деформации (напряжения), как функции 4-х координат $\varepsilon^0(X^4) = f(ct, x, y, z) \Leftrightarrow f(ct, r, \phi, \theta)$, разделяются на функцию временной координаты ct , которая по отношению к чисто пространственным поворотам в X^3 представляет **скалярную** функцию f_0 , и на **векторную** функцию $\vec{f}(r, \phi, \theta)$ пространственных координат, умноженную на функцию времени, которая в силу взаимосвязи параметра времени t с t -коллинеарным вращением $\omega_{t\perp}(x, y, z)$ равна $f(t) = e^{i\omega t}$.

Следовательно, при проектировании на 3-мерное пространство X^3 функций $f(\mathbb{R}_N)$, принадлежащих соответствующим подпространствам $\mathbb{R}_N \in \{\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_1, \mathbb{R}_2, \mathbb{R}_3\} = \{\mathbb{R}_0, \mathbb{R}_{i=1,2,3}\}$, будем иметь (рис. 6) :

$$\begin{aligned} p: \mathbb{R}_0 &\rightarrow X^3, f(\mathbb{R}_0) = f(0, r, \phi, \theta) \Rightarrow \{f_0 = 0, \vec{f}(r, \phi, \theta)\} = \vec{f}(r, \phi, \theta), \\ p: \mathbb{R}_i &\rightarrow X^3, f(\mathbb{R}_i) = f(t, \rho, \theta, 0) \Rightarrow \{f_0, \vec{f}(\rho, \theta) \cdot f(t)\} = \{f_0, \vec{f}(\rho, \theta) \cdot e^{i\omega t}\}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

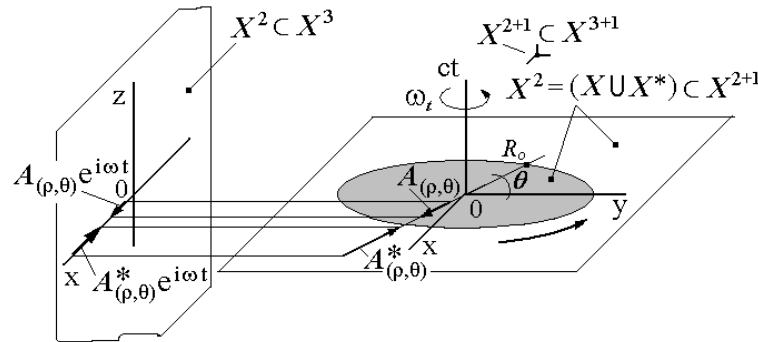


Рис. 6

Таким образом, **проекция** деформаций $\varepsilon^0(X^4)$ на 3-мерное пространство определяется как

$$\begin{aligned} p: \varepsilon^0(X^4) &\rightarrow \varepsilon^0(t, X^3) = [\varepsilon_{rr}(X^3), \varepsilon_{\phi\phi}(X^3), \varepsilon_{\theta\theta}(X^3)] + 3\varepsilon_{tt}(X^3) + 3[\varepsilon_{\rho\rho}(X^3), \varepsilon_{\theta\theta}(X^3)]e^{i\omega t} \\ &= 3\varepsilon_{tt} + [(\varepsilon_{rr}, \varepsilon_{\phi\phi}, \varepsilon_{\theta\theta}) + 3(\varepsilon_{\rho\rho}, \varepsilon_{\theta\theta})e^{i\omega t}] = \{f_t, \vec{f}_{(r, \phi, \theta)} + \vec{f}_{(\rho, \theta)}(t)\}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

где $f_t = 3\varepsilon_{tt}(X^3)$ — по отношению к чисто **пространственным** поворотам представляет в X^3 **скалярную** функцию, а $\vec{f}_{(r, \phi, \theta)} = [\varepsilon_{rr}(X^3), \varepsilon_{\phi\phi}(X^3), \varepsilon_{\theta\theta}(X^3)]$ и $\vec{f}_{(\rho, \theta)}(t) =$

$3[\varepsilon_{\rho\rho}(X^3), \varepsilon_{\theta\theta}(X^3)]e^{i\omega t}$ — векторные функции деформаций в соответствующих подпространствах $\mathbb{R}_0$ и $\mathbb{R}_i$, спроектированные в X^3 .

Принимая за основу взаимосвязь $A_\mu(t, r) \Leftrightarrow \varepsilon_\mu(t, r) = \vec{f}_{(\rho, \theta)}(X^3) e^{i\omega t}$, для выделенной *бесконечно малой* частицы 4-мерной среды **в проекции** на 3-мерное пространство будем иметь электромагнитный потенциал

$$A_\mu(t, r) = \{\varphi_t(r), [\mathbf{A}_{(r, \phi, \theta)}(r) + \mathbf{A}_{(\rho, \theta)}(t, r)]\} = (\varphi, \mathbf{A}). \quad (2.9)$$

2.3. Электрическое $\mathbf{E}$ и магнитное $\mathbf{B}$ поля образуются путем дифференциальных операций над полем электромагнитного 4-потенциала $A_\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ как

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial\mathbf{A}}{c\partial t}, \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (2.10)$$

Первое слагаемое $\mathbf{A}_{(r, \phi, \theta)}(r)$ векторной компоненты 4-потенциала $A_\mu(t, r)$, соответствующее деформации подпространства $\mathbb{R}_0^{3+0} \subset \mathbb{R}^{3+1}$, пропадает для электрического и магнитного полей как $\partial\mathbf{A}_{(r, \phi, \theta)}(r)/\partial t = 0$ и как $\nabla \times \mathbf{A}_{(r, \phi, \theta)}(r) = 0$.

Следовательно, наблюдаемые в X^3 электромагнитные явления отражают напряженно-деформированное состояние $\{3\varepsilon_{tt}, 3(\varepsilon_{\rho\rho}, \varepsilon_{\theta\theta})e^{i\omega t}\} \Leftrightarrow \{\varphi_t(r), \mathbf{A}_{(\rho, \theta)}(t, r)\}$ **только** пространственно-временных подпространств $\mathbb{R}_i^{2+1} \subset \mathbb{R}^{3+1}$ и в области $0 < r \leq R_o$, для которой определены напряжения (1.12)-(1.13), этому будет соответствовать электромагнитный 4-потенциал

$$A_\mu = \left[\left(\varphi_t(r) = \varphi_o \frac{r}{R_o} \right), \left(\mathbf{A}_{(\rho, \theta)}(t, r) = (A_\rho, A_\theta) \cdot \frac{r^2}{R^2} \cdot e^{i\omega t} \right) \right], \quad (2.11)$$

где

$$\varphi_o = k(\Delta S_t C_{tt})^{1/2} 3\aleph\sigma_{tt}(R_o)/C_{tt} = 3K_t\aleph\sigma_{tt}(R_o), \quad (2.12)$$

$$(A_\rho, A_\theta) = [3K_\rho\aleph\sigma_{\rho\rho}(R_o), 3K_\theta\aleph\sigma_{\theta\theta}(R_o)]. \quad (2.13)$$

2.4. Как показано в работе [3], внутренняя область $0 \leq r \leq R_o$ модели ИСП обладает *евклидовой* метрикой, а внешняя $R_o \leq r^* < \infty$ — *псевдоевклидовой*. При переходе в инверсно-сопряженную **внешнюю** область с *псевдоевклидовой* метрикой, *евклидов* 4-вектор $(X_0, \mathbf{X}) = X_\mu = X^\mu$, $(X_0, \mathbf{X})^2 = X_\mu X^\mu = (X_0)^2 + \mathbf{X}^2$ преобразуется в *псевдоевклидов* $(X_0, i\mathbf{X})$, отличающийся от первого тем, что его контр- и ковариантные компоненты различаются, как $X^{*\mu} = (X_0^*, \mathbf{X}^*)$ и $X_\mu^* = (X_0^*, -\mathbf{X}^*)$, и тем самым квадрат *псевдоевклидова* 4-вектора определяется как $(X_0, i\mathbf{X})^2 = X^{*\mu} X_\mu^* = (X_0)^2 - \mathbf{X}^2$.

Следовательно, при переходе в инверсно-сопряженную **внешнюю** область $R_o \leq r^* < \infty$ с учетом закона инверсного преобразования координат $r = R^2/r^*$ для электромагнитного 4-потенциала получим

$$A_\mu^* = \left[\left(\varphi_t^*(r^*) = \varphi_o^* \frac{R_o}{r^*} \right), \left(\mathbf{A}_{(\rho, \theta)}^*(t, r^*) = (A_\rho^*, A_\theta^*) \cdot \frac{R^2}{r^{*2}} \cdot e^{i\omega t} \right) \right], \quad (2.14)$$

где

$$\varphi_o^* = 3K_t^*\aleph^*\sigma_{tt} = \frac{Q^*}{R_o}, \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} (A_\rho^*, A_\theta^*) &= i[3K_\rho^*\aleph^*\sigma_{\rho\rho}(R_o), 3K_\theta^*\aleph^*\sigma_{\theta\theta}(R_o)] = \\ &= i\frac{Q^*}{R_o}(e_\rho + e_\theta), \end{aligned} \quad (2.16)$$

Здесь Q^* — постоянная величина с размерностью электрического заряда при $K_t^* \sigma_{tt}(R_o) = K_\rho^* \sigma_{\rho\rho}(R_o) = K_\theta^* \sigma_{\theta\theta}(R_o) = K^* \sigma(R_o)$ (в общем случае, если $K_t^* \sigma_{tt}(R_o) \neq K_\rho^* \sigma_{\rho\rho}(R_o) \neq K_\theta^* \sigma_{\theta\theta}(R_o)$, то $Q_t^* \neq Q_\rho^* \neq Q_\theta^*$):

$$Q^* = 3 K^* \aleph^* \sigma(R_o) R_o, \quad \dim[Q^*] = \dim[(\varepsilon \cdot \text{см}^3 / \text{сек}^2)^{1/2}], \quad (2.17)$$

где K^* — коэффициент, включающий в качестве сомножителей соответствующие модули упругости и константы интегрирования, $\dim[K^*] = \dim[(\text{см}^3 \cdot \text{сек}^2 / \varepsilon)^{1/2}]$; $\aleph^* = -\aleph$ — "физический" (т. е. не арифметический) знак электрического заряда, отражающего знак *деформации* $\varepsilon_{ij(i=j)}^* = \aleph^* \cdot |\varepsilon_{ij(i=j)}^*|$ — деформации относительных удлинений **внешней** области *малой* частицы, противоположный знаку $\aleph = (+) \vee (-)$ деформации **внутренней** области частицы, соответствующий растяжению $(+)$ или сжатию $(-)$ вдоль i -й оси, и, как **внутренняя** характеристика деформации, **не изменяется** при операциях возведения в квадрат или извлечения квадратного корня, как при этих же операциях **изменяется** арифметический знак $(\pm)$: $(\pm)^2 = (+)$, $(\pm)^{1/2} = (\pm, i = \sqrt{-1})$; $e^{i\omega t} \Rightarrow (e^{i\omega t})^2 = 1$ — гармоническая функция векторного потенциала частицы; $(\rho_{(x,y),(y,z),(z,x)} = r^*, \theta_{(x,y),(y,z),(z,x)}) \in \mathbb{R}_i$.

Это позволяет определить электрическое и магнитное поля **внешней** области $R_o \leq r^* < \infty$ выделенной *малой* частицы через 4-потенциал $(\varphi^*, \mathbf{A}^*)$ как

$$\mathbf{E}^* = -\nabla \varphi^* - \frac{\partial \mathbf{A}^*}{c \partial t}, \quad \mathbf{B}^* = \nabla \times \mathbf{A}^*. \quad (2.18)$$

В результате для электрического поля получим:

$$\mathbf{E}^* = -\nabla_r \varphi^*(r^*) - \frac{\partial}{c \partial t} \mathbf{A}_{\rho,\theta}^*(t, r^*) = \frac{Q^*}{r^{*2}} \mathbf{e}_r + \frac{Q^*}{r^{*2}} e^{i\omega t} (\mathbf{e}_\rho + \mathbf{e}_\theta) = \mathbf{E}_r^* + \mathbf{E}_{\rho,\theta}^*(t). \quad (2.19)$$

а для магнитного поля с учётом взаимосвязи угла поворота θ с величиной ωt , входящей в функцию $e^{i\omega t}$, определяемой периодом $4\pi n$ полного оборота в 4-пространстве, т. е. $2\omega t = \theta + 4\pi n$ или $\omega t = \frac{1}{2} \theta + 2\pi n$, соответственно, будем иметь

$$\begin{aligned} \mathbf{B}^*(t, \rho^*) &= \frac{1}{c} \nabla \times \mathbf{A}_{\rho,\theta}^* = \frac{1}{c \rho} \left[\frac{\partial}{\partial \rho} (\rho A_\theta^*) - \frac{\partial}{\partial \theta} A_\rho^* \right] \mathbf{e}_t = \\ &= \frac{1}{c} Q^* R_o \left[\frac{1}{2} - i \right] \frac{e^{\frac{1}{2} i \theta}}{\rho^{*3}} \mathbf{e}_t = \frac{1}{c} \mu_t [1 - 2i] \frac{e^{i\omega t}}{\rho^{*3}} \mathbf{e}_t, \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\text{Re } \mathbf{B}^*(t, \rho^*) = \frac{1}{2} Q^* R_o \cdot \frac{1}{c} \frac{e^{i\omega t}}{\rho^{*3}} \mathbf{e}_t = \frac{1}{c} \mu_t \frac{e^{i\omega t}}{\rho^{*3}} \mathbf{e}_t, \quad (2.21)$$

где μ_t — магнитный момент в направлении оси времени ct , равный

$$\mu_t = \frac{1}{2} Q^* R_o = \text{Const}, \quad |\vec{\mu}_t| = \sqrt{\mu_{t\perp xy}^2 + \mu_{t\perp yz}^2 + \mu_{t\perp zx}^2} = \frac{\sqrt{3}}{2} Q^* R_o, \quad (2.22)$$

Так как направление оси времени ct **ненаблюдаемо** в X^3 , то μ_t представляет собой "внутренний" магнитный момент, который при наложении внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_Z = (0, 0, B_{z\perp xy})$ может быть переориентирован в произвольно выбранное **наблюдаемое пространственное** направление Z как $\mu_{t\perp xy} \rightarrow \pm \mu_{z\perp xy}$.

Полученный результат можно сопоставить с магнитным моментом μ_o (магнетон Бора) *электрона* e_o , как *бесконечно малой заряженной* частицы:

$$\mu_t = \frac{1}{2} Q^* R_o \Leftrightarrow \mu_o = \frac{1}{2} e_o \frac{\hbar}{m_o c} = \frac{e_o}{m_o c} s, \quad (2.23)$$

и, следовательно, в этом случае будем иметь

$$R_o = \frac{\hbar}{m_o c}, \quad Q^* = e_o, \quad s = \frac{1}{2} \hbar = \frac{\hbar}{4\pi}, \quad \omega = \frac{c}{R_o} = \frac{mc^2}{\hbar}, \quad e^{i\omega t} = e^{i(mc^2/\hbar)t}. \quad (2.24)$$

Периодическая функция $e^{i\omega t}$ при переходе из неподвижной системы отсчета в движущуюся преобразуется в функцию $e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})}$, где $\mathbf{k} = (\omega/c^2) \mathbf{v} = 2\pi \mathbf{n}/\lambda$ — волновой вектор и, следовательно, $\lambda = 2\pi c^2/\omega v = 2\pi c^2 \hbar/mc^2 v = h/mv$ — длина волны *де Бройля*, которая представляет собой релятивистский эффект волнового "следа", возникающего при **движении** частицы и исчезающего при $v = 0$.

Таким образом, **внешняя** область *бесконечно малой* частицы 4-мерной среды в **проекции** на *наблюдаемое* 3-мерное пространство обладает *постоянным центральным* электрическим полем $\mathbf{E}_r^*$, а также **осесимметричным волновым** электромагнитным полем, электрическая составляющая которого $\mathbf{E}_{\rho,\theta}^*(t)$ располагается компланарно плоскостям, ортогональным оси ct ($\mathbf{e}_t = \mathbf{e}_\rho \times \mathbf{e}_\theta$), а магнитная составляющая $\mathbf{B}^*(t, \rho^*)$ — коллинеарно оси ct .

Следовательно, *бесконечно малая* частица при отождествлении (2.23)-(2.24) с экспериментально наблюдаемой *элементарной* частицей — *электроном* объединяет "классические" и "квантовые" представления о свободном *электро*не, как о **частице** с *постоянным* кулоновским электрическим полем, обладающей также **волновыми свойствами** — *гармоническим* электромагнитным полем, оставляющем при движении "след" в виде волны *де Бройля*. Эти поля в собственной системе отсчета электрона выглядят как

$$\begin{aligned} & \mathbf{E}_r^* + [\mathbf{E}_{\rho,\theta}^*(t), \text{Re } \mathbf{B}_{\rho \times \theta}^*(t)] = \\ & = \frac{e_o}{r^{*2}} \mathbf{e}_r + \left[\frac{e_o}{r^{*2}} (\mathbf{e}_\rho + \mathbf{e}_\theta), \frac{1}{c} \frac{\mu_o}{\rho^{*3}} \mathbf{e}_t \right] e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (2.25)$$

и, будучи **экспериментально наблюдаемыми**, в настоящее время описываются отдельно, соответственно, классической (электротехника, радиотехника и т. д.) и квантовой (дискретные энергетические уровни электронов в атомах, магнито-спиновые эффекты, поляризация электронов и т. д.) электродинамиками.

Результат (2.25) полностью совпадает с описанием *электрона* как решения волнового уравнения $\square A^\nu = \nabla^\nu (\nabla_\mu A^\mu)$ в центральной постановке при условии $\nabla_\mu A^\mu \neq 0$, т. е. без калибровки Лоренца [6]. Этим подтверждается правомерность отождествления (2.4) электромагнитного 4-потенциала с потоком плотности энергии напряженно-деформированного состояния 4-мерной среды, что лежит в основе решения (2.25).

3 Кинематические эффекты как гравитационные свойства *малой* частицы

Поля скоростей *субстанциональных* точек в объеме *малой* частицы рассматриваемой 4-мерной среды, т. е. во внутренней области $0 < r \leq R_o$, определяются 4-тензором вращения (1.4), а именно:

1) *квазиаксиальным* вектором $\Omega_{t,(x,y,z)}$ *t-коллинеарного* — ω_t и *твердотельного* (x, y, z) -*пространственного* — $\vec{\omega}_{(x,y,z)}$ вращения.

2) *квазиполярным вектором* $\mathbf{L}_{(\varphi,\phi)=\Theta} = (L_x, L_y, L_z)_{\perp t}$ с *пространственными* компонентами относительно направлений $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ осей вращения, ортогональных смежным *пространственно-временным* плоскостям как $\omega_x \perp (\{t, z\}, \{t, y\})$,

$\omega_y \perp (\{t, x\}, \{t, z\})$ и $\omega_z \perp (\{t, y\}, \{t, x\})$, т. е. вращения по двойным (телесным) углам $\Theta_1 = (\varphi, \phi)_x$, $\Theta_2 = (\varphi, \phi)_y$, $\Theta_3 = (\varphi, \phi)_z$;

3.1. Поля тангенциальных скоростей t -коллинеарного и (x, y, z) -твердотельного вращения во внутренней и внешней области малой частицы.

3.1.1. t -коллинеарная компонента $\omega_{t \perp (x, y, z)}$ определяет вращение каждой субстанциональной точки с координатами $(x, y, z) \in \mathbb{R}_0$ во внутренней области $0 \leq r \leq R_o$ малой частицы ортогонально оси ct в гиперплоскости $(e_r \delta^{ij} \times e_\theta) \perp e_t$, что в проекции на 3-мерное пространство X^3 будет создавать тензорное поле тангенциальных (V_τ) скоростей (рис. 7, а) :

$$V_{\tau \parallel \theta} = \omega_t r \delta^{ij} = c \frac{r}{R_o} \delta^{ij}, \quad \omega_t = \omega_o = c/R_o, \quad i = j. \quad (3.1)$$

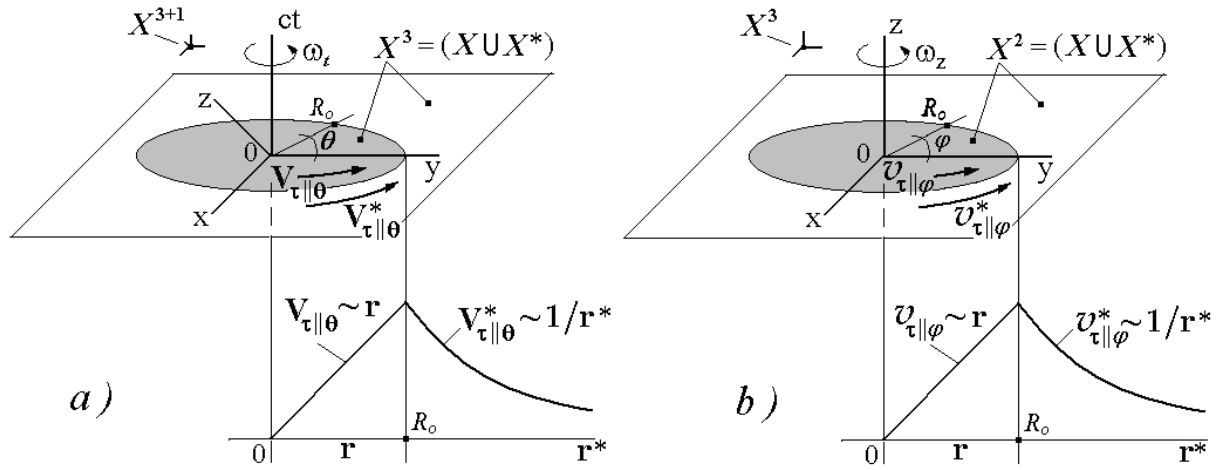


Рис. 7

Применяя к полю скоростей $V_{\tau \parallel \theta}$ инверсное преобразование $r = R_o^2/r^*$, получим образ этого поля во внешней области $R_o \leq r^* \leq \infty$ малой частицы, а именно, тензорное поле тангенциальных скоростей, создаваемое t -коллинеарным вращением ω_t

$$V_{\tau \parallel \theta}^* = \omega_t \frac{R_o^2}{r^*} \delta^{ij} = c \frac{R_o}{r^*} \delta^{ij}, \quad \omega_t = \omega_o = c/R_o. \quad (3.2)$$

3.1.2. 3-пространственный псевдовектор $\vec{\omega}_{(x, y, z)}$ определяет векторное поле тангенциальных скоростей вращения v_τ субстанциональных точек внутренней области $0 < r \leq R_o$ малой частицы в плоскости, ортогональной мгновенному направлению пространственной оси твердотельного вращения $e_\omega = e_r \times e_\varphi$ в X^3 по плоскому углу φ (рис. 7, б), как

$$\begin{aligned} v_{\tau \parallel \varphi} &= \vec{\omega} \times \mathbf{r}, \quad \mathbf{r} = r \mathbf{e}_r(t) \\ v_{\tau \parallel \varphi} &= \frac{r d\mathbf{e}_r(t)}{dt} = \omega r \mathbf{e}_\varphi, \quad v_\tau = \sqrt{v_{\tau \parallel \varphi}^2} = \omega r, \\ \mathbf{e}_r(t) &= \mathbf{e}_x \cos \omega t + \mathbf{e}_y \sin \omega t, \quad \mathbf{e}_\varphi(t) = \frac{1}{\omega} \frac{d}{dt} \mathbf{e}_r = -\mathbf{e}_x \sin \omega t + \mathbf{e}_y \cos \omega t, \end{aligned} \quad (3.3)$$

и, соответственно, векторное поле тангенциальных скоростей инверсно-твердотельного (мгновенно плоского) $\vec{\omega}_{(x, y, z)}^*$ вращения субстанциональных

точек среды во внешней области $R_o \leq r < \infty$:

$$v_{\tau\|\varphi}^* = \omega_o \frac{R_o^2}{r^*} e_\varphi = c \frac{R_o}{r^*} e_\varphi = \omega^* R_o e_\varphi, \quad \omega^* = \omega_o \frac{R_o}{r^*} = \frac{c}{r^*}. \quad (3.4)$$

3.2. Поля радиальных ускорений во внутренней и внешней области малой частицы

Градиенты полей тангенциальных скоростей $\mathbf{V}_{\tau\|\theta}$ и $\mathbf{V}_{\tau\|\theta}^*$ определяют центральные поля радиальных ускорений

$$\text{grad}_r \mathbf{V}_{\tau\|\theta} = -c \nabla_r \mathbf{V}_{\tau\|\theta} = -\frac{c^2}{R_o} e_r = \text{Const}, \quad (3.5)$$

$$\text{grad}_r \mathbf{V}_{\tau\|\theta}^* = -c \nabla_r \mathbf{V}_{\tau\|\theta}^* = c^2 \frac{R_o}{r^{*2}} e_r, \quad (3.6)$$

которые порождают, в качестве реакции, поля **противоположно направленных инерционных ускорений** (для расположенных в этих полях масс) (рис. 8, а) :

— центробежных во внутренней области $0 < r \leq R_o$

$$\mathbf{a}_r(\mathbf{V}_{\tau\|\theta}) = -\text{grad}_r \mathbf{V}_{\tau\|\theta} = +\frac{c^2}{R_o} e_r = \text{Const}, \quad (0 < r \leq R_o), \quad (3.7)$$

— центростремительных во внешней области $R_o \leq r < \infty$

$$\mathbf{a}_r^*(\mathbf{V}_{\tau\|\theta}^*) = -\text{grad}_r \mathbf{V}_{\tau\|\theta}^* = -c^2 \frac{R_o}{r^{*2}} e_r, \quad (R_o \leq r < \infty). \quad (3.8)$$

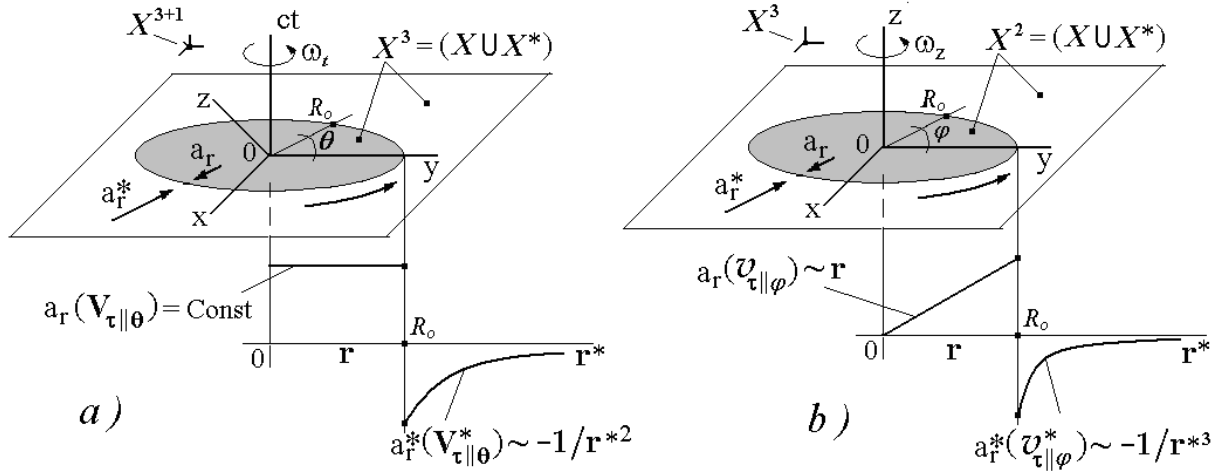


Рис. 8

Дифференцирование скоростей *твердотельного* вращения среды (3.3)-(3.4) по времени t (где $\partial \mathbf{e}_\varphi(t)/\partial t = -\omega(e_x \cos \omega t + e_y \sin \omega t) = -\omega e^{i\omega t} e_r = -\omega e_r(t) \equiv -e^{i\omega t} \nabla_r v_\tau$) дает ускорение в мгновенной плоскости вращения $(e_r \times e_\varphi) \perp e_\omega$:

$$\frac{d\mathbf{v}_{\tau\|\varphi}}{dt} = v_\varphi \frac{\partial \mathbf{e}_\varphi(t)}{\partial t} = -v_\varphi e^{i\omega t} \nabla_r v_\varphi = -\omega_o^2 r e^{i\omega t} e_r = -\frac{c^2}{R_o} \cdot \frac{r}{R_o} e^{i\omega t} e_r = -\frac{v_\varphi^2}{r} e_r(t), \quad (3.9)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_{\tau\parallel\varphi}^*}{dt} = v_{\varphi}^* \frac{\partial \mathbf{e}_{\varphi}(t)}{\partial t} = -v_{\varphi}^* e^{i\omega t} \nabla_r v_{\varphi}^* = -\frac{c R_o}{r^*} e^{i\omega t} \nabla_r \frac{c R_o}{r^*} = +\frac{c^2 R_o^2}{r^{*3}} e^{i\omega t} \mathbf{e}_r = +\frac{c^2 R_o^2}{r^{*3}} \mathbf{e}_r(t), \quad (3.10)$$

и, соответственно, противоположно направленные *инерционные* ускорения в плоскости вращения малой частицы (рис. 8, b):

— центробежных во внутренней области $0 < r \leq R_o$

$$\mathbf{a}_{c.f.}(\mathbf{v}_{\tau\parallel\varphi}) = +\frac{c^2}{R_o} \cdot \frac{r}{R_o} e^{i\omega t} \mathbf{e}_r = +\frac{v_{\tau}^2}{r} \mathbf{e}_r(t), \quad (0 < r \leq R_o), \quad (3.11)$$

— центростремительных (*инверсно-центробежных*) во внешней области $R_o \leq r < \infty$

$$\mathbf{a}_{c.f.}^*(\mathbf{v}_{\tau\parallel\varphi}^*) = -\frac{c^2 R_o^2}{r^{*3}} e^{i\omega t} \mathbf{e}_r = -\frac{c^2 R_o^2}{r^{*3}} \mathbf{e}_r(t), \quad (R_o \leq r < \infty). \quad (3.12)$$

3.3. Гравитационное поле малой частицы.

Вводя безразмерный коэффициент пропорциональности γ ($\dim[\gamma] = \dim[1]$), внешнее поле радиальных *инерционных* ускорений $\mathbf{a}_r^*(\mathbf{V}_{\tau\parallel\theta}^*)$ (3.8) можно отождествить с полем, создаваемым центральной **тяготеющей** массой M_o как

$$\mathcal{G}_g = \gamma \mathbf{a}_r^*(\mathbf{V}_{\tau\parallel\theta}^*) = -\gamma \frac{c^2 R_o}{r^{*2}} \mathbf{e}_r = -\frac{\eta M_o}{r^{*2}} \mathbf{e}_r, \quad (R_o \leq r < \infty). \quad (3.13)$$

т. е. если гравитирующая в области $X(R_o \leq r < \infty)$ масса

$$M_o = \gamma \frac{c^2 R_o}{\eta} = \gamma \frac{R_o^2}{\eta} \omega_o^2 R_o, \quad (\eta M_o = \gamma c^2 R_o = \gamma \frac{S}{4\pi} \omega_o^2 R_o, \quad S = 4\pi R_o^2), \quad (3.14)$$

создается полем **радиальных** ускорений $\mathbf{a}(R_o) = \gamma \omega_o^2 R_o \mathbf{e}_r$ на радиусе R_o .

Численное значение коэффициента γ может быть определено, если представить гравитационное взаимодействие $\mathbf{F}_g = -\eta M_2 M_1 / r^2 \mathbf{e}_r$ масс M_1 и M_2 как $\mathbf{F}_g = g_2 g_1 / r^2 \mathbf{e}_r$, т. е. как взаимодействие *гравитационных* зарядов $g_1 = \sqrt{-\eta} M_1 = n_1 g_m$ и $g_2 = \sqrt{-\eta} M_2 = n_2 g_m$, где $g_m^2 = -\eta M_o^2 = -\gamma \hbar c$, $M_o = m_e = 9,11 \cdot 10^{-28}$ г, $n_1 = M_1 / M_o$, $n_2 = M_2 / M_o$, $n = M_n / M_o$ — любое вещественное число в диапазоне $0 < n < \infty$ (в отличие от произвольного электрического заряда $q_N = N q_e$, где N — целое число, $q_e = e_o$). Тогда будем иметь

$$\gamma = \frac{\eta m_e}{c^2 R_o} = \frac{\eta m_e^2}{\hbar c} = -\frac{g_m^2}{\hbar c} = -\frac{g_m^2}{m_e c^2} \cdot \frac{m_e c}{\hbar} = \frac{R_g}{R_K} \cong 0,175 \cdot 10^{-44}, \quad (3.15)$$

где $R_o = R_K = \hbar / m_e c$ — согласно (2.24) *комптоновский* радиус электрона, $R_g = \gamma R_K = \eta m_e / c^2 = -g_m^2 / m_e c^2 \cong 0,675 \cdot 10^{-55}$ см — "гравитационный" радиус электрона, аналогичный "классическому" радиусу электрона $R_e = q_e^2 / m_e c^2 = \alpha R_K$, в котором заряд электрона q_e заменен его гравитационным зарядом $g_m = \sqrt{-\eta} m_e$.

В этом представлении величина $\gamma \cong 0,175 \cdot 10^{-44}$ (3.15) является безразмерной константой взаимодействия (*коэффициентом увлечения* в поле ускорений $\mathbf{a}_r^*(\mathbf{V}_{\tau\parallel\theta}^*)$) *гравитационных* зарядов, аналогичной константе взаимодействия *электрических* зарядов $\alpha \cong 1/137,04$. Соотношение этих констант равно $\gamma/\alpha = R_g/R_e \cong 2,4 \cdot 10^{-43}$.

Если *хаббловский* размер Вселенной $R_{\infty} \approx 2,2 \cdot 10^{28}$ см принять за гравитационный радиус Вселенной $R_{g(\infty)}$, то приравнявая его в (3.14) величине $\gamma R_o = R_{g(\infty)}$, получим

$M_\infty \approx 3 \cdot 10^{56} g$ — величину массы пространственной среды Вселенной, что приводит к представлению *гравитационной постоянной* в виде тождественных соотношений

$$\eta \equiv \frac{R_\infty}{M_\infty} c^2 \equiv \frac{R_g}{m_e} c^2 \equiv 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/g \cdot \text{сек}^2. \quad (3.16)$$

Масса M_∞ , отнесенная к объему $V_\infty = 4/3 \pi R_\infty^3$, соответствует *фридмановской* плотности $\rho_\infty \approx 0,7 \cdot 10^{-29} g/\text{см}^3$, что при известной скорости распространения поперечных колебаниях *физического вакуума*, т. е. скорости света

$$c = \sqrt{K_\infty/\rho_\infty} \cong 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек},$$

дает модуль упругости при поперечных колебаниях (модуль сдвига) *физического вакуума* Вселенной, равный

$$K_\infty = c^2 \rho_\infty \approx 0,6 \cdot 10^{-11} \text{ кг/см}^2$$

Для сравнения: модуль упругости стали — $E_{Fe} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ кг/см}^2$, плотность — $\rho_{Fe} \approx 7,8 g/\text{см}^3$, скорость звука — $v_{Fe} = \sqrt{E_{Fe}/\rho_{Fe}} \approx 5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$.

3.4. Инверсно-центробежное поле малой частицы.

Поле инерционных ускорений $\mathbf{a}_r^*(\mathbf{v}_{\tau\parallel\varphi}^*)$ (3.12) *инверсно-твердотельных* вращений $\mathbf{v}_{\tau\parallel\varphi}^*$ (3.4) среды, как силовое поле, создаваемое центральной массой M в *плоскости вращения* $(\mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_\varphi) \perp \mathbf{e}_\omega$:

$$\mathbf{G}_{c.f*} = -c^2 \frac{(\gamma R_o)^2}{r^{*3}} \mathbf{e}_r(t) = -\frac{(\eta M)^2/c^2}{r^{*3}} \mathbf{e}_r(t), \quad (R_o \leq r^* < \infty) \dots \quad (3.17)$$

меняет направления ускорения во *внешней* области *малой* частицы относительно направления во *внутренней* области.

Поле $\mathbf{G}_{c.f*}$ (3.17) совместно с гравитационным полем $\mathcal{G}_g$ (3.13) действует на пробную массу m с радиальной **притягивающей** силой, равной

$$\mathbf{F}_{mM} = m \mathcal{G}_g + m \mathbf{G}_{c.f} = -m \frac{\eta M}{r^{*2}} \left(1 + \frac{\eta M/c^2}{r^*} e^{i\omega t}\right) \mathbf{e}_r, \quad (R_o \leq r^* < \infty), \quad (3.18)$$

которая будет отклонять луч света и смещать перигелий эллиптических орбит аналогично решению Шварцшильда в ОТО для движения в поле центральной массы.

Выводы.

Из полученных результатов следует, что **электромагнитные и гравитационные** явления в **модели** инверсно-сопряженных пространств являются **эффектами**, соответственно, *напряженно-деформированного* состояния и *кинematики* движения **универсальной** 4-мерной среды, заполняющей 4-мерное пространство.

Движения и деформации ИСХОДНОЙ 4-мерной среды приводят к её **дискретизации**, т. е. разделению на *элементарные* пространственно-временные объекты, обладающие массой покоя и гравитационно-электромагнитными свойствами, которые могут быть поставлены в соответствие простейшей заряженной частице с минимальной массой покоя — **электрону**.

Обобщая полученные результаты, необходимо отметить, что в работе не приведен анализ более сложных деформаций, входящих в 4-тензор ПОТОКА ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ (2.2) напряженно-деформированного состояния, например, смешанных нормальных деформации с поворотом, которые при инверсном преобразовании *подобия с поворотом* во внешнюю область приводят к образованию мезонного потенциала *сильных* взаимодействий в виде [7]:

$$\varphi_\pi = (11,66 i e) \frac{m_{\pi^\pm}^2}{m_o^2} \frac{r}{r_o^2} \cdot \exp \left[- (m_{\pi^\pm}/m_o) \frac{r}{r_o} \right].$$

Это нерасходящийся *короткодействующий* потенциал, обладающий потенциальной "ямой" $U_{min} = e_\pi \varphi_\pi = (11,664 i e)^2 \exp(-1)/r_{min} = -m_\pi c^2/2,718 \cong -51,35$ Мэв при взаимодействии между двумя **одноименными сильными** зарядами $e_\pi = (1/\alpha - 1)^{1/2} i e = 11,664 i e$ (здесь $r_{min} = (m_o/m_{\pi^\pm}) r_o \cong 1,4 \cdot 10^{-13}$ см, $r_o = \hbar/m_o c = 3,86 \cdot 10^{-11}$ см) и определяет силу взаимодействия $\mathbf{F}(r) = -\nabla U$, характер которой на расстояниях $r \geq r_{min}$ соответствует очень большой (по сравнению с электростатической) *силе притяжения*, переходящей на расстояниях $r < r_{min}$ в еще большую *силу отталкивания*, что полностью совпадают с экспериментально регистрируемыми характеристиками **ядерных сил**, вплоть до свойства насыщения.

Потенциал φ_π связан с образованием **протона**, который совместно с электроном образует нейтральный **водород** или его "инверсный" аналог — **нейтрон**¹⁾.

Другие пространственно-временные объекты (фотоны, нейтрино, мезоны, ядра, атомы, ионы, молекулы, плазма, газы, жидкости, твердые атомно-молекулярные тела, нейтронная материя и т. д.) образуются как результат взаимодействия первичных частиц и тем самым определяют всё разнообразие существования вещества во Вселенной.

В работе также **не рассматривались** свойства квазиполярного вектора $\mathbf{L}_{(\varphi,\phi)=\Theta}$, образующего совместно с квазиаксиальным вектором $\vec{\Omega}_{t,(x,y,z)}$ 4-тензор $(\mathbf{L}, \vec{\Omega})$ (1.5),

¹⁾ *Нейтрон*, как "инверсный" аналог атома *водорода* в "элементарной" планетарной модели Бора можно получить из представления об инвертировании *электрона* с боровской орбиты $R_{Bor} = \alpha^{-2} R_0$, лежащей в области $X = (R_0 \leq r < \infty)$ с физическими характеристиками поля $\{e = (\alpha \hbar c)^{1/2}; \alpha = 0,0073\}$, на инверсно-сопряженную орбиту R_{Bor}^* , лежащую в области $X^* = (0 < r^* \leq R_0)$ с физическими характеристиками поля $\{e^* = (\alpha^* \hbar c)^{1/2} = 11,66 e; \alpha^* = 1 - \alpha = 0,9927\}$, где радиус $R_0 = \alpha^2 R_{Bor}$ представляет собой радиус инверсии $R_0 = R_{inv}$ системы при законе инверсного преобразования $(\alpha^2/e)(e^*/\alpha^{*2}) \cdot R_{Bor} R_{Bor}^* = R_0^2$ (т. е. с учетом инверсии полей $\{e, \alpha\} \rightleftharpoons \{e^*, \alpha^*\}$ в отличие инверсного преобразования $(r \cdot r^*) = R_{inv}^2$ "пустых" областей $X \rightleftharpoons X^*$), откуда $R_{Bor}^* \approx 0,085 R_0 \approx 0,045 \cdot 10^{-4} R_{Bor} \approx 0,24$ ферми.

На боровском радиусе R_{Bor} энергия связи Ry (ридберг) равна $Ry = -\frac{1}{2} e^2/R_{Bor} \approx -13,6$ эв $\approx -2,65 \cdot 10^{-5} m_e$ и, соответственно, для инверсно-сопряженной области будет иметь место соотношение $Ry^* = -\frac{1}{2} (\alpha/\alpha^*) e^{*2}/R_{Bor}^* = -\frac{1}{2} e^2/R_{Bor}^* = Ry/0,045 \cdot 10^{-4} \approx -5,9 m_e$.

Орбитальная скорость движения электрона на боровской орбите R_{Bor} вокруг протона равна $v_{Bor} = \alpha c$ (на радиусе инверсии R_0 скорость равна $v_0 = c$), что в инверсно-сопряженной области на радиусе R_{Bor}^* должно соответствовать скорости $v_{Bor}^* = \alpha^* c = 0,9927 c$. Тогда электрон, инвертированный на такую орбиту, будет обладать массой $m_e^* = m_e/\sqrt{1-(v^*/c)^2} = m_e/\sqrt{1-(\alpha^*)^2} \approx m_e/\sqrt{0,0145} \approx 8,3 m_e$ и, следовательно, окончательно масса системы *протон — электрон* (инвертированный на инверсно-сопряженную орбиту R_{Bor}^*) с учетом энергии связи Ry^* будет равна:

$$\sum m = m_p + m_e^* + Ry^* = (1836,16 + 8,3 - 5,9) \cdot m_e \approx 1838,6 m_e \approx m_n.$$

Учитывая, что согласно [2] при инвертировании спин электрона $s = 1/2$ преобразуется как $s^* = \pm(s - 1/2) = 0$ (физически это соответствует выбросу или поглощению *нейтрино*), то полученные суммарные характеристики $\sum s = (s_p = 1/2) + (s_e^* = 0) = 1/2$, $\sum q = (q_p = 1) + (q_e = -1) = 0$, $\sum m = m_n$ полностью отвечают характеристикам *нейтрона*.

по составу своих компонент напоминающий 4-тензор электромагнитного поля $F_{\mu\nu} = (\mathbf{E}, \mathbf{B})$. Учитывая, что $\vec{\Omega}_{t,(x,y,z)}$ определяет инерционные силы (центробежные и гравитационные), обусловленные вращением субстанциональных точек пространства, можно представить эти силы неким *гравидинамическим* аналогом сил, определяемых аксиальным вектором *магнитного* поля $\mathbf{B}$, и, следовательно, в этом случае вектор $\mathbf{L}_{(\varphi,\phi)=\Theta}$ можно сопоставить с вектором *электрического* поля $\mathbf{E}$. Возможно, что эта аналогия позволит дополнить теоретическую картину взаимодействий *гравитационных* зарядов новыми эффектами, которые могут найти своё экспериментальное подтверждение в наблюдаемых явлениях Природы.

Список литературы

- [1] Б.А.Дубровин, С.П.Новиков, А.Т.Фоменко. Современная геометрия // Москва, "Наука", 1979.
- [2] В.Д.Андреев. Инверсно-сопряженные пространства, как модель структуры элементарного заряда. // Новейшие проблемы теории поля, т.5, Изд. КГУ, Казань, 2006, с.33-44.
- [3] В.Д.Андреев. Свойства модели инверсно-сопряженных пространств в космологическом масштабе. // Новейшие проблемы теории поля, 2007-2008 (т.6), Изд. КГУ, Казань, 2009, с.47-54.
- [4] В.Д.Андреев. Пространство-время в модели инверсно-сопряженных пространств. // Материалы XXI Международной школы-семинара по современным проблемам теор. и мат. физике (Петровские чтения "Волга-2009"), Казань, 2009 г.
- [5] Л.И.Седов. Механика сплошной среды, т.1, т.2 //Москва, "Наука" 1976.
- [6] В.Д. Андреев. О некоторых решениях в теории Максвелла без "калибровки Лоренца": 1. Основные свойства элементарного центрального заряда. // В сб. : Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой), т. 5 — Изд. КГУ, Казань, 2006, с.7-13.
- [7] В.Д.Андреев. Топологический аспект сильных взаимодействий. // Новейшие проблемы теории поля, т.5, Изд. КГУ, Казань, 2006, с.45-49.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Деформационно-кинематическая структура элементарных частиц

Идея о природе наблюдаемых явлений и материальных образований как порождений движениями и деформациями некой универсальной среды, заполняющей 4-мерное пространство Вселенной, позволяет построить схему образования известных ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ исходя из структуры матриц движений $\omega_{\lambda\nu}$ и напряжений (деформаций) $\sigma_{\lambda\nu}$ выделенной области 4-среды, т. е. как некие образования вида $\{\sigma, \omega\} \Leftrightarrow \{\Sigma Q, \Sigma \vec{\Omega}\}$, где деформационная компонента σ определяет совокупность зарядов ΣQ (электрических, мезонных, барионных, лептонных), а компонента движений ω характеризует внутренние движения $\Sigma \vec{\Omega}$ (спин и четность, т. е. соответствующие вращения и импульсы) частиц.

В таком представлении матрицу напряжений (деформаций) 4-среды

$$\sigma_{\mu\nu}^0 = \pm \begin{pmatrix} (\sigma_{t\perp xy, yz, zx}^0)_{tt} & (\sigma_{t\perp yz}^0, \sigma_{t\parallel ty, zt}^0)_{tx} & (\sigma_{t\perp xz}^0, \sigma_{t\parallel tx, zt}^0)_{ty} & (\sigma_{t\perp xy}^0, \sigma_{t\parallel tx, ty}^0)_{tz} \\ (\sigma_{x\perp yz}^0, \sigma_{x\parallel xy, zx}^0)_{xt} & (\sigma_{x\perp yz, zt, ty}^0)_{xx} & (\sigma_{x\perp zt}^0, \sigma_{x\parallel tx, xz}^0)_{xy} & (\sigma_{x\perp yt}^0, \sigma_{x\parallel tx, xy}^0)_{xz} \\ (\sigma_{y\perp zx}^0, \sigma_{y\parallel yz, xy}^0)_{yt} & (\sigma_{y\perp zt}^0, \sigma_{y\parallel yt, yx}^0)_{yx} & (\sigma_{y\perp xz, zt, tx}^0)_{yy} & (\sigma_{y\perp zt}^0, \sigma_{y\parallel ty, xy}^0)_{yz} \\ (\sigma_{z\perp xy}^0, \sigma_{z\parallel zx, yz}^0)_{zt} & (\sigma_{z\perp yt}^0, \sigma_{z\parallel zt, zx}^0)_{zx} & (\sigma_{z\perp xt}^0, \sigma_{z\parallel zt, zy}^0)_{zy} & (\sigma_{z\perp xy, yt, tx}^0)_{zz} \end{pmatrix},$$

можно представить как сумму напряжений (деформаций), которым можно поставить в соответствие различные заряды, присущие элементарным частицам, а именно:

$$\begin{aligned}
& (\pm) \begin{pmatrix} (\sigma_{t \perp xy, yz, zx}^0)_{tt} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (\sigma_{x \perp yz, zt, ty}^0)_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (\sigma_{y \perp xz, zt, tx}^0)_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (\sigma_{z \perp xy, yt, tx}^0)_{zz} \end{pmatrix} + \\
& + (\pm) \begin{pmatrix} 0 & (\sigma_{t \perp yz}^0, \sigma_{t \parallel ty, zt}^0)_{tx} & (\sigma_{t \perp xz}^0, \sigma_{t \parallel tx, zt}^0)_{ty} & (\sigma_{t \perp xy}^0, \sigma_{t \parallel tx, ty}^0)_{tz} \\ (\sigma_{x \perp yz}^0, \sigma_{x \parallel xy, zx}^0)_{xt} & 0 & 0 & 0 \\ (\sigma_{y \perp zx}^0, \sigma_{y \parallel yz, xy}^0)_{yt} & 0 & 0 & 0 \\ (\sigma_{z \perp xy}^0, \sigma_{z \parallel zx, yz}^0)_{zt} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \\
& + (\pm) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (\sigma_{x \perp zt}^0, \sigma_{x \parallel tx, xz}^0)_{xy} & (\sigma_{x \perp yt}^0, \sigma_{x \parallel tx, xy}^0)_{xz} \\ 0 & (\sigma_{y \perp zt}^0, \sigma_{y \parallel yt, yx}^0)_{yx} & 0 & (\sigma_{y \perp zt}^0, \sigma_{y \parallel ty, xy}^0)_{yz} \\ 0 & (\sigma_{z \perp yt}^0, \sigma_{z \parallel zt, zx}^0)_{zx} & (\sigma_{z \perp xt}^0, \sigma_{z \parallel zt, zy}^0)_{zy} & 0 \end{pmatrix} \rightarrow \\
& \rightarrow \Sigma Q = q^\pm + (L_e^\pm, L_\mu^\pm) + B^\pm,
\end{aligned}$$

где соответствующие слагаемые определяют потенциалы электрических — (q^+, q^-) , лептонных — (L_e^+, L_e^-) , мезонных — (L_μ^+, L_μ^-) и барионных — (B^+, B^-) зарядов элементарных частиц.

Для наглядности и удобства последующего манипулирования составами зарядов в конкретных структурах частиц весь набор зарядов можно представить в виде суммируемой матричной таблицы:

$$\begin{aligned}
\Sigma Q &= q \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + L_e \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + L_\mu \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} + B \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} = \\
&= \begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & -i(B^- + L_\mu^-) \\ i(B^+ + L_\mu^+) & q^- + L_e^- \end{pmatrix},
\end{aligned}$$

модули слагаемых которой равны модулям соответствующих зарядов q , L_e , L_μ и B .

Соответственно, матрицу движений (вращений)

$$\omega_{\lambda\nu} = \pm \begin{pmatrix} 0 & \omega_{y \perp tx} - \omega_{z \perp tx} & \omega_{z \perp ty} - \omega_{x \perp ty} & \omega_{x \perp tz} - \omega_{y \perp tz} \\ -\omega_{y \perp xt} + \omega_{z \perp xt} & 0 & \omega_{z \perp xy} - \omega_{t \perp xy} & -\omega_{y \perp xz} + \omega_{t \perp xz} \\ -\omega_{z \perp yt} + \omega_{x \perp yt} & -\omega_{z \perp yx} + \omega_{t \perp yx} & 0 & -\omega_{t \perp yz} + \omega_{x \perp yz} \\ -\omega_{x \perp zt} + \omega_{y \perp zt} & -\omega_{t \perp zx} + \omega_{y \perp zx} & \omega_{t \perp zy} - \omega_{x \perp zy} & 0 \end{pmatrix},$$

можно представить как сумму слагаемых:

— квазиполярных импульсов $\vec{p}$ (спин $J = \pm \frac{1}{2}$, четность $P = -1$)

$$(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) = \pm \begin{pmatrix} 0 & \omega_{y \perp tx} - \omega_{z \perp tx} & \omega_{z \perp ty} - \omega_{x \perp ty} & \omega_{x \perp tz} - \omega_{y \perp tz} \\ -\omega_{y \perp xt} + \omega_{z \perp xt} & 0 & 0 & 0 \\ -\omega_{z \perp yt} + \omega_{x \perp yt} & 0 & 0 & 0 \\ -\omega_{x \perp zt} + \omega_{y \perp zt} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \rightarrow$$

$$(\pm) \begin{pmatrix} 0 & \omega_{y\perp tx} & \omega_{z\perp ty} & \omega_{x\perp tz} \\ -\omega_{y\perp xt} & 0 & 0 & 0 \\ -\omega_{z\perp yt} & 0 & 0 & 0 \\ -\omega_{x\perp zt} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + (\pm) \begin{pmatrix} 0 & -\omega_{z\perp tx} & -\omega_{x\perp ty} & -\omega_{y\perp tz} \\ \omega_{z\perp xt} & 0 & 0 & 0 \\ \omega_{x\perp yt} & 0 & 0 & 0 \\ \omega_{y\perp zt} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

— t -коллиниарных вращений ω_t (спин $J = \pm\frac{1}{2}$, четность $P = 0$)

$$\omega_t = \pm \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\omega_{t\perp xy} & \omega_{t\perp xz} \\ 0 & \omega_{t\perp yx} & 0 & -\omega_{t\perp yz} \\ 0 & -\omega_{t\perp zx} & \omega_{t\perp zy} & 0 \end{pmatrix},$$

— (x, y, z) -пространственных (твердотельных) вращений ω_{xyz} (спин $J = \pm\frac{1}{2}$, четность $P = +1$)

$$\omega_{xyz} = \pm \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_{z\perp xy} & -\omega_{y\perp xz} \\ 0 & -\omega_{z\perp yx} & 0 & \omega_{x\perp yz} \\ 0 & \omega_{y\perp zx} & -\omega_{x\perp zy} & 0 \end{pmatrix},$$

т. е. как

$$\begin{aligned} \Sigma\vec{\Omega} &= \Sigma(\vec{p}_+)^{\pm} + \Sigma(\vec{p}_-)^{\pm} + \Sigma(\omega_t)^{\pm} + \Sigma(\omega_{xyz})^{\pm} = \\ &= \vec{p}_+ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \vec{p}_- \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \omega_{xyz} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} + \omega_t \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i(\omega_{xyz} + \omega_t) \\ i(\omega_{xyz} + \omega_t) & -\vec{p}_+ - \vec{p}_- \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Объединяя таблицы зарядов ΣQ и движений $\Sigma\vec{\Omega}$, получим представление о структуре напряженного состояния и внутренней кинематики движений выделенного **зарядово нейтрального** и **спиново нулевого** пространственно-временного **гравитирующего** в силу наличия t -коллиниарного вращения ω_t (см. основной текст статьи) **гипотетического** объекта $\aleph^0 = \{\Sigma Q, \Sigma\vec{\Omega}\}$, который можно образовать из **всех возможных** движений и деформаций локализованной области исходной 4-среды:

$$\aleph^0 = \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & -i(B^- + L_\mu^-) \\ i(B^+ + L_\mu^+) & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i(\omega_{xyz} + \omega_t) \\ i(\omega_{xyz} + \omega_t) & -\vec{p}_+ - \vec{p}_- \end{pmatrix} \right].$$

Различные комбинации деформаций (зарядов) и внутренних движений (суммы моментов вращений ω_{xyz} и ω_t , определяющие *спин* $J = \Sigma\omega_{xyz}^{\pm} + \Sigma\omega_t^{\pm}$, и суммы квазиимпульсов $\vec{p}_{\pm}$, определяющие *четность* $P = (-1)^{\Sigma\vec{p}_{\pm}}$), входящих в **исходный** объект $\aleph^0 = \{\Sigma Q, \Sigma\vec{\Omega}\}$, позволяют построить структуры элементарных частиц, обладающие всеми свойствами, фиксируемыми в эксперименте:

$$n = \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i(0 + \omega_t) \\ i(\omega_{xyz} + \omega_t) & -\vec{p}_+ - \vec{p}_- \end{pmatrix} \right],$$

($q^+ + q^- = 0$, $B = +1$, $L_e^+ + L_e^- = 0$, $L_\mu = +1$, $J = (1/2 - 1/2 + 1/2) = 1/2$, $P = (-1)^{\Sigma\vec{p}_{\pm}=0} = +1$);

$$\tilde{n} = \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & -i(B^- + L_\mu^-) \\ q^- + L_e^- & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i(\omega_{xyz} + \omega_t) \\ i(0 + \omega_t) & 0 - \vec{p}_- \end{pmatrix} \right];$$

($q^+ + q^- = 0$, $B = +1$, $L_e^+ + L_e^- = 0$, $L_\mu = +1$, $J = (1/2 - 1/2 + 1/2) = 1/2$, $P = (-1)^{\Sigma\vec{p}_{\pm}=1} = -1$);

$$p^+ = \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right];$$

($q^+ = +1$, $B = +1$, $L_e^+ = +1$, $L_\mu = +1$, $J = 1/2$, $P = (-1)^{\Sigma \vec{p}_\pm = 0} = +1$) ;

$$p^- = \left[\begin{pmatrix} 0 & -i(B^- + L_\mu^-) \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ & 0 \\ i\omega_t & 0 \end{pmatrix} \right];$$

($q^- = -1$, $B = -1$, $L_e = -1$, $L_\mu = -1$, $J = 1/2$, $P = (-1)^{\Sigma \vec{p}_\pm = 1} = -1$) ;

$$e^- = \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ & -i\omega_t \\ 0 & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right];$$

$$e^+ = \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -i\omega_t \\ 0 & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right];$$

($q^\mp = \mp 1$, $B = 0$, $L_e^\pm = \pm 1$, $L_\mu = 0$, $J = 1/2$, $P = (-1)^{\Sigma \vec{p}_\pm = 0} = +1$) ;

$$\mu^- = \left[\begin{pmatrix} L_e^+ \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & -i(B^- + L_\mu^-) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right];$$

$$\mu^+ = \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & L_e^- \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -i\omega_t - i\omega_{xyz} \\ i\omega_{xyz} & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right];$$

($q^\mp = \mp 1$, $B = \mp e^{i\omega t}$, $\Sigma L_e^\pm = \pm 1 + e^{i\omega t}$, $L_\mu = \pm e^{i\omega t}$, $J = \pm 1/2$, $P = (-1)^{\Sigma \vec{p}_\pm = 0} = +1$) ;

$$\tilde{\nu}_e = \left[\begin{pmatrix} L_e \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ i\omega_{xyz} & 0 \end{pmatrix} \right];$$

$$\nu_e = \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & L_e \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i\omega_{xyz} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right];$$

($q^\mp = 0$, $B = 0$, $L_e^\pm = \pm e^{i\omega t}$, $L_\mu = 0$, $J = \pm 1/2$, $P = (-1)^{\Sigma \vec{p}_\pm = 0} = +1$) ;

$$\nu_\mu = \left[\begin{pmatrix} 0 & -i(B^- + L_\mu^-) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ i\omega_{xyz} & 0 \end{pmatrix} \right];$$

$$\tilde{\nu}_\mu = \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i\omega_{xyz} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right];$$

($q^\mp = 0$, $B^\pm = \pm e^{i\omega t}$, $L_e^\pm = 0$, $L_\mu^\pm = \pm e^{i\omega t}$, $J = \pm 1/2$, $P = (-1)^{\Sigma \vec{p}_\pm = 0} = +1$) ;

$$\gamma_e = \left[\begin{pmatrix} (q^\pm + L_e^\pm) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 2\vec{p}_+ & -i\omega_t \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \\ 2i\omega_{xyz} & 0 \end{pmatrix} \right];$$

$$\gamma_e = \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & (q^\mp + L_e^\mp) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -2i\omega_{xyz} \\ i\omega_t \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & 2\vec{p}_- \end{pmatrix} \right];$$

($q^\mp = \pm e^{i\omega t}$, $B^\pm = 0$, $L_e^\pm = \pm e^{i\omega t}$, $L_\mu^\pm = 0$, $J = \pm 1 \pm e^{i\omega t}$, $P = (-1)^{\Sigma \vec{p}_\pm = 2} = +1$) ;

$$\begin{aligned}\pi^+ &= \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ iB^+ \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} + iL_\mu^+ & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_t - i\omega_{xyz} \\ i\omega_{xyz} + i\omega_{xyz} & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right]; \\ \pi^- &= \left[\begin{pmatrix} 0 & -iB^- \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} - iL_\mu^- \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_{xyz} \\ i\omega_t & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right];\end{aligned}$$

$$(q^\mp = \pm 1, B^\pm = \pm e^{i\omega t}, L_e^\pm = \pm 1, L_\mu^\pm = \pm 1, J = 0, P = (-1)^{\Sigma \vec{p}_\pm = 1} = -1);$$

$$\pi^0 = \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} \right];$$

$$(\Sigma q^\mp = 0, B^\pm = 0, \Sigma L_e^\pm = 0, \Sigma L_\mu^\pm = 0, J = 0, P = (-1)^{\Sigma \vec{p}_\pm = 1} = -1);$$

Приведенные структурные схемы **основных** элементарных частиц непосредственно формируются из начальной реакции распада пространственно-временного объекта $\aleph^0 = \{\Sigma Q, \Sigma \vec{\Omega}\}$. Этот объект может распасться на *нейтрон* n (спин $J = \pm \frac{1}{2}$, четность $P = +1$) и соответствующий остаток ($\aleph^0 - n$) как $\aleph^0 \rightarrow [n + (\aleph^0 - n)]$, т. е.

$$\begin{aligned}\aleph^0 \rightarrow n + (\aleph^0 - n) &= \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i(0 + \omega_t) \\ i(\omega_{xyz} + \omega_t) & -\vec{p}_+ - \vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} 0 & -i(B^- + L_\mu^-) \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i(\omega_{xyz} + 0) \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right],\end{aligned}$$

с последующим распадом *нейтрона* по схеме $n \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$

$$\begin{aligned}n &= \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_t \\ i(\omega_{xyz} + \omega_t) & -\vec{p}_+ - \vec{p}_- \end{pmatrix} \right] \rightarrow \\ &\rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e = \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ & -i\omega_t \\ 0 & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right] + \left[\begin{pmatrix} L_e \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ i\omega_{xyz} & 0 \end{pmatrix} \right].\end{aligned}$$

Здесь *антинейтрино* $\tilde{\nu}_e$ несет на себе лептонный заряд $L_e \cdot e^{i\omega t} = \bar{0}$ (гармонический, т. е. средний во времени ноль — $\bar{0}(L_e)$), который является результатом реакции слабого взаимодействия между лептонными зарядами ($L_e^+ + L_e^-$), приводящей к излучению энергии гармонического поля $L_e \cdot e^{i\omega t}$ в виде *антинейтрино*, уносящего момент (спин) $J = \pm \frac{1}{2}$ вращения ω_{xyz} , и распаду нейтрона на протон и электрон.

Объект $\aleph^0$ может, как альтернатива, распасться на *антинейтрон* $\tilde{n}$ (спин $J = \pm \frac{1}{2}$, четность $P = -1$) и остаток ($\aleph^0 - \tilde{n}$) как

$$\begin{aligned}\aleph^0 \rightarrow \tilde{n} + (\aleph^0 - \tilde{n}) &= \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & -i(B^- + L_\mu^-) \\ q^- + L_e^- & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i(\omega_{xyz} + \omega_t) \\ i(0 + \omega_t) & 0 - \vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -i(B^- + L_\mu^-) & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ i\omega_{xyz} & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right],\end{aligned}$$

с последующим распадом *антинейтрона* по схеме $\tilde{n} \rightarrow p^- + e^+ + \nu_e$:

$$\tilde{n} = \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & -i(B^- + L_\mu^-) \\ q^- + L_e^- & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i(\omega_{xyz} + \omega_t) \\ i\omega_t & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] \rightarrow$$

$$\rightarrow p^- + e^+ + \nu_e = \left[\begin{pmatrix} 0 & -i(B^- + L_\mu^-) \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ & 0 \\ i\omega_t & 0 \end{pmatrix} \right] + \\ + \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -i\omega_t \\ 0 & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & L_e \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i\omega_{xyz} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right].$$

Однако, как следует из приведенного, схемы распада $\aleph^0$ не симметричны — распад с образованием *нейтрона* сопровождается отделением барионно-мюонного заряда $(B^- + L_\mu^-)$ при участии только вращений ω_{xyz} , в то время как распад с образованием *антинейтрона* сопровождается отделением барионно-мюонного заряда $(B^+ + L_\mu^+)$ при участии не только вращений ω_{xyz} , но и квазиимпульса $\vec{p}$, т. е. функциональная вероятность распада $\aleph^0$ по первой схеме в два раза выше вероятности распада по второй схеме, а энергетически это различие вероятностей будет определяться различием энергий разрушения структуры $\aleph^0$ сдвиговыми деформациями (вследствие приложения момента при вращении ω_{xyz}) или путем суммарных сдвиговых деформаций и деформаций разрыва (т. е. вследствие приложения не только момента при вращении ω_{xyz} , но и продольного усилия при наличии импульса $\vec{p}$). Как считается в современных теориях, различие вероятностей образования *вещество* — *антивещество* составляет $\sim 10\%$. Именно этим различием вероятностей распада $\aleph^0$ в рассматриваемой теории объясняется несимметричность распределения *вещество* — *антивещество* в наблюдаемой Вселенной.

Таким образом, **основные атомообразующие частицы вещества** непосредственно формируются из начальной реакции распада пространственно-временного объекта $\aleph^0 \rightarrow [n + (\aleph^0 - n)]$ с последующими преобразованиями $n \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$.

Дальнейшие электромагнитные взаимодействия зарядов, сопровождающиеся тормозным излучением $\Sigma\gamma$ -квантов: $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + \Sigma\gamma$, $p^+ + p^+ \rightarrow p^+ + p^+ + \Sigma\gamma$, — приводят к реакциям фоторождение-аннигиляция пар *частица-античастица*: $\gamma + \gamma \rightleftharpoons e^+ + e^-$, $\gamma \rightleftharpoons p^+ + p^-$, и реакциям образования π -мезонов: $p^+ + p^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, μ -мезонов и мюонных нейтрино: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$ и т. д., приведенным ниже.

В основе схемы *аннигиляции* и обратного процесса — *рождения пар* лежит ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ физических ВЕЛИЧИН, а именно, любые противоположные по знаку одинаковые физические ВЕЛИЧИНЫ при соединении (физическом суммировании) не пропадают (т. е. не превращаются в арифметический ноль), а превращаются с помощью оператора $e^{i\omega t}$ в **гармонический** (т. е. средний во времени — *волновой*, или *полевой*) **ноль**, как, например, $(e^+ + e^-) = (e^+ \cdot e^{i\omega t} + e^- \cdot e^{i\omega t}) = \bar{0}(e^+) + \bar{0}(e^-) = \bar{0}(e^\pm) \neq 0$ и, соответственно, с помощью оператора разделения $e^{-i\omega t}$ осуществляется обратный процесс $e^{-i\omega t} \cdot \bar{0}(e^\pm) = e^+ + e^-$.

Наглядно физику такого процесса можно представить на **модельном** примере торцевого соударения двух коллиниарно движущихся одинаковых (по длине и поперечному сечению) упругих стержней, которые после соударения плоскими торцами соединяются (например, с помощью магнитного поля, если стержни ферромагнитные) в единый стержень двойной длины. В этом случае центр инерции будет иметь нулевой импульс, в то время как в объединенном неподвижном стержне будут распространяться в противоположные стороны прямые и отраженные от свободных концов импульсы упругих колебаний продольного *сжатия* и *растяжения*, т. е. $(+\vec{1})\vec{p}_1 + (-\vec{1})\vec{p}_2 = \vec{p}_1 \cdot e^{i\omega t} + \vec{p}_2 \cdot e^{i\omega t}$, представляющие средний во времени **гармонический ноль** $\bar{0}(\pm\vec{p}) \neq 0$ (здесь и далее оператор $(\pm\vec{1})$ используется для фиксирования направления вектора в отличие от арифметического знака "+" — сложения-вычитания). При снятии силы (при отключении магнитного поля), удерживающей

стержни в контакте, импульсы упругих колебаний при разделении объединенного стержня, превратятся в противоположно направленные импульсы движения соударившихся стержней, что приведет к разлету последних в противоположные стороны как $e^{-i\omega t} \cdot \vec{0}(\pm\vec{p}) = (-\vec{1})\vec{p}_1 + (+\vec{1})\vec{p}_2$. При этом величина начальных импульсов соударяющихся стержней (без учета диссипативных потерь при упругих колебаниях) после их временной остановки сохранится при разлете.

1. Тормозное излучение γ -квантов электроном $(+\vec{1})e^-$ в тормозящем поле встречного электрона $(-\vec{1})e^-$.

$$\underline{e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + (\gamma_e + \gamma_e) :}$$

$$\begin{aligned} (+\vec{1})e^- + (-\vec{1})e^- &= \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ & -i(\omega_t + \omega_{xyz}) \\ i\omega_{xyz} & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -i\omega_{xyz} \\ i(\omega_t + \omega_{xyz}) & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] \rightarrow \\ &\rightarrow (-\vec{1})e^- + (+\vec{1})e^- + (+\vec{1})\gamma_e + (-\vec{1})\gamma_e = \\ &= \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ i\omega_t & 0 \end{pmatrix} \right] + \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i\omega_t \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & (q^\mp + L_e^\mp) \cdot e^{i\omega t} = \vec{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -2i\omega_{xyz} \\ i\omega_t \cdot e^{i\omega t} = \vec{0} & 2\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} (q^\pm + L_e^\pm) \cdot e^{i\omega t} = \vec{0} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 2\vec{p}_+ & -i\omega_t \cdot e^{i\omega t} = \vec{0} \\ 2i\omega_{xyz} & 0 \end{pmatrix} \right]. \end{aligned}$$

2. Фоторождение (аннигиляция) пары электрон-позитрон γ -квантом в электромагнитном поле (т. е. в поле встречного γ -кванта).

$$\underline{(\gamma_e + \gamma_e) \rightleftharpoons e^- + e^+ :}$$

$$\begin{aligned} (+\vec{1})\gamma_e + (-\vec{1})\gamma_e &= \left[\begin{pmatrix} (q^\pm + L_e^\pm) \cdot e^{i\omega t} = \vec{0} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -2i\omega_{xyz} \\ i\omega_t \cdot e^{i\omega t} = \vec{0} & 2\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} (q^\pm + L_e^\pm) \cdot e^{i\omega t} = \vec{0} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 2\vec{p}_+ & -i\omega_t \cdot e^{i\omega t} = \vec{0} \\ 2i\omega_{xyz} & 0 \end{pmatrix} \right] \rightleftharpoons \\ &\rightleftharpoons (+\vec{1})e^- + (-\vec{1})e^+ = \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ & -i(\omega_t + \omega_{xyz}) \\ i\omega_{xyz} & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -i\omega_{xyz} \\ i(\omega_t + \omega_{xyz}) & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right]. \end{aligned}$$

Как следует из приведенных ниже примеров, все разнообразие "обычных" и необычных частиц, промежуточных "резонансов", "файрболов" и т. п. сводится к той или иной комбинации деформационных ΣQ и кинематических $\Sigma \vec{Q}$ элементов (обобщенное обозначение — ΣA) исходного пространственно-временного объекта $\mathbb{N}^0$ путем их обмена: $(A_1 + A_2 + A_3) + (A_4 + A_5 + A_6) \rightleftharpoons (A_4 + A_2 + A_6) + (A_1 + A_5 + A_3)$, *объединения-разделения*: $(A_1 + A_2) + (A_3 + A_4) \rightleftharpoons (A_1 + A_2 + A_3 + A_4)$ между частицами, а также репликаций пар *элемент-антиэлемент* или, в целом, *частица-античастица*: $A_1 \rightarrow A_1 + (A_1 + \bar{A}_1)$.

При этом кинематические элементы $\Sigma \vec{p}_\pm$ **внутренних** движений объектов (частиц) могут превращаться во **внешние** импульсы (количество движения) $\vec{p} = m \vec{v}$ взаимодействующих частиц и наоборот, тем самым меняя суммарную **внутреннюю четность** частиц в реакции взаимодействия и создавая **внешний импульс разлета** противоположно заряженных частиц.

3. Реакция взаимодействия *протонов* во встречных пучках, т. е. с приложением внешнего импульса $\vec{p}$, который в реакции *репликации* $p^+ \rightarrow p^+ + (p^+ + p^-)$ преобразуется во внутренний параметр *четности* образующегося *антипротона*.
 $p^+ + p^+ + \vec{p} \rightarrow p^+ + p^+ + (p^+ + p^-) \rightarrow p^+ + p^+ + \Sigma \gamma$:

$$\begin{aligned} (+\vec{1})p^+ + (-\vec{1})p^+ + \vec{p} &= \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \vec{p} \\ &+ \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] \rightarrow \\ &\rightarrow (-\vec{1})p^+ + (+\vec{1})p^+ + (p^+ + p^-) = \\ &= \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} 0 & -i(B^- + L_\mu^-) \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right]. \end{aligned}$$

4. Реакция аннигиляции *протон-антипротонной* пары, приводящая к образованию электромагнитного поля, излучаемого в виде γ -квантов.

$p^+ + p^- \rightarrow \gamma_p$:

$$\begin{aligned} (+\vec{1})p^+ + (-\vec{1})p^- &= \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -i\omega_{xyz} \\ i\omega_t + i\omega_{xyz} & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} 0 & -i(B^- + L_\mu^-) \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_{xyz} \\ i\omega_t + i\omega_{xyz} & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right] \rightarrow \\ &\rightarrow \left[\begin{pmatrix} (q^+ + L_e^+) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & -i(B^- + L_\mu^-) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \\ i(B^+ + L_\mu^+) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & (q^- + L_e^-) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 2\vec{p}_- + \vec{p}_+ & -2i\omega_{xyz} \\ 2i(\omega_t + \omega_{xyz}) & -2\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] = \\ &= \left[\begin{pmatrix} \bar{0} & \bar{0} \\ \bar{0} & \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ & 0 \\ 2i\omega_t & 0 \end{pmatrix} \right] = \gamma_p. \end{aligned}$$

5. Рождение $\pi^\pm$ -мезонов в реакции аннигиляции $p^+ + p^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, их последующий распад на *мюоны* и *мюонные нейтрино* $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$ и дальнейший распад *мюонов* на стабильные частицы $\mu^+ \rightarrow e^+ + \tilde{\nu}_\mu + \nu_e$ и $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \tilde{\nu}_e$.
 $p^+ + p^- \rightleftharpoons \pi^+ + \pi^-$:

$$\begin{aligned} (+\vec{1})p^+ + (-\vec{1})p^- + \vec{p} &= \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -i\omega_t - i\omega_{xyz} \\ i\omega_{xyz} & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \left[\begin{pmatrix} 0 & -i(B^- + L_\mu^-) \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_{xyz} \\ i\omega_t + i\omega_{xyz} & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right] \rightarrow \end{aligned}$$

$$\rightarrow \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ iB^+ \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} + iL_\mu^+ & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_t - i\omega_{xyz} \\ i\omega_{xyz} + i\omega_{xyz} & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] +$$

$$+ \left[\begin{pmatrix} 0 & -iB^- \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} - iL_\mu^- \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_{xyz} \\ i\omega_t & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right] = \pi^+ + \pi^-;$$

$$\underline{\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu}:$$

$$\pi^- = \left[\begin{pmatrix} L_e^+ \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & -iB^- \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} - iL_\mu^- \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_{xyz} \\ i\omega_t & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right] \rightarrow$$

$$\rightarrow \left[\begin{pmatrix} L_e^+ \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & -i(B^- + L_\mu^-) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right] +$$

$$+ \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i\omega_{xyz} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] + \vec{p} =$$

$$= \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \vec{p};$$

$$\underline{\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e}:$$

$$\mu^- = \left[\begin{pmatrix} L_e^+ \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & -i(B^- + L_\mu^-) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right] \rightarrow$$

$$\rightarrow \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right] +$$

$$+ \left[\begin{pmatrix} 0 & -i(B^- + L_\mu^-) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ i\omega_{xyz} & 0 \end{pmatrix} \right] +$$

$$+ \left[\begin{pmatrix} L_e^+ \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i\omega_{xyz} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] =$$

$$e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e;$$

$$\underline{\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu}:$$

$$\pi^+ = \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ iB^+ \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} + iL_\mu^+ & L_e^- \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_t - i\omega_{xyz} \\ i\omega_{xyz} + i\omega_{xyz} & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] \rightarrow$$

$$\rightarrow \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & L_e^- \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -i\omega_t - i\omega_{xyz} \\ i\omega_{xyz} & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] +$$

$$+ \left[\begin{pmatrix} 0 & -i(B^- + L_\mu^-) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ i\omega_{xyz} & 0 \end{pmatrix} \right] + \vec{p} =$$

$$= \mu^+ + \nu_\mu + \vec{p};$$

$$\underline{\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e}:$$

$$\mu^+ = \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & L_e^- \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -i\omega_t - i\omega_{xyz} \\ i\omega_{xyz} & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] \rightarrow$$

$$\rightarrow \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -i\omega_t \\ 0 & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] +$$

$$+ \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i\omega_{xyz} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] +$$

$$+ \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ L_e^- \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ i\omega_{xyz} & 0 \end{pmatrix} \right] =$$

$$= e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e;$$

6. Образование π^0 -мезона в реакции аннигиляции $p^+ + p^-$ и его дальнейший распад на стабильные частицы $\pi^0 \rightarrow (e^+ + e^- + \gamma)$.
 $p^+ + p^- \rightarrow \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$:

$$\begin{aligned}
p^+ + p^- &= \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -i\omega_t - i\omega_{xyz} \\ i\omega_{xyz} & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \\
&+ \left[\begin{pmatrix} 0 & -i(B^- + L_\mu^-) \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_{xyz} \\ i\omega_t + i\omega_{xyz} & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right] \rightarrow \\
&\rightarrow \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} \right] + \\
&+ \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -i\omega_t \\ 2\omega_{xyz} & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \\
&+ \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ & 0 \\ i\omega_t & -\vec{p}_+ \end{pmatrix} \right] + \\
&+ \left[\begin{pmatrix} (q^+ + L_e^+) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & -i(B^- + L_\mu^-) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \\ i(B^+ + L_\mu^+) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & (q^- + L_e^-) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -2i\omega_{xyz} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] = \\
&= \pi^0 + e^+ + e^- + \gamma_p.
\end{aligned}$$

7. Распад π^0 -мезона на 2 γ -кванта.
 $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$:

$$\begin{aligned}
\pi^0 &= \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} \right] \rightarrow \\
&\rightarrow \left[\begin{pmatrix} 0 & -i(B^- + L_\mu^-) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \\ 0 & (q^- + L_e^-) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_- & -2i\omega_{xyz} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] + \\
&+ \left[\begin{pmatrix} (q^+ + L_e^+) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_t \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -\vec{p}_- \end{pmatrix} \right] + \vec{p} = \\
&= \gamma_p + \gamma_p + \vec{p}.
\end{aligned}$$

Взаимодействие $\pi^- + p^+ \rightarrow K_{L,S}^0 + \Lambda^0$ может трактоваться как репликационная $A_1 \rightarrow A_1 + (A_1 + \bar{A}_1)$ реакция π^- -мезона на протоне с образованием промежуточных частиц — K -мезонов и гиперонов Λ^0 , $\Xi^0 = \Lambda^0 + \pi^0$, $\Omega^- = \Xi^0 + \pi^- = \Xi^- + \pi^0$, например, с нулевым электрическим зарядом как $\pi^- + p^+ \rightarrow \{\pi^- + [(\pi^+ + \pi^-) + (\pi^+ + \pi^-) + (\pi^+ + \pi^-) + \dots]\} + p^+ \rightarrow K_{L,S}^0 = \{\pi^- + (\pi^+ + \pi^-) + (\pi^+ + \pi^-) + \dots + \pi^+\} + (\Lambda^0, \Sigma^0, \Xi^0) = \{p^+ + \pi^- + (\pi^+ + \pi^-) + \dots\}$ или с отрицательным электрическим зарядом как $\pi^- + p^+ \rightarrow \{\pi^- + [(\pi^+ + \pi^-) + (\pi^+ + \pi^-) + (\pi^+ + \pi^-) + \dots]\} + p^+ \rightarrow K^+ = \{\pi^+ + (\pi^+ + \pi^-) + (\pi^+ + \pi^-) + \dots + (\pi^+ + \pi^-)\} + (\Sigma^-, \Xi^-, \Omega^-) = \{p^+ + \pi^- + (\pi^+ + \pi^-) + \dots + \pi^-\}$ и т. д..

Реакции рождения-распада гиперонов и K -мезонов отличаются от предыдущих появлением некоего специфического суммарно сохраняющегося свойства указанных частиц, называемого "странностью".

Из приведенных ниже схем следует, что выделить характеристику "странность", как некое физическое или структурное свойство частиц, можно, если K -мезоны и гипероны представить в виде структур с наличием у них, соответственно, K -мезонного и гиперонного ядер и "подвешенных" к ним π -мезонных компонент.

Тогда "странность" $S = \pm 1$ K -мезонов будет *количественно* и *электрознаково* соответствовать единичной $\pi^\pm$ -мезонной компоненте, "подвешенной" к K -мезонному ядру $(\pi^\mp, \pi^0)$. При таком представлении природы "странности" реакция $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ отражает **рокировку** зарядов K -мезонного ядра и "подвешенного" мезона как $[(\pi^-, \pi^0) + \pi^+] \rightleftharpoons [\pi^- + (\pi^0, \pi^+)]$.

Деформационно-кинематическая структура $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ -мезонов (спин $J = 0$, четность $P = -1$, странность $S = +1$) и схемы распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$, $K_S^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^0$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ и т. д. могут быть в первом приближении представлены в виде

$$\begin{aligned}
K^0 &= \left(\begin{pmatrix} 2 \cdot (q^+ + L_e^+) & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & 3 \cdot (q^- + L_e^-) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & \bar{0} \\ \bar{0} & \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 3\vec{p}_- & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \rightleftharpoons \\
&\rightleftharpoons \bar{K}^0 = \left(\begin{pmatrix} 3 \cdot (q^+ + L_e^+) & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & 2 \cdot (q^- + L_e^-) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \bar{0} & \bar{0} \\ \bar{0} & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 3\vec{p}_- & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \Rightarrow \\
&\Leftarrow K_S^0 = \left[3 \cdot \begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, 3 \cdot \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} \right] \rightarrow \\
&\rightarrow K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \leftrightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^0 : \\
&\rightarrow \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} \right] + \\
&+ \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} \right] + \\
&+ \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} \right] = \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \leftrightarrow \\
&\leftrightarrow \left[\begin{pmatrix} \bar{0} & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} \right] + \\
&+ \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & \bar{0} \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} \right] + \\
&+ \left[\begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & q^- + L_e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} \right] = \pi^- + \pi^+ + \pi^0 ; \\
&\underline{K_S^0 \rightarrow K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0} :
\end{aligned}$$

$$K_S^0 = \left(\begin{pmatrix} 2 \cdot (q^+ + L_e^+) & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & 3 \cdot (q^- + L_e^-) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} q^+ + L_e^+ & \bar{0} \\ \bar{0} & \bar{0} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 3\vec{p}_- & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \rightarrow$$

$$\begin{aligned}
\rightarrow K_L^0 = & \left(\begin{array}{cc} 2 \cdot \left(\begin{array}{cc} q^+ + L_e^+ & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & q^- + L_e^- \end{array} \right) + \left(\begin{array}{cc} \bar{0} & \bar{0} \\ \bar{0} & \bar{0} \end{array} \right), \\ 2 \cdot \left(\begin{array}{cc} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{array} \right) + \left(\begin{array}{cc} \vec{p}_- & 0 \\ 0 & 0 \end{array} \right) \end{array} \right) \rightarrow \\
\rightarrow & \left[\left(\begin{array}{cc} q^+ + L_e^+ & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & q^- + L_e^- \end{array} \right), \left(\begin{array}{cc} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{array} \right) \right] + \\
+ & \left[\left(\begin{array}{cc} q^+ + L_e^+ & \bar{0} - iL_\mu^- \\ \bar{0} + iL_\mu^+ & q^- + L_e^- \end{array} \right), \left(\begin{array}{cc} \vec{p}_+ + 2\vec{p}_- & -i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) \\ i(\omega_t + 2\omega_{xyz}) & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{array} \right) \right] + \vec{p} = \pi^0 + \pi^0 + \vec{p}.
\end{aligned}$$

Соответственно, заряд "*странности*" гиперонов может быть определен по количеству и электрическому заряду "*подвешенных*" π -мезонов к нуклонному ядру гиперона.

Так Λ^0 -гиперон $\rightarrow p^+ + \pi^-$ или $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0 = p^+ + (e^- + \bar{\nu} + \pi^0)$ имеет 1-мезонный, т. е. **единичный** (отрицательный — по электрическому заряду e^- "*подвешенной*" группы) заряд "*странности*" $S = -1$. В этом представлении деформационно-кинематическая структура Λ^0 -гиперона (спин $J = \frac{1}{2}$, четность $P = +1$, странность $S = -1$) и её распад по схеме $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p^+$ могут быть определены как

$$\begin{aligned}
\Lambda^0 = & \left[\left(\begin{array}{cc} q^+ + L_e^+ & -iB^- \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} - iL_\mu^- \\ i(B^+ + L_\mu^+) & q^- + L_e^- \end{array} \right), \left(\begin{array}{cc} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_t - 2i\omega_{xyz} \\ i\omega_t + i\omega_{xyz} & -(\vec{p}_+ + \vec{p}_-) \end{array} \right) \right] \rightarrow \\
\rightarrow & \left[\left(\begin{array}{cc} 0 & -iB^- \cdot e^{i\omega t} = \bar{0} - iL_\mu^- \\ 0 & q^- + L_e^- \end{array} \right), \left(\begin{array}{cc} \vec{p}_+ + \vec{p}_- & -i\omega_{xyz} \\ i\omega_t & -\vec{p}_+ \end{array} \right) \right] + \\
+ & \left[\left(\begin{array}{cc} q^+ + L_e^+ & 0 \\ i(B^+ + L_\mu^+) & 0 \end{array} \right), \left(\begin{array}{cc} \vec{p}_- & -i\omega_t - i\omega_{xyz} \\ i\omega_{xyz} & -\vec{p}_- \end{array} \right) \right] + \vec{p} = \pi^- + p^+ + \vec{p},
\end{aligned}$$

где, как и выше, $\vec{p}$ — внешний импульс **разлёта** образовавшихся противоположно заряженных, т. е. взаимно притягивающихся, частиц распада, компенсирующий изменение суммарного импульса внутренних движений исходной структуры.

"Странность" Ξ^0 -гиперона $\rightarrow \Lambda^0 + \pi^0 = p^+ + (\pi^- + \pi^0)$ имеет 2-мезонный, т. е. **двойной** (отрицательный — по электрическому заряду π^- "*подвешенной*" группы) заряд $S = -2$, а Ω^- -гиперон $\rightarrow \Xi^0 + \pi^- = (\Lambda^0 + \pi^0) + \pi^- = (\Lambda^0 + \pi^-) + \pi^0 = \Xi^- + \pi^0 = p^+ + (\pi^- + \pi^0 + \pi^-)$ имеет 3-мезонный, т. е. **тройной** заряд $S = -3$.

Так как свободные нуклоны и π -мезоны лишены "*странности*", т. е. не имеют "*подвешенных*" к ним π -мезонов, то при распаде "*странных*" частиц, в результате чего образуются только нуклоны и мезоны, исходная суммарная "*странность*" не сохраняется, т. е. нарушается закон сохранения.

Представленные схемы построения структур элементарных частиц и их взаимопревращений показывают, что концепция возникновения вещества из деформируемой в локальных областях материальной 4-среды, заполняющей Вселенную, позволяет оперировать ограниченным количеством элементов деформаций и внутренних движений 4-среды, которые можно "*вложить*" в некий условно **исходный** гипотетический пространственно-временного объект $\aleph^0 = \{\Sigma Q, \Sigma \bar{Q}\}$, из которого можно построить структурные схемы всех наблюдаемых в природе элементарных частиц.

Наличие физически непротиворечивых структур элементарных частиц, полностью вписывающихся в существующие теоретико-групповые классификационные схемы, открывает путь решения **проблемы масс**, т. е. **энергетического** содержания внутренних движений и деформаций в локализованных объемах 4-среды.

Раздел 3.

КОСМОЛОГИЯ В МОДЕЛИ ИНВЕРСНО–СОПРЯЖЕННЫХ ПРОСТРАНСТВ ПРОСТРАНСТВ

	Стр.
Пространство-время в модели инверсно-сопряженных пространств	103
<i>Литература</i>	111
Свойства модели инверсно-сопряженных пространств в космологическом масштабе	112
<i>Литература</i>	118
<i>Комментарий</i>	118
Вращение в модели инверсно-сопряженных пространств, как отображение "оси времени"	
на 3-мерное пространство	120
<i>Литература</i>	127
<i>Комментарий</i>	128
Взаимосвязь центробежных и гравитационных сил в инверсно-сопряженных	
пространствах	130
<i>Литература</i>	138
<i>Комментарий</i>	139

Пространство-время в модели инверсно-сопряженных пространств*

1 Постановка задачи

В работах [1]-[3] определена и последовательно исследовалась модель *инверсно-сопряженных пространств (ИСП)* — разделение центрального пространства $U^n = \{0, \infty\} \subseteq \mathbb{X}^n$ на две области $(0 < r^* \leq r_o)$ и $(r_o \leq r < \infty)$ сцепленных подпространств $X^* = (0, r_o]$ и $X = [r_o, \infty)$ как $X^* \cup X = \{(0, r_o], [r_o, \infty)\} = {}^2U^n \subset \mathbb{X}^n$, для которых $r^* \in X^*$, $r \in X$, $r^* = r_o^2/r$, $\{x^1, \dots, x^n\}^* = \{x^1, \dots, x^n\} \cdot (r_o^2/r^2)$, $X \cap X^* = \mathbb{S}^{n-1}(r_o)$, где $\mathbb{S}^{n-1}(r_o)$ — $(n-1)$ -сфера радиуса r_o .

Постулирование в модели *ИСП вращения* $\vec{\omega}_t = (c/R_c)e_\omega \perp \mathbb{X}^n \subset \mathbb{X}^{k>n}$ приводит к обоснованию введения ортогональной к *пространственным* координатам $(x^1, \dots, x^n)$ с направлением орта $e_t \perp \{e_1, \dots, e_n\}$, коллиниарного псевдовектору вращения $\vec{\omega}_t = (c/R_c) e_\omega \parallel e_t \perp \mathbb{X}^n$, *квазипространственной* координаты ct синхронного собственного времени t , как *постоянно изменяющейся*, текущей в одном направлении величины. Эта величина пропорциональна углу $\Omega = ct/R$, заметаемому **постоянно вращающимся** радиусом-вектором $\mathbf{R}^{\{n\} \Leftrightarrow 1} \perp e_\omega$ (здесь $\mathbf{R}^{\{n\} \Leftrightarrow 1}$ *одномерный* прообраз пространства U^n , как отображение $f : U^n \rightarrow \mathbf{R}^{\{n\} \Leftrightarrow 1}$), что задает временной масштаб $t = n\Delta t$ мировой линии величиной периода $\Delta t = 1/\omega$ и направление "стрелы" времени t направлением вращения "винтовой" оси $\pm \omega_t e_\omega \parallel e_t$.

Однако, *феноменологическое* введение *Времени* в модели *ИСП* в отличие от введения *Времени* как *первичного* понятия в геометрии ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ Минковского, не является *аксиоматическим* — в модели *ИСП* *первичным* в определении *Времени* является ВРАЩЕНИЕ $\vec{\omega}_t \perp \mathbb{X}^n$. Поэтому определение геометрии ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ в подпространствах X^* и X требует более точного обоснования, что и ставится в качестве задачи настоящей работы.

2 Пространство-время в инверсно-сопряженных областях X^* и X

Представим n -мерное центральное пространство $U^n = \{0, \infty\} \subseteq \mathbb{X}^n$ как образ 1-мерного линейного n -параметрическое множества $\mathbf{R}^{\{n\} \Leftrightarrow 1} = \{0, r_1, \dots, r_\infty\}$, где точка $r(x^1, \dots, x^n) \in \mathbf{R}^{\{n\} \Leftrightarrow 1}$ — прообраз всех точек пространства U^n , лежащих на расстоянии $r = [\sum_j (x^j)^2]^{1/2}$ ($j = 1, \dots, n$) от центра $O^n = (x^1 = 0, \dots, x^n = 0) \in \mathbb{X}^n$.

*В.Д.Андреев, Пространство-время в модели инверсно-сопряженных пространств // Доклад на ХХI-й Международной школе-семинаре "Петровские чтения" по современным проблемам теоретической и математической физике, Казань, 2009

Вращение с угловой скоростью $\omega \mathbf{e}_\omega \perp \mathbf{R}^{\{n\}}$ относительно некоторого центра $O^n \in \mathbb{X}^n$ соответствует перемещению точки $r \in \mathbf{R}^{\{n\}}$ в пространстве $(n+1)$ -мерного диска $\mathbb{D}^{\{n\}+1 \Leftrightarrow 2} \ni \mathbf{R}^{\{n\} \Leftrightarrow 1}$ по n -параметрической дуге $S^{\{n\} \Leftrightarrow 1} = s_r \mathbf{e}_r \in \mathbb{D}^{\{n\}+1 \Leftrightarrow 2}$ кругового перемещения со скоростью $v_r \mathbf{e}_r = \omega r (\mathbf{e}_\omega \times \mathbf{e}_r)$. Так как фундаментальное свойство физического пространства ограничивает величину скорости перемещения точек $r \in \mathbf{R}^{\{n\}}$ рамками $0 \leq v_r \leq c$, то существует и ограничение на радиус вращения $r \leq R_c = c_r/\omega$. Следовательно, в пространстве $U^n = \{0, \infty\}$ естественным образом выделяется область (подпространство) $X^* = (0 \leq r^* \leq R_c)$, в которой $v_r^* = \omega r^* = c r^*/R_c$ и, как дополнение к $U^n = \{0, \infty\}$, область $(R_c \leq r \leq \infty) = X = U^n - X^*$, в которой $v_r = \omega R_c^2/r = c R_c/r$ (в силу инверсной связи $r^* = R_c^2/r$ в модели ИСП), что в целом образует объект, представляющий 2-х компонентное n -мерное пространство ${}^2U^n \subset \mathbb{X}^n$ инверсно-сопряженных подпространств $X^* \cup X = {}^2U^n$.

Соотношение $r^* = R_c^2/r$ — это уравнение вида $y = 1/x$, которое при повороте осей координат (x, y) на 45° приводится к виду $x^2 - y^2 = 2$, т. е. соответствует уравнению $r^{*2} + (ir)^2 = 2R_c^2$, где $r^{*2} = \sum_{j=1}^n (x^{*j})^2$ — n -сфера $\mathbb{S}^n(r^*) \subset \mathbb{X}^{k>n}$ (n -поверхность положительной кривизны) и $(ir)^2 = \sum_{j=1}^n (x^j)^2$ — n -псевдосфера $\mathbb{S}^n(ir) \subset \mathbb{X}^{k>n}$ (n -поверхность отрицательной кривизны).

Следовательно, траектория s_r^* каждой точки $r^* \in \mathbf{R}^{\{n\} \Leftrightarrow 1}$ в области $X^* = (0 \leq r^* \leq R_c)$ представляет собой n -параметрическую дугу кругового перемещения $S^{\{n\} \Leftrightarrow 1} = s_r^* \mathbf{e}_r = (2\pi N + \Delta\varphi) \cdot r \mathbf{e}_r \in \mathbb{D}^{\{n\}+1 \Leftrightarrow 2}$ (здесь N — число полных оборотов, $\mathbf{e}_r \perp \mathbf{R}^{\{n\}} \in \mathbb{D}^{\{n\}+1}$ — направление углового перемещения точек $r^* \in \mathbf{R}^{\{n\}}$ вокруг оси вращения $\mathbf{e}_\omega = (\mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_r) \perp \mathbb{D}^{\{n\}+1 \Leftrightarrow 2}$, т. е. представляет элемент n -сферы $\mathbb{S}^n(r^*) \subset \mathbb{X}^{k>n}$: для $n = 1$ дуга $s_r^* = S^{\{1\} \Leftrightarrow 1}$ соответствует дуге окружности (1-мерной сферы), для $n = 2$ дуга $s_r^* = S^{\{2\} \Leftrightarrow 1}$ представляет элемент 2-мерной поверхности сферы, а для $n = 3$ — элемент $S^{\{3\} \Leftrightarrow 1}$ 3-мерной поверхности (гиперповерхности) 3-сферы.

В области $X = (R_c \leq r \leq \infty)$ траектория s_r каждой точки $r \in \mathbf{R}^{\{n\}}$ представляет собой n -параметрическую дугу гиперболического (псевдокругового) перемещения, т. е. элемент n -псевдосферы $\mathbb{S}^n(ir) \subset \mathbb{X}^{k>n}$: для $n = 1$ дуга $s_r = S^{\{1\} \Leftrightarrow 1}$ соответствует 1-мерной дуге псевдоокружности (гиперболы), для $n = 2$ дуга $s_r = S^{\{2\} \Leftrightarrow 1}$ представляет элемент 2-мерной поверхности псевдосферы $\mathbb{S}^2(ir)$, а для $n = 3$ — элемент $S^{\{3\} \Leftrightarrow 1}$ гиперповерхности 3-псевдосферы $\mathbb{S}^3(ir)$.

Таким образом, пространственная метрика областей X^* и X будет характеризоваться элементами длины

$$dl^2 = \sum_{j=1}^n (dx^{*j})^2, \quad r^{*2} = \sum_{j=1}^n (x^{*j})^2, \quad 0 \leq r^* \leq R_c, \quad (1)$$

$$dl^2 = -\sum_{j=1}^n (dx^j)^2, \quad (ir)^2 = \sum_{j=1}^n (x^j)^2, \quad R_c \leq r \leq \infty. \quad (2)$$

Каждая точка $r \in \mathbf{R}^{\{n\} \Leftrightarrow 1}$ помимо пространственной координаты обладает еще одним свойством — она безостановочно перемещается по дуге окружности s_r вокруг оси вращения $\mathbf{e}_\omega = (\mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_r)$ в направлении $\mathbf{e}_r \perp \mathbf{R}^{\{n\}} \Leftrightarrow U^n \subset \mathbb{X}^{k>n}$. Конечная величина смещения пропорциональна радиусу r и величине угла поворота φ , т. е. равна $\Delta s_r = r\varphi$. В этом случае пройденный путь Δs_r и радиус r вращающейся точки будут связаны между собой единой величиной — углом поворота

$$\varphi = 2\pi N + \Delta\varphi = \Delta s_r/r = \Delta s_R/R_c = \varphi_c, \quad (3)$$

который не зависит от значения радиуса r и может быть определен углом поворота φ_c на фиксированном радиусе R_c , где $v_\tau = c$.

Следовательно, угловое смещение точек $r \in \mathbf{R}^{\{n\}}$ позволяет охарактеризовать положение каждой точки r одинаковой величиной φ , которая может быть использована как *квазипространственная* $(n+1)$ -я координата, отличающаяся от пространственных координат тем, что она в силу непрерывности вращения $\omega e_\omega = Const$ представляет собой непрерывно и направленно изменяющуюся (увеличивающуюся) величину.

Размерность угловой величины φ (3), как $(n+1)$ -й координаты, можно согласовать с размерностью пространственных координат $dim[l]$, если умножить на постоянный размерный коэффициент $c/2\pi\omega = R_c/2\pi = Const$, т. е.

$$\frac{c}{2\pi\omega} \varphi = ct, \quad dim[l], \quad (4)$$

где будем иметь

$$t = \frac{\varphi}{2\pi\omega} = \{-\infty, \dots, \infty\}, \quad dim[t], \quad (5)$$

т. е. угол поворота φ , выраженный в размерности времени $dim[t]$.

В таком представлении величина ct , как $(n+1)$ -я — *квазипространственная* координата $x^0 = ct e_t \perp (x^1 e_1, \dots, x^n e_n)$, совместно с *пространственными* координатами $(x^1, \dots, x^n)$ образует $(n+1)$ -мерное ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ $\mathbb{X}^{n+1} = \{x^0, (x^1, \dots, x^n)\}$, в котором сохраняющейся квадратичной формой будет *пространственно-временной* интервал

$$ds^2 = \{dx^0, (dx^1, \dots, dx^n)\}^2. \quad (6)$$

Для областей X^* и X взаимосвязь между *квазипространственными* координатами x^{*0} и x^0 неизвестна и, исходя из инверсной сопряженности *пространственных* координат в X^* и X , может быть представлена в двух вариантах: $x^{*0} = R_c^2/x^0$ или $ix^{*0} = R_c^2/x^0$. Эти варианты (как уравнение $xy = 1$ при повороте осей координат (x, y) на 45°) приводятся к виду $(x^0)^2 - (x^{*0})^{*2} = 2R_c^2$ (гипербола) или $(x^0)^2 + (x^{*0})^{*2} = 2R_c^2$ (окружность), т. е. в первом случае одна из координат будет мнимой: $x^0 = ct$, $x^{*0} = ict^*$, а во втором — обе координаты действительные: $x^0 = ct$, $x^{*0} = ct^*$.

Тогда, используя (1) и (2) и принимая для первого варианта $x^0 = ct$ и $x^{*0} = ict^*$, находим *пространственно-временной* интервал (6) для областей X^* и X :

$$ds^{*2} = -c^2 dt^{*2} + \sum_j (dx^{*j})^2, \quad j = 1, \dots, n, \quad (7)$$

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \sum_j (dx^j)^2, \quad j = 1, \dots, n, \quad (8)$$

где будем иметь $d(x^1, \dots, x^n)/cdt = th\theta = v/c$, $cdt/ds = ch\theta = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, что определяет *псевдоевклидовость* пространства-времени в областях X^* и X .

Следовательно, в *локальной* системе (т. е. без учета центробежных и центростремительных ускорений, обусловленных, соответственно, скоростями $v_\tau^* = \omega r^*$ и $v_\tau = \omega R_c^2/r$ [2]) метрика $(3+1)$ -мерного пространства-времени $\mathbb{X}^{3+1}$ областей X^* и X согласно (7)-(8) представляет собой метрику СТО, которая определяется пространственно-временными интервалами

$$ds^{*2} = -c^2 dt^{*2} + dx^{*2} + dy^{*2} + dz^{*2} = -c^2 dt^{*2} + d\rho^{*2} + \rho^{*2} d\Omega^2, \quad (9)$$

$$(\rho^{*2} = x^{*2} + y^{*2} + z^{*2}, \quad d\Omega^2 = \sin^2\theta d\varphi^2 + d\theta^2),$$

$$ds^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2) = c^2 dt^2 - (d\rho^2 + \rho^2 d\Omega^2), \quad (10)$$

$$(\rho^2 = x^2 + y^2 + z^2, \quad d\Omega^2 = \sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2),$$

— *пространственноподобным* во внутренней области X^* и *временноподобным* во внешней области X , инвариантными при *лоренцевых* преобразованиях координат в инерциальной системе (движение в направлении оси x):

$$x = \frac{x' + (v/c)ct'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad ct = \frac{ct' + (v/c)x'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad y = y', \quad z = z'. \quad (11)$$

Глобальная метрика центрально-симметричного (3+1)-мерного пространства-времени $\mathbb{X}^{3+1}$ областей X^* и X будет определяться наличием полей радиальных *центробежных* $\mathbf{a}_r^* = \omega^2 r^* \mathbf{e}_r$ ($0 \leq r^* \leq R$) и *центростремительных* $\mathbf{a}_r = -v_\tau^2 / R \mathbf{e}_r = -c^2 R / r^2 \mathbf{e}_r$ ($R \leq r \leq \infty$) ускорений, обусловленных, соответственно, скоростями $v_\tau^* = \omega r^*$ и $v_\tau = \omega R_c^2 / r$ [2]. Это приводит к изменению метрики $\delta s^2 \sim \delta T^2 - \delta X^2$ на $\delta s'^2 \sim \delta T'^2 - \delta X'^2 = (\lambda \delta T)^2 - (\xi \delta X)^2$, где λ и ξ — радиальные функции от $\mathbf{a}_r = f(r)$, связь между которыми $\lambda \cdot \xi = \text{Const}$ следует из условия $\lambda \delta T \cdot \xi \delta X = \text{Const}$ (как для уравнений вида $x^2 - y^2 = 2 \Leftrightarrow xy = 1$).

Наличие радиальных ускорений точек пространства должно отражаться на изменении метрики как $\delta T' = [1 - (1/c^2) \int a_r dr] \delta T$ [4]. Следовательно, с точностью до постоянного множителя (т. е. полагая $\lambda \cdot \xi = 1$) имеем

$$\lambda = 1 - \frac{1}{c^2} \int a_r dr, \quad (12)$$

$$\xi = [1 - \frac{1}{c^2} \int a_r dr]^{-1}, \quad (13)$$

В области X^* : $\int \omega^2 r^* dr = \frac{1}{2} \omega^2 r^{*2} = \frac{1}{2} c^2 (r^{*2} / R^2)$ и, соответственно, в области X : $\int (-c^2 R / r^2) dr = c^2 R / r$.

Подставляя в (12)-(13), а затем в (9)-(10), находим для области X^* :

$$\begin{aligned} ds^{*2} &= -\lambda^2 c^2 dt^{*2} + \xi^2 dr^{*2} + r^{*2} d\Omega^2 = \\ &= -(1 - r^{*2} / R^2 + \frac{1}{4} r^{*4} / R^4) c^2 dt^{*2} + dr^{*2} / (1 - r^{*2} / R^2 + \frac{1}{4} r^{*4} / R^4) + r^{*2} d\Omega^2 \approx \\ &\approx -(1 - r^{*2} / R^2) c^2 dt^{*2} + dr^{*2} / (1 - r^{*2} / R^2) + r^{*2} d\Omega^2, \quad (0 \leq r^* \leq R), \end{aligned} \quad (14)$$

и, соответственно, для области X :

$$\begin{aligned} ds^2 &= \lambda^2 c^2 dt^2 - \xi^2 dr^2 - r^2 d\Omega^2 = \\ &= (1 - 2R/r + R^2/r^2) c^2 dt^2 - dr^2 / (1 - 2R/r + R^2/r^2) - r^2 d\Omega^2 \approx \\ &\approx (1 - 2R/r) c^2 dt^2 - dr^2 / (1 - 2R/r) - r^2 d\Omega^2, \quad (R \leq r \leq \infty). \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, мы получаем *глобальную* "внутреннюю" и "внешнюю" шварцшильдовскую метрику пространства-времени [4] для областей X^* и X при использовании первого варианта ($x^0 = ct$ и $x^{*0} = ict^*$) инверсной связи координат времени.

Второй вариант взаимосвязи координат времени ($x^0 = ct$ и $x^{*0} = ct^*$) совместно с (1)-(2) приводит в инверсно-сопряженных областях X^* и X к интервалам

$$ds^{*2} = c^2 dt^{*2} + \sum_j (dx^{*j})^2, \quad j = 1, \dots, n, \quad (16)$$

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \sum_j (dx^j)^2, \quad j = 1, \dots, n, \quad (17)$$

где $d\{x^{*1}, \dots, x^{*n}\}/cdt^* = tg\theta = v^*/c$, $cdt^*/ds^* = \cos\theta = (1 + v^{*2}/c^2)^{-1/2}$ и, соответственно, $d\{x^1, \dots, x^n\}/cdt = th\theta = v/c$, $cdt/ds = ch\theta = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$.

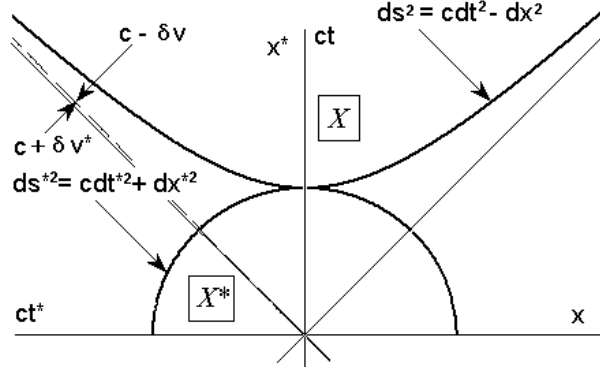


Рис. 1. Псевдоевклидово и евклидово пространство-время в модели инверсно-сопряженных пространств.

Следовательно, локальная метрика (3+1)-мерной внутренней области $X^* = (0, R_c]$ определяется согласно (16) пространственно-временным интервалом

$$ds^{*2} = c^2 dt^{*2} + dx^{*2} + dy^{*2} + dz^{*2} = c^2 dt^{*2} + d\rho^{*2} + \rho^{*2} d\Omega^2, \quad (18)$$

инвариантным при преобразованиях координат в инерциальной системе (движение в направлении оси x^*):

$$x^* = \frac{x'^* + (v/c)ct'^*}{\sqrt{1 + v^2/c^2}}, \quad ct^* = \frac{ct'^* - (v/c)x'^*}{\sqrt{1 + v^2/c^2}}, \quad y^* = y'^*, \quad z^* = z'^*, \quad (19)$$

т. е. представляет собой метрику (3+1)-мерного *евклидова* пространстве-времени $\mathbb{X}^{3+1} = \{ct^*, (x^*, y^*, z^*)\}$, а метрика внешней (3+1)-мерной области $X = [R_c, \infty)$ согласно (17) — остается метрикой *псевдоевклидова* пространства-времени $\mathbb{X}^{3+1} = \{ct, i(x, y, z)\}$, тождественной (10) (Рис. 1).

Легко видеть, что метрика (18) и преобразования (19) обращаются в метрику (9) и преобразования (11) при замене $c \rightarrow i c$, что, собственно, отражает фундаментальную взаимосвязь *псевдоевклидова* и *евклидова* ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ.

В пределе малых скоростей ($v \ll c$) преобразования координат (19), как и преобразования (11), переходят в *галилеевы*, т. е. $x = x' + vt$, $t = t'$, $y = y'$, $z = z'$.

Глобальная метрика **внутренней** области X^* с *локальным* пространственно-временным *евклидовым* интервалом (18) и полем центробежных ускорений будет определяться по аналогии с (14) как :

$$ds^{*2} = (1 - r^{*2}/R^2 + \frac{1}{4}r^{*4}/R^4) c^2 dt^{*2} + dr^{*2}/(1 - r^{*2}/R^2 + \frac{1}{4}r^{*4}/R^4) + r^{*2} d\Omega^2 =$$

$$\approx (1 - r^{*2}/R^2) c^2 dt^{*2} + dr^{*2}/(1 - r^{*2}/R^2) + r^{*2} d\Omega^2, \quad (0 \leq r^* \leq R). \quad (20)$$

3 Обсуждение результатов

Анализируя полученные результаты можно констатировать, что если в основе образования 2-компонентных объектов ${}^2U^n = X^* \cup X = \{(0, R_c], [R_c, \infty)\}$ лежит аксиоматическое утверждение о Природе, как форме существования n -мерного

ПРОСТРАНСТВА $\mathbb{X}^n \subset \mathbb{X}^{k>n}$, выделенного путем его ВРАЩЕНИЯ $\vec{\omega} \perp \mathbb{X}^n$ в пространстве большей размерности $\mathbb{X}^{k>n}$, то данное n -пространство приобретает пространственно-временную ($\mathbb{X}^{n+1}$) квазигеометрию *псевдоевклидова* и (или) *евклидова* вида, в которых Время, как элемент такой геометрии, является не аксиоматическим понятием, а *вторичной* характеристикой фундаментального свойства Природы — ВРАЩЕНИЯ.

Фактором разделения пространства $\mathbb{X}^n$ на два инверсно-сопряженных подпространства $X^* = (0, R_c]$ и $X = [R_c, \infty)$, создающим границу по радиусу $R_c = c/\omega$ между внутренней и внешней областями при вращении $\vec{\omega} \perp \mathbb{X}^n$, является ограничение скорости перемещения точек пространства величиной $v \leq c$, как предела **безразрывного** смещения точек пространственной среды (физического вакуума). Следовательно построение *пространственно-временных* геометрий в модели ИСП не требуется привлечения **избыточных** представлений о скорости **передачи** светового сигнала (т. е. вводимой при стандартном построении СТО не **геометрической** (кинематической), а **физической** субстанции — волны поперечных колебания электромагнитного поля, что становится необходимым только при описании **электродинамики** в $\mathbb{X}^{3+1}$).

Глобально геометрия пространства-времени внешней области $X = [R_c, \infty)$ соответствует геометрии пространства вокруг тяготеющей массы, т. е. полю центростремительных ускорений с интервалом (15). При этом локально эта геометрия всегда *псевдоевклидова* (геометрия СТО) и *времениподобна*. Следовательно, так как к категории 2-компонентных объектов ${}^2U^n$ различной n -мерности могут быть отнесены практически все наблюдаемые в Природе физические объекты — от элементарных частиц до космологических структур, то взаимодействия таких объектов между собой своими внешними областями (физическими полями) подчиняются **принципу причинности**, как взаимосвязи во времени: прошлое — настоящее — будущее.

Однако, особый интерес представляет собой геометрия внутренней области $X^* = (0, R_c]$ 2-компонентных объектов — *terra in-cognitus* современной науки.

Глобально это могут быть геометрии с метриками (14) или (20), для которых возможны два варианта *локальных* геометрий — это *псевдоевклидова* геометрия с *пространственноподобным* интервалом (9) и *евклидова* геометрия пространства-времени с интервалом (18).

В первом случае точки *псевдоевклидова* пространства-времени области X^* лежат в секторе "причинной недоступности во времени" (T, X) -диаграммы, но связаны между собой пространственной координатой **одновременности**. Это приводит к неопределенности представлений о физических процессах во внутренней области 2-компонентного объекта ${}^2U^n$ и их связи с процессами во внешней области.

Более предсказуемы свойства *евклидова* пространства-времени (18) во внутренней области X^* во втором случае. Здесь кинематика следует из соответствующих преобразований (19). Так, фиксируемая неподвижным наблюдателем по своим часам $\Delta\tau^*$ величина Δt^* в движущейся системе согласно (19) определяется как

$$\Delta t^* = \Delta\tau^* \cos \theta = \frac{\Delta\tau^*}{\sqrt{1 + v^2/c^2}}, \quad (21)$$

т. е. **движущиеся** относительно наблюдателя **часы** идут **быстрее**, так как $(\Delta t^* = \Sigma \Delta T') < (\Delta\tau^* = \Sigma \Delta T)$, где $\Delta T' \sim 1/\omega'$ и $\Delta T \sim 1/\omega$, и, следовательно, $\omega' > \omega$, что отличается от *лоренцева замедления* хода часов во внешней области $X = [R_c, \infty)$, следующего из (11):

$$\Delta t = \Delta \tau \operatorname{ch} \theta = \frac{\Delta \tau}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (22)$$

Аналогично обстоит дело с изменением длины мерного стержня ΔL , которым измеряется собственное расстояние $\Delta l = \Sigma \Delta L$ в неподвижной системе и, соответственно, $\Delta l' = \Sigma \Delta L'$ в движущейся. Если во внешней области $X = [R_c, \infty)$ в соответствии с (10)-(11) имеем

$$\Delta L' = \Delta L / \operatorname{ch} \theta = \Delta L \sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad (23)$$

т. е. $\Delta L' < \Delta L$ — **движущийся** стержень, измеряемый неподвижным наблюдателем, при *лоренцевых* преобразованиях **сокращается**, тогда как согласно (18)-(19) получим

$$\Delta L'^* = \Delta L^* / \cos \theta = \Delta L^* \sqrt{1 + v^2/c^2} \quad (24)$$

и, следовательно, $\Delta L'^* > \Delta L^*$ — **движущийся** стержень в *евклидовом* пространстве-времени (во **внутренней** области $X^* = (0, R_c]$), измеряемый неподвижным наблюдателем, **удлинняется**.

Наконец, в то время как закон сложения скоростей при *лоренцевых* преобразованиях во внешней области $X = [R_c, \infty)$ имеет вид

$$v = \frac{v' + V}{1 + v' V/c^2} \leq c, \quad (25)$$

в области $X^* = (0, R_c]$ он изменяется на закон

$$v^* = \frac{v'^* + V^*}{1 - v'^* V^*/c^2} \quad \text{при условии} \quad v^*(X^*) \leq c, \quad (26)$$

где V и V^* — скорость движущейся системы S' и S'^* относительно неподвижной системы S и S^* наблюдателя, соответственно, в областях X и X^* , v' и v'^* — скорости точки в движущихся системах S' и S'^* , v и v^* — скорости точки в системах S и S^* .

При этом если условие $v \leq c$ в (25) является теоретическим следствием закона сложения скоростей в области $X = [R_c, \infty)$, то условие $v^*(X^*) \leq c$ в (26), определяемое физическими свойствами пространства, является только требованием существования скоростей в области $X^* = (0, R_c]$ при наличии возможности преодоления согласно (26) этого предела, т. е. достижения скоростей $v^* = (c + \delta v^*) > c$, что в угловых представлениях соответствует $\operatorname{tg}(45^\circ + \delta \theta) = v^*/c = (1 + \delta v^*/c)$.

Преодоление указанного предела должно приводить к нарушению **физического** условия существования движущейся точки (или объекта) в пределах области $X^* = (0, R_c]$, что можно представить как выход движущейся точки (или объекта) за пределы внутренней области $X^* = (0, R_c]$ во внешнюю область $X = [R_c, \infty)$. Графически это соответствует наложению линии скорости из (ct^*, r^*) -диаграммы на ортогональную (т. е. развернутую на 90° вследствие соотношений между координатами $ct^* = R_c^2/ct$ и $r^* = R_c^2/r$ вида $y = 1/x$) (ct, r) -диаграмму как $v^*/c = (1 + \delta v^*/c) = \operatorname{tg}(45^\circ + \delta \theta) \rightarrow v/c = \operatorname{th}[(45^\circ + \delta \theta) - 90^\circ] \approx (1 - \delta v^*/c)$ (Пис. 1).

В результате при выходе точки (или объекта) из внутренней области X^* во внешнюю X будем иметь

$$v \approx c - \delta v^*, \quad (27)$$

т. е. при $\delta v^* \rightarrow 0$ скорость точки как в X^* , так и в X будет стремиться к $(v^*, v) \rightarrow c$.

В этом случае пространственно-временная система инверсно-сопряженных пространств ${}^2U^n = X^* \cup X$ функционирует таким образом, что объекты из внутренней

области X^* могут "перескочить" во внешнюю область X , в то время как обратный переход из внешней области во внутреннюю невозможен из-за непреодолимости теоретического ограничения $v \leq c$ в (25).

Возможность, преодоления ограничения $v^* \leq c$ в области X^* приводит к интересным следствиям, отражающим физическую взаимосвязь внутренней и внешней областей 2-компонентного объекта ${}^2U^n = X^* \cup X$, как целого.

Так, если принять, что в области $X^* = (0, R_c]$ в качестве движущихся систем выступают некоторые объекты $\{M_1^*, M_2^*, \dots, M_N^*\} \subset X^*$, то объект M^* , обладающий массой (энергией) покоя m^* , должен обладать импульсом

$$\mathbf{p}^* = m^* \frac{d\mathbf{x}^*}{d\tau^*} = \frac{m^* \mathbf{v}^*}{\sqrt{1 + v^{*2}/c^2}}, \quad (28)$$

и энергией

$$E^* = m^* \frac{dt^*}{d\tau^*} = \frac{m^* c^2}{\sqrt{1 + v^{*2}/c^2}}, \quad (29)$$

которые объединены в *евклидов* 4-импульс $(E^*, c \mathbf{p}^*)$, инвариант которого равен

$$(E^*, c \mathbf{p}^*)^2 = E^{*2} + c^2 p^{*2} = (m^* c^2)^2, \quad (30)$$

откуда также следует инвариантность *евклидовой* 4-скорости ($u^{*0} = c dt^*/d\tau^*$, $u^{*i} = d\mathbf{x}^*/d\tau^* = (c, \mathbf{v}^*)/(1 + v^{*2}/c^2)^{1/2}$ как

$$(u^{*0}, u^{*i})^2 = c^2. \quad (31)$$

При "перескоке" (т. е. при скорости $v^* = c + \delta v^*$) из области $X^* = (0, R_c]$ в область $X = [R_c, \infty)$ *евклидов* 4-импульс $(E^*, c \mathbf{p}^*)$ преобразуется в *лоренцев* 4-импульс $(E, c \mathbf{p})$ с сохранением инвариантной массы (энергии) покоя $m^* = m$ как

$$f : v^*(X^*) \rightarrow v(X) \Rightarrow (m^* c^2)^2 = (E^{*2} + c^2 p^{*2}) \rightarrow (E^2 - c^2 p^2) = (m c^2)^2, \quad (32)$$

где $E = m c^2 / (1 - v^2/c^2)^{1/2}$, $\mathbf{p} = m \mathbf{v} / (1 - v^2/c^2)^{1/2}$, $v \approx c - \delta v$, что приводит к закону сохранения массы (энергии) покоя в 2-компонентном объекте ${}^2U^n = X^* \cup X$ как целом, т. е. как суммы масс объектов $\{m_1^*, \dots, m_N^*\} \subset X^*$ и $\{m_1, \dots, m_K\} \subset X$ во внутренней и внешней областях

$$M c^2 = \sum_{j=1}^N m_j^* c^2 + \sum_{i=1}^K m_i c^2 = Const. \quad (33)$$

Такая ситуация может иметь реальное проявление в Природе. Если в области $X^* = (0, R_c]$ существуют движущиеся объекты $\{M_1^*, M_2^*, \dots, M_N^*\} \subset X^*$, то возможность их выхода при достижении скоростей $v^* = c + \delta v^* \gtrsim c$ за пределы области X^* во внешнюю область X со скоростями $v = c - \delta v \lesssim c$, близкими к световым в силу $\delta v \ll c$, может быть сопоставлена с существованием и функционированием в космологических масштабах активных ядер галактик, квазаров и др., а в субатомных масштабах — с преобразованиями элементарных частиц, например, с множественной генерацией и т. п.

Действительно, выход объектов $\{M_1^*, M_2^*, \dots, M_N^*\} \subset X^*$ за пределы области X^* во внешнюю X с околосветовыми скоростями представляется одним из возможных механизмов, с помощью которого может быть объяснено возникновение в космических лучах частиц (протоны, α -частицы и более тяжелые ядра вплоть до железа), ускоренных до фантастических энергий, например, отдельных протонов (энергия покоя ~ 1 Гэв) до значений $\sim 10^{11}$ Гэв (для сравнения, самые мощные современные ускорители разгоняют частицы до энергий $\sim 10^3$ Гэв, а вводимый в эксплуатацию коллайдер — до $\sim 10^6$ Гэв).

Список литературы

- [1] *Андреев В.Д.* Инверсно-сопряженные пространства как модель структуры элементарного заряда // Новейшие проблемы теории поля, т. 5, (Под ред. А.В. Аминовой), Казань, Изд. КазГУ, 2006 г., с. 33-44.
- [2] *Андреев В.Д.* Взаимосвязь центробежных и гравитационных сил в инверсно-сопряженных пространствах. // Новейшие проблемы теории поля 2005-2006, т.6 (под ред. А.В. Аминовой), Казань: Изд. КазГУ, 2007 г., с.66-76.
- [3] *Андреев В.Д.* Свойства модели инверсно-сопряженных пространств в космологическом масштабе // Новейшие проблемы теории поля, 2007-2008 (т. 7), (под ред. А.В. Аминовой), Изд. КазГУ, Казань, 2009 г., с.47-54.
- [4] *Толмен Р.* Относительность, термодинамика и космология. // "Наука М., 1974.

Свойства модели инверсно-сопряженных пространств в космологическом масштабе *

1 Постановка задачи

В основе исследуемой модели лежит использованная в работе [1] структура инверсно-сопряженных $X^* = (0, r_o]$ и $X = [r_o, \infty)$ (или, для удобства в конкретных задачах, в противоположных обозначениях $X = (0, r_o]$ и $X^* = [r_o, \infty)$) подпространств двухкомпонентного пространства ${}^2U = X^* \cup X = \{(0, r_o], [r_o, \infty)\} \equiv \mathbb{X}^3$, связанных между собой конформным преобразованием инверсии $r^* = r_o^2/r$ ($r^* \in X^*, r \in X, r_o = \hbar/m_o c$) относительно сферы $S_o(r_o) = X \cap X^*$.

Выбор данной модели обусловлен тем, что уже на первом этапе моделирования элементарного корпускулярно-полевого образования (масштаб квантового уровня) была установлена взаимосвязь между константами электромагнитных ($\alpha = e^2/\hbar c = 0,73 \cdot 10^{-2}$), гравитационных ($\gamma = g^2/\hbar c = -\eta m_o^2/\hbar c = 0,17 \cdot 10^{-44}$, $\eta = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$) и сильных ($\alpha^* = 1 - \alpha \cong 0,9927$ и $\gamma^* = 1 - \gamma \approx 1$) взаимодействий.

Это дало возможность, с одной стороны, найти новые подходы к построению структур элементарных частиц [1], а с другой, обосновать инверсную сопряженность центробежных и гравитационных сил в инверсно-сопряженных пространствах (ИСП) [2]. Последнее выходит за рамки свойств только элементарных образований, так как гравитационные силы проявляют себя в первую очередь в космических и космологических масштабах. Поэтому в настоящей работе ставится задача исследовать свойства пространственно-временного образования, построенного на основе модели ИСП космологического масштаба и которое можно было бы отождествить с наблюдаемой Вселенной.

2 Геометрия, метрика и физические свойства Вселенной на основе модели ИСП.

2.1. Общепринятое в настоящее время представление о геометрии наблюдаемой Вселенной основано на предположении об однородности и изотропии наблюдаемого трехмерного пространства. Геометрии такого пространства отвечает заведомо изотропная гиперповерхность $\mathbb{S}^3$ 3-сферы (или 3-псевдосферы), погруженной в *четырёхмерное* пространство [3]. Введение в каждой точке гиперповерхности *синхронного*

* В.Д. Андреев. Свойства модели инверсно-сопряженных пространств в космологическом масштабе // Новейшие проблемы теории поля, 2007-2008 (т. 7), (под ред. А.В. Аминовой), Изд. КазГУ, Казань, 2009 г., с.47-54.

собственного времени t , как ортогональной к осям x, y, z, u координаты ict , переводит пространственно-временную геометрию Вселенной в геометрию 4-поверхности, погруженную в *пятимерное* пространство [3].

Гиперповерхность $\mathbb{S}^3$ 3-сферы радиуса R (или 3-псевдосферы радиуса iR), т. е. $\mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4$ — это центрально симметричная область с центром $O^4 \in \mathbb{X}^4$, лежащем за пределами этой области на расстоянии R .

Уравнение 3-сферы относительно начала координат $O^4 \in \mathbb{X}^4$ имеет вид

$$x^2 + y^2 + z^2 + u^2 = R^2. \quad (1)$$

Элемент длины в 4-пространстве равен

$$dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 + du^2. \quad (2)$$

Проекция 3-сферы $\mathbb{S}^3(R)$ на трехмерное пространство $\mathbb{X}^3$ в направлении одной из осей координат, например, оси u , т. е. при отображении ортогонального проектирования $p \Downarrow u : \mathbb{S}^3(R) \rightarrow \mathbb{D}^3(R) \subset \mathbb{X}^3; \Rightarrow \{x, y, z, u\} \rightarrow \{x, y, z\}$, исключает эту координату путем замены

$$u^2 = R^2 - (x^2 + y^2 + z^2), \quad (3)$$

$$du^2 = \frac{(xdx + ydy + zdz)^2}{R^2 - (x^2 + y^2 + z^2)}, \quad (4)$$

что переводит точки 3-сферы $\mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4$ в точки шара $\mathbb{D}^3(R) \subset \mathbb{X}^3$ (аналог 2-мерного диска $\mathbb{D}^2(R) \subset \mathbb{X}^2$ — проекции 2-сферы $\mathbb{S}^2(R)$ на плоскость $\mathbb{X}^2$), где элемент длины будет равен

$$dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 + \frac{(xdx + ydy + zdz)^2}{R^2 - (x^2 + y^2 + z^2)}, \quad (5)$$

или в сферических координатах r, θ, φ :

$$dl^2 = \frac{dr^2}{1 - r^2/R^2} + r^2 d\Omega^2, \quad d\Omega^2 = \sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2, \quad 0 \leq r \leq R. \quad (6)$$

Здесь радиус R является уже параметром, влияющим, в зависимости от расстояния r от точки наблюдения, на метрику пространства, заключенного в шаре $\mathbb{D}^3(R) \subset \mathbb{X}^3$.

Отождествим *внутреннюю* область $X = \{0, R\} \subset \mathbb{X}^3$ двухкомпонентного пространства ${}^2U = X \cup X^* \equiv \mathbb{X}^3$ с объемом шара $\mathbb{D}^3(R) \subset \mathbb{X}^3$. Тогда *внешняя* область $X^* = \{R, \infty\} \subset \mathbb{X}^3$, инверсно-сопряженная области $X \equiv \mathbb{D}^3(R)$, будет связана с последней преобразованием инверсии вида $r^* = R^2/r$ (здесь $r^* \in X^*$, $r \in X$) относительно сферы $S(R) = X \cap X^*$. Следовательно, элемент длины в этой области будет иметь вид

$$dl^{*2} = \frac{(R/r^*)^4}{1 - (R/r^*)^2} dr^{*2} + (R^2/r^*)^2 d\Omega^2, \quad R \leq r^* \leq \infty. \quad (7)$$

Область $\mathbb{D}^3(R) \subset \mathbb{X}^3$ является центрально симметричной относительно точки $O^3(x = 0, y = 0, z = 0) \equiv O^3(A) \in \mathbb{X}^3$ — проекции на трехмерное пространство $\mathbb{X}^3$ *любой*, произвольно выбранной на 3-поверхности гиперсферы $\mathbb{S}^3$, *точки наблюдения* $A(x = 0, y = 0, z = 0, u)$.

Нахождение в точке начала координат $O^3(A) \in \mathbb{X}^3$ *любой* точки наблюдения $A(x, y, z, u) \in \mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4$, проектирующейся по одной из 4-х осей, например, по оси u на трехмерное пространство $\mathbb{X}^3$, объясняется возможностью произвольного выбора

направления осей ортонормированного базиса $\{e_x, e_y, e_z, e_u\}$ в точке начала координат $O^4 \in \mathbb{X}^4$ путем поворота $\alpha : \{e_x, e_y, e_z, e_u\} \rightarrow \{e'_x, e'_y, e'_z, e'_u\}; \Rightarrow A(x, y, z, u) \rightarrow A(x' = 0, y' = 0, z' = 0, u')$ с последующим проектированием $p \Downarrow u : \mathbb{S}^3(R) \rightarrow \mathbb{D}^3(R); \Rightarrow A(x' = 0, y' = 0, z' = 0, u') \rightarrow O^3(x' = 0, y' = 0, z' = 0) \equiv O^3(A)$.

Следовательно, *каждый наблюдатель*, находясь в *любой* точке $A(x, y, z, u) \in \mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4$, выбранной за начало отсчета (точку наблюдения) как $A(x' = 0, y' = 0, z' = 0, u')$, в проекции $p \Downarrow u$ на трехмерное пространство $\mathbb{X}^3$ будет *всегда* видеть себя в "центре" $O^3(A) \in \mathbb{X}^3$ **наблюдаемой** им Вселенной с пространственной геометрией (5)-(7), "горизонтом видимости" радиуса R и уходящей "за горизонт" бесконечностью. Этим подтверждается невыделенность (равноправность) положения любого **наблюдателя** в $\mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4$ и изотропность наблюдаемого им пространства.

2.2. Наличие в каждой точке гиперповерхности *синхронного собственного* времени t , как ортогональной к осям x, y, z, u координаты ict , в проекции 3-сферы $\mathbb{S}^3(R)$ на трехмерное пространство $\mathbb{X}^3$ (т. е. при исключенной 4-й пространственной координате u) определяет пространственно-временную геометрию Вселенной как *четырёхмерное* пространство-время $\mathbb{D}^{3+1} \subset \mathbb{X}^{3+1}$ с метрикой, характеризуемой интервалом

$$ds^2 = dt^2 - dl^2 = dt^2 - \frac{dr^2}{1 - r^2/R^2} - r^2 d\Omega^2. \quad (8)$$

который известен как интервал *статической* "Вселенной Эйнштейна".

Определим направление оси времени t , т. е. орт $e_t \in \mathbb{X}^{3+1}$, как направление псевдовектора вращения $\vec{\omega}_t = (c/R)e_t$, ортогонального пространственным ортам: $e_t \perp \{e_x, e_y, e_z\}$. Это предполагает задание *направления* "стрелы" времени t направлением вращения $\vec{\omega}_t$ и определение *временного промежутка* $\Delta t = t_1 - t_0$, прошедшего в данной точке с начала отсчета $t_0 = 0$, как величину, пропорциональную центральному углу поворота $(2\pi n + \phi)$ произвольного диаметрального сечения $\mathbb{D}^2(R) \perp e_t$ шара $\mathbb{D}^3(R) \subset \mathbb{X}^{3+1}$ вокруг 4-й оси t как

$$\Delta t = (2\pi n + \phi) R / 2\pi c = (n + \phi/2\pi) / \omega_t. \quad (9)$$

Таким образом, если считать *время* "как особую, выделенную компоненту пространства-времени" [3], то, наряду с *линейным перемещением*, *угловое перемещение* (вращение) переходит в разряд *аксиоматических* понятий, лежащих в основе **первичных свойств** окружающего Мира: *пространствообразующий* вектор $\vec{r}$ и *времяобразующий* псевдовектор $\vec{\omega}_t$.

Постулирование в модели *ИСП* вращения $\vec{\omega}_t \perp \{e_x, e_y, e_z\}$, образующего относительно центра $O^4 \in \mathbb{X}^4$ в любом плоском (нормальном оси t) сечении поле *окружных* скоростей $v_\tau = (c/R) \cdot r \leq c$ точек пространства (или вакуума, как пространственной среды — т. е. *первичной* материи), приводит к **обоснованию** *естественного* выделения гиперсферы $\mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4$ радиуса R , как области, в которой *окружная* скорость равна $v_\tau(R) = c$. **Обратное утверждение:** отсутствие *фундаментального свойства* окружающего Мира — *вращения* (т. е. $\vec{\omega}_t = 0$) ведет к *исключению* *возможности образования* наблюдаемой Вселенной, как гиперсферы $\mathbb{S}^3(R)$.

2.3. Поле окружных скоростей v_τ порождает в гиперсфере $\mathbb{S}^3(R)$ поле *центростремительных* (с.р. — *centripetal*) ускорений $\mathbf{a}_{c.p.} = -\omega_\tau^2 R \mathbf{e}_R$, которое воздействует на пробную материальную частицу в радиальном, т. е. нормально гиперсфере, направлении с инерционным — *центробежным* (с.ф. — *centrifugal*) ускорением $\mathbf{a}_{c.f.} = -\mathbf{a}_{c.p.} = \omega_\tau^2 R \mathbf{e}_R = \mathbf{a}_R$, где $R \in \mathbb{X}^4(1)$.

При отображении $p \Downarrow u : \mathbb{S}^3(R) \rightarrow \mathbb{D}^3(R); \Rightarrow \{e_x, e_y, e_z, e_u, e_t\} \rightarrow \{e_x, e_y, e_z, e_t\}$ *каждое* нормальное оси t диаметрального сечение $\mathbb{D}^2(R) \perp e_t$ шара $\mathbb{D}^3(R)$, в силу

$\mathbf{e}_t \perp \{\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z\}$ также будет вращаться с угловой скоростью $\vec{\omega}_t = (c/R) \mathbf{e}_t$. Следовательно, в этих сечениях в *радиальном* (относительно *любого* из $\mathbb{S}^3(R)$ **наблюдателя**, находящегося в точке наблюдения $O^3(A) \in \mathbb{X}^3$) направлении будет наблюдаться **проекция** поля ускорений $\mathbf{a}_R$ на $\mathbb{D}^2(R)$, т. е. $p \Downarrow u : \mathbb{S}^3(R) \rightarrow \mathbb{D}^3(R) \rightarrow \mathbb{D}^2(R); \Rightarrow \mathbf{a}_R \rightarrow \mathbf{a}_r = \mathbf{a}_R \cos \alpha = \mathbf{a}_R r/R$ (здесь $\alpha = (0, 2\pi)$ — центральный угол в $\mathbb{D}^2(R)$), как

$$\mathbf{a}_r = \omega_t^2 r \mathbf{e}_r, \quad r \in \mathbb{D}^2(R) \subset \mathbb{D}^3(R), \quad 0 \leq r \leq R, \quad (10)$$

или в объеме шара $\mathbb{D}^3(R)$ в виде шарового тензора *центробежных* ускорений $a(r)\delta_j^i$.

Наличие радиального ускорения точек пространства должно отражаться на изменении метрики только в показании часов наблюдателя, а именно, как $\delta T \sim (1 - \frac{1}{2} a_r r) \delta t$ или $\delta T^2 \sim (1 - a_r r + \frac{1}{4} a_r^2 r^2) \delta t^2$, что при подстановке $a_r = \omega^2 r = (c/R)^2 r$ приводит (пренебрегая в окрестности **точки наблюдения** слагаемым второго порядка малости, но, конечно, помня о нем в области $r \cong R$) к интервалу вида

$$ds^2 = (1 - r^2/R^2) dt^2 - \frac{dr^2}{1 - r^2/R^2} - r^2 d\Omega^2, \quad 0 \leq r \leq R. \quad (11)$$

К этому же виду можно придти другим путем, если определить в ньютоновом приближении орбиту движения материальной частицы в центральном поле с центробежным ускорением (10). Такая орбита будет соответствовать орбите движения материальной частицы в метрике (11) [3].

Полученный интервал совпадает с интервалом метрики "Вселенной де Ситтера" и с интервалом "внутреннего" решения шварцшильдовской задачи [3], если в сравниваемых выражениях отождествить между собой физический смысл радиусов R , входящих в эти интервалы. Тогда, принимая во внимание изложенный выше способ преобразования интервала (8) в (11), можно констатировать, что "Вселенная де Ситтера" — это "Вселенная Эйнштейна", *вращающаяся* в четырехмерном пространстве *относительно оси времени* как $\vec{\omega}_t \perp X^3 \subset X^{3+1}$.

В метрике с интервалом (11) имеет место пропорциональное расстоянию *красное смещение* частоты света [3], подтверждаемое экспериментально законом Хаббла. При этом в окрестности точки наблюдения выполняется условие перехода в метрику СТО (при $r \rightarrow 0$ имеем $v_r \rightarrow 0, a_r \rightarrow 0$), а также сохраняется изотропность пространства — одинаковость радиального распределения $a_r \sim r$ из *любой* точки наблюдения, что можно соотнести с *экспериментально наблюдаемой* в произвольной точке наблюдения радиальной зависимостью частоты света от отдаленных источников.

2.4. Интервал (11) отвечает решению для внутренней области $X \equiv \mathbb{D}^3(R) \subset \mathbb{X}^3$ (т. е. области, в которой находится наблюдатель) двухкомпонентного пространства ${}^2U = X \cup X^* = \{(0, R], [R, \infty)\} \equiv \mathbb{X}^3$ инверсно-сопряженных подпространств X и X^* . В этом случае внешняя по отношению к наблюдателю область $X^* \subset \mathbb{X}^3$ будет обладать геометрическими и кинематическими свойствами, определяемыми законами инверсного сопряжения $r^* = R^2/r$. Таким свойствами является: 1) пространственная бесконечность (открытость) *внешней* области, 2) поле *окружных* скоростей $v_r^* = cR/r^* \leq c$ ($R \leq r^* \leq \infty$), инверсно-сопряженное полю *окружных* скоростей $v_r = (c/R)r \leq c$ ($0 \leq r \leq R$) во *внутренней* области, и 3) поле радиальных *центробежных* ускорений $\mathbf{a}_{c.f.} = v_r^{*2}/R \mathbf{e}_r$ в произвольном диаметрально сечении области $X^* \subset \mathbb{X}^3$, которое воздействует на пробную материальную частицу с *центростремительным* ускорением $\mathbf{a}_{c.p.} = -\mathbf{a}_{c.f.} = \mathbf{a}_r^*$, равным

$$\mathbf{a}_r^* = -c^2 R/r^{*2} \mathbf{e}_r, \quad (R \leq r^* \leq \infty). \quad (12)$$

т. е. направление радиального ускорения материальной частицы во *внешней* (открытой) области будет **противоположным** направлению во *внутренней* области.

Заменяя радиус r на инверсно-сопряженную величину r^* и принимая во внимание, что наличие ускорения будет отражаться в интервале как $\delta T \sim (1 - \frac{1}{2} a_r^* r^*) \delta t$ или $\delta T^2 \sim [1 - a_r^* r^* + \frac{1}{4} (a_r^* r^*)^2] \delta t^2$, при подстановке $a_r^* = c^2 R / r^{*2}$ получим интервал в открытой области $X^* \subset \mathbb{X}^3$

$$ds^{*2} = (1 - R/r^* + \frac{1}{4} R^2/r^{*2}) dt^2 - \frac{(R/r^*)^4}{1 - (R/r^*)^2} dr^{*2} - (R^2/r^*)^2 d\Omega^2, \quad R \leq r^* \leq \infty. \quad (13)$$

Этот интервал определяет метрику пространства, представляющего собой проекцию гиперповерхности $\mathbb{S}^{*3}(R) \subset \mathbb{X}^4$ на трехмерное пространство $\mathbb{D}^{*3} = \mathbb{X}^3 - \mathbb{D}^3(R) \equiv X^*$, окружающее гравитирующую, в силу (12), шаровую область $\mathbb{D}^3(R) \equiv X \subset \mathbb{X}^3$.

Поля ускорений (10) в метрике с интервалом (11) и ускорений (12) в метрике с интервалом (13) будут создавать, соответственно, *красное* и *фиолетовое смещение* частоты света от отдаленного объекта. Следовательно, по направлению смещения частоты можно определить, в какой — *замкнутой* X или *открытой* X^* области инверсно-сопряженных подпространств $X \cup X^* = \mathbb{X}^3$ распространяется свет в направлении наблюдателя, находящегося в точке наблюдения $O^3(A)$. Если же объект $\mathbb{D}^3(R)$ будет наблюдаться из его внешней области X^* с метрикой (13), то излучаемый с его поверхности свет будет иметь *красное смещение*, а реальный угловой размер объекта будет искажаться (*уменьшаться*) метрикой (13) обратно пропорционально расстоянию от наблюдателя до границы области $\mathbb{D}^3(R)$, т. е. *наблюдаемая* угловая светимость объекта будет многократно возрастать.

3 Заключение.

Рассмотренная космологическая модель *ИСП* отличается от существующих тем, что радиус "кривизны" R **не замыкает** Вселенную в 3-сфере $\mathbb{S}^3(R)$, а разделяет пространство $\mathbb{X}^3$, в которое спроектирована 3-сфера $\mathbb{S}^3(R)$ в виде шарового пространства $\mathbb{D}^3(R)$, на физически *взаимосвязанные* инверсно-сопряженные подпространства X и X^* по сферической границе $\mathbb{S}^2(R) = X \cap X^*$.

Собственно физический акт образования гиперсферы $\mathbb{S}^3(R)$ в модели *ИСП* обусловлен фундаментальным свойством существующего Мира — вращением $\vec{\omega}_t = (c/R_c) \mathbf{e}_t$ пространственного базиса $\{\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z\}$ относительно 4-й ортогональной оси, т. е. наличием времени.

Как показано в [2], инверсно-сопряженные области двухкомпонентного пространственного образования *ИСП* обладают массами (энергией) пространственной среды — вакуума, связанными между собой как $\eta M = \eta^* M^* = c^2 R_c$. Следовательно, в *динамической* картине $dR(t) \sim dM(t)$ должна иметь место взаимосвязь $R(t) = \eta M(t)/c^2 + Const = c/\omega(t) + c/\omega_o$, что определяет **возможность** существования **исходного** соотношения $\eta M(0) = \eta^* M^*(0) = c^2 R_c(0)$ и **начальной** массы (энергии) Вселенной $\eta M(0) + \eta^* M^*(0) = Const$.

Динамика образования и развития рассматриваемой модели Вселенной во времени возможна только при наличии диссипативных свойств у пространственной среды, что приводит к функциональной зависимости от времени величин $R(t)$ и $\omega_t(t) = c/R(t)$. Если вакуум наделить свойствами жидкости с вязкостью μ , то используя гидродинамическую модель [4], можно получить численное решение, описывающее динамику изменения границы $X \cap X^*$. В общем случае решение приводит

к первоначально устойчивому в течение ограниченного отрезка времени состоянию $R(t) = R(0) = \text{const}$ с последующим резким расширением границы до максимума $R(t) \rightarrow R_{\max}$ и заключительным спадом при $t \rightarrow \infty$ до некоторого минимума $R(t) \rightarrow R_{\min} \geq R(0)$.

Так как масса собственно пространственной среды, заключенная в объеме $\mathbb{D}^3(R)$, должна находиться в той или иной зависимости от радиуса $R(t)$, то возникает необходимость рассмотрения нескольких возможных сценариев развития данной модели Вселенной.

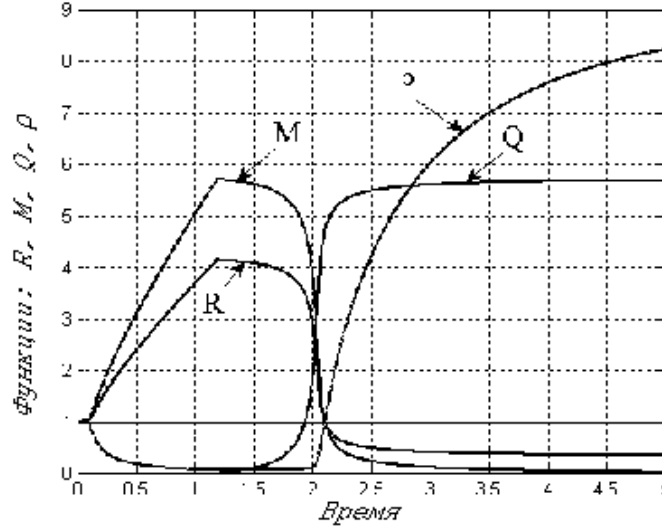


Рис. 1. Динамика развития Вселенной по модели инверсно-сопряженных пространств для варианта $\eta M(t) = c^2 R(t)$, $\rho(t) \sim M(t)/R^3(t)$.

Для $M = \text{Const}$ при $R = f(t)$ объем $\mathbb{D}^3(R)$ будет вести себя как *упругое* тело с изменяющейся плотностью $\rho(t) \sim M/R^3(t)$. Однако, механизм вязкого трения, приводящий к выделению энергии диссипации $Q(t)$, т. е. $M(t) = Mc^2 - Q(t) \neq \text{Const}$, исключает упругое поведение пространственной среды.

Для $M \neq \text{Const}$ при $R = f(t)$ взаимосвязь изменения массы с изменением радиуса теоретически может осуществляться по двум вариантам: 1) $M(t) \sim \rho R^3(t)$, $\rho = \text{Const}$ и 2) $\eta M(t) = c^2 R(t)$, $\rho(t) \sim M(t)/R^3(t)$. Сам процесс *приращения* массы пространственной среды в объеме $\mathbb{D}^3(R)$ обусловлен возможностью "перекачки" массы $M^* \rightarrow M$ из инверсно-сопряженной области $\mathbb{D}^3(R)$, а *потеря* — той же "перекачкой" $M \rightarrow M^*$ в обратную сторону и выделением энергии диссипации $Q(t)$ с превращением последней в массу вещества и излучения.

Первый вариант рисует следующую картину развития событий: при увеличении "радиуса Вселенной" до максимума $R(t) \rightarrow R_{\max}$ происходит рост массы $M(t) \rightarrow M_{\max}$, сменяющимся при $R(t) \rightarrow R_{\min}$ максимальной потерей массы до $M(t) \rightarrow M_{\min}$ и максимальным выделением энергии диссипации $Q(t) = (M_{\max}c^2 - M(t)c^2) \rightarrow Q_{\max}$ с сохранением в течение всего времени постоянства плотности $\rho = \text{Const}$.

Второй вариант отличается тем, что, наряду с потерей массы $M(t) \rightarrow M_{\min}$ при уменьшении радиуса до $R(t) \rightarrow R_{\min}$, квадратично *растет плотность* среды до $\rho(t) \rightarrow \rho_{\max}$ при одновременном сохранении тенденции увеличения выделяемой диссипативной энергии $Q(t) \rightarrow Q_{\max}$ (рис. 1).

Зависимость вязкости μ от плотности ρ должно приводить к потере устойчивости движения среды при некоторых критических значениях $[\mu] \Leftrightarrow [\rho]$, что математически

описывается как бифуркации рождения циклов с появлением аттракторов, т. е. образования динамически устойчивых или неустойчивых областей $\sum \mathbb{D}_{n=1,2,\dots} \subset \mathbb{S}^3(R)$.

Выделяющаяся энергия диссипации $Q(t)$ может быть отождествлена или с излучением $Q(t) \equiv \sum \hbar\nu$, преобразующимся в элементарные частицы, или сразу с элементарными частицами и излучением $Q(t) \equiv \sum mc^2 + \sum \hbar\nu$, которые на фоне поля ускорений (10) могут превратиться в *связанную* собственными (электромагнитными, сильными, гравитационными) полями массу *гравитирующего* вещества, способного объединяться в еще более сложные образования с собственными термодинамическими свойствами и уравнениями состояния.

Все изложенное выше рисует "комфортную" эволюционную картину физического развития модели Вселенной без сингулярных состояний и с возможностью построения реалистичных сценариев образования наблюдаемого вещества и излучения.

Список литературы

- [1] *Андреев В.Д.* Инверсно-сопряженные пространства как модель структуры элементарного заряда // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. А.В. Аминовой), Казань, Изд. КазГУ, 2006, т. 5, с.33-44.
- [2] *Андреев В.Д.* Взаимосвязь центробежных и гравитационных сил в инверсно-сопряженных пространствах. // Новейшие проблемы теории поля 2005-2006 (под ред. А.В. Аминовой), т. 6, Казань, Изд. КазГУ, 2007, с.66-76.
- [3] *Толмен Р.* Относительность, термодинамика и космология. //Москва, "Наука 1974.
- [4] *Седов Л.И.* Механика сплошной среды, т. 2 //Москва, "Наука 1976.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ

Рассмотрение модели *ИСП* в *космологическом* масштабе в отличие от масштаба элементарных *корпускулярно-полевых* объектов неявно подразумевает нахождение *наблюдателя* во *внутренней* области двухкомпонетного пространственно-временного образования, которое в данном случае подразумевает наблюдаемую Вселенную.

Это вносит принципиальное различие в функциональные свойства **физического наблюдателя**.

Так для *наблюдателя* элементарного *корпускулярно-полевого* объекта — двухкомпонетного пространства ${}^2U_h = X \cup X^*$ граница r_o является **внешней** стороной сферы $S_o(r_o) = X \cap X^*$ и при *инверсном* переходе *наблюдателя* из внешней области $X = [r_o, \infty)$ во внутреннюю $X^* = (0, r_o]$, последняя *инвертируется* в подпространство $[r_o, \infty)$, в котором граница r_o будет опять наблюдаться как **внешняя** сторона сферы $S_o(r_o) = X \cap X^*$. Следовательно, элементарный *корпускулярно-полевой* объект всегда обращен своей **внешней** — *полевой* стороной к **физическому наблюдателю**, который поэтому может наблюдать бесконечное множество таких объектов.

В то же время, для *наблюдателя* пространственно-временного образования *космологического* масштаба, как наблюдаемой Вселенной, граница r_o будет наблюдаться как **внутренняя** сторона сферы $S_o(r_o) = X \cap X^*$, так как *наблюдатель всегда*

находится в *центре* $r = 0$ *внутренней* области $X^* = (0, r_o]$ двухкомпонетного пространства ${}^2U_\infty = X \cup X^*$ и принципиально не может достичь границы r_o и перейти во *внешнюю* область $X = [r_o, \infty)$, т. е. за пределы Вселенной.

Таким образом, **физический наблюдатель** видит перед собой иерархическую картину Вселенной, которую он должен интерпретировать по одному из вариантов: 1) $\sum_\infty {}^2U_h \equiv {}^2U_\infty$, т. е. как Вселенную в модели *ОТО*, полностью состоящую из различных комбинаций (сумм) пространственно-временных объектов 2U_h в виде корпускул и их полей, 2) $\sum_\infty {}^2U_h \subset {}^2U_\infty$ — как Вселенную, вмещающую в собственное пространство эту сумму пространственно-временных объектов (модель *Ньютона*), или, наконец, 3) $\sum_\infty {}^2U_h \in {}^2U_\infty$, ${}^2U_\infty - \sum_\infty {}^2U_h \neq \emptyset$, т. е. как Вселенную, из части собственного пространства которой формируются пространственно-временные объекты 2U_h (модель *ИСП*).

Вращение в модели инверсно-сопряженных пространств, как отображение "оси времени" на 3-мерное пространство *

1 Постановка задачи

Общепринятое в настоящее время представление о геометрии наблюдаемой Вселенной основано на положении об однородности и изотропии наблюдаемого *трехмерного* пространства, которому отвечает гиперповерхность $\mathbb{S}^3(R)$ 3-сферы радиуса R (или 3-псевдосферы радиуса iR), погруженной в *четырёхмерное* пространство как $\mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4 \Leftrightarrow \{x, y, z, u\}$, где $R(x, y, z, u)$, $R^2 = x^2 + y^2 + z^2 + u^2$ [1].

Как показано в работе [2] модель инверсно-сопряженных $X = (0, r_o]$ и $X^* = [r_o, \infty)$ подпространств двухкомпонентного пространства ${}^2U = X^* \cup X = \{(0, r_o], [r_o, \infty)\} \equiv \mathbb{X}^3$, связанных между собой конформным преобразованием инверсии $r^* = r_o^2/r$ ($r^* \in X^*$, $r \in X$) относительно сферы $S_o(r_o) = X \cap X^*$, позволяет объяснить образование *физически выделенной* 3-сферы $\mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4$ как кинематический эффект вращения $\vec{\omega} = (c/R)\mathbf{e}_\omega \perp \{\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z, \mathbf{e}_u\}$.

Действительно, проекция 3-сферы $\mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4 \Leftrightarrow \{x, y, z, u\}$ на плоское трехмерное пространство $\mathbb{X}^3 \Leftrightarrow \{x, y, z\}$ в направлении одной из осей координат, например, оси u , т. е. при отображении ортогонального проектирования $p \Downarrow u : (\mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4) \rightarrow (\mathbb{D}^3(R) \subset \mathbb{X}^3) \Rightarrow \{x, y, z, u\} \rightarrow \{x, y, z\}$, переводит точки 3-сферы $\mathbb{S}^3(R)$ в точки шара $\mathbb{D}^3(R)$ (по аналогии с 2-мерным диском $\mathbb{D}^2(R) \subset \mathbb{X}^2$ — проекцией 2-сферы $\mathbb{S}^2(R) \subset \mathbb{X}^3$ на плоскость $\mathbb{X}^2$). В этом случае радиус R является уже параметром, влияющим, в зависимости от расстояния r от точки наблюдения, на метрику пространства, заключенного в шаре $\mathbb{D}^3(R) \subset \mathbb{X}^3$, которая представляет собой пространственную компоненту метрики "Вселенной Эйнштейна" [1, 2]. При этом центр шара $O^3(x = 0, y = 0, z = 0) \in \mathbb{X}^3$ представляет собой проекцию на трехмерное пространство $\mathbb{X}^3$ любой, произвольно выбранной за начало отсчета на 3-поверхности гиперсферы $\mathbb{S}^3(R)$, точки наблюдения $A(x, y, z, u) = A^4(0, 0, 0, u = R) \rightarrow A^3(0, 0, 0) \equiv O^3(A)$ в направлении $u \parallel R_A$, т. е. наблюдатель, находясь в любой точке $A(x, y, z, u) \in \mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4$, выбранной за начало отсчета $A^4(0, 0, 0, u = R)$, в проекции на трехмерное пространство $\mathbb{X}^3$ будет всегда видеть себя в "центре" $O^3(A) \in \mathbb{X}^3$ наблюдаемой им Вселенной $\mathbb{D}^3(R) \subset \mathbb{X}^3$ с "горизонтом видимости" радиуса R . Этим подтверждается невыделенность (равноправность) положения любого наблюдателя A , находящегося на гиперповерхности $\mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4$.

* В.Д. Андреев. Вращение в модели инверсно-сопряженных пространств, как отображение "оси времени" на 3-мерное пространство //Новейшие проблемы теории поля, 2007-2008 (т. 7), (под ред. А.В. Аминовой), Изд. КазГУ, Казань, 2009 г., с.55-63.

Введение в каждой точке 4-пространства *синхронного* собственного времени t , как ортогональной к осям x, y, z, u координаты ict , переводит пространственно-временную геометрию Вселенной в геометрию 4-мерной цилиндрической поверхности, погруженную в *пятимерное* пространство $\mathbb{X}^{4+1} = (\mathbb{X}^{N=4} \cup \mathbb{X}^{i=\sqrt{-1}}) \Leftrightarrow \{x, y, z, u, ict\}$ [1]. В проекции на $\mathbb{X}^{3+1} = (\mathbb{X}^3 \cup \mathbb{X}^i) \Leftrightarrow \{(x, y, z), ict\}$, т. е. $p \Downarrow u : \mathbb{S}^{3+1}(R) \rightarrow \mathbb{D}^{3+1}(R) \subset \mathbb{X}^{3+1}; \Rightarrow \{(x, y, z, u), ict\} \rightarrow \{(x, y, z), ict\}$, это определяет *пространственно-временную* метрику "Вселенной Эйнштейна" [1].

Постулирование в космологической модели *инверсно-сопряженных пространств* (ИСП) [2] вращения $\omega_t = (c/R)e_\omega \perp \mathbb{X}^4$, $\omega_t \in \mathbb{X}^5$, создающего относительно центра $O^4 \in \mathbb{X}^4$ поле *окружных* (тангенциальных) скоростей $v_\tau = (c_\tau/R) \cdot r \leq c$ точек пространства в любом плоском сечении $\mathbb{X}^2(O^4) \subset \mathbb{X}^4$, приводит к обоснованию **физического** выделения гипersферы $\mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4$, как *естественно* образованной 3-мерной области в 4-мерном пространстве, в которой на радиусе $R \perp \omega_t$ окружная скорость $v_\tau(R)$ равна скорости света $|c_\tau| = c$.

Действительно, при $\omega_t = (c/R)e_\omega \perp \mathbb{X}^2$ радиус-вектор $\mathbf{R}(x, y) \perp \omega_t = \frac{1}{R^2}(\mathbf{R} \times \mathbf{c}_\tau)$, $R^2 = x^2 + y^2 = Const$ описывает со скоростью света 1-мерную линию (окружность) радиуса R в 2-пространстве $\mathbb{X}^2$, образуя в области $r = (0, R)$ диск $\mathbb{D}^2(R) \subset \mathbb{X}^2$; при $\omega_t = (c/R)e_\omega \perp \mathbb{X}^3$ радиус-вектор $\mathbf{R}(x, y, z) \perp \omega_t$, $R^2 = x^2 + y^2 + z^2 = Const$ описывает 2-мерную линию (сферическую поверхность) радиуса R в 3-пространстве $\mathbb{X}^3$, образуя в области $r = (0, R)$ шар (3-мерный диск) $\mathbb{D}^3(R) \subset \mathbb{X}^3$; при $\omega_t = (c/R)e_\omega \perp \mathbb{X}^4$ радиус-вектор $\mathbf{R}^\mu(x, y, z, u) \perp \omega_t$, $R^2 = x^2 + y^2 + z^2 + u^2 = Const$ описывает 3-мерную линию (гиперповерхность 3-сферы) радиуса R в 4-пространстве $\mathbb{X}^4$, образуя в области $r = (0, R)$ гипершар (4-мерный диск) $\mathbb{D}^4(R) \subset \mathbb{X}^4$.

Проекция 3-сферы $\mathbb{S}^3(R)$ на трехмерное пространство $\mathbb{X}^3$ образует *двухкомпонентное* пространство ${}^2U = X \cup X^* = \{(0, R], [R, \infty)\} \equiv \mathbb{X}^3$ инверсно-сопряженных подпространств X и X^* , разграниченных сферой $S^2(R) = X \cap X^*$ — "горизонтом видимости" наблюдателя A , находящегося в точке $O^3(A) \in X(0, R] \subset X^3$.

Из данного обоснования следует **обратное утверждение**: отсутствие *фундаментального свойства* окружающего Мира — *вращения* 4-пространства $\mathbb{X}^4$, т. е. при $\omega_t \perp \mathbb{X}^4 = 0$, ведет к исключению возможности образования наблюдаемой Вселенной, как *физически выделенной*, т. е. не "нарисованной рукой", гипersферы $\mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4$.

Введение *синхронного собственного* времени t , как ортогональной к осям x, y, z, u координаты ict , с определением направления оси времени, т. е. псевдопространственного орта $ie_t \perp \{e_x, e_y, e_z\}$, как направления псевдовектора вращения $\vec{\omega}_t = (c/R)e_\omega \parallel ie_t \Leftrightarrow ict$, предполагает определение временного промежутка $t = t_1 - t_0$, прошедшего в данной точке с начала отсчета t_0 , как величину, пропорциональную центральному углу поворота $\Omega = (4\pi n + \phi)$ 4-пространства вокруг направления $e_\omega \parallel ie_t$ с угловой скоростью $\omega = c/R$, т. е. $t = \Omega/\omega$. В проекции на $\mathbb{X}^{3+1} \Leftrightarrow \{(e_x, e_y, e_z), ie_t \parallel e_\omega\}$, где $\omega_t = (c/R)e_\omega \parallel ie_t \perp \mathbb{X}^3$, это приводит к пространственно-временной метрике "Вселенной де Ситтера" [1], как вращающейся вокруг оси времени "Вселенной Эйнштейна" [2].

В таком представлении ВРЕМЯ, как 4-я координата $x^4 = ict$ на "квазигеометрическом языке пространства Минковского" [1], приобретает ясный физический смысл — это, в отличие от пространственной координаты, **постоянно изменяющаяся** — *текущая* в одном направлении величина, пропорциональная пути (дуге) $\Omega \cdot R = ct$, проходимому со скоростью света с **постоянно вращающимся** радиусом-вектором $\mathbf{R} \perp e_\omega$, что задает временной масштаб $t = n\Delta t$ мировой линии величиной периода $\Delta t = 1/\omega_t$ и направление "стрелы" времени t направлением вращения "винтовой" оси $\pm \omega_t e_\omega$. Для 3-мерного наблюдателя A , *всегда* находящегося в "центре"

$O^3(A) \in \mathbb{X}^3(A)$ **наблюдаемой** им 3-мерной Вселенной, направление псевдовектора $\vec{\omega}_t \perp \mathbb{X}^3(A)$ будет **ненаблюдаемым**, как направление 4-й координаты в $\mathbb{X}^{3+1}$, не входящей в **наблюдаемое** пространство $\mathbb{X}^3(A) \subset \mathbb{X}^{3+1}$.

В связи с изложенным возникает вопрос о возможной взаимосвязи *времяобразующего* "врожденного" t -коллиниарного вращения ω_t с **наблюдаемым** в 3-мерном пространстве $\mathbb{X}^3$ обычным (кинематическим) вращением $\omega_{(x,y,z)} = \frac{1}{r^2}(\mathbf{r} \times \mathbf{v}_\tau) \perp \mathbb{X}^2 \subset \mathbb{X}^3$. Исследование этого вопроса и является задачей настоящей работы.

2 Вторичные пространственно-временные объекты в пространстве-времени наблюдателя

Допустим, что кроме гиперсферы $\mathbb{S}^3(R_A) \subset \mathbb{X}^4$ наблюдателя A с *времяобразующим* псевдовектором t -коллиниарного вращения $\omega_t = \omega_A \mathbf{e}_\omega \in \{(0,0,0), \omega_A \mathbf{e}_\omega \parallel i\mathbf{e}_t\}_A$, $\omega_A = c/R_A = \text{Const}_A$ могут существовать $n = 1, 2, \dots$ "вторичных" 3-сфер $\mathbb{S}^3(R_n) \subset \mathbb{X}^4$, $\mathbb{S}^3(R_n) \cap \mathbb{S}^3(R_A) \neq \emptyset$, у которых $O_n^4 \in \mathbb{S}^3(R_A)$, $\omega_{t(n)} = \omega_n \mathbf{e}_\omega \in \{(0,0,0), \omega_n \mathbf{e}_\omega \parallel i\mathbf{e}_{t(n)}\}_n$, $\omega_{n=1,2,\dots} = c/R_n = \text{Const}_n$, $R_n < R_A$, $\omega_n > \omega_A$ и, в общем случае, $\{(0,0,0), \omega_n \mathbf{e}_\omega\}_n \not\parallel \{(0,0,0), \omega_A \mathbf{e}_\omega\}_A$.

Тогда наблюдатель A , находясь в *любой* точке $A(x, y, z, u) \in \mathbb{S}^3(R_A) \subset \mathbb{X}^4$, выбранной за начало отсчета $A^4(0,0,0, u = R)_A$, в проекции на трехмерное пространство $\mathbb{X}^3 \subset \mathbb{X}^4$ в направлении $u \parallel R_A$ в **собственной** системе отсчета $\{(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z), i\mathbf{e}_t\}_A \Leftrightarrow \mathbb{X}^{3+1}(A)$ будет видеть себя в "центре" $O^3(A) \in \mathbb{D}^3(A) \subset \mathbb{X}^3(A)$ **наблюдаемой** им Вселенной, а проекции обозначенных выше 3-сфер, **неподвижных** относительно его системы отсчета, и проекции их псевдовекторов вращения ω_n будет видеть как $p \Downarrow u_A : \mathbb{S}^3(R_n) \rightarrow \mathbb{D}^3(R_n) \subset \mathbb{X}^{3+1}(A); \Rightarrow \omega_n\{(0,0,0), \mathbf{e}_\omega\}_n \rightarrow \omega_n\{(\alpha_x \mathbf{e}_x, \alpha_y \mathbf{e}_y, \alpha_z \mathbf{e}_z), \alpha_t \mathbf{e}_\omega\}_A = \{\vec{\omega}_{(x,y,z)n}, \omega_{(t)n}\}_A \in \mathbb{X}^{3+1}(A)$, где $\alpha_{x,y,z,t} \leq 1$ — направляющие косинусы в системе отсчета наблюдателя A , т. е. в ортобазисе $\{(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z), \mathbf{e}_\omega \parallel i\mathbf{e}_t\}_A$.

Следовательно, наблюдатель A , находясь в точке наблюдения $O^3(A) = O(0,0,0)_A \in \mathbb{D}^3(R_A)$ будет видеть 3-мерные объекты $D^3(R_n)$ на расстояниях $L_n = (x_n^2 + y_n^2 + z_n^2)_A^{1/2} > R_n$ (т. е. взгляд на объекты снаружи) до их центров $O(x_n, y_n, z_n)_A$. Эти объекты будут обладать компонентами $\omega_{(t)n} = \omega_n(\alpha_t \mathbf{e}_\omega \parallel i\mathbf{e}_t)_A$, которые определяют ход их собственного времени в **системе отсчета наблюдателя** (в пространстве-времени $\mathbb{X}^{3+1}(A)$) как $\Delta t_n(A) = \Delta\Omega/(\alpha_t \cdot \omega_n)_A$, и пространственными компонентами $\vec{\omega}_{(x,y,z)n} = \omega_n(\alpha_x \mathbf{e}_x, \alpha_y \mathbf{e}_y, \alpha_z \mathbf{e}_z)_A$, т. е. *обычными* вращениями $\vec{\omega}_{(x,y,z)n} \perp \mathbb{X}^2 \subset \mathbb{X}^3(A)$ в 3-мерном пространстве вокруг своих центров $O(x_n, y_n, z_n)_A \in \mathbb{X}^3(A)$.

Требуется установить, как будут связаны между собой величины $\omega_{(t)n}$ и $\vec{\omega}_{(x,y,z)n}$ при условии $\omega_{n=1,2,\dots} = \text{Const}_{n=1,2,\dots}$.

2.1. Рассмотрим, что должен видеть в своей системе отсчета наблюдатель A , наблюдая за **неподвижными** и **движущимися** со скоростями V_n объектами $\mathbb{D}^3(R_n) \subset \mathbb{X}^{3+1}(A)$, у которого $(\mathbf{e}_\omega)_n \parallel (\mathbf{e}_\omega)_A$.

Для удобства анализа можно принять угол $\Delta\Omega$ равным одному обороту псевдовекторов $\omega_A \mathbf{e}_\omega$ и $\omega_n \mathbf{e}_\omega$ и оперировать величинами **относительных** временных интервалов, отнесенных к интервалу собственного времени в системе отсчета наблюдателя A , т. е. $\Delta\tau_A = \Delta t_A / \Delta t_A = 1$, $\Delta\tau_n = \Delta t_n / \Delta t_A = 1/\varpi_n < 1$, где $\varpi_n = \omega_n / \omega_A = 1/(R_n / R_A) > 1$, $R_n / R_A < 1$.

Очевидно, что время неподвижного объекта $\mathbb{D}^3(R_n)$ в системе отсчета наблюдателя A будет идти быстрее, чем собственное время наблюдателя в пространстве-времени $\mathbb{X}^{3+1}(A)$, т. е. $\Delta\tau_n < 1$, так как $\Delta t_n < \Delta t_A$ вследствие $\omega_n > \omega_A$ при $R_n < R_A$.

В **движущемся** с ориентированной (для упрощения анализа) по направлению оси x скоростью $\mathbf{V} = V(\mathbf{e}_x, 0, 0)_A = dx/dt_A$ относительно системы отсчета наблюдателя A объекте $\mathbb{D}^3(R_n)$ ход времени $\Delta\tau'$, измеряемый наблюдателем A по своим часам, синхронизированным с неподвижными часами объекта $\mathbb{D}^3(R_n)$, будет, согласно лорентцовым преобразованиям, замедляться по сравнению с ходом времени $\Delta\tau_o$ в собственной системе отсчета n -го объекта как

$$\Delta\tau' = \frac{\Delta\tau_o}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} = \frac{\Delta\tau_o}{\sqrt{1 - th^2\theta}}, \quad (1)$$

где $\theta = (-\infty, +\infty)$ — параметр скорости (гиперболический угол между осью t и t'), $th\theta = V/c = (0, \pm 1)$ — гиперболический тангенс.

В этом случае неизменяющаяся величина $\Delta\tau_o$ собственного времени объекта связана с измеряемой наблюдателем A величиной $\Delta\tau'$ соотношением

$$\Delta\tau_o^2 = (\Delta\tau')^2 - (\Delta\tau')^2 th^2\theta = Const, \quad (2)$$

которое тождественно квадратичному соотношению гиперболической геометрии псевдоевклидова пространства

$$1 = (\Delta\tau'/\Delta\tau_o)^2 - (\Delta\tau'/\Delta\tau_o)^2 th^2\theta = ch^2\theta - sh^2\theta, \quad (3)$$

где $\Delta\tau' = \Delta\tau_o \cdot ch\theta = \Delta\tau_t$ — проекция интервала времени $\Delta\tau$ движущегося объекта на ось ict_A системы отсчета наблюдателя A , что позволяет определить величину $\Delta\tau_o \cdot sh\theta = \Delta\tau_x$ как проекцию интервала времени $\Delta\tau_o$ на направление движения — ось x_A в лабораторной системе, т. е. как $(\Delta\tau_x, 0, 0)_A$. Таким образом, интервал времени объекта $\mathbb{D}^3(R_n)$ можно представить, как 4-векторную величину

$$\Delta\tau^\mu = \{i(\Delta\tau_x, 0, 0), \Delta\tau_t\}, \quad (\Delta\tau^\mu)^2 = \Delta\tau_o^2 = Const. \quad (4)$$

С учетом постулируемой взаимосвязи $\varpi_o = 1/\Delta\tau_o$ это, в свою очередь, позволяет определить ϖ_t и ϖ_x как компоненты 4-мерной величины $\varpi^\mu = \{(\varpi_x, 0, 0), \varpi_t\} = inv$.

Так как $\Delta\tau_t = \Delta\tau_o[1 - (V/c)^2]^{-1/2} \xrightarrow{V \rightarrow 0} 1/\varpi_o$, т. е. $\varpi_t = 1/\Delta\tau_t \xrightarrow{V \rightarrow 0} 1/\Delta\tau_o = \varpi_o$, то очевидно:

$$\varpi_t = \varpi_o \sqrt{1 - (V/c)^2}. \quad (5)$$

Следовательно, проекция ϖ_t на ось $\mathbf{e}_{wt} \parallel i\mathbf{e}_{(t)A}$ *времяобразующего* псевдовектора ϖ_o движущегося объекта $\mathbb{D}^3(R_n)$ в системе отсчета наблюдателя A будет меньше, чем в *собственной* (неподвижной) системе отсчета объекта, что согласуется с результатом (1) *замедления* наблюдаемого хода времени (*увеличение интервала времени* $\Delta\tau_t$).

Далее из условия

$$(\varpi^\mu)^2 = \{(\varpi_x, 0, 0), \varpi_t\}^2 = \varpi_x^2 + \varpi_t^2 = \varpi_o^2 = inv, \quad (6)$$

находим проекцию ϖ_x на направление движения $\mathbf{V} = V(\mathbf{e}_x, 0, 0)_A$, т. е. *обычное вращение* $\varpi_x = (\mathbf{R}_{\omega x} \times c)/R_{\omega x}^2$ вокруг оси x в 3-мерном пространстве $\mathbb{X}^3(A) \subset \mathbb{X}^{3+1}(A)$ наблюдателя A :

$$\varpi_x = \varpi_t \frac{V/c}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} = \varpi_o \frac{V}{c}. \quad (7)$$

Таким образом получаем проекции $\varpi_t = (\mathbf{R}_{\omega t} \times c_\tau)/R_{\omega t}^2$ на ось $\mathbf{e}_{wt} \parallel i\mathbf{e}_{(t)A}$ и $\varpi_x = (\mathbf{R}_{\omega x} \times c_\tau)/R_{\omega x}^2$ на ось $\mathbf{e}_{\omega x} \parallel \mathbf{e}_{(x)A}$, что позволяет записать ϖ^μ в псевдовекторном

"спиральном" ортобазисе $\{e_{\omega x} = (\mathbf{R}_{\omega x} \times \mathbf{c}_\tau)/cR_{\omega x}, e_{\omega y} = (\mathbf{R}_{\omega y} \times \mathbf{c}_\tau)/cR_{\omega y}, e_{\omega z} = (\mathbf{R}_{\omega z} \times \mathbf{c}_\tau)/cR_{\omega z}, e_{\omega t} = (\mathbf{R}_{\omega t} \times \mathbf{c}_\tau)/cR_{\omega t}\} \parallel \{e_x, e_y, e_z, e_t\}_A$ как

$$\varpi^\mu = \{(\varpi_x, 0, 0), \varpi_t\} = \varpi_x e_{\omega x} + 0 + 0 + \varpi_t e_{\omega t}. \quad (8)$$

Принимая во внимание, что

$$\varpi_t = c/R_{\omega t}, \quad \varpi_x = c/R_{\omega x}, \quad \varpi_o = c/R_o, \quad (9)$$

после подстановки в (6) получим

$$R_o = \frac{R_{\omega t} R_{\omega x}}{\sqrt{R_{\omega t}^2 + R_{\omega x}^2}} = Const. \quad (10)$$

Выразим интервал времени $\Delta\tau^\mu$ в ортобазисе $\{(e_{\omega x}, e_{\omega y}, e_{\omega z}), e_{\omega t}\}$, исходя из условия $(\Delta\tau^\mu)^2 = \Delta\tau_o^2 = Const.$

Так как компонента $\varpi_t = 1/\Delta\tau_{\omega t} = \varpi_o[1 - (V/c)^2]^{1/2} \xrightarrow{V \rightarrow 0} \varpi_o = 1/\Delta\tau_o$, то будем иметь

$$\Delta\tau_{\omega t} = \frac{\Delta\tau_o}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} e_{\omega t} = \frac{\Delta\tau_o}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} (\mathbf{R}_{\omega t} \times \mathbf{c}_\tau)/cR_{\omega t}, \quad (11)$$

и из условия

$$(\Delta\tau^\mu)^2 = \{(\Delta\tau_{\omega x}, 0, 0), \Delta\tau_{\omega t}\}^2 = \Delta\tau_{\omega x}^2 + \Delta\tau_{\omega t}^2 = \Delta\tau_o^2 = \frac{1}{\varpi_o^2} = inv, \quad (12)$$

следует

$$\Delta\tau_{\omega x} = i \frac{\Delta\tau_o (V/c)}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} e_{\omega x} = i \frac{\Delta\tau_o (V/c)}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} (\mathbf{R}_{\omega x} \times \mathbf{c}_\tau)/cR_{\omega x}, \quad (13)$$

что отражает постулируемое представление о связи "оси времени" с вращением $(\mathbf{R}_{\omega x} \times \mathbf{c}_\tau)$ времяобразующего "спирального" 4-вектора ϖ^μ (8).

Таким образом, интервал времени $\Delta\tau^\mu$ движущегося объекта в ортобазисе $\{(e_{\omega x}, e_{\omega y}, e_{\omega z}), e_{\omega t}\}_A$ системы отсчета наблюдателя A имеет вид

$$\Delta\tau^\mu = \Delta\tau_o \{i(\alpha_x e_{\omega x}, 0, 0), \alpha_t e_{\omega t}\} = \{\Delta\tau_{\omega x}, \Delta\tau_{\omega t}\}_A. \quad (14)$$

2.2. Полученные результаты позволяет перенести их на случай наблюдения **неподвижных** относительно наблюдателя A объектов $\mathbb{D}^3(R_n)$, у которых $(e_{\omega t})_n \nparallel (e_{\omega t})_A$.

Действительно, подставляя (5) и (7) в (6), получим квадратичное пифагорово соотношение

$$1 = (\varpi_t/\varpi_o)^2 + (\varpi_x/\varpi_o)^2 = \cos^2\varphi + \sin^2\varphi, \quad (15)$$

где $\varpi_t = \varpi_o \cos\varphi$ и $\varpi_x = \varpi_o(V/c) = \varpi_o \sin\varphi$. В этом случае φ представляет тригонометрический (в отличие от гиперболического θ) угол между осью $(e_{\omega t})_n$ и $(e_{\omega t})_A$, определяемый скоростью V/c относительного движения систем отсчета.

При переходе к неподвижным относительно наблюдателя A объектам $\mathbb{D}^3(R_n)$, у которых $(e_{\omega t})_n \nparallel (e_{\omega t})_A$, угол φ будет также представлять собой угол между осями $(e_{\omega t})_n$ и $(e_{\omega t})_A$, который зависит уже не от скорости относительного движения, а от взаимной непараллельности этих осей.

Таким образом, в проекции на трехмерное пространство-время наблюдателя $\mathbb{X}^{3+1}(A)$ эти объекты будут обладать обычными вращениями $\varpi_{(x,y,z)} = \varpi_o \sin\varphi$, а также компонентами $\varpi_t = \varpi_o \cos\varphi$, которые определяют ход времени $\Delta\tau_t = 1/\varpi_t$ этих объектов в системе отсчета наблюдателя A .

Из полученного следует, что если проекция ϖ_x на пространство $X^3(A)$ будет совпадать с лучем зрения на объект, то наблюдаемый радиус $R_{\omega x} = c/\varpi_x = R_o/\sin \varphi$ ограничивающей его поверхности с увеличением угла φ будет уменьшаться с ∞ до R_o , а угловая скорость вращения — увеличиваться с 0 до ϖ_o . При несовпадении направления проекции ϖ_x с лучем зрения и при наличии у наблюдаемого объекта дополнительного кинематического вращения в $X^3(A)$, не совпадающего с направлением вращения проекции ϖ_x , наблюдатель A будет видеть периодически изменяющийся поперечный (к лучу зрения) размер $R(t) = 1/\varpi_x(t)$ объекта и связанное с этим изменение интенсивности исходящего от него излучения.

3 Понятие массы в модели ИСП

Известно, что гравитационная масса M связана с угловой скоростью $\omega = v_\tau/r$ орбитального вращения на радиусе r распределенных вокруг неё масс (или полей) соотношением $\omega^2 r^3 = \eta M$ или $v_\tau^2 r = \eta M$ (η — гравитационная постоянная).

Отождествляя величину $\omega = v_\tau/r = Const$ с $\varpi_o = c_\tau/R_o = Const$, где $R_o = c_\tau \Delta\tau_o$ и обозначая $M = m_o$, в согласии с [4] можем записать

$$\Delta\tau_o = \frac{\eta m_o}{c_\tau^3}. \quad (16)$$

Принимая во внимание, что согласно (12) $(\Delta\tau_o)^2 = (\Delta\tau^\mu)^2 = \{\Delta\tau_{\omega x}, \Delta\tau_{\omega t}\}^2 = inv$, можно положить, что в выражении (16) именно масса m_o также является инвариантом соответствующей 4-векторной величины

$$m^\mu = \{m_{\omega t}, i(m_{\omega x}, 0, 0)\} = \frac{c_\tau^3 \Delta\tau_o}{\eta} \{\Delta\tau_{\omega t}, \Delta\tau_{\omega x}\}. \quad (17)$$

Это позволяет получить соотношения, которые раскрывают связь известных зависимостей и физических понятий с характеристиками объектов, построенных по модели ИСП :

$$m_o^2 = (m^\mu)^2 = m_{\omega t}^2 - m_{\omega x}^2 = \left(\frac{c_\tau^3 \Delta\tau_o}{\eta}\right)^2 = \left(\frac{c_\tau^3}{\eta \varpi_o}\right)^2 = inv, \quad (18)$$

$$m_{\omega t} = \frac{m_o}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} e_{\omega t}, \quad m_{\omega x} = \frac{m_o (\vec{V}/c)}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} e_{\omega x}. \quad (19)$$

Таким образом, гравитационная масса m_o , которая создает гравитационный заряд $g = \sqrt{-\eta} m_o$, представляет собой инвариант 4-векторной величины m^μ , скалярная компонента которой $m_{\omega t} = \beta m_o$ ($\beta = [1 - V^2/c^2]^{-1/2}$) определяет полную энергию $E = m_{\omega t} c^2$ или импульс $p_t = E/c = m_{\omega t} c$ в направлении оси времени t , а векторная компонента — инерционная масса $m_{\omega \vec{x}} = \beta m_o (\vec{V}/c)$ определяет величину количества движения (импульс) в пространстве $\{x, y, z\}$ в качестве коэффициента инерционного сопротивления движению как $p_x = m_{\omega x} c = \beta m_o V_x$. При $\vec{V} = 0$ скалярная (энергоопределяющая) компонента массы становится равной массе покоя $m_0 = inv$, а инерционная — равной нулю, т. е. в отсутствие движения не проявляет себя.

Все изложенное позволяет следующим образом определить понятие массы в модели ИСП :

1. Гравитационная масса m_o представляет собой энергию $m_o c^2$, вложенную в образование 3-сферы $S^3(R) \subset X^4$, проектируемой на 3-пространство X^3 в виде объекта

$\mathbb{D}^3(R)$, внешнее пространство вокруг которого представляет собой центральное гравитационное поле [2]. Другими словами, это энергия, равная работе, затраченной **на формирование** связанных между собой конформным преобразованием инверсии $r^* = R^2/r$ ($r^* \in X^*$, $r \in X$) **инверсно-сопряженных** $X^* = (0, R]$ и $X = [R, \infty)$ подпространств двухкомпонентного пространства ${}^2U = X^* \cup X = \{(0, R], [R, \infty)\} \equiv \mathbb{X}^3$, **"стягиваемых"** сферой $S(R) = X^* \cap X$, образованной t -коллиниарным вращением $\omega_t = (c/R)\mathbf{e}_\omega \parallel i\mathbf{e}_t \Leftrightarrow ict \in \{(x, y, z), ict\}$.

Следовательно масса m_o (энергия $m_o c^2$) рассосредоточена во всем пространстве 2U в виде массы (энергии) гравитационного поля в $X = [R, \infty)$ и массы (энергии), сосредоточенной в $X^* = (0, R]$ [3].

2. *Инерционная* масса $m_{\omega x}$, зависящая от скорости, представляет собой коэффициент пропорциональности (инерционности) в определении количества движения $\vec{p} = m_{\omega x} \mathbf{c}$. Поэтому изменение скорости движения массы $m_{\omega x}$, т. е. её ускорение, соответствует возникновению дополнительного вращения $\varpi_x = \varpi_o(V/c)$ (7) по направлению движения объекта $\mathbb{D}^3(R)$, т. е. всего пространства ${}^2U(\mathbb{D}^3) = X^*(\mathbb{D}^3) \cup X(\mathbb{D}^3)$, что приводит к возникновению силы сопротивления (**инерции**) $\vec{F} = c d(m_{\omega x})/dt$. Наглядно этот эффект аналогичен сопротивлению *продольному движению* спирального осевого стержня при раскручивании волчка (юлы).

4 Выводы

Постулирование в модели *ИСП* в качестве первичных *аксиоматических* понятий *пространствообразующего* вектора $\vec{r}$ и *времяобразующего* t -коллиниарного псевдовектора ω_t позволяет при условии $\{(0, 0, 0), \omega_n \mathbf{e}_\omega \parallel i\mathbf{e}_{t(n)}\} \not\parallel \{(0, 0, 0), \omega_A \mathbf{e}_\omega \parallel i\mathbf{e}_{t(A)}\}$ представить *вращения* $\vec{\omega}_{(x,y,z)n=1,2,\dots}$ наблюдаемых во Вселенной объектов $\mathbb{D}^3(R_{n=1,2,\dots})$ как *проекции* псевдовекторов $\omega_{t(n=1,2,\dots)}$, т. е. собственных "осей времени" этих объектов, на пространство-время $\mathbb{X}^{3+1}(A)$ наблюдателя A . Это, в свою очередь, дает возможность установить соотношения масштабов и объективные значения хода *собственного времени* $\Delta\tau_{n=1,2,\dots}$ каждого из таких объектов.

Возможность существования проекций (4), (9) t -коллиниарных псевдовекторов $\omega_{t(n=1,2,\dots)}$ на действительное пространство $\mathbb{X}^3(A) \subset \mathbb{X}^{3+1}(A)$ наблюдателя A как $\vec{\omega}_{(x,y,z)n=1,2,\dots}$ имеет принципиальное значение для модели *ИСП*, так как этот эффект **проверяем** экспериментально.

Действительно, отмеченный выше (п. 2.2.) эффект возможного периодического изменения поперечного (к лучу зрения) размера неподвижных в системе наблюдателя объектов $\mathbb{D}^3(R_{n=1,2,\dots})$, у которых $(\mathbf{e}_{\omega t})_n \not\parallel (\mathbf{e}_{\omega t})_A$, и связанного с этим эффектом изменение с высокой степенью **периодичности** интенсивности исходящего от него излучения (света, радиоволн и т.п.), реально **наблюдается** во Вселенной — это так называемые *пульсары*, природа которых до сих пор не находит своего окончательного объяснения. В рассматриваемой модели это явление обусловлено только эффектом **проекций** 4-мерных вращений объектов $\mathbb{D}^3(R_{n=1,2,\dots})$ на пространство-время наблюдателя, а не происходящими на них физическими процессами.

Из (1)-(5) также следует, что у движущегося (в неподвижной системе отсчета наблюдателя A) объекта $\mathbb{D}^3(R_{n=1,2,\dots})$, построенного по модели *ИСП*, не только **будет замедляться время** (согласно *СТО*), но также **должно** наблюдаться *осевое вращение* $\varpi_x = \varpi V/c$ (7) по направлению движения (вдоль оси x). Для объектов космических масштабов этот эффект выделить нелегко из-за малых скоростей и наложения других кинематических факторов — собственных вращений, движений по криволи-

нейным траекториям и др.. В то же время, для элементарных объектов, образованных по модели *ИСП* [3], данное явление может наблюдаться в чистом виде и оно действительно **наблюдается** в виде *спиральности* — одной из квантовых характеристик состояния движущихся элементарных частиц, определяемой как проекция спина частицы на направление её движения (на импульс).

Показательным в этом отношении представляется пример с нейтрино. Так, согласно (1) и (5), в системе отсчета наблюдателя *время* движущейся частицы при $V \rightarrow c$ останавливается (т. е. интервал времени $\Delta\tau' \xrightarrow{V \rightarrow c} \infty$ вследствие того, что $\varpi_t = \varpi \sqrt{1 - (V/c)^2} \xrightarrow{V \rightarrow c} 0$), а **ненаблюдаемая** *времяобразующая* t -коллиниарная компонента $\varpi e_{\omega t} \in \{(0, 0, 0), \varpi e_{\omega t} \parallel i e_t\}$ превращается в **наблюдаемую** в действительном 3-мерном пространстве компоненту $\varpi_x = \varpi(V/c) e_{\omega x} \xrightarrow{V \rightarrow c} \varpi e_{\omega x}$ с **фиксированной** (не изменяющейся в любых системах отсчета при $V = c$) *спиральностью* — *продольной поляризацией* частицы. Это согласуется с представлениями теории *продольно поляризованных* нейтрино (антинейтрино).

Наконец, задание направления ортов $\{(e_{\omega x}, e_{\omega y}, e_{\omega z}), e_{\omega t}\}$ направлением "врожденного" *времяобразующего* t -коллиниарного вращения $\varpi_A = \{(0, 0, 0), \varpi e_{\omega t} \parallel i e_t\}_A$ в пространстве-времени $\mathbb{X}^{3+1}(A)$ наблюдателя обуславливает асимметрию по отношению к левому–правому $\pm\omega_{n=1,2,\dots}$ *собственному* 4-вращению объектов $\mathbb{D}^3(R_{n=1,2,\dots})$ в $\mathbb{X}^{3+1}(A)$. Следовательно, пространство-время наблюдаемой Вселенной **не обладает** свойством *зеркальной симметрии*, что возможно объясняет причину **асимметрии** распространенности **вещество – антивещество** в Природе и даже такие экзотические явления, как **несохранение четности** в слабых взаимодействиях.

Список литературы

- [1] Толмен Р. Относительность, термодинамика и космология. // "Наука М., 1974.
- [2] Андреев В.Д. Свойства модели инверсно-сопряженных пространств в космологическом масштабе // Новейшие проблемы теории поля, т. 7, (под ред. А.В. Аминовой), Изд. КазГУ, Казань, 2008 г. (в печати).
- [3] Андреев В.Д. Инверсно-сопряженные пространства как модель структуры элементарного заряда // Новейшие проблемы теории поля, т. 5, (Под ред. А.В. Аминовой), Казань, Изд. КазГУ, 2006 г., с. 33-44.
- [4] Андреев В.Д. Взаимосвязь центробежных и гравитационных сил в инверсно-сопряженных пространствах. // Новейшие проблемы теории поля 2005-2006 (под ред. А.В. Аминовой), т. 6, Казань, Изд. КазГУ, 2007, с.66-76.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ

Объективность однородности и изотропности наблюдаемого космологического *трехмерного* пространства, которому отвечает *гиперповерхность* $\mathbb{S}^3(R)$ 3-сферы радиуса R (или 3-псевдосферы радиуса iR), погруженной в *четырёхмерное* пространство, приводит к **обоснованию** *физического* выделения гиперсферы $\mathbb{S}^3(R) \subset \mathbb{X}^4$ в модели *ИСП* **постулированием** t -коллиниарного вращения $\omega_t = (c/R) e_{\omega} \parallel i e_t \Leftrightarrow i c t \in \{(x, y, z), i c t\}$, как *аксиоматического* понятия, определяющего одно из основных свойств (наряду с пространственной протяженностью) **исходной** *природообразующей* среды — течения *синхронного собственного* времени t в любой точке выделенной вращением ω_t гиперсферы $\mathbb{S}^3(R)$.

В комментируемой работе показано, что при наличии n объектов с собственными "вмороженными" базисами $\{(e_x, e_y, e_z), i e_t \parallel e_{\omega}\}_n \not\parallel \{(e_x, e_y, e_z), i e_t \parallel e_{\omega}\}_{A \in n}$,

физически ориентированными направлением собственных вращений $\vec{\omega}_{t(n)}$, возможно наблюдение проекций осей времени $e_{t(n)} \parallel e_{\omega(n)}$ на пространственные направления $(e_x, e_y, e_z)_A$ системы отсчета наблюдателя A как при движении, так и при дезориентации наблюдаемых пространственно-временных объектов.

Эффект проекции осей времени $e_{t(n)} \parallel e_{\omega(n)}$ на направление движения может наблюдаться при **больших скоростях** объектов **субатомных** размеров. Проекция дезориентированных осей времени $e_{t(n)} \nparallel e_{t(A)}$ **неподвижных** или **медленно движущихся** объектов на пространство наблюдателя A , наоборот, может наблюдаться для **крупномасштабных** структур космических размеров.

Однако, приращение вращению $e_{\omega(n)} \parallel e_{t(n)}$ абсолютного значения как единственного фактора, определяющего все наблюдаемые вращения природных объектов, **неверно**.

Рассматривая окружающую Вселенную, как 4-мерный мир, заполненный **исходной** 4-мерной средой — *физическим вакуумом, движения и деформации* которого приводят к возникновению всех материальных пространственно-полевых объектов от космологических до субатомных масштабов ¹⁾, следует иметь ввиду, что **движения** и **деформации** выделенного объёма 4-среды порождают в общем случае 4-тензор вращения

$$\begin{aligned}
 (\omega_{\lambda\nu}) &= \begin{pmatrix} 0 & \omega_{y\perp tx} - \omega_{z\perp tx} & -\omega_{x\perp ty} + \omega_{z\perp ty} & \omega_{x\perp tz} - \omega_{y\perp tz} \\ -\omega_{y\perp xt} + \omega_{z\perp xt} & 0 & \omega_{z\perp xy} - \omega_{t\perp xy} & -\omega_{y\perp xz} + \omega_{t\perp xz} \\ -\omega_{z\perp yt} + \omega_{x\perp yt} & -\omega_{z\perp yx} + \omega_{t\perp yx} & 0 & -\omega_{t\perp yz} + \omega_{x\perp yz} \\ -\omega_{x\perp zt} + \omega_{y\perp zt} & -\omega_{t\perp zx} + \omega_{y\perp zx} & \omega_{t\perp zy} - \omega_{x\perp zy} & 0 \end{pmatrix} = \\
 &= \begin{pmatrix} 0 & \omega_{y\perp tx} & -\omega_{x\perp ty} & \omega_{z\perp ty} \\ -\omega_{y\perp xt} & 0 & 0 & 0 \\ \omega_{x\perp yt} & 0 & 0 & 0 \\ -\omega_{z\perp yt} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -\omega_{z\perp tx} & -\omega_{y\perp tz} & \omega_{x\perp tz} \\ \omega_{z\perp xt} & 0 & 0 & 0 \\ \omega_{y\perp zt} & 0 & 0 & 0 \\ -\omega_{x\perp zt} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \\
 &+ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_{z\perp xy} & -\omega_{y\perp xz} \\ 0 & -\omega_{z\perp yx} & 0 & \omega_{x\perp yz} \\ 0 & \omega_{y\perp zx} & -\omega_{x\perp zy} & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\omega_{t\perp xy} & \omega_{t\perp xz} \\ 0 & \omega_{t\perp yx} & 0 & -\omega_{t\perp yz} \\ 0 & -\omega_{t\perp zx} & \omega_{t\perp zy} & 0 \end{pmatrix}.
 \end{aligned}$$

Из всех вращений, входящих в 4-тензор $(\omega_{\lambda\nu})$, **только** вращение вокруг оси $i e_t \perp \mathbb{X}^3$, а именно

$$\omega_t = (c/R) e_\omega \parallel i e_t \in \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\omega_{t\perp xy} & \omega_{t\perp xz} \\ 0 & \omega_{t\perp yx} & 0 & -\omega_{t\perp yz} \\ 0 & -\omega_{t\perp zx} & \omega_{t\perp zy} & 0 \end{pmatrix}.$$

в модели *ИСП* принято за *времяобразующее*, что **объективно** связано с *пространственной ненаблюдаемостью* этого движения в $\mathbb{X}^3$, но с реальным восприятием **хода времени**.²⁾ Остальные вращения, входящие в тензор $\omega_{\lambda\nu}$, относятся к независимым от ω_t *твердотельным* (плоским или мгновенно-плоским) вращениям $\vec{\omega}_{(x,y,z)}$

¹⁾см. настоящую монографию, статья "Электромагнитные и гравитационные явления как эффекты напряженно-деформированного состояния и кинематики движений 4-мерной среды в модели инверсно-сопряженных пространств".

²⁾см. настоящую монографию, статья "Пространство-время в модели инверсно-сопряженных пространств".

в $\mathbb{X}^3$ и вращениям, образующим *квазиполярный* вектор $\mathbf{L}_{(\varphi,\phi)=\Theta} = (L_x, L_y, L_z)_{\perp t}$ с *пространственными* компонентами относительно направлений $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ осей вращения, ортогональных смежным *пространственно-временным* плоскостям как $\omega_x \perp (\{t, z\}, \{t, y\})$, $\omega_y \perp (\{t, x\}, \{t, z\})$ и $\omega_z \perp (\{t, y\}, \{t, x\})$, т. е. вращения по двойным (телесным) углам $\Theta_1 = (\varphi, \phi)_x$, $\Theta_2 = (\varphi, \phi)_y$, $\Theta_3 = (\varphi, \phi)_z$.

Взаимосвязь (16) скорости течения $\varpi_o = 1/\Delta\tau_o$ собственного времени выделенного пространственно-временного объекта с его массой покоя m_o замыкает в модели *ИСП* проблему взаимосвязи пространственно-временных и гравитационных свойств объектов Вселенной: **медленный ход** собственного времени свидетельствует о **большой массе** пространственно-временного объекта, построенного по модели *ИСП*, и наоборот.

Перенос инвариантности 4-импульса $P^\mu = \{E/c, i(p_x, p_y, p_z)\}$, $(P^\mu)^2 = m_o^2 c^2 = inv$ на инвариантность 4-массы $m^\mu = \{m_{\omega t}, i(m_{\omega x}, m_{\omega y}, m_{\omega z})\}$, $(m^\mu)^2 = m_o^2 = inv$, как меры *инерционности* гравитирующей энергии, позволяет подойти к решению проблемы *инерции* с позиций динамического взаимодействия выделенного энергосодержащего объема с окружающей средой — *физическим вакуумом*.

Взаимосвязь центробежных и гравитационных сил в инверсно-сопряженных пространствах*

1 Постановка задачи

Цитата из *А. Эйнштейна* [1]: "... теория (имеется ввиду ОТО, *В.А.*) возникла на основе убеждения, что пропорциональность *инертной* и *тяжелой* масс является точным законом природы... Наглядно эту гипотезу можно сформулировать так: наблюдатель, находящийся в закрытом ящике, никаким способом не сможет установить, покоится ящик в статическом гравитационном поле или же находится в пространстве, свободном от гравитационных полей, но движется с ускорением, вызываемым **приложенными** к ящику **силами** (*гипотеза эквивалентности*)...".

Из дискуссий по ОТО давно известно, что поле ускорения, создаваемое ньютоновой силой $\mathbf{F}_N = d(m\mathbf{v})/dt$, и центральное поле гравитационных ускорений $\mathcal{G}_M = -\nabla\varphi_M = -(\eta M/r^2) \mathbf{e}_r$ силы тяжести $\mathbf{F}_{mM} = m\mathcal{G}_M$, не могут быть эквивалентными не только в целом, но даже в точке (локально), так как первое постоянно и параллельно скорости, а второе неоднородно (дивергентно), что может установить наблюдатель с помощью соответствующих приборов или собственных ощущений — при свободном падении в центральном гравитационном поле он будет ощущать неравномерные по высоте тела поперечное сжатие и продольное растяжение.

Другое дело — поле *поперечных* ускорений центробежной (*centrifugal* — *c.f.*) силы $\mathbf{F}_{c.f.} = m(v^2/R) \mathbf{e}_R$: наблюдатель, находясь в закрытой капсуле центрифуги будет испытывать действие инерционной силы, на первый взгляд, не отличимой от действия гравитации. Это поле в отличие от поля ускорения, создаваемого ньютоновой силой $\mathbf{F}_N = d(m\mathbf{v})/dt$, также неоднородно, так как имеет ненулевую дивергенцию. Однако, дивергенция этого поля постоянна (в отличие от $\sim 1/r^3$ гравитационного поля), а поперечная неоднородность вдоль направления силы противоположна неоднородности гравитационного поля, т. е. при свободном падении в центробежном поле наблюдатель будет ощущать поперечное и продольное растяжение.

Тем не менее, определенная связь между *центробежной* и *гравитационной* силами существует. Например, в отличие от ньютоновой силы $\mathbf{F}_N$, относящейся по типу координатных преобразований к *векторам* (тип **вектора скорости** $d\mathbf{x}/dt$ — **изменение** векторной величины **во времени**), гравитационная $\mathbf{F}_{mM}$ и центробежная $\mathbf{F}_{c.f.}$ силы относятся к *ковекторам* (тип **градиента функции** $\partial f(x)/\partial x^i$ — **изменение** скалярной функции **в пространстве**).

* *В.Д. Андреев*. Взаимосвязь центробежных и гравитационных сил в инверсно-сопряженных пространствах // Новейшие проблемы теории поля 2005 – 2006 (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2007, т. 6, с.66-76.

Действительно, гравитационная сила

$$\mathbf{F}_{mM} = -m\nabla\varphi_M = -m(\eta M/r^2)\mathbf{e}_r, \quad (1)$$

определяется **градиентом** потенциала $\varphi_M = -\eta M/r$.

Инерционная центробежная сила $\mathbf{F}_{c.f.}$ представляет собой обратную реакцию на центростремительную (*centripetal* — *c.p.*) силу $\mathbf{F}_{c.p.} = -m\mathbf{a}_r(s)$, которая возникает при движении положительной массы m по криволинейной траектории $s(r, t)$ со скоростью $\mathbf{v}(s) = dr/dt \mathbf{e}_r(t) + r d\mathbf{e}_r(t)/dt = v_r(s) \mathbf{e}_r(t) + v_\varphi(s) \mathbf{e}_\varphi(t)$ и "заставляет" массу m отклоняться от прямолинейного пути в сторону центра кривизны $K(s) = |d^2r/ds^2| = 1/R^2(s)$ траектории радиуса $R(s)$ с радиальным ускорением $\mathbf{a}_r(s)$.

Центробежная сила $\mathbf{F}_{c.f.}$ в точке s траектории зависит только от величины тангенциальной скорости $\mathbf{v}_\varphi(s)$, а также радиуса кривизны траектории $R(s)$ и при круговом движении $\mathbf{v}_\varphi(s, t) = r d\mathbf{e}_r(t)/dt = \omega r \mathbf{e}_\varphi(t)$, (здесь $\mathbf{e}_r(t) = \mathbf{e}_x \cos \omega t + \mathbf{e}_y \sin \omega t = e^{i\omega t} \mathbf{e}_r$, $\mathbf{e}_\varphi(t) = \frac{1}{\omega} d\mathbf{e}_r(t)/dt = -\mathbf{e}_x \sin \omega t + \mathbf{e}_y \cos \omega t = i e^{i\omega t} \mathbf{e}_\varphi$), будет зависеть от **градиента** скорости по радиусу кривизны в *плоскости* вращения, т. е. в центральном пространстве $\mathbb{R}^2 \subset X^3$ положительной кривизны, как

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{c.f.} &= -\mathbf{F}_{c.p.} = -m v_\varphi \frac{\partial \mathbf{e}_\varphi(t)}{\partial t} = m \omega r e^{i\omega t} \nabla_r \omega r = \\ &= +m \omega^2 r e^{i\omega t} \mathbf{e}_r = +m \frac{v_\varphi^2}{r} \mathbf{e}_r(t) \perp \mathbf{e}_\varphi(t), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\partial \mathbf{e}_\varphi(t)/\partial t = -\omega (\mathbf{e}_x \cos \omega t + \mathbf{e}_y \sin \omega t) = -\omega e^{i\omega t} \mathbf{e}_r = -\omega \mathbf{e}_r(t) \equiv -e^{i\omega t} \nabla_r v_\tau$.

Эта сила не зависит от того, каким образом *физически* образуется **кривизна** в любой точке s траектории — это может быть жесткий криволинейный жолоб (искривленное пространство), по которому движется тело, это может быть нить постоянной или меняющейся длины, закрепленная одним концом на движущемся теле, а другим в некоторой неподвижной точке, это вообще может быть произвольно отклоняемая реактивная струя, меняющая направление траектории движения тела, и, наконец, это может быть второе тело, имеющее гравитационный заряд массы M .

Таким образом, в данном случае мы встречаемся с понятием **поперечного ускорения** массы, зависящего от **кривизны траектории** и **величины продольной скорости** движения тела по этой траектории, чем отличается от **продольного ускорения**, которое не связано с **кривизной** траектории и **величиной** скорости движения, а зависит от *действующей* на массу *силы* $\mathbf{F}_N \parallel \mathbf{v}$, изменяющей скорость движения во времени как $\mathbf{a} = d\mathbf{v}/dt = \mathbf{F}_N/m$.

В представленной работе ставится задача обосновать *генетическую связь* между *инерционной центробежной* и *гравитационной* силами вследствие их *ковекторной* природы и установить аналитический вид этой взаимосвязи.

В качестве рабочей модели рассматривается описанное в работе [2] центрально-симметричное *элементарное корпускулярно-полевое образование* инверсно-сопряженных внутреннего X^* (корпускулярного) и внешнего X (полевого) подпространств двухкомпонентного пространства $X^* \cup X = \{(0, r_o], [r_o, \infty)\} \subset \mathbb{X}^3$, связанных между собой конформным преобразованием инверсии $r^* = r_o^2/r$ ($r^* \in X^*$, $r \in X$) относительно сферы $S_o(r_o) = X \cap X^*$.

Выбор данной модели обусловлена тем, что уже на первом этапе моделирования структуры элементарного заряда была установлена взаимосвязь между константами электромагнитных ($\alpha = e^2/\hbar c \simeq 0,73 \cdot 10^{-2}$), гравитационных ($\gamma = g^2/\hbar c =$

$-\eta m_o^2/\hbar c \simeq -0,17 \cdot 10^{-44}$, где $\eta \simeq 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$, $m_o = 0,911 \cdot 10^{-27} \text{ г}$) и сильных ($\alpha^* \simeq 0,9927$, $\gamma^* = 1 - \gamma \simeq 1$, $\eta^* = \gamma^* \hbar c / m_o^2 \simeq 3,8 \cdot 10^{37} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2 \simeq 5,7 \cdot 10^{44} \eta$) взаимодействий

$$\alpha + \alpha^* = 1, \quad \text{или} \quad \alpha^* = 1 - \alpha, \quad (3)$$

$$\gamma + \gamma^* = 1, \quad \text{или} \quad \gamma^* = 1 - \gamma,$$

числовые соотношения между которыми ($\gamma : \alpha : \alpha^* : \gamma^* = \sim 10^{-45} : \sim 10^{-2} : \sim 1 : \sim 1$) соответствуют экспериментально наблюдаемым.

Это позволило получить выражения для величин инверсно-сопряженных электрических

$$e = (\alpha \hbar c)^{1/2}, \quad e^* = (\alpha^* / \alpha)^{1/2} e \simeq 11,66 e \quad (4)$$

и гравитационных

$$g = (\gamma \hbar c)^{1/2} = \sqrt{-\eta} m_o, \quad g^* = \sqrt{\eta^*} m_o \simeq 2,4 \cdot 10^{22} \sqrt{\eta} m_o \simeq 11,71 e \quad (5)$$

зарядов, а также для соответствующих им потенциалов в X и X^* областях:

$$\varphi_e = -\frac{e}{r}, \quad (r_o < r < \infty); \quad \varphi_e^* = -e^* \frac{r^*}{r_o^2} = -\frac{e^*}{c^2} \omega_o^2 r^*, \quad (0 < r^* < r_o); \quad (6)$$

$$\varphi_g = \frac{g}{r}, \quad (r_o < r < \infty); \quad \varphi_g^* = g^* \frac{r^*}{r_o^2} = \frac{g^*}{c^2} \omega_o^2 r^*, \quad (0 < r^* < r_o). \quad (7)$$

Исследование инверсно-сопряженных гравитационных потенциалов (7) положено в основу решения поставленной в работе задачи.

2 Гравитационная и центробежная силы в инверсно-сопряженных пространствах

Модель инверсно-сопряженного полевого образования, как двухкомпонентного пространства $X^* \cup X = {}^2U \subset \mathbb{X}^{3+1}$ ($X \cap X^* = S_o(r_o)$, $r_o = c/\omega_o$), определяется в общем случае вращением $(\vec{\omega}, \omega_t) = \omega_o(\mathbf{e}_\omega, e_t)$, $\omega_o = c/r_o$ субстанциональных точек одномерных ($X^{*1} \cup X^1 = \{(0, r_o^{(1)}], [r_o^{(1)}, \infty)\} \subset \mathbb{X}^{3+1}$), двухмерных ($X^{*2} \cup X^2 = \{(0, r_o^{(2)}], [r_o^{(2)}, \infty)\} \subset \mathbb{X}^{3+1}$) или трехмерных ($X^{*3} \cup X^3 = \{(0, r_o^{(3)}], [r_o^{(3)}, \infty)\} \subset \mathbb{X}^{3+1}$) инверсно-сопряженных ($r^* = r_o^2/r$) подпространств вокруг пространственных ($\mathbf{e}_\omega \parallel \{x, y, z\}$) и временной ($e_t \parallel t$) осей. Вращение субстанциональных точек в этих подпространствах будет характеризоваться полем окружных скоростей

$$\begin{aligned} (\mathbf{v}_{\varphi\perp(x,y,z)}^*, v_{\theta\perp t}^*) &= (\vec{\omega} \times r^* \mathbf{e}_r, \omega_t \cdot r^*) = (i \omega_o r^* e^{i\omega t} \mathbf{e}_\varphi, \omega_t r^*) = \\ &= \left(\frac{c}{r_o} r^* \mathbf{e}_\varphi(t), \frac{c}{r_o} r^* \right), \quad (0 < r^* \leq r_o), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} (\mathbf{v}_{\varphi\perp(x,y,z)}, v_{\theta\perp t}) &= (\vec{\omega} \times \frac{r_o^2}{r} \mathbf{e}_r, \omega_t \cdot \frac{r_o^2}{r}) = (i \omega_o \frac{r_o^2}{r} e^{i\omega t} \mathbf{e}_\varphi, \omega_t \frac{r_o^2}{r}) = \\ &= \left(c \frac{r_o}{r} \mathbf{e}_\varphi(t), c \frac{r_o}{r} \right), \quad (r_o \leq r < \infty). \end{aligned} \quad (9)$$

Представим поля скоростей $(\mathbf{v}_\varphi^*, v_{\theta\perp t}^*) \in X^*$ и $(\mathbf{v}_\varphi, v_{\theta\perp t}) \in X$ как векторный и скалярный потенциалы $(\mathbf{A}^*, \varphi^*) \in X^*$ и $(\mathbf{A}, \varphi) \in X$ кинематически обусловленных

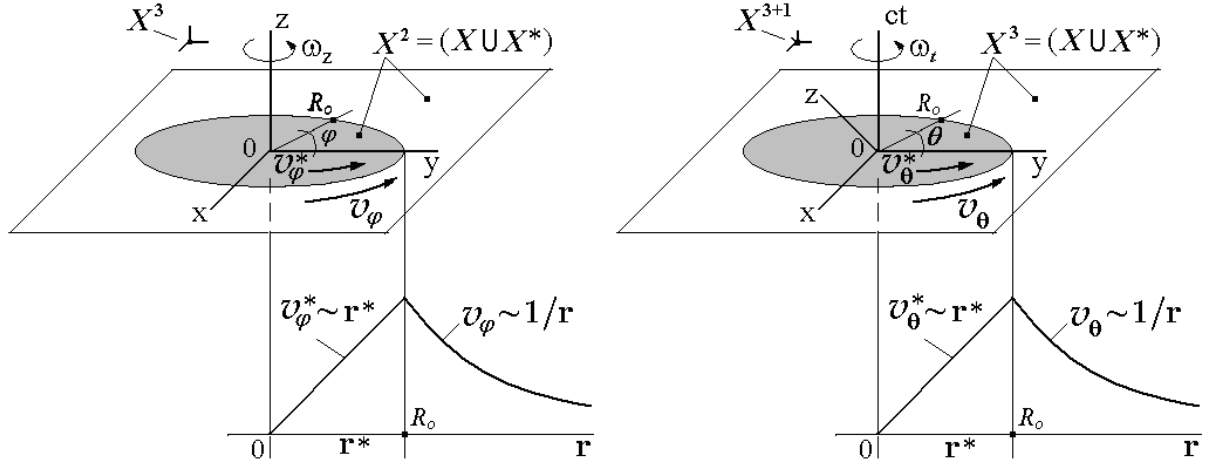


Рис. 1. Поля окружных скоростей (v_φ^*, v_φ) и $(v_{\theta\perp t}^*, v_{\theta\perp t})$ субстанциональных точек двухкомпонентного пространства $(X^3 \cup X^3) \subset \mathbb{X}^{3+1}$.

(в данном случае вращательных) **силовых** полей $\mathbf{G}_r^*$ и $\mathbf{G}_r$ в одномерном $n = 1$ (стержень, нить и т. п.), двумерном $n = 2$ (диск) и трёхмерном $n = 3$ (шар) пространствах, т. е. полей *инерционных* радиальных **ускорений**, которые могут быть определены как

$$\mathbf{G}_r^* = -\frac{\partial \mathbf{A}^*}{\partial t} - (-c \nabla_r^* \varphi^*), \quad (0 < r^* \leq r_o), \quad (10)$$

$$\mathbf{G}_r = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - (-c \nabla_r \varphi), \quad (r_o \leq r < \infty). \quad (11)$$

Подставляя (8)-(9) и учитывая, что $\partial \mathbf{e}_\varphi(t)/\partial t = -e^{i\omega t} \nabla_r v_\varphi$ (2), находим

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \mathbf{A}^*}{\partial t} &= -v_\varphi^* \frac{\partial \mathbf{e}_\varphi(t)}{\partial t} = v_\varphi^* e^{i\omega t} \nabla_r v_\varphi^* = +\omega_o^2 r^* e^{i\omega t} \mathbf{e}_r = \frac{c^2}{r_o} \cdot \frac{r^*}{r_o} e^{i\omega t} \mathbf{e}_r = +\frac{v_\varphi^{*2}}{r^*} \mathbf{e}_r(t), \\ -(-c \nabla_r^* \varphi^*) &= c \nabla_r v_\theta^* = c \nabla_r^* \frac{c r^*}{r_o} = +\frac{c^2}{r_o} \mathbf{e}_r = \text{Const}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} &= -v_\varphi \frac{\partial \mathbf{e}_\varphi(t)}{\partial t} = v_\varphi e^{i\omega t} \nabla_r v_\varphi = \frac{c r_o}{r} e^{i\omega t} \nabla_r \frac{c r_o}{r} = -\frac{c^2 r_o^2}{r^3} \mathbf{e}_r(t), \\ -(-c \nabla_r \varphi) &= c \nabla_r v_\theta = c \nabla_r \frac{c r_o}{r} = -\frac{c^2 r_o}{r^2} \mathbf{e}_r, \end{aligned}$$

что для полей (10)-(11) окончательно дает

$$\mathbf{G}_r^* = +\frac{c^2}{r_o} \cdot \frac{r^*}{r_o} e^{i\omega t} \mathbf{e}_r + \frac{c^2}{r_o} \mathbf{e}_r = \mathbf{G}_{c.f.} + \mathbf{G}_g^*, \quad (0 < r^* \leq r_o), \quad (12)$$

$$\mathbf{G}_r = -\frac{c^2 r_o^2}{r^3} e^{i\omega t} \mathbf{e}_r - \frac{c^2 r_o}{r^2} \mathbf{e}_r = \mathbf{G}_{c.f^*} + \mathbf{G}_g, \quad (r_o \leq r < \infty). \quad (13)$$

Таким образом, двухкомпонентный объект ${}^2U = X^* \cup X$, порожденный вращением субстанциональных точек инверсно-сопряженных пространств, содержит радиальные поля $\mathbf{G}_r^*$ и $\mathbf{G}_r$ *инерционных* ускорений, направленных от центра к границе $r_o = c/\omega_o$ и, соответственно, из бесконечности к той же границе r_o , на которой $\mathbf{G}_r^*(r_o) + \mathbf{G}_r(r_o) = (2c^2/r_o - 2c^2/r_o) \mathbf{e}_r = 0$.

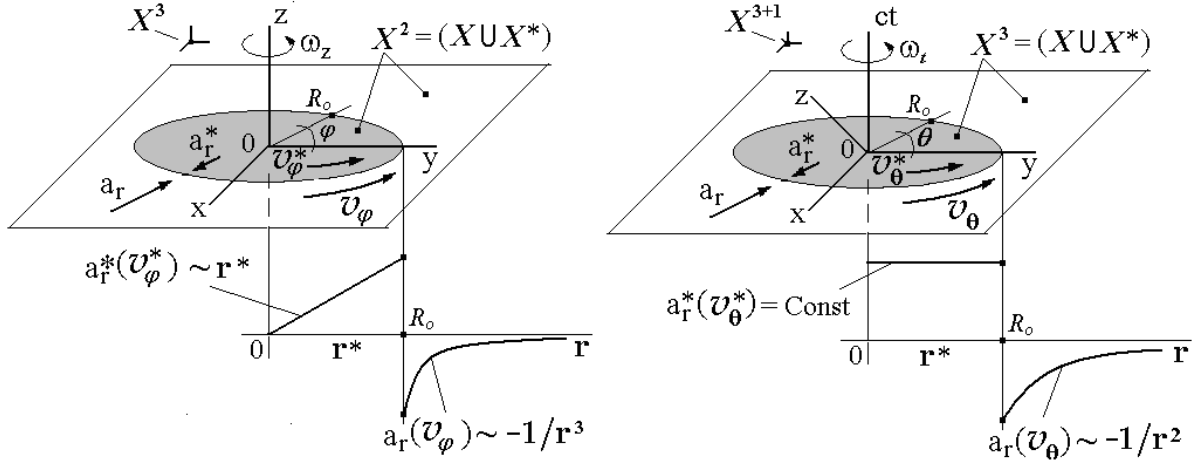


Рис. 2. Поля радиальных ускорений ($a_r^* = dv_\varphi^*/dt$, $a_r = dv_\varphi/dt$) и ($a_r^* = c \nabla_r v_\theta^*$, $a_r = c \nabla_r v_\theta$) субстанциональных точек двухкомпонентного пространства $(X^{*3} \cup X^3) \subset \mathbb{X}^{3+1}$.

В полях $\mathbf{G}_r^*$ (12) пробная частица массы m в точке r^* при коэффициенте увлечения $k = 1$ (т. е. при жесткой связи с полем ускорений субстанциональных точек) будет испытывать действие *радиальных, направленной от центра*, сил

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_r^* &= m \mathbf{G}_r^* = m v_\varphi^* e^{i\omega t} \nabla_r v_\varphi^* + m c \nabla_r v_\theta^* = \\ &= p_\varphi^* e^{i\omega t} \nabla_r \varphi_\varphi^* + \frac{E}{c} \nabla_r \varphi_\theta^* = \\ &= +m \frac{c^2}{r_o} \cdot \frac{r^*}{r_o} \mathbf{e}_r(t) + m \frac{c^2}{r_o} \mathbf{e}_r = \mathbf{F}_{c.f.} + \mathbf{F}_g^*, \quad (0 < r^* \leq r_o), \end{aligned} \quad (14)$$

— собственно *центробежной* силы $\mathbf{F}_{c.f.} = m \mathbf{G}_{c.f.} = p_\varphi^* e^{i\omega t} \nabla_r \varphi_\varphi^*$ и *градиентной* силы $\mathbf{F}_g^* = m \mathbf{G}_g^* = (E/c) \nabla_r \varphi_\theta^* = \text{Const} \cdot \mathbf{e}_r$ (в данном случае постоянной, не зависящей от расстояния r^* до центра $r^* = 0$), возникающей в поле вращения субстанциональных точек пространства $X^*(0 < r^* \leq r_o)$ вокруг оси t .

Поля $\mathbf{G}_r$ (13) в области $X(r_o \leq r < \infty)$ будут действовать на помещенную в точке r пробную частицу массы m с *направленной к центру*, силой

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_r &= m \mathbf{G}_r = m v_\varphi e^{i\omega t} \nabla_r v_\varphi + m c \nabla_r v_\theta = \\ &= p_\varphi e^{i\omega t} \nabla_r \varphi_\varphi + \frac{E}{c} \nabla_r \varphi_\theta = \\ &= -m \frac{c^2 r_o^2}{r^3} \mathbf{e}_r(t) - m \frac{c^2 r_o}{r^2} \mathbf{e}_r = \mathbf{F}_{c.f.*} + \mathbf{F}_g, \quad (r_o \leq r < \infty), \end{aligned} \quad (15)$$

которая складывается из "инверсно-центробежной" ($c.f.*$) силы $\mathbf{F}_{c.f.*} = m \mathbf{G}_{c.f.*} = p_\varphi e^{i\omega t} \nabla_r \varphi_\varphi$ и *обратной градиентной* силы $\mathbf{F}_g = m \mathbf{G}_g = (E/c) \nabla_r \varphi_\theta$, возникающей в поле вращения вокруг оси t субстанциональных точек подпространства $X \in {}^2U$.

Последняя может быть отождествлена с силой взаимодействия массы m с внешним *гравитационным* полем $\mathcal{G}_M = -\nabla \varphi_M$, создаваемом массой M :

$$\mathbf{F}_{mM} = m \mathcal{G}_M = -m \nabla \varphi_M = -m \frac{\eta M}{r^2} \mathbf{e}_r \Leftrightarrow m \mathbf{G}_g, \quad \varphi_M = -\frac{\eta M}{r}, \quad (r_o \leq r < \infty), \quad (16)$$

т. е. если гравитирующая в области $X(r_o \leq r < \infty)$ масса

$$M = \frac{c^2 r_o}{\eta} = \frac{r_o^2}{\eta} \omega_o^2 r_o = -\frac{r_o^2}{\eta} a_{c.p.}(r_o), \quad (\eta M = c^2 r_o = \frac{S}{4\pi} \omega_o^2 r_o, \quad S = 4\pi r_o^2), \quad (17)$$

создается полем **радиальных** ускорений $\mathbf{a}(r_o) = \omega_o^2 r_o \mathbf{e}_r$ субстанациональных точек центрального подпространства X на сфере S радиуса r_o .

Следовательно, суммарную радиальную силу тяготения (15) можно представить как действующую на пробную массу m , движущуюся во *внешней* области $X(r_o \leq r < \infty)$ двухкомпонентного объекта 2U , обладающего массой $M = c^2 r_o / \eta$ (17):

$$\mathbf{F}_r = \mathbf{F}_{mM} + \mathbf{F}_{c.f.*} = -m \frac{\eta M}{r^2} \left(1 + \frac{r_o}{r}\right) \mathbf{e}_r = -m \frac{\eta M}{r^2} \left(1 + \frac{\eta M / c^2}{r}\right) \mathbf{e}_r, \quad (r_o \leq r < \infty), \quad (18)$$

Эта сила будет отклонять луч света и смещать перигелий эллиптических орбит аналогично решению Шварцшильда в ОТО для движения в поле центральной массы.

По аналогии, *градиентную* силу $\mathbf{F}_g^* = m \mathbf{G}_g^*$ (14) можно представить как силу взаимодействия массы m с "*инверсно-гравитационным*", т. е. *антигравитационным* полем, создаваемом массой M во внутренней области $X^*(0 < r^* \leq r_o)$ двухкомпонентного пространственно-временного объекта ${}^2U = X^* \cup X$:

$$\mathbf{F}_{mM}^* = m \mathbf{G}_g^* = +m \frac{\eta M}{r_o^2} \mathbf{e}_r = \text{Const}, \quad (0 < r^* \leq r_o). \quad (19)$$

Представление наблюдаемой Вселенной, как области $X^*(0 < r^* \leq R_\infty)$ двухкомпонентного пространственно-временного объекта ${}^2U = X^* \cup X$ космологического масштаба [3], образованного вращением ($\vec{\omega} = 0, \omega_t$) (отсутствие *пространственного* вращения $\vec{\omega} = 0$ обуславливается наблюдаемой изотропностью Вселенной), т. е. как область, в которой присутствует изотропное (относительно любой точки пространства) поле ускорений $\mathbf{G}_g^* = (c^2 / R_\infty) \mathbf{e}_r = (\eta M_\infty / R_\infty^2) \mathbf{e}_r = \text{Const}$ в (12), приводит к ограничению *максимального* радиуса действия сил *тяготения* между массами во Вселенной условием

$$\mathbf{F}_{min} = -m \left(\frac{\eta M}{r_{max}^2} - \frac{c^2}{R_\infty} \right) \mathbf{e}_r = 0, \quad r_{max} = \sqrt{r_o \cdot R_\infty} = \frac{\eta}{c^2} \sqrt{M \cdot M_\infty}, \quad (r_o \leq r < \infty), \quad (20)$$

где $R_\infty \approx 2 \cdot 10^{28} \text{ см}$ — *хаббловский* радиус Вселенной, $M_\infty = c^2 R_\infty / \eta$, $r_o = \eta M / c^2$.

Так, для средней массы скопления галактик $M \approx 10^{11} \cdot M_\odot$ ($r_o \approx 10^{16} \text{ см}$), условно сосредоточенной в центре, радиус действия сил тяготения при условии (20) составляет $r_{max} \sim 10^{-6} \cdot R_\infty \sim 10^{22} \text{ см}$, что соответствует **наблюдаемому** характерному размеру области, занимаемой скоплением.

Таким образом, генетическая связь *центробежных* и *гравитационных* сил заключается в их первопричине, а именно, в **постулируемом** моделью **ИСП вращении** субстанациональных точек пространства в областях X^* (подпространство постоянной положительной кривизны $K = +1$) и X (подпространство постоянной отрицательной кривизны $K = -1$), образующем поля *инверсно-сопряженных* окружных **скоростей**, порождающих поля радиальных **ускорений**, в которых масса m испытывает действие двух типов *инерционных* сил — *центробежных* и *гравитационных*. Всё это позволяет интерпретировать силы (14)-(15) как сугубо *кинематические* эффекты движений материальной среды, заполняющей 4-мерное пространство-время.

3 Заключение

Полученные результаты о единой природе *гравитационных* и *центробежных сил*, связанных **инверсным** преобразованием полей вращений вокруг действительных (пространственных — $\{x, y, z\}$) и мнимой (временной — $\{t\}$) осей, ставят очередной вопрос: что же первично — **гравитация**, как некое *in-cognoscibilis* (непознаваемое — лат.) фундаментальное свойство материи, или **центробежные инерционные силы** *t-коллиниарного* вращения, как проявление сопротивления пространства-времени изменению **направления** движения ?

Физическая наглядность дает все основания придать "прямым" и "инверсно-сопряженным" **центробежным силам** при *твердом* и *t-коллиниарном* вращении аксиоматически первичную роль в рассматриваемой проблеме.

Поля ускорений (12)-(13), представляют собой единое образование $\mathbf{G}_r^{*(n)} \cup \mathbf{G}_r^{(n)}$ в одномерных, двухмерных или в трехмерных двухкомпонентных $X^* \cup X = {}^2U \subset \mathbb{X}^{3+1}$ *инверсно-сопряженных* подпространствах. Полученные при таком представлении аналитические соотношения приобретают физическую наглядность и могут служить для построения различных корпускулярно-полевых и пространственно-временных моделей, которые можно наблюдать в радиально-стержневых, дискообразных, шаровых или комбинированных центробежно-гравитационных структурах.

Например, в космических масштабах это различного вида галактики с расположенными в области $X(r_o \leq r < \infty)$ их условно одномерными спиральными рукавами в плоскости вращения, центральным шаровым звездным скоплением и беззвездным ядром (т. е. областью $X^{*(n)}(0 < r^* \leq r_o)$ — математическим аналогом "глаза" атмосферного циклона, из которой центробежные силы (14) вытеснили все посторонние массы $\sum_1^n m_n$), звезды с их планетарными системами и т. д..

В космологическом масштабе, если представить наблюдаемую Вселенную, как внутреннюю область $X^*(0 < r^* \leq R_\infty)$ двухкомпонентного ${}^2U = (X^{*3} \cup X^3) \subset \mathbb{X}^{3+1}$ *инверсно-сопряженного* пространства (гиперповерхности), то изотропность наблюдаемой Вселенной исключает наличие *пространственного* вращения $\vec{\omega} = 0$, т. е. , образующего поле *центробежных* ускорений $\mathbf{G}_{c.f.}$ (12). В этом случае в области X^* остается изотропное, одинаковое в любой точке пространства *градиентное* поле $\mathbf{G}_g^*$ (12) радиальных, направленных от "наблюдателя" ускорений, возникающих в поле вращения ω_t субстанциональных точек пространства вокруг оси t . Это поле определяет величину *космологической постоянной* Λ , обеспечивающей замкнутость Вселенной в ОТО :

$$\Lambda = \frac{\mathbf{G}_g^*}{\eta M_\infty} = \frac{1}{R_\infty^2} \simeq 0,25 \cdot 10^{-56} \text{ см}^{-2}. \quad (21)$$

Поле ускорений $\mathbf{G}_g^* = c^2/R_\infty = \text{Const}$ (12) должно быть **наблюдаемым**: точка, лежащая по лучу зрения на расстоянии R_1 от любой точки O начала отсчета, сдвинется за время Δt на длину Δr до расстояния $R'_1 = R_1 + \Delta r$ со скоростью $\Delta r/\Delta t = (c^2/R_\infty) \Delta t$. Тогда точка A , лежащая по лучу зрения на расстоянии $R_A = n \cdot R_1$ ($n = R_A/R_1 \in [1, \dots, \infty)$), за это же время сдвинется до расстояния $R'_A = R_A + n \Delta r = R_A + (R_A/R_1) \Delta r$ от точки O с лучевой скоростью

$$v(R_A) = (R_A/R_1) \frac{\Delta r}{\Delta t} = n \cdot \frac{c^2 \Delta t}{R_\infty} = R_A \frac{(\Delta r/R_1)}{\Delta t} = R_A H, \quad (22)$$

где $H = (\Delta r/R_1)/\Delta t = (c^2/R_\infty)/(R_1/\Delta t) \sim 1/T_\infty \approx \text{Const}$ ($\dim[H] = \dim[1/t]$), $\varepsilon = \Delta r/R_1$ — относительная деформация расстояний между точками пространства, т. е. $H = \varepsilon/\Delta t$ — скорость относительной деформации пространства по лучу зрения,

$T_\infty = c/R_\infty$ — некая условная величина, принимаемая за "время существования" Вселенной (при $R_1/\Delta t = c$ — скорость распространения фронта деформации).

Таким образом, **наблюдаемая** скорость $v(R)$ для любой точки, лежащей на расстоянии R от наблюдателя, пропорциональна этому расстоянию и, выраженная через параметры поля $\mathbf{G}_g^*$, представляет собой *хаббловскую* скорость "разбегания" Галактик. При этом закон скоростей $v(R) = RH$ не требует привлечения гипотезы "Большого Взрыва"¹⁾, для которой существует неразрешимая проблема *физического состояния* исходной **сингулярности** ("Начала Времени") и отсутствует объяснение причины **начального распределения** скоростей. В рассматриваемом же случае это распределение заложено в **кинематической** основе существования поля $\mathbf{G}_g^*$, а проблема **сингулярности** отсутствует.

Действительно, из $v(R) = dR/dt = RH$ следует: $R(t) = R(t_o) \cdot e^{\int_t H(t)dt}$ или $R(t) = R(t_o) \cdot e^{H \cdot (t-t_o)}$ (при $H = \text{Const}$ и $t_o = R(t_o)/c$ — начало отсчета), т. е. расстояние между двумя точками пространства всегда конечно, так как $R(t) \rightarrow 0$ только при $(t - t_o) \rightarrow -\infty$, и, следовательно, пространственная **сингулярность** в любой момент времени $t > -\infty$ **исключается**.

Так, если принять $H = c/R \approx 1/(15 \cdot 10^9) \text{ лет}^{-1}$, где $R_\infty = cH^{-1} \approx 15 \cdot 10^9 \text{ св.лет}$ — современный "горизонт" **наблюдения** (условный "радиус Вселенной", на котором $v(R_\infty) = c$), то при $t_{-H} = (t - t_o) = -1/H = -15 \cdot 10^9 \text{ лет}$ имеем $R_\infty(t_{-H}) = R_\infty e^{-1} = 15 \cdot 10^9/2,718 \approx 5,5 \cdot 10^9 \text{ св.лет}$, т. е. точка, лежащая на наблюдаемом "радиусе Вселенной", 15 млрд. лет назад была на расстоянии в $e = 2,718$ раз меньшем современного R_∞ и двигалась от $R_\infty(t_{-H})$ до $R_\infty(t_H)$ в течение времени $t_H = (t - t_o) = 1/H = 15 \cdot 10^9 \text{ лет}$ со скоростью $v(t) = HR(t) = HR_\infty(t_{-H}) \cdot e^{H \cdot (t-t_o)} \leq c$, а точка, лежавшая на "радиусе Вселенной" R_∞ в момент излучения светового сигнала, ушла за время t_H за "горизонт Вселенной" на расстояние $R_\infty(t_H) = 2,718 R_\infty$, т. е. в $e = 2,718$ раз большее наблюдаемого R_∞ .

Наконец, из представления $H = \varepsilon/\Delta t \approx 1/(15 \cdot 10^9) \text{ лет}^{-1} \approx \text{Const}$ следует, что относительное смещение $\varepsilon = \Delta r/R_1$ двух точек, лежащих на расстоянии R_1 друг от друга составляет $\sim 7\%$ за *млрд. лет*.

Очевидно, что в данной модели (без "Большого Взрыва") время t_H не имеет никакого отношения к "времени существования" T_∞ Вселенной, а соответствует времени прохождения световым сигналом расстояния от точки, находившейся на "горизонте Вселенной", до точки **наблюдения** O .

Подставив в (17) значение $r_o \approx 2 \cdot 10^{28} \text{ см} = R_\infty$ (*хаббловский* размер Вселенной), можно получить величину $M_\infty \approx 3 \cdot 10^{56} \text{ г}$ — гравитационную массу Вселенной. И если считать объем V_∞ наблюдаемой Вселенной сферическим, то плотность массы M_∞ составит *фридмановское* в ОТО значение $\rho_\infty \sim 10^{-29} \text{ г/см}^3$, что можно считать плотностью энергии ($\rho_\infty c^2$) *материального* пространства, заключенного в объеме V_∞ .

Так как все цифры получены из *пространственных* и *физических* характеристик двухкомпонентного пространства ${}^2U \subset \mathbb{X}^{3+1}$, как такового, то речь идет о массе (энергии) и плотности именно ПРОСТРАНСТВА, а не совокупности массивных или рассеянных тел и различных видов энергии во Вселенной. **В этом случае наблюдаемые** вещество и поля в виде галактик, звезд, туманностей и различных видов

¹⁾ Наличие наблюдаемого во Вселенной **равновесного** "реликтового" излучения с **чернотельной** температурой $\sim 2,7 \text{ К}$, трактуемой в теории "Большого Взрыва" как **остаточная** температура адиабатического охлаждения при расширении первоначально **горячей** Вселенной от некоего **сингулярного высокотемпературного** объема, находит своё объяснение из иных представлений (см. в настоящей монографии: В.Д. Андреев. Нагрев холодной Вселенной как альтернатива "Большому Взрыву").

излучений, составляющие по своей массе $\sim 1 \div 5\%$ от M_∞ , представляют *вторичные* в области $(0, R_\infty] \in {}^2U_\infty$ объекты эволюции *материального* пространства-времени, а "недостающая" *скрытая* масса, активно разыскиваемая астрофизиками, — это энергия (масса) **искривленного** вращением $\vec{\omega}_t \perp \mathbb{X}^3 \subset \mathbb{X}^{3+1}$ двухкомпонентного пространства ${}^2U_\infty = \{(0, R_\infty], [R_\infty, \infty)\} \subset \mathbb{X}^3 \subset \mathbb{X}^{3+1}$.

Значения M_∞ и R_∞ позволяют определить связь величины *гравитационной* постоянной η с массой и размером Вселенной в виде

$$\eta = \frac{R_\infty}{M_\infty} c^2 \cong 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2, \quad (23)$$

а так называемые *планковские* единицы массы $m_{Pl} = (\hbar c/\eta)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ г}$ и длины $l_{Pl} = (\hbar \eta/c^3)^{1/2} \approx 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}$, не содержащие никакой привязки к известным физическим объектам, при замене *гравитационной* постоянной η на её "*инверсно-сопряженное*" значение $\eta^* \cong 3,8 \cdot 10^{37} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$ [2] приобретают характер реальных величин :

$$m_{Pl}^* = (\hbar c/\eta^*)^{1/2} = 0,91 \cdot 10^{-27} \text{ г} = m_e, \quad (24)$$

$$l_{Pl}^* = (\hbar \eta^*/c^3)^{1/2} \equiv \hbar/m_e c = 3,82 \cdot 10^{-11} \text{ см} = R_K, \quad (25)$$

т. е. соответствуют минимальной **наблюдаемой** массе покоя — массе **электрона** и его *комптоновскому* радиусу, чем подтверждается физичность модели *инверсно-сопряженных пространств* при описании структуры простейшего *корпускулярно-полевого* объекта — элементарного заряда.

Элементарно преобразуя (24) к виду $\eta^* = \hbar c/m_e^2 = \hbar/m_e c \cdot c^2/m_e = R_K c^2/m_e$, будем иметь

$$\eta^* = \frac{R_K}{m_e} c^2 \cong 3,8 \cdot 10^{37} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2, \quad (26)$$

т. е. аналог выражения (23) для *гравитационной* постоянной η .

Полагая, что эта аналогия распространяется на преобразование выражения (23) к виду $\eta = R_\infty c^2/M_\infty = \hbar_\infty/M_\infty c \cdot c^2/M_\infty = \hbar_\infty c/M_\infty^2$, получим ещё одну фундаментальную *константу*, сопряженную с *постоянной* Планка $\hbar = m_e c R_K$, а именно

$$\hbar_\infty = M_\infty c R_\infty = \frac{\eta M_\infty^2}{c} = \hbar \cdot \frac{M_\infty}{m_e} \cdot \frac{R_\infty}{R_K} \approx 1,7 \cdot 10^{122} \hbar \approx 1,8 \cdot 10^{95} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{сек}, \quad (27)$$

представляющую собой *постоянную* глобального *момента импульса вращения* $J_\infty = \hbar_\infty$ гравитационной массы M_∞ Вселенной.

Таким образом, совокупность соотношений (23)-(27) определяет взаимосвязь физических характеристик простейшего *корпускулярно-полевого* объекта — элементарного заряда и *космологического* объекта — наблюдаемой Вселенной.

В заключение можно констатировать, что для окончательного решения проблемы *гравитация – инерция* требуется теория пространства-времени, как **материальной среды**, создающей **инертное** сопротивление изменению **направления** и **скорости** движения массы (энергии).

Список литературы

- [1] А.Эйнштейн, М.Гроссман. Проект обобщенной теории относительности и теории тяготения./ Сб. "Альберт Эйнштейн и теория гравитации" Мир М., 1979.

- [2] В.Д. Андреев. Инверсно-сопряженные пространства как модель структуры элементарного заряда // Новейшие проблемы теории поля (Под ред. проф. А.В. Аминовой) — Казань: Изд. КазГУ, 2006, т. 5, с. 33-44.
- [3] Андреев В.Д. Свойства модели инверсно-сопряженных пространств в космологическом масштабе // Новейшие проблемы теории поля, 2007-2008 (т. 7), (под ред. А.В. Аминовой), Изд. КазГУ, Казань, 2009 г., с.47-54.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ

Вопрос о природе гравитационных и инерционных сил, начиная с работ Ньютона и до сегодняшнего дня остается открытым. Красивая идея Эйнштейна об эффекте гравитации как проявлении кривизны (геометрии) пространства-времени, сводящаяся к локальной эквивалентности инерционных и гравитационных сил, приводит к полному отказу от физики гравитационных явлений в пользу чистой геометрии и, как следствие, к отказу от понятия сохраняющегося 4-импульса гравитационного поля из-за невозможности локализации его (поля) энергии. Как отмечал Д.Гильберт, "это обстоятельство является характерной чертой ОТО". В конечном итоге природа гравитационных сил в ОТО сводится к формуле "масса искривляет пространство, а кривизна определяет траекторию движения массы".

В комментируемой работе показано **генетическое** различие между двумя "инерционными" силами — *ньютоновой* $\mathbf{F}_N = m\mathbf{a}$ и *центробежной* $\mathbf{F}_{c.f.} = m\mathbf{a}_r$, где $\mathbf{a}_{\parallel v} = d\mathbf{v}/dt$ и $\mathbf{a}_{\perp v} = \nabla_r E/m_o = (v_\tau^2/r)\mathbf{e}_r$. Это различие заключается в типе "сопротивления" (т. е. инерции) **изменению** скорости движения — в первом случае это "сопротивление" изменению **величины скорости во времени** (*ускорение*, как изменение **величины вектора** скорости во времени, по виду координатных преобразований относится к *векторам*), а во втором — изменению **направления вектора скорости в пространстве** (*ускорение*, как **градиент** траектории движения по радиусу кривизны, по виду координатных преобразований относится к *ковекторам*).

Также как и *центробежная, гравитационная* сила $\mathbf{F}_{тМ} = m\mathbf{a}_g = m(-\eta M/r^2)$, является "градиентной", у которой поле *ускорение* представляет собой **градиент** распределения **скалярного** гравитационного **потенциала** $\varphi_g = \eta M/r$ как $\mathbf{a}_g = \nabla_r \varphi_g = -\eta M/r^2$, т. е. по виду координатных преобразований относится к *ковекторам* и, следовательно, **генетически** эта сила подобна *центробежной*.

От генетического подобия, до отождествления **природы** обеих сил остается один только шаг, если найти взаимосвязь между полем *центробежных* скоростей $v_\tau = (c/R) \cdot r$ и полем *гравитационного* потенциала $\varphi_g = \eta M/r$.

Таким шагом явилась модель инверсно-сопряженных пространств (*ИСП*) как разделение центрального пространства $U^n = \{0, \infty\}$ на две области $(r_o \leq r < \infty)$ и $(0 < r^* \leq r_o)$ сцепленных подпространств $X^* = (0, r_o]$ и $X = [r_o, \infty)$, т. е. образование двухкомпонентного пространства ${}^2U = X \cup X^*$, для которого $r^* \in X^*$, $r \in X$, $r^* = r_o^2/r$, $X \cap X^* = S_o^{n-1}(r)$, где $S_o^{n-1}(r)$ — $(n-1)$ -сфера радиуса r_o .

Обоснованием *физического* разделения центрального пространства $\mathbb{X}^3 = \{0, \infty\}$ на инверсно-сопряженные внутреннюю и внешнюю области $X^* \cup X = {}^2U \subset \mathbb{X}^3$ явилось постулирование в модели *ИСП t-коллинеарного* вращения $\omega_t = (c/R_c)\mathbf{e}_\omega \perp \mathbb{X}^n \subset \mathbb{X}^{m>n}$, образующего поле *окружных* (тангенциальных) скоростей $v_\tau^* = c_\tau r^*/R_c \leq c$ точек пространства в любом плоском сечении $\mathbb{X}^2 \subset X^* = (0, r_o]$ и $v_\tau = c_\tau R_c/r \leq c$ (в силу инверсной сопряженности $r^* = r_o^2/r$) в любом плоском сечении $\mathbb{X}^2 \subset X = [r_o, \infty)$, где граница $r_o = R_c = c/\omega_t$ соответствует предельной *окружной* скорости $v_\tau(R_c) = c_\tau$

движения точек пространства, т. е. скорости света $|c_\tau| = c$.

В четырехмерном пространстве-времени образуются поля скоростей двух типов — векторное поле тангенциальных (окружных) скоростей $v_{\tau \parallel \varphi \in X^3}$ *твердотельного* вращения относительно действительных (пространственных) осей и тензорное поле тангенциальных скоростей вращения $v_{\tau \perp t}$ относительно оси времени t , имеющие свой инверсный аналог в инверсно-сопряженной области двухкомпонентного пространства ${}^2U = X \cup X^*$ и порождающие поля инерционных ускорений двухкомпонентного пространственно-временного объекта 2U двух видов — во внутренней области $X^* = (0, r_o]$ направленные от центра к внешней границе r_o и во внешней области $X = [r_o, \infty)$ направленные из бесконечности к центру, точнее, к границе r_o .

Первые создают собственно инерционные *центробежные* $\mathbf{F}_{c.f.}$ в $X^* = (0, r_o]$ и *инверсно-центробежные* $\mathbf{F}_{c.f.*}$ в $X = [r_o, \infty)$ силы, а вторые — *гравитационные* (или *инверсно-центробежные* относительно оси вращения t) $\mathbf{F}_{mM}$ в $X = [r_o, \infty)$ и *антигравитационные* (или *центробежные* относительно оси вращения t) $\mathbf{F}_{mM}^*$ в $X^* = (0, r_o]$ силы:

$$\begin{aligned} (\mathbf{F}_{c.f.}, \mathbf{F}_{mM}^*), & \quad (0 < r^* \leq r_o), \\ (\mathbf{F}_{c.f.*}, \mathbf{F}_{mM}), & \quad (r_o \leq r < \infty). \end{aligned}$$

Таким образом, возвращаясь к формулировке в ОТО — "масса искривляет пространство, а кривизна определяет траекторию движения массы", можно предложить другую трактовку природы *гравитационных* сил на основе установленной в комментируемой работе их общей природы с *центробежными* силами согласно модели *ИСП* — движение субстанциональных точек пространства (*физического вакуума*) создает *ковекторные* поля инерционных ускорений, взаимодействие с которыми определяет траекторию перемещений массы.

Собственно же массы $m_n \in (1, \dots, n \rightarrow \infty)$, как локализованные в двухкомпонентных пространствах ${}^2U_n = (X \cup X^*)_n$ объекты, генетически образующие собственные поля инерционных ускорений, при взаимодействии с аналогичными полями других объектов порождают гравитационную связь между собой.

Раздел 4.

КОСМОГОНИЯ И НЕБЕСНАЯ МЕХАНИКА

	Стр.
О некоторых эффектах взаимодействия разнознаковых гравитационных масс	143
<i>Литература</i>	150
Нагрев холодной Вселенной как альтернатива "Большому Взрыву"	151
<i>Литература</i>	156
Распределение моментов в планетарной системе Солнца	157
<i>Комментарий</i>	170
Кинематические механизмы образования наклонов орбит и осей вращения в системе двух гравитационно связанных масс	173
<i>Литература</i>	184

О некоторых эффектах взаимодействия разнознаковых гравитационных масс *

1 Введение

Накопление новых экспериментальных фактов, особенно в астрофизике, трудно, а иногда совершенно не поддающихся объяснению с позиций известных физических законов (звездные и галактические ассоциации с положительной полной энергией, взрывы ядер галактик, выбросы сгустков, струй и звездных групп из ядер галактик, энергия радиогалактик и квазаров, вспышки сверхновых, темная материя в центре звездного скопления и т. д. и т. п., заставляет искать ответы на поставленные Природой вопросы как с помощью неординарных гипотез, так и с помощью новых подходов к анализу "старых" идей.

Одной из таких идей является **гипотеза** существования в Природе **отрицательных гравитационных масс**.

Как известно, возможность существования свободных частиц с отрицательной энергией определяется равноправностью двух решений для энергии, связанной с импульсом и массой как $E = \pm c \sqrt{p^2 + m^2 c^2}$, или в покое — $E = \pm mc^2$, откуда следует, что знаки ($\pm$) должны быть отнесены непосредственно к значению массы m . Дираковская трактовка отрицательной массы, как положительной величины с противоположным "обычному" *электрическим* зарядом (электрон $\rightleftharpoons$ позитрон), по крайней мере, недостаточно логична, так как для объяснения сугубо *механического* соотношения требует привлечения *электрических* свойств массы (энергии). Логичнее, оставляя в стороне *двузначность электрических зарядов* для гравитационно *однозначных* масс как выполнение требований *законов симметрии*, знак массы на этом же основании связать с ее фундаментальным свойством — гравитационным взаимодействием.

Проблемы, связанные с этой идеей далеко не тривиальны — наличие **разнознаковых гравитационных** зарядов в корне меняет возможность описания гравитации с помощью ОТО, так как затрагивает не только представления о римановой метрике пространства-времени (четырехмерного пространства положительной кривизны), как синониме гравитации, но и принцип эквивалентности гравитирующих и инертных масс.

Некоторые эффекты **гравистатики** разноименных гравитационных зарядов рассматривались в работах [1–3]. В предлагаемой работе данная проблема в той же **гравистатической постановке** анализируется на предмет физичности как существова-

* В.Д. Андреев, О некоторых эффектах взаимодействия разнознаковых гравитационных масс // Новейшие проблемы теории поля 2005 – 2006 (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2007, т. 6, с.57-65.

ния объектов с *отрицательной гравитационной* массой, так и некоторых следствий, вытекающих из наличия таких объектов в Природе.

2 Масса как заряд в гравитационных взаимодействиях

Точечная масса m обладает гравитационным полем, потенциал которого равен

$$\varphi_m = -\eta \frac{m}{r}, \quad (1)$$

где η — гравитационная постоянная.

Градиент от (1) даёт гравитационное поле

$$\mathbf{G}_m = -\nabla\varphi_m = -\eta \frac{m}{r^2} \mathbf{e}_r. \quad (2)$$

обеспечивающее ньютоновское взаимодействие между точечными массами m и M с силой

$$\mathbf{F}_{mM} = M \mathbf{G}_m = -\eta \frac{mM}{r^2} \mathbf{e}_r. \quad (3)$$

Представим (1) и (2) как потенциал и поле напряженности гравитационного заряда g_m , равного

$$g_m = \sqrt{-\eta} m, \quad (4)$$

т. е. как

$$\varphi_g = \frac{g_m}{r}, \quad (5)$$

$$\mathbf{G}_m = -\nabla\varphi_g = \frac{g_m}{r^2} \mathbf{e}_r. \quad (6)$$

Тогда сила взаимодействия (3) масс m и M , расположенных на расстоянии r друг от друга, будет равна

$$\mathbf{F}_{mM} = g_M \mathbf{G}_m = \frac{g_m g_M}{r^2} \mathbf{e}_r = -\eta \frac{mM}{r^2} \mathbf{e}_r, \quad (7)$$

где гравитационный заряд g_M произвольной массы M равен

$$g_M = \sqrt{-\eta} M = (M/m) g_m. \quad (8)$$

Так как минимальной квантованной величины массы (энергии) по всей видимости не существует, то M/m — любое вещественное число, лежащее в диапазоне $0 \leq |M/m| < \infty$.

Энергия поля $\mathbf{G}_m$ заряда $g_m = \pm\sqrt{-\eta} m$:

$$U_g = \frac{1}{8\pi} \int_{r_o}^{\infty} \mathbf{G}_m^2 dV = -\frac{1}{2} \eta \frac{(\pm m)^2}{r_o} \quad (9)$$

будет **отрицательна** независимо от знака заряда (массы) (с этим фактом столкнулся еще сам *Дж. Максвелл* [4], что его очень озадачило и заставило отказаться от идеи "максвеллизации" гравитации) в отличие от энергии поля электрического заряда q , которая **положительна** для заряда любого знака:

$$U_q = \frac{1}{8\pi} \int_{r_o}^{\infty} \mathbf{E}_q^2 dV = \frac{1}{2} \frac{(\pm q)^2}{r_o}. \quad (10)$$

Как известно, интенсивность излучения плоских эл.-м. волн электрическим зарядом q , движущимся с ускорением a , равна [5]:

$$I_q = \frac{\Delta \mathcal{E}}{\Delta t} = \frac{2}{3} \frac{q^2 a^2}{c^3}, \quad (11)$$

где $\Delta \mathcal{E}$ — энергия, переносимая эл.-м. волнами за время Δt .

Тогда, по аналогии, излучаемые зарядом $g_m = \pm \sqrt{-\eta} m$ гравитационные волны будут обладать интенсивностью $I_g \sim \Delta \mathcal{E} \sim a^2 g^2 \sim a^2 (-\eta m^2)$ и, следовательно, "нести на себе" **отрицательный** поток энергии $\Delta \mathcal{E} < 0$.

Следовательно, тело или система, **излучающие** гравитационные волны будут **поглощать** положительную энергию (массу), а поток **излучаемой** волны будет **отбирать** энергию у преграды (или датчика), например, снижать температуру среды, уменьшать скорость химических реакций или биологическую активность, возможно, понижать энергию электронов на разрешенных орбитах (потеря устойчивости движения) и т. п., что принципиально отличается от электромагнитной волны, когда положительная энергия излучения **передается** препятствию. Поэтому если детекторы будут настроены на **поглощение**, а не на **потерю** энергии, то результаты экспериментов по регистрации гравитационных волн будут отрицательными. Возможно, именно этим объясняются неудачи в обнаружении гравитационных волн в современных экспериментах, по крайней мере, деформационных, в которых ожидаемые эффекты $(\pm \varepsilon)^2 \Leftrightarrow (\pm \sigma)^2 \Rightarrow +E$ (ε и σ — деформация и напряжение) предполагаются энергетически **положительными**.

Рассмотрим следствия, вытекающие из предположения о существовании в Природе разноименных масс, т. е. гравитационных зарядов $\pm g_m = \pm \sqrt{-\eta} m$.

1. В связи с тем, что энергия (9) поля G_m (6) будет отрицательной независимо от знака гравитационного заряда (массы), нельзя определить знак массы по ее гравитационному излучению.

2. Подставляя в (7) отрицательные заряды g_m и g_M , находим

$$F_{mM} = \frac{(-g_m)(-g_M)}{r^2} e_r = -\eta \frac{mM}{r^2} e_r, \quad (12)$$

т. е. **отрицательные** гравитационные заряды **притягиваются** между собой так же, как и положительные между собой.

3. Для взаимодействия (7) разноименных зарядов $-g_m$ и $+g_M$ получим

$$F_{mM} = \frac{(-g_m)(+g_M)}{r^2} e_r = +\eta \frac{mM}{r^2} e_r, \quad (13)$$

т. е. массы с **разноименными** гравитационными зарядами будут **отталкиваться** друг от друга, что принципиально отличается от противоположных электрических зарядов, которые притягиваются между собой.

Тот факт, что луч света искривляется при прохождении вблизи массивного тела с положительным гравитационным зарядом, например, Солнца в сторону положительной кривизны, т. е. притягивается, говорит о том, что энергия электромагнитного излучения имеет тот же, что и у Солнца, положительный гравитационный заряд. Следовательно, свет, излучаемый с поверхности массивного тела *отрицательной массы*, будет голубеть за счет гравитационного *фиолетового смещения* максимума интенсивности непрерывного спектра в отличие от покраснения света за счет гравитационного *красного смещение* при излучении с поверхности массивного тела *положительной массы*.

3 Двухзнаковая инертная масса во 2-м законе Ньютона

Рассмотрим взаимосвязь гравитационной массы, обладающей двухзнаковым гравитационным зарядом, с инертной массой, входящей в выражение для силы:

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{d(m\mathbf{v})}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{m_o \mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = m_o \mathbf{a}, \quad (v \ll c). \quad (14)$$

Если в данное выражение подставить отрицательную массу ($-m$), то получим $\mathbf{F} = -m\mathbf{a}$, т. е. *направление силы будет противоположным направлению ускорения для положительной массы*. Правомерность этого вывода можно проверить, определяя направление ускорения и силы при гравитационном взаимодействии двух тел. Приравнивая выражения (14) и (7), находим, что при взаимодействии между собой однознаковых, как положительных, так и отрицательных, масс направление ускорения $\mathbf{a} = -\eta M/r^2 \mathbf{e}_r$ и силы тяжести (*притяжение*) остается одинаковым. При взаимодействии разноименных масс (13) направление ускорения $\mathbf{a} = +\eta M/r^2 \mathbf{e}_r$ и гравитационной силы *отталкивания* также совпадает и не зависит от того, какая из двух взаимодействующих масс имеет положительный или отрицательный знак. Следовательно, направление силы в (14) не зависит от знака массы и, таким образом, 2-й закон Ньютона при наличии в Природе разнознаковых масс должен иметь вид

$$\mathbf{F} = \frac{d}{dt} |\pm m| \mathbf{v}. \quad (15)$$

Так как $\mathbf{F} = d\mathbf{p}/dt$, то импульс $\mathbf{p}$ и момент импульса $\mathbf{J} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ также не должны зависеть от знака гравитационного заряда, т. е. будут определяться инертными свойствами массы как

$$\mathbf{p} = |\pm m| \mathbf{v}, \quad (16)$$

$$\mathbf{J} = |\pm m| \omega r^2, \quad (17)$$

т. е. **инертная масса**, как мера инертного сопротивления движению в направлении скорости, является **абсолютной величиной** гравитационной массы.

В этом случае **выполняется условие неподвижности центра инерции** взаимодействующих масс $m_1 + m_2 = M$ на расстоянии $r_1 = (m_2/M)R$ и $r_2 = (m_1/M)R$ от соответствующих масс независимо от расстояния $R = r_1 + r_2$ между ними и знака их гравитационных зарядов, что нарушается в противном случае [3], т. е. без учета (15).

В то же время, **масса**, как мера количества материи (в виде вещества и (или) поля), **входящая в определение энергии**, сохраняет **знак** своего **гравитационного заряда**:

$$E = \pm m c^2 = \frac{(\pm m_o) c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = (\pm m_o) c^2 + \frac{1}{2}(\pm m_o) v^2, \quad (v \ll c). \quad (18)$$

4 Двухзнаковая инерционная масса в центробежной силе

При движении положительной массы m по криволинейной траектории $s(\mathbf{r})$ с постоянной или переменной продольной скоростью v_s возникает поперечное

(нормальное к траектории) ускорение $\mathbf{a}_r(s) = -v_s^2/R(s)\mathbf{e}_R$ в сторону центра кривизны $K(s) = |d^2\mathbf{r}/ds^2| = 1/R(s)$ радиуса $R(s)$ и соответствующая этому ускорению *центростремительная* (*centripetal — c.p.*) сила $F_{c.p.} = m \mathbf{a}_r(s)$, которая "заставляет" массу m отклоняться от прямолинейного пути и двигаться по заданной криволинейной траектории. *Реакцией* на эту силу является противоположно направленная инерционная *центробежная* (*centrifugal — c.f.*) сила

$$\mathbf{F}_{c.f.} = -m \mathbf{a}_r(s) = \frac{m v_s^2}{R(s)} \mathbf{e}_R, \quad (19)$$

где $v_s = (v_o/R_o) \cdot R(s) = \omega_o(s) \cdot R(s)$; $\omega_o(s)$ — мгновенная угловая скорость относительно центра кривизны в точке s траектории.

Как следует из приведенного выражения, сила (19), действующая на тело с массой m , не зависит от того, каким образом физически образуется кривизна в любой точке s траектории — это может быть жесткий криволинейный жолоб, по которому движется тело, это может быть жесткая или меняющая длину нить, закрепленная одним концом на движущемся теле, а другим в некоторой неподвижной точке, и, наконец, это может быть второе тело, имеющее гравитационный заряд массы M . При этом величина массы M не влияет на величину центробежной силы $\mathbf{F}_{c.f.}$ (она влияет опосредствованно на величину равновесного расстояния $R_{m-M} = \eta M/v^2$ между массами, когда $\mathbf{F}_{c.f.} = \mathbf{F}_{mM}$).

Таким образом, в (19) мы впервые встречаемся с понятием **поперечного ускорения** массы, зависящего от *кривизны траектории* и от *продольной скорости* движения тела по этой траектории, а не от *действующей* на тело *силы*, чем отличается от **продольного ускорения**, которое не связано с кривизной траектории и скоростью движения, а зависит от *действующей* на массу *силы* в направлении движения.

В рассматриваемой в настоящей работе проблеме нам необходимо определить, как должна выражаться в (19) двузнаковая масса $\pm m$, т. е. будет ли это как в (15)-(18) абсолютной величиной, или же необходимо учитывать знак массы. По-другому, в *каком направлении* будет действовать сила реакции на изменение направления скорости при движении *положительной* и *отрицательной* массы по одной и той же траектории.

Нетрудно показать, что в отличие от силы (14), которая равна изменению **импульса во времени**, инерционная сила (19) соответствует **градиенту энергии** $E = mc^2$ **в пространстве** (по **радиусу кривизны** траектории):

$$\mathbf{F}_{c.f.} = -(-\nabla_R E) = \frac{\partial}{\partial R} \frac{m_o c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \mathbf{e}_R = \frac{\partial}{\partial R} (m_o c^2 + \frac{1}{2} m_o v^2) \mathbf{e}_R = \frac{1}{2} m_o \frac{\partial}{\partial R} v^2 \mathbf{e}_R.$$

Подставляя $v = (v_o/R_o)R$, будем иметь $\partial v^2/\partial R = \partial (v_o/R_o)^2 R^2/\partial R = 2 (v_o/R_o)^2 R = 2 v^2/R$, что окончательно приводит к выражению (19). Учитывая, что $E = \pm mc^2$, мы получим

$$\mathbf{F}_{c.f.} = \frac{(\pm m) v^2}{R} \mathbf{e}_R, \quad (v \ll c). \quad (20)$$

Рассмотрим следствия, вытекающие из (20), на примере вращения массы $\pm m$ вокруг $\pm M$, принимая $|M| \gg |m|$.

Для случая $+m$ и $+M$ ответ известен из эксперимента — масса $+m$ отбрасывается инерционной силой от центральной массы $+M$ и при достижении равенства гравитационной и центробежной (инерционной) сил это приводит к образованию устойчивой системы двух тел.

Для случая $-m$ и $-M$ эксперимент не известен. Однако из (20) следует, что инерционная сила будет иметь **центростремительное** направление, т. е. при движении по криволинейной траектории **отрицательная** масса будет притягиваться к **центру вращения** (наподобие движения облаков в атмосферном циклоне !). Тогда система $-m$ и $-M$ под действием притягивающей гравитационной (12) и направленной к центру инерционной (20) сил сольется в единую отрицательную массу $-(m + M)$.

Если мы имеем случай $-m$ и $+M$, то согласно (13) эти массы будут гравитационно **отталкиваться**. Тогда при отрицательном знаке массы $-m$ инерционная сила (20) будет направлена **к центру** и при достижении равенства с **отталкивающей** гравитационной силой (13) приведет к образованию устойчивой системы двух тел.

Наконец, в случае $+m$ и $-M$ эти массы согласно (13) также будут гравитационно **отталкиваться**, но при положительном знаке массы $+m$ инерционная сила (20) всегда будет **центробежной**, т. е. ее направление будет совпадать с **отталкивающей** гравитационной силой (13), что приведет к разлету масс $+m$ и $-M$.

Таким образом, налицо несимметричность Природы относительно систем из положительных и отрицательных масс.

На асимметрию отрицательных и положительных гравитационных масс обратил внимание еще *Л. Бриллюэн* [3]: *полная масса* (масса тела + масса его гравитационного поля) *положительного гравитационного заряда* ограничена некоторой критической величиной $+M \leq +M_{max}$, достижение которой приводит к гравитационному коллапсу, в то время, как *для отрицательной массы* такого *ограничения не существует*, т. е. по абсолютной величине $|-M| \rightarrow \infty$, что говорит о возможности существования в Природе компактных *сверхмассивных объектов с отрицательной массой*.

5 Компактные и полукompактные двузнаковые массы

Из изложенного выше следует, что двузнаковые гравитационные массы, могут собираться в *однознаковые* газообразные, пылевые, жидкие, твердые тела, имеющие положительный или отрицательный знаки гравитационных зарядов. Удаленный наблюдатель может определить знак их гравитационного заряда только по их движению и взаимодействию друг с другом.

Динамическая система однознаковых масс, как известно, обладает отрицательной полной энергией $T + U < 0$. Система из разнознаковых масс будет обладать положительной полной энергией $T + U > 0$. Поэтому смесь разнознаковых масс должна расслаиваться на однознаковые составляющие, которые будут разлетаться друг от друга с *положительным ускорением*.

При определенных условиях, например, в сферически симметричном случае, могут образовываться двузнаковые компактные тела, состоящие из плотных (устойчивых вследствие собственной однознаковости) ядра $-m$ и внешней оболочки $+M$ (или, наоборот, $+m$ и $-M$). Такие тела могут существовать, когда собственные гравитационные силы притяжения массы $+M$ удерживают от разлета внешнюю оболочку, превосходя силы отталкивания массы $-m$ ядра.

Возможно представить также многослойные объекты, например, твердую планету положительной массы, покрытую тонким слоем газа с отрицательной массой, который, в свою очередь, удерживается у поверхности мощным верхним слоем плотной атмосферы с положительной массой.

Существование *гравитационно двухзарядовых* тел должно также приводить к интересным эффектам:

1) суммарная *наблюдаемая* гравитационная масса тела будет равна разности масс его компонент $M_o = (M - m)$, т. е. в этом случае будет существовать *скрытая* гравитационно скомпенсированная масса, для которой $\mathbf{p} = |M|\mathbf{v} + |m|\mathbf{v} \neq M_o\mathbf{v}$;

2) полный момент импульса тела будет равен сумме моментов компонент $\sum J = J_m + J_M = k_m|m|\omega_m R_m^2 + k_M|M|\omega_M R_M^2 \neq J_o = k_o M_o \omega_o R_o^2$ (здесь k, ω, R — коэффициенты радиального распределения плотности, угловые скорости и радиусы масс, соответствующие индексам), т. е. у вращающегося тела с массой $M_o = (M - m)$ будет существовать *скрытый момент* вращения;

3) между внутренней поверхностью внешней массы (оболочки) и поверхностью противоположно заряженного ядра в силу (13) не должно существовать контакта, т. к. при уменьшении расстояния сила отталкивания стремится к бесконечности, т. е. будет отсутствовать трение скольжения, что, в свою очередь, приводит к новым следствиям, например, а) граница раздела не должна пропускать поперечные упругие волны, б) движение массивной атмосферы, разделенной с поверхностью планеты тонким слоем газа с отрицательной массой, будет независимо от движения собственно планеты, в) ядро с противоположным гравитационным зарядом может вращаться со скоростью, отличной от скорости вращения тела в целом;

4) избыток положительной массы внешней компоненты в виде наблюдаемой массы M_o допускает существования вращающихся вокруг неё меньших по величине масс m_1, m_2 и т. д. того же знака, удерживаемых на орбите гравитационными силами (7), в то время как вокруг отрицательной массы $-M_o$ вращающиеся массы того же знака на устойчивых орбитах существовать не могут (гравитационная (12) и инерционная (20) силы направлены в одну сторону — к центру массы M_o);

5) из вращающихся относительно друг друга **отрицательных** масс возможно образование *электрически однозарядного вещества*, состоящего из атомов с **одноименными** электрическими (отталкивающимися) зарядами, например, $-q$ ядра и электронов, удерживаемых от разлета обратной "центробежной" силой, и, наоборот, возможно образование *электрически нейтрального сверхплотного вещества*, состоящего из электрически **разноименно** заряженных, т. е. взаимно притягивающихся $+q$ ядра и электронов, удерживаемых от слияния пределом окружной скорости вращения при конечной величине момента импульса.

Существование *гравитационно двухзарядовых* тел может приводить к различным видам **неустойчивости**, которые будут проявляться при определенных соотношениях масс ядра и внешней оболочки как: а) падение внешней, например, положительной гравитационной массы под действием собственных гравитационных сил притяжения на противоположно заряженное, т. е. отталкивающее, ядро с образованием плотной оболочки вокруг ядра и возможным последующим сбросом (разлетом) оболочки в пространство силами отталкивания разноименных масс или чередующимся движением оболочки "к ядру $\leftrightarrow$ от ядра"; б) истечение, фрагментарный или полный выброс материала ядра вследствие "расцентровки" разноименных масс оболочки и ядра, приводящей к появлению нецентральных сил сжатия (эффект выдавливания пасты из тубика) и др..

6 Заключение

Как ни удивительно, но фактически все отмеченные выше следствия существования двузнаковых гравитационных масс можно наблюдать в Природе, точнее, *трактовать наблюдаемые явления с позиций этих следствий*. Это относится, в первую очередь, к астрофизическим объектам — к сбросу оболочек сверхновыми звездами, выбросам струй или сгустков материи из ядер галактик, распаду звездных ассоциаций, обладающих положительной полной энергией, наличие темных масс материи в центрах галактик, окружение галактик намного превосходящей по пространственным размерам слабо светящейся средой, разлет газа с положительным ускорением из взрывающихся галактик и т. п. (описание этих объектов и явлений широко известно и можно найти, например, в книге [6] и др. источниках). Во-вторую очередь, это относится к возможному строению компактных тел — ядер галактик, звезд, планет и т. д., обладающих необычными физическими и кинематическими свойствами.

Таким образом, рассмотренные в работе следствия существования в Природе материи в виде **положительных** и **отрицательных** гравитационных масс не выходят за рамки *физичности* и, даже, возможно (!), *наблюдаемости*. Поэтому более детальное исследование этой проблемы на всех иерархических уровнях материи от квантовых до космологических масштабов представляется, по крайней мере, *интересным*, особенно, если учесть важность этой концепции в построении теории гравитации и единой теории поля в целом.

Список литературы

- [1] *L. Brillouin, R. Lucas.* Journ. Phys. Radium, 27, 229, 1966.
- [2] *M. Mannheim.* Ann. de Phys., 1, 189, 1966.
- [3] *Л.Бриллюэн.* Новый взгляд на теорию относительности. / Под. ред. А.З. Петрова, "Мир М., 1972.
- [4] *Дж. Максвелл.* Избр. соч. по теории эл.-м. поля, М., 1954.
- [5] *Л. Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.* Теория поля / "Наука М., 1973.
- [6] Проблемы современной космологии. / Под ред. В.А. Амбарцумяна, "Наука М., 1972.

Нагрев холодной Вселенной как альтернатива "Большому Взрыву" *

Введение

Наблюдаемую Вселенную можно охарактеризовать как **развивающееся** во времени **материальное пространственно-временное** образование, состоящее из "вмороженной" в абстрактное 4-координатное Пространство-Время некоей исходной физической 4-мерной среды (синонимы: субстанция, физический вакуум, эфир), способной деформироваться (изменять геометрию), передавать колебания и действие на расстоянии с конечной скоростью распространения, порождать различного рода поля и квантовые объекты в виде нестабильных и стабильных элементарных частиц, которые объединяются в атомы и их последующие скопления различных размеров — от молекул до галактик.

Такое представление о материальности Пространства-Времени является базисом ОТО ("Физическое пространство немислимо без эфира" — А.Эйнштейн, Эфир и теория относительности, 1920) и, собственно, всей наблюдательной (природной и экспериментальной) физики.

Вопрос о **начальных условиях** возникновения Вселенной, как **материально-го пространственно-временного** объекта, в результате современных астрофизических открытий перешел с уровня умозрительных философствований на уровень построения физических *гипотез*, способных объяснить наблюдаемые явления космологического масштаба. Эти *гипотезы*, по большому счету, разделились на *гипотезы холодной* "бесконечной" Вселенной и Вселенной, возникшей из *горячей* "сингулярности". Последняя *гипотеза* многими исследователями считается практически доказанной, т. е. переводится в ранг *теории* — теории "Большого Взрыва".

Как известно, **нейтронное** состояние, как **исходное**, лежит в основе Гамовской *гипотезы* "горячей Вселенной". Эта *гипотеза*, а также последующие более детализированные её модификации, рисуют картину развития Вселенной на основе ДВУХ наблюдаемых явлений: 1) *хаббловского* "красного смещения спектра", трактуемого как разлет галактик со скоростями $v(R) = RH$, пропорциональными расстоянию R от точки наблюдения, т. е. как расширение Вселенной от некоего *сингулярного* **высокотемпературного** объема; 2) наличия *равновесного* "реликтового" излучения с **чернотельной** температурой $\sim 2,7^\circ K$, трактуемой как **остаточная** температура охлаждения при адиабатическом расширении первоначально *горячей* Вселенной.

Однако, **не преодоленной** трудностью в этой картине остается то, что *гипотеза* начальной (одноразовой или циклической) *сингулярности* опирается только на **веру** существования подобного, т. е. сингулярного, **бесконечно плотного**

*Труды Международного семинара "Современные проблемы теории гравитации и космологии" — GRACOS-2012, 3-7 сентября 2012 г., Казань-Яльчик, с.99-103.

пространственно-временного объекта, требующего, кроме прочего, наличия **вещающего окружения** (по определению *сингулярности* — в чем?), т. е. пространства с неизвестной размерностью, метрикой и физическими свойствами, исключаемого (или игнорируемого !) в существующих *гипотезах*. Собственно же развитие физических процессов во времени от начала расширения *сингулярности* до наблюдаемой Вселенной может быть представлено лишь **умозрительно** без опоры на какие-либо физические законы, действующие при плотностях $\rho > 10^{94} \text{ г/см}^3$ и температурах $T > 10^{13} \text{ }^\circ\text{K}$ **неизвестной** материи.

Эти начальные условия в "горячей Вселенной" соответствуют максимально достижимой *энтропии* в Природе, что создаёт неразрешимую термодинамическую проблему **уменьшения энтропии** до современного **низкоэнтропийного** состояния, т. е. нарушения *второго начала термодинамики* — закона **возрастания энтропии**, а также проблему расхождения на 120 порядков значения рассчитанной по квантовой теории для инфляционной модели величины космологической постоянной Λ_0 с наблюдаемой $\Lambda_{exp} \sim H^2/c^2 \approx 10^{-56} \text{ см}^{-2}$.

Кроме того, "... сам факт **расширения** в существующей теории есть результат **начального распределения** скоростей. Причина этого **начального распределения** пока неизвестна" [1].

А самые последние наблюдения с помощью орбитального телескопа "Хаббл", зафиксировали галактические объекты на расстоянии порядка $10 \div 13$ млрд. световых лет, т. е. сформировавшиеся примерно за $2 \div 5$ млрд. лет с начала "рождения" Вселенной. Следовательно, эти объекты по времени существования **моложе** (!) Солнечной системы. Однако, они выглядят как галактики на ранней, но не **дозвездной** (!), стадии развития и плотность их скопления в пространстве не увеличивается по мере приближения к сингулярному "Началу Времени", как это должно было бы иметь место (в данном случае примерно в 1000 раз) согласно *гипотезе* "Большого Взрыва".

В то же время, гипотеза изначально **бесконечной** Вселенной, как **материальной 4-среды**, представляющей собой в **исходном** состоянии **холодную** бесструктурную *пространственно-временную* субстанцию — *физический вакуум*, позволяет сконструировать картину развития Вселенной по "**холодному**" сценарию, объясняющему как закон **распределения** скоростей **расширения** пространства, так и "**реликтовую**" температуру **равновесного** излучения.

1 Нагрев и расширение Вселенной

По "**холодному**" сценарию исходная бесструктурная фаза *4-среды*, заполняющая **бесконечную** Вселенную, находится в неустойчивом **равновесном** термодинамическом состоянии с нулевой энтропией как $S_o = (E - F)/T = Q_o/T_o = 0$, ($Q_o = 0$, $T_o = 0$), — т. е. свободная энергия F равна полной энергии E при нулевой температуре T_o , или как $S_o = k \ln W = 0$, — т. е. при термодинамической вероятности $W = 1$, соответствующей *единственности* исходного состояния.

Потеря исходного неустойчивого термодинамического состояния в **локальных** очагах флуктуационных скачков $S_o \rightarrow S > 0$ при $Q_o \rightarrow \Delta Q > 0$, $T_o \rightarrow T > 0$ за счет необратимых термодинамических процессов перераспределения свободной и полной энергии в случайным образом распределенных в бесконечном "**холодном**" пространстве областях открытой системы, приводит к некоему фазовому переходу $4\text{-среда} \rightarrow (???) \rightarrow \sum \text{нейтрон}$ (как вариант, по деформационно-кинематическому механизму [2]), т. е. к возникновению локальных "**горячих**" точек с Гамовским **ней-**

тронным состоянием (Рис. 1).

В этих областях после β -распадов $\sum \text{нейтрон} \rightarrow \sum (\text{протон} + \text{электрон} + \text{нейтрино})$ и последующего объединения возникающих частиц в атомы вследствие **электромагнитного** — протон-электронного и **ядерного** — протон-нейтронного и протон-протонного **взаимодействий** образуется смесь стабильного водорода (протон+электрон) и гелия-4 (2 нейтрон+2 протон+2 электрон) с незначительной примесью гелия-3 (нейтрон+2 протон+2 электрон) и дейтерия (нейтрон+протон+электрон).

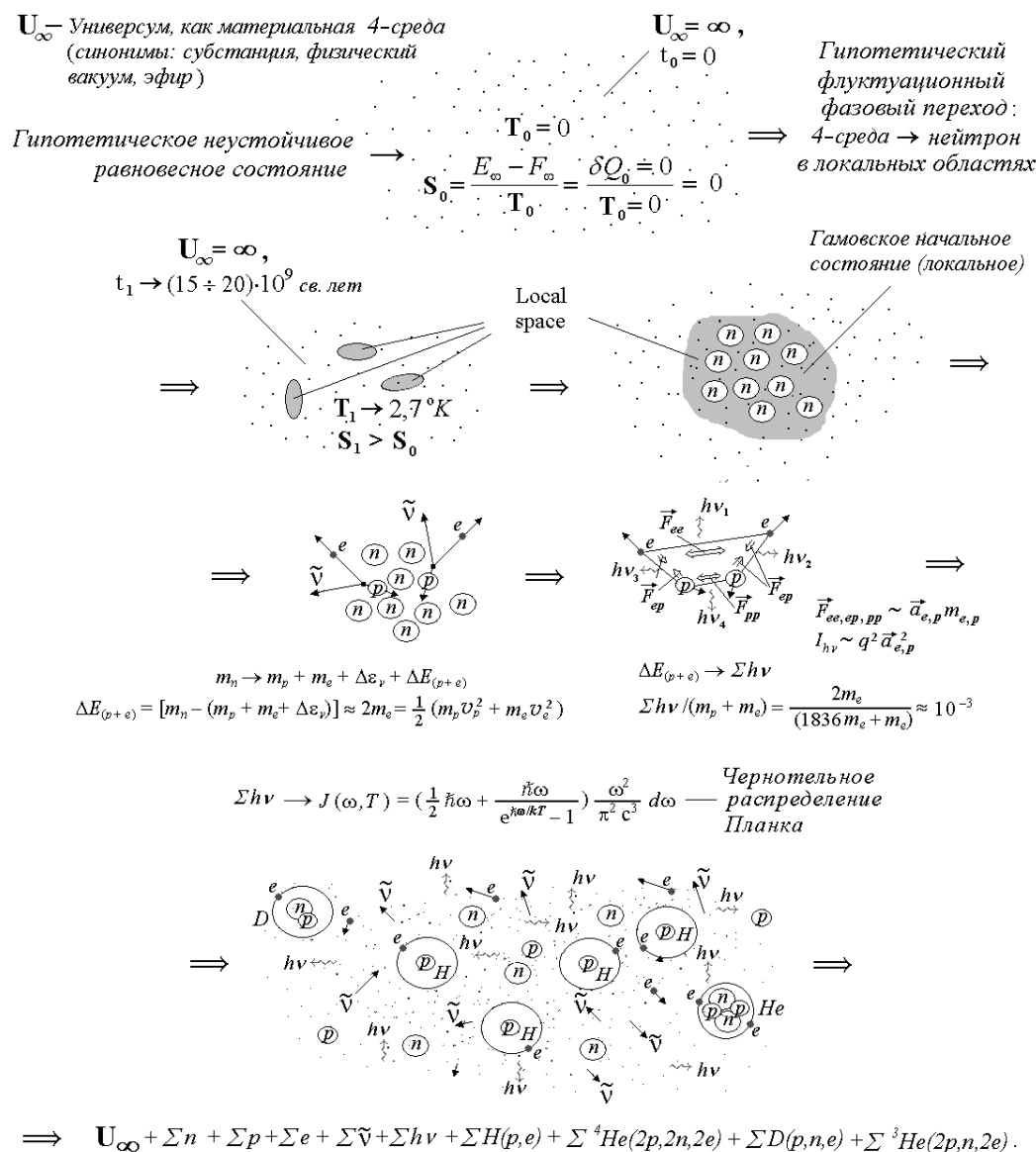


Рис. 1. Схема начальной стадии развития Вселенной по "холодному" сценарию.

Это отражает картину образования атомов легких элементов от водорода до гелия, т. е. до 5-нуклонного скачка распространенности элементов, после которого нуклеосинтез более тяжелых атомных ядер возможен при достигаемых **только** в ядрах галактик и звезд **высоких** температурах и давлениях.

Такой сценарий содержит в себе **причину** распределения скоростей $v = RH$, как эффекта **нагрева** исходно **холодной** Вселенной до **наблюдаемой** температуры так

называемого "реликтового" излучения, отражающей существующее **соотношение** между энергиями (массами) **вещества** и данного **излучения** во Вселенной.

Действительно, в настоящее время Вселенная более чем на 90% заполнена *водородом* — продуктом рекомбинации обломков β -распадов нейтронов. Поэтому, если считать, что в основе всех преобразований **вещества** и **излучений** лежит первичное преобразование **массы нейтрона** в результате β -распада в **массу протона** и **электрона** и **энергию**, распределенную между **энергией** $\Delta\varepsilon_\nu$ *нейтрино* и **кинетической энергией** $\Delta E_{(p+e)}$ *электрона* и *протона*, т. е. $m_n \rightarrow m_p + m_e + \Delta\varepsilon_\nu + \Delta E_{(p+e)}$, то **кинетическая энергия** $\Delta E_{(p+e)} = [m_n - (m_p + m_e + \Delta\varepsilon_\nu)]$ заряженных частиц в результате их торможений-ускорений $\vec{F}_{ee,ep,pp} \sim \vec{a}_{e,p}, m_{e,p}$ при взаимодействиях и рекомбинациях в атомы, сопровождаемых излучением и переизлучением электромагнитных волн $I_{h\nu} \sim q^2 \vec{a}_{e,p}^2$, в конечном итоге преобразуется в **равновесное (чернотельное) излучение** $\Delta E_{(p+e)} \rightarrow \Sigma h\nu$ с плотностью $\rho_{\Sigma h\nu} = aT^4$ ($a = 5,67 \cdot 10^{-5}$ эрг/см²·сек·град⁴ — постоянная Стефана-Больцмана).

В этом случае соотношение между **массой** (энергией) равновесного излучения $\Sigma h\nu \approx \Delta E_{(p+e)}$ и **массой** (*протон + электрон*) должно составлять (без учета энергии *нейтрино*) величину

$$\Sigma h\nu / (m_p + m_e) \approx [m_n - (m_p + m_e)] / (m_p + m_e) \approx 10^{-3}, \quad (1)$$

что совпадает с **наблюдаемым** во Вселенной соотношением плотностей равновесного "реликтового" излучения и вещества [1]¹⁾:

$$\rho_{\Sigma h\nu} / \rho_{\Sigma m} = (5 \cdot 10^{-34} \text{ г/см}^3) / (5 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3) \approx 10^{-3}. \quad (2)$$

Наличие равновесного излучения $\Sigma h\nu$ соответствует **нагреву** физического пространства Вселенной до температуры $T = (\rho_{\Sigma h\nu} / a)^{1/4}$, что должно приводить к изотропному **расширению** среды как $\Delta V / V_o = \alpha \Delta T$, (здесь α — коэффициент теплового расширения, $\Delta T = T - T_o$ — разность температур, $V_o = 4/3 \pi r^3$ — единичный нагреваемый объем).

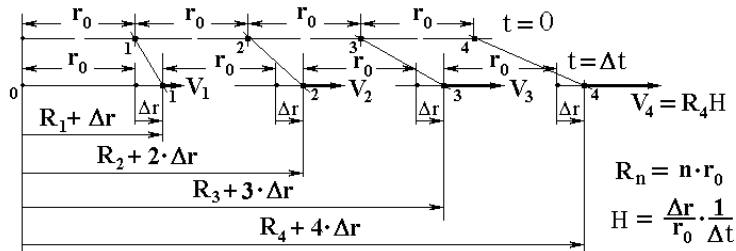


Рис. 2. Распределение относительных скоростей субстанциональных точек при тепловом расширении среды.

В этом случае точка, лежащая на расстоянии $R = n \cdot r(V_o)$, $n = R/r(V_o) \in [1, \dots, \infty)$ от точки O начала отсчета (Рис. 2.), при расширении некоторого единичного объема $V_o = 4/3 \pi r^3$ на радиальную величину dr сдвинется от точки O до расстояния $R' = n(r + dr) = R + n dr = R + (R/r) dr$ за время dt с лучевой (относительно точки O) мультипликативной скоростью

$$v(R) = (R + n dr) / dt = n dr / dt = R (dr/r) / dt = RH, \quad (3)$$

¹⁾ Попытка объяснить излучение с температурой $\sim 3^\circ K$ конденсацией твердого водорода не увенчалась успехом (см. [1]).

где $H = (dr/r)/dt = \varepsilon/dt$ ($\dim[H] = \dim[1/t]$) — скорость относительной деформации $\varepsilon = dr/r$.

Для теплового расширения

$$dr/r = 1/3 dV/V = 1/3 \alpha dT, \quad (4)$$

и, следовательно,

$$H = (dr/r)/dt = 1/3 \alpha dT/dt = H_T, \quad (5)$$

$$v(R) = R \cdot 1/3 \alpha dT/dt = RH_T. \quad (6)$$

Таким образом, закон скоростей $v(R) = RH_T$ **теплового расширения** Вселенной при скорости нагрева $dT/dt \approx Const$ в (6), справедливый при наблюдении из любой точки пространства, может служить альтернативой закону скоростей разлета при "Большом Взрыве" и **не требует** объяснения причины **начального распределения** скоростей, так как это распределение заложено в физике самого процесса теплового расширения материальной среды. При этом проблема *второго начала термодинамики* снимается **возрастанием энтропии** при **нагреве** изначально "холодной" Вселенной, а проблема величины космологической постоянной для инфляционной модели автоматически пропадает в рассматриваемой альтернативной модели.

2 Следствия эволюционного развития Вселенной как результата преобразования холодного физического вакуума в вещество и излучение

Из $v(R) = dR/dt = RH$ следует: $R(t) = R(t_o) \cdot e^{\int_t H(t) dt}$ или $R(t) = R(t_o) \cdot e^{H \cdot (t-t_o)}$ (при $H = Const$ и t_o — время начала отсчета), т. е. расстояние между двумя точками пространства всегда конечно, так как $R(t) \rightarrow 0$ только при $(t - t_o) \rightarrow -\infty$, и, следовательно, пространственная **сингулярность** в любой момент времени $t > -\infty$ **исключается**.

Действительно, если принять $H = c/R_\infty \approx 1/t_H$, где $R_\infty = cH^{-1} = ct_H$ — условный "радиус Вселенной" ("горизонт" **наблюдения**), на котором $v(R_\infty) = c$, и t_H — условное "время существования" Вселенной, то при $t_{-H} = (t - t_o) = -1/H$ имеем $R_\infty(t_{-H}) = R_\infty e^{-1}$, т. е. точка, лежащая на наблюдаемом "радиусе Вселенной", t_{-H} лет назад была на расстоянии в $e = 2,718$ раз меньшем наблюдаемого R_∞ и двигалась от $R_\infty(t_{-H})$ до R_∞ в течение времени $t_H = (t - t_o) = 1/H$ со скоростью $v(t) = HR(t) = HR_\infty(t_{-H}) \cdot e^{H \cdot (t-t_o)} = c \cdot e^{H \cdot (t-t_o)-1} \leq c$, а точка, лежавшая в момент излучения светового сигнала на "радиусе Вселенной" R_∞ , ушла за время t_H за "горизонт" **наблюдения** (т. е. стала **не видимой**) с *мультипликативной* относительно наблюдателя скоростью $v(t) = HR_\infty \cdot e^{H \cdot (t-t_o)} = c \cdot e^{H \cdot (t-t_o)} \geq c$ на расстояние $R_\infty(t_H) = 2,718 R_\infty$, т. е. в $e = 2,718$ раз большее наблюдаемого R_∞ (Рис. 3.).

При этом с очевидностью следует, что время $t_H = 1/H = R_\infty/c$ не имеет никакого отношения к времени "существования" Вселенной, а соответствует времени прохождения световым сигналом расстояния от точки, находившейся на "горизонте Вселенной", до точки **наблюдения** O с потерей за счет *доплер-эффекта* частоты световой волны до нуля при удалении *излучателя* со световой скоростью.

Из **наблюдаемого** распределения скоростей расширения $v = RH$, одинакового по всей радиально обусловленной временной шкале $t = R/c$ при $H(R) \approx Const$, с необходимостью следует, что в течение времени теплового расширения, в силу $H =$

$(dr/r)/dt \sim dT/dt$ (5), скорость нагрева должна быть постоянной, т. е. $v_T = dT/dt \sim H(R) = Const$ и $T(t) = v_T t$. Следовательно, если **нагрев** пространства Вселенной до **наблюдаемой** равновесной температуры $T_\infty \approx 2,7^\circ K$ происходил равномерно в течение некоторого **времени нагрева** $t_T \gtrless t_H$, то скорость нагрева будет равна $v_T = T_\infty / t_T$.

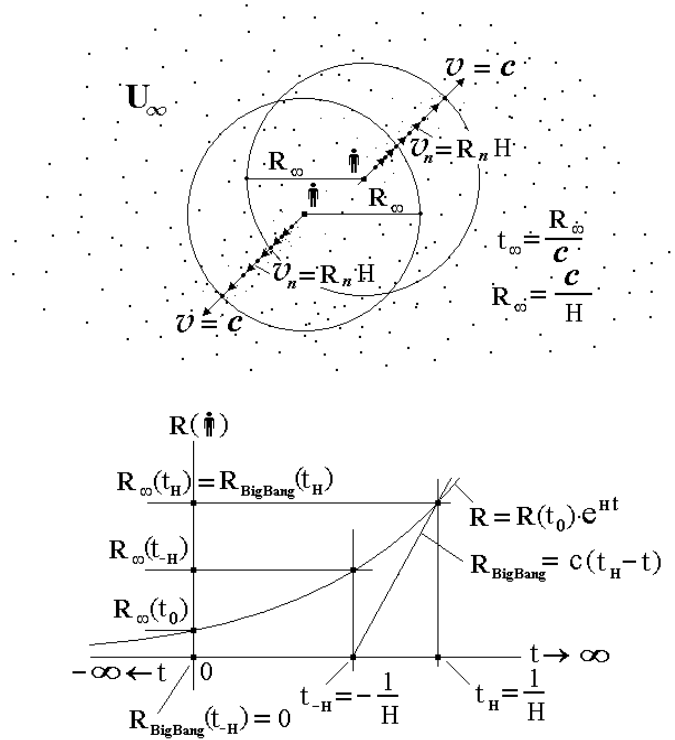


Рис. 3. Расширение Вселенной при нагреве.

В силу взаимосвязи температуры излучения с его внутренней энергией как $U = aT^4 \Delta V = \rho_{\Sigma h\nu} \Delta V$ увеличение температуры на величину ΔT приведет к соответствующему увеличению энергии $U + \Delta U = a(T + \Delta T)^4 \Delta V$.

Поэтому скорость изменения плотности энергии излучения (при $T_\infty \approx 2,7^\circ K$, $a = 5,67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}^4$) будет равна

$$v_{h\nu}(t) = \frac{d\rho_{\Sigma h\nu}}{dt} = a \frac{dT^4}{dt} = 4a v_T^4 t^3 = 4a \frac{T_\infty^4}{t_T^4} t^3 \approx 20 \cdot 10^{-34} t^3 / t_T^4 \text{ (э/см}^3\text{) / сек}, \quad (7)$$

что соответствует зависимости плотности наблюдаемого равновесного излучения от времени :

$$\rho_{\Sigma h\nu}(t) = a (T_\infty / t_T)^4 t^4 \approx 5 \cdot 10^{-34} t^4 / t_T^4 \text{ э/см}^3. \quad (8)$$

Последние цифры пропорциональны цифрам изменения плотности наблюдаемого в объеме Вселенной вещества (Рис. 4.), возникающего при распаде нейтронов:

$$v_{\Sigma H}(t) = \frac{d\rho_{\Sigma H}}{dt} \sim 10^3 v_{h\nu} \approx 20 \cdot 10^{-31} t^3 / t_T^4 \text{ (э/см}^3\text{) / сек}, \quad (9)$$

$$\rho_{\Sigma H}(t) = 10^3 \rho_{\Sigma h\nu}(t) = 10^3 a (T_\infty / t_T)^4 t^4 \approx 5 \cdot 10^{-31} t^4 / t_T^4 \text{ э/см}^3, \quad (10)$$

что, в свою очередь, характеризует динамику превращения *докорпускулярной* материи исходной бесструктурной 4-среды в материю первичных *нуклонов, электронов,*

нейтрино и излучений и, таким образом, отражает картину "холодного" развития Вселенной с образованием атомов легких элементов от водорода до гелия, т. е. до элементов 5-нуклонного барьера.

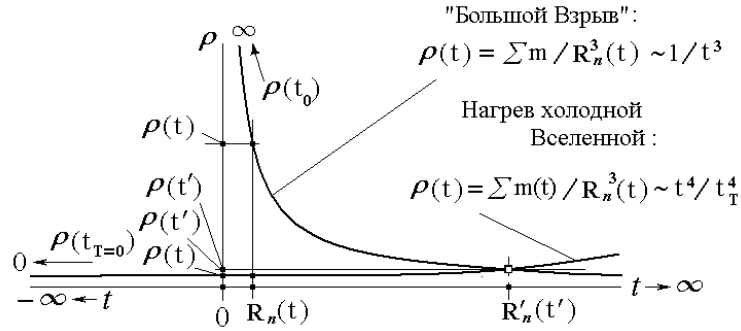


Рис. 4. Изменение наблюдаемой плотности вещества во времени в моделях "Большого Взрыва" и нагрева холодной Вселенной.

Дальнейшая судьба этой смеси газо-плазменной и бесструктурной *докорпускулярной* материи, как диссипативной самоорганизующейся системы, фрагментирующей на области звездных и галактических масштабов, определяется локальными гравитационными, электромагнитными и ядерными взаимодействиями, приводящими к возникновению активных ядер галактик, звезд и др. объектов, в которых преодолевается 5-нуклонный барьер образования наблюдаемых в Природе элементов.

Заключение

Гипотеза нагрева бесконечной Вселенной до температуры "реликтового излучения", приводящая к объяснению *хаббловского* "красного смещения", как эффекта теплового расширения пространства, совместима с моделью инверсно-сопряженных пространств и приводит к существенному упрощению *геометро-физической* природы Вселенной без потери физичности объяснений **наблюдаемых** явлений космических и космологических масштабов.

Так, если исходить из предположения, что *хаббловский параметр* $H = c/R_\infty$ не связан с космологическими моделями ОТО и им подобными, а объясняется только тепловым расширением пространства, то исключаются необходимость в гипотезе "Большого Взрыва" с его неразрешимыми проблемами физики сингулярного состояния, начального распределения скоростей, нарушения второго начала термодинамики и трактования времени $t_H = 1/H$, как времени "существования" Вселенной.

Вселенная, постулируемая как бесконечный материальный Универсум U_∞ , в исходном ($t = -\infty$) гипотетическом состоянии ($T_0 = 0, S_0 = 0$) обладает метрикой статической Вселенной Эйнштейна, характеризуемой интервалом

$$ds^2 = dt^2 - dl^2 = dt^2 - \frac{dr^2}{1 - r^2/R^2} - r^2 d\Omega^2.$$

В период нагрева $t_T = 0 \rightarrow (15 \div 20) \cdot 10^9$ *св.лет* расширение нагреваемой Вселенной со скоростью $v(t) = Hr(t) = Hr \cdot e^{H(t-t_0)}$ обуславливает наличие радиальных ускорений точек пространственной среды

$$\vec{a} = d\vec{v}(t)/dt = H^2 r \cdot e^{H(t-t_0)} \mathbf{e}_r = (c/R_\infty)^2 r \cdot e^{H(t-t_0)} \mathbf{e}_r.$$

Радиальное ускорение будет отражаться на метрике (на показании часов наблюдателя) как $\delta T \sim (1 - \frac{1}{2}ar) \delta t$ или $\delta T^2 \sim (1 - ar + \frac{1}{4}a^2r^2) \delta t^2$, что приводит (пренебрегая в окрестности точки наблюдения слагаемым второго порядка малости) к интервалу вида ($c = 1$) :

$$ds^2 = (1 - \frac{r^2}{R^2} \cdot e^{H(t-t_0)}) dt^2 - \frac{dr^2}{1 - r^2/R^2} - r^2 d\Omega^2.$$

Эта метрика при $(t - t_0) = -\infty$ соответствует метрике Вселенной Эйнштейна, т. е. исходному состоянию Универсума U_∞ , а при $(t - t_0) \begin{smallmatrix} \leq \\ \geq \end{smallmatrix} 0$ представляет собой метрику *расширяющейся* Вселенной, которая в момент наблюдения $(t - t_0) = 0$ соответствует метрике Вселенной де Ситтера.

При этом *отрицательное* собственное давление $p_0 < 0$, создаваемое тепловым расширением среды, обуславливает в силу условия $(\rho + p_0) = 0$ наличие *ненулевой* положительной плотности ρ материи (вещества и излучения), что составляет принципиальное отличие от стандартной *пустой* Вселенной де Ситтера.

Наконец, закон скоростей $v(R) = RH$, справедливый при наблюдении из любой точки пространства, определяет изотропное градиентное поле радиальных (относительно точки наблюдения) ускорений $\mathbf{a}(R) = c\nabla_R v(R) = c\nabla_R RH = cH\mathbf{e}_r = (c^2/R_\infty) \mathbf{e}_r$ которое приводит к ограничению максимального радиуса действия гравитационных сил как $-m(\eta M/r_{max}^2 - c^2/R_\infty) \mathbf{e}_r = 0$, откуда

$$r_{max} = \frac{\eta}{c^2} \sqrt{M \cdot M_\infty} = \sqrt{r_o \cdot R_\infty},$$

где $M = c^2 r_o / \eta$, $M_\infty = c^2 R_\infty / \eta$, $R_\infty \sim 10^{28}$ см.

Так, для средней массы скопления галактик $M \approx 10^{11} M_\odot$ ($r_o \approx 10^{16}$ см), условно сосредоточенной в центре, радиус действия сил тяготения составляет $r_{max} \sim 10^{-6} R_\infty \sim 10^{22}$ см, что соответствует **наблюдаемому** характерному размеру области, занимаемой скоплением и объясняет крупномасштабную фрагментацию вещества во Вселенной.

Таким образом, рассмотренная гипотеза позволяет изменить концепцию существования Вселенной и её "заполняющих" объектов и явлений с доминирующего в настоящее время представления о **внезапности** возникновения из некоего пространственно сингулярного "зародыша" и **конечности** наблюдаемого времени развития на представление о пространственно бесконечной материальной **докорпускулярной** среды, **движения** и **деформации** которой в **локальных**, неоднородно распределённых во времени и пространстве областях являются источниками возникновения "горячих" и "холодных" точек, порождающих вещество в виде частиц и излучений, взаимодействие которых определяет их дальнейшее развитие в галактиках, звёздах, планетах, газовых и пылевых скоплениях и т. д..

В этом представлении сохраняются все объективные теоретические наработки по физике процессов образования тех или иных объектов и явлений при отнесении этих процессов к **локальным** областям бесконечной во времени и пространстве Вселенной, сингулярное состояние которой в рассматриваемой модели **исключается**.

Список литературы

- [1] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. Строение и эволюция Вселенной. // Москва, "Наука" 1975.
- [2] В.Д.Андреев. Электромагнитные и гравитационные явления как эффекты напряженно-деформированного состояния и кинематики движения 4-мерной среды в модели инверсно-сопряженных пространств. // Международная конференция "Petrov 2010 Anniversary Symposium on General Relativity and Gravitation", Тезисы докладов, Казань, 2010, стр. 27-29.

Распределение моментов в планетарной системе Солнца *

1 Постановка задачи

Проблема распределения моментов импульсов вращения между планетами и центральным телом в Солнечной системе общеизвестна: на долю Солнца, масса которого в ~ 740 раз больше общей массы планет приходится всего около 2 % момента, а остальные 98 % на $\sim 0,001$ общей массы Солнечной системы.

Эта проблема известна на протяжении почти 200 лет и изложена в каждом маломальски известном учебнике по небесной механике. Естественно, что об этой проблеме знали и работали над ее решением многие великие ученые, в первую очередь *Э.Рош*, *Дж. Дарвин*, *А.Ляв*, *А.Пуанкаре*, а ближе по времени можно назвать имена наших известных соотечественников *О.Шмидта*, *В.Фесенкова*, *Л. Гуревича*, *А.Лебединского*, *А.Колмогорова*, *В.Арнольда* и др. (имена авторов менее значимых работ по этой тематике, поистине, безграничны), занимавшиеся этой проблемой, но, к сожалению, не решившие ее.

Экспериментальные соотношения между кинематическими и динамическими характеристиками планет $Pl = (\text{Мрк; Внр; Змл}(\oplus); \text{Мрс; [Аст]; Юпр; Стн; Урн; Нпт; Плн})$ с соответствующими массами $m_{pl} \cong (0,054; 0,81; 1,0; 0,108; [0,045]; 318,35; 95,30; 14,54; 17,20; 0,093) m_{\oplus}$, орбитальными скоростями $v_{orb} \cong (48,89; 35,0; 29,77; 24,22; [18,5]; 13,07; 9,65; 6,8; 5,43; 4,74) \text{ км/сек}$, радиусами орбит $R_{orb} \cong (0,39; 0,72; 1,0; 1,52; [2,55]; 5,20; 9,54; 19,2; 30,07; 39,52) R_{\oplus}$, орбитальными моментами импульсов $I_{pl} = m_{pl} v_{orb} r_{orb} \cong (0,03; 0,7; 1,0; 0,13; [0,01]; 725,8; 293,5; 65,7; 93,1; 5,8) I_{\oplus}$ (здесь в [Аст]-скобках приведены усредненные для кольца астероидов цифры, подпадающие под общие для планет эмпирические зависимости) и Солнца с массой $M_{\odot} \approx 330\,000 m_{\oplus}$ дают следующие эмпирические зависимости :

$$v_{orb} \cong \frac{Const}{\sqrt{R_{orb}}}, \quad (1)$$

$$I_{pl} v_{orb} \cong Const \cdot m_{pl}, \quad (2)$$

$$\frac{I_{pl}}{m_{pl}} \cong Const \cdot \sqrt{R_{orb}}, \quad (3)$$

Сумма орбитальных моментов I_{pl} планет составляет

$$\sum I_{pl} \cong 1185,8 I_{\oplus}, \quad (4)$$

* *В.Д.Андреев*. Распределение моментов в планетарной системе Солнца //Новейшие проблемы теории поля 2005 – 2006 (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2007,с.42-56.

где $I_{\oplus}$ — орбитальный момент импульса Земли. Приведенные к суммарной массе планет $\Sigma m_{pl} \cong 448 m_{\oplus}$ и суммарному моменту ΣI_{pl} (4) радиус $R_{\Sigma m}$ и скорость вращения $v_{\Sigma m}$ составляют, соответственно, $R_{\Sigma m} \cong 6,88 \text{ а.е.}$ и $v_{\Sigma m} \cong 11,3 \text{ км/сек.}$

Момент импульса осевого вращения Солнца $I_{\odot} = k M_{\odot} v_{\odot} R_{\odot}$, где $M_{\odot} \approx 330\,000 m_{\oplus}$, $v_{\odot} = \omega_{\odot} R_{\odot} \cong 2 \text{ км/сек} \cong 0,067 v_{orb.\oplus}$, $R_{\odot} \cong 0,696 \cdot 10^6 \text{ км} \cong 0,00465 \text{ а.е.}$) при $k = 1/5$, т. е. для радиального распределения плотности по закону $\varrho_M(r) = \varrho_o(1 - r/R_{\odot})$, равен

$$I_{\odot} \cong k \cdot 103,3 I_{\oplus} \cong 21 I_{\oplus}. \quad (5)$$

В работе ставится задача получения теоретического обоснования представленных экспериментальных данных по распределению моментов и аналитического описания кинематических механизмов такого распределения.

2 Соотношение моментов импульсов 2-х сосредоточенных масс, связанных гравитационной силой

Под *сосредоточенной* (или *компактной*, т. е. не *точечной*) подразумевается масса с плотностью, распределенной в ограниченном сферическом объеме радиуса r_o по некоторому закону $\varrho(r)$.

Гравитационно связанные *сосредоточенные* массы m и M могут обладать орбитальными и, в отличие от *точечных*, осевыми моментами импульсов, которые, в силу закона сохранения моментов количества движения, будут определяться в виде сохраняющихся сумм

$$I_m = I_{orb.m} + I_{ax.m} = Const, \quad (6)$$

$$I_M = I_{orb.M} + I_{ax.M} = Const, \quad (7)$$

$$I_o = I_m + I_M = Const. \quad (8)$$

Рассмотрим гравитационно связанную систему $m - M$, в которой расстояние между массами m и M (для упрощения анализа рассматривается круговое движение) равно

$$R_{m-M} = R_{o-m} + R_{o-M} \quad (9)$$

где R_{o-M} и R_{o-m} — расстояния, соответственно, от массы M и m до центра инерции (*ц.и.*) O , которые связаны между собой соотношением

$$\frac{R_{o-M}}{R_{o-m}} = \frac{m}{M}. \quad (10)$$

Вращение масс m и M на радиусах R_{o-m} и R_{o-M} должно осуществляться с сохраняющимися полными моментами импульсов масс (6) и (7).

Чтобы найти орбитальные и осевые слагаемые полных моментов I_m и I_M поступим следующим образом. В системе отсчета с началом координат в точке *ц.и.* O равновесное состояние масс m и M определяется гравитационными и центробежными силами

$$\mathbf{F} = -m \frac{\gamma M}{R_{m-M}^2} \mathbf{e}_r + m \frac{v_{o-m}^2}{R_{o-m}} \mathbf{e}_r = 0. \quad (11)$$

$$\mathbf{F} = -M \frac{\gamma m}{R_{m-M}^2} \mathbf{e}_r + M \frac{v_{o-M}^2}{R_{o-M}} \mathbf{e}_r = 0. \quad (12)$$

и, следовательно, орбитальными скоростями соответствующих масс:

$$v_{o-m} = \sqrt{\frac{\gamma M}{R_{m-M}(1 + m/M)}}, \quad (13)$$

$$v_{o-M} = \frac{m}{M} \sqrt{\frac{\gamma M}{R_{m-M}(1 + m/M)}}, \quad (14)$$

которые будут относиться между собой как

$$\frac{v_{o-m}}{v_{o-M}} = \frac{M}{m}. \quad (15)$$

Эти скорости определяют орбитальные, относительно *ц.у.* O , моменты импульсов массы m и M

$$I_{orb.m} = m v_{o-m} R_{o-m} = m \frac{\sqrt{\gamma M R_{m-M}}}{(1 + m/M)^{3/2}}, \quad (16)$$

$$I_{orb.M} = M v_{o-M} R_{o-M} = m \frac{\sqrt{\gamma M R_{m-M}}}{M (1 + m/M)^{3/2}}, \quad (17)$$

которые будут относиться между собой, как и орбитальные скорости (15), т. е.

$$\frac{I_{orb.m}}{I_{orb.M}} = \frac{M}{m}. \quad (18)$$

Таким образом, орбитальные слагаемые моментов (6) и (7) относительно *ц.у.* O определены.

Нетрудно видеть, что экспериментальные соотношения (1)-(3) следуют из (13) и (16), т. к. при $m \ll M$ будем иметь $v_{o-m} = \sqrt{\gamma M / R_{m-M}} = \text{Const} / \sqrt{R_{orb}}$ (1), $I_{pl} v_{orb} \cong \gamma M_{\odot} m_{pl} = \text{Const} \cdot m_{pl}$ (2), $I_m / m \cong \sqrt{\gamma M R_{m-M}} = \text{Const} \cdot \sqrt{R_{orb}}$ (3). Все эти зависимости известны и приводятся в качестве иллюстрации их согласованности с экспериментом и в подтверждение правомерности их использования в дальнейших выкладках.

Чтобы найти осевые слагаемые моментов импульсов (6) и (7) рассмотрим движение массы m в системе отсчета с началом координат в центре массы M , т. е. вращение массы m вокруг массы M на радиусе R_{m-M} без осевого вращения относительно радиуса-вектора R_{m-M} , т. е. при $\omega'_{ax.m} = (\omega_{ax.m} - \omega_{orb.m}) = 0$ (здесь $\omega_{ax.m}$ и $\omega_{orb.m}$ — осевые скорости вращения в невращающейся системе координат. В этом случае в равновесном состоянии системы $m - M$ гравитационная и центробежные силы будут представлены как

$$\mathbf{F} = -m \frac{\gamma M}{R_{m-M}^2} \mathbf{e}_r + m \frac{v_m^2}{R_{m-M}} \mathbf{e}_r = 0, \quad (19)$$

откуда следует

$$v_m = \sqrt{\frac{\gamma M}{R_{m-M}}}. \quad (20)$$

При переходе в систему отсчета, связанную с массой m , т. е. при вращении массы M вокруг массы m на том же радиусе R_{m-M} также без осевого вращения относительно радиуса-вектора R_{m-M} , т. е. по аналогии с предыдущим при $\omega'_{ax.M} = (\omega_{ax.M} - \omega_{orb.M}) = 0$, в равновесном состоянии будем иметь

$$\mathbf{F} = -M \frac{\gamma m}{R_{m-M}^2} \mathbf{e}_r + M \frac{v_M^2}{R_{m-M}} \mathbf{e}_r = 0, \quad (21)$$

т. е. для массы M получим

$$v_M = \sqrt{\frac{\gamma m}{R_{m-M}}}. \quad (22)$$

Следовательно:

$$\frac{v_m}{v_M} = \sqrt{\frac{M}{m}}. \quad (23)$$

Таким образом, в равновесном состоянии гравитационно связанные сосредоточенные массы m и M должны обладать максимальными, т. е. *полными* моментами импульсов

$$I'_m = \mathcal{M} v_m R_{m-M} \equiv p_m R_{o-m} = Const, \quad (24)$$

$$I'_M = \mathcal{M} v_M R_{m-M} \equiv p_M R_{o-M} = Const, \quad (25)$$

где $\mathcal{M}$ — приведенная масса системы, равная

$$\mathcal{M} = \frac{m M}{m + M}, \quad (26)$$

$p_m = m v_m$ и $p_M = M v_M$ — соответствующие импульсы масс m и M , создающие момент на радиусах R_{o-m} и R_{o-M} .

Будем считать, что какими либо дополнительными моментами импульсов массы m и M в рассматриваемой системе не обладают. Тогда слагаемые в соотношениях (6) и (7) для системы отсчета, связанной с массой M , т. е. при вращении массы m вокруг массы M должны быть записаны как

$$I'_{orb.m} = \mathcal{M} v_m R_{m-M}, \quad I'_{ax.m} = 0, \quad (27)$$

$$I'_{orb.M} = 0, \quad I'_{ax.M} = \mathcal{M} v_M R_{m-M} = k M \omega'_{ax.M} R_{ax.M}^2, \quad (28)$$

где $R_{ax.M}$ — радиальный размер *сосредоточенной* массы M , k — коэффициент, зависящий от радиального распределения плотности $\varrho(r)$, $\omega'_{ax.M}$ — осевая скорость вращения массы M в собственной *невращающейся* системе отсчета.

При переходе в систему отсчета, связанную с массой m , т. е. при вращении массы M вокруг массы m на том же радиусе R_{m-M} , в равновесном состоянии для тех же слагаемых в соотношениях (6) и (7) будем иметь

$$I'_{orb.m} = 0, \quad I'_{ax.m} = \mathcal{M} v_m R_{m-M} = k m \omega'_{ax.m} R_{ax.m}^2, \quad (29)$$

$$I'_{orb.M} = \mathcal{M} v_M R_{m-M}, \quad I'_{ax.M} = 0, \quad (30)$$

где $\omega'_{ax.m}$ и $R_{ax.m}$ — осевая скорость вращения *сосредоточенной* массы m в собственной *невращающейся* системе отсчета и ее радиальный размер, k — коэффициент, зависящий от радиального распределения плотности $\varrho(r)$.

Таким образом, сохраняющиеся моменты импульсов (6)-(8) системы $m-M$ будут иметь вид

$$I_m = \mathcal{M} v_m R_{m-M} = \frac{m}{1 + m/M} \sqrt{\gamma M R_{m-M}} = Const, \quad (31)$$

$$I_M = \mathcal{M} v_M R_{m-M} = \frac{m}{1 + m/M} \sqrt{\gamma m R_{m-M}} = Const, \quad (32)$$

$$\begin{aligned} I_o &= I_m + I_M = \\ &= \mathcal{M} (v_m + v_M) R_{m-M} = \frac{m M}{m + M} \left(\sqrt{\gamma M} + \sqrt{\gamma m} \right) \sqrt{R_{m-M}} = Const \end{aligned} \quad (33)$$

и отношение *полных* моментов импульсов масс m и M между собой как

$$\frac{I_m}{I_M} = \sqrt{\frac{M}{m}}. \quad (34)$$

Сравнивая орбитальные моменты импульсов $I_{orb.m}$ (16) и $I_{orb.M}$ (17) с полными моментами I_m (31) и I_M (32), из соотношений (6)-(7), в силу закона сохранения, находим искомые осевые моменты импульсов масс m и M в системе отсчета с началом координат *ц.у. О*:

$$I_{ax.m} = (I_m - I_{orb.m}) = \left(\sqrt{1 + m/M} - 1 \right) I_{orb.m} > 0, \quad (35)$$

$$I_{ax.M} = (I_M - I_{orb.M}) = \left(\sqrt{\frac{m}{M} (1 + m/M)} - \frac{m}{M} \right) I_{orb.M} > 0. \quad (36)$$

что, вследствие $I_{ax.m} > 0$ и $I_{ax.M} > 0$, соответствует осевым вращениям масс m и M в положительном направлении. При этом по определению сосредоточенных масс моменты (35) и (36) в системе *ц.у. О* должны быть равны

$$I_{ax.m} = kmR_{ax.m}^2 \omega_{ax.m}, \quad (37)$$

$$I_{ax.M} = kMR_{ax.M}^2 \omega_{ax.M}, \quad (38)$$

где $\omega_{ax.m}$ и $\omega_{ax.M}$ — осевые (угловые) скорости вращения, $R_{ax.m}$ и $R_{ax.M}$ — радиальные размеры r_o сосредоточенных масс m и M , k — коэффициент, зависящий от радиального распределения плотности $\rho(r)$.

Таким образом, система гравитационно связанных сосредоточенных масс m и M в равновесном состоянии обладает сохраняющимся суммарным моментом импульса I_o (28), определяемым величинами взаимодействующих масс и равновесным расстоянием между ними, а также сохраняющимися для каждой из масс полными моментами I_m и I_M , которые относятся между собой согласно (34). При этом суммарный момент I_o (33) делится между полными моментами масс m и M как

$$I_m = \frac{1}{1 + \sqrt{m/M}} I_o = Const, \quad (39)$$

$$I_M = \frac{\sqrt{m/M}}{1 + \sqrt{m/M}} I_o = Const, \quad (40)$$

В свою очередь, в равновесном состоянии полные моменты импульсов делятся в системе *ц.у. О*, соответственно, на орбитальные и осевые для массы m как

$$I_{orb.m} = \frac{1}{\sqrt{1 + m/M}} I_m, \quad (41)$$

$$I_{ax.m} = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + m/M}} \right) I_m, \quad (42)$$

а для массы M как

$$I_{orb.M} = \frac{\sqrt{m/M}}{\sqrt{1 + m/M}} I_M, \quad (43)$$

$$I_{ax.M} = \left(1 - \frac{\sqrt{m/M}}{\sqrt{1 + m/M}} \right) I_M, \quad (44)$$

3 Распределение моментов импульсов между центральным и планетарными телами

Записывая (34) как

$$\frac{I_{orb.m} + I_{ax.m}}{I_{orb.M} + I_{ax.M}} = \sqrt{\frac{M}{m}}, \quad (45)$$

для момента импульса осевого вращения массы M в равновесном гравитационно связанном с массой m состоянии с учетом (18) получим

$$I_{ax.M} = (I_{orb.m} + I_{ax.m}) \sqrt{\frac{m}{M}} - \frac{m}{M} I_{orb.m}, \quad (46)$$

т. е. осевой момент массы M можно определить по моментам импульса массы m .

В системе отсчета с началом координат в центре тяжести массы M осевой момент импульса $I'_{ax.M}$ будет согласно (28) равен полному моменту I_M , т. е. вместо (46) будем иметь

$$I'_{ax.M} = (I_{orb.m} + I_{ax.m}) \sqrt{\frac{m}{M}}. \quad (47)$$

Для системы из n пар $m_n - M$ (т. е. $m_1 - M$, $m_2 - M$, ... и т. д.) полный момент импульса осевого вращения массы M в собственной системе отсчета будет равен сумме моментов (47) для массы M в паре с каждой из масс m_n :

$$\sum (I'_{ax.M})_n = \sum (I_{orb.m} + I_{ax.m})_n \sqrt{\frac{m_n}{M}}, \quad (48)$$

что может быть проверено на распределении моментов между планетами и Солнцем.

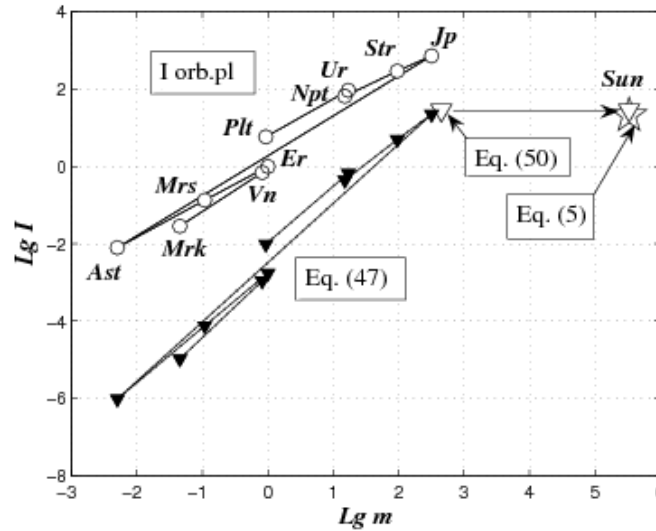


Рис. 1. Зависимости I_{orb} от m_{pl} и $I_{\odot}$ от $M_{\odot}$.

Учитывая, что для всех планет $I_{orb.m} \gg I_{ax.m}$, то расчетная формула (48) может быть представлена как

$$\sum (I'_{ax.M})_n \cong \sum (I_{orb.m})_n \sqrt{\frac{m_n}{M}}. \quad (49)$$

Представляя (49) в моментах Земли, из экспериментальных данных (без учета моментов осевых вращений) будем иметь (рис. 1):

— для Юпитера $I_{Jp} = 725,8 I_{\oplus}$, $m_{Jp}/M_{\odot} = 318/330\,000 = 0,00096$; $(0,00096)^{1/2} = 0,031$, следовательно, величина момента импульса массы $M_{\odot}$ в паре с Юпитером будет равна $(I_{ax.M})_{Jp} = 0,031 \cdot 725,8 I_{\oplus} = 22,49 I_{\oplus}$;

— для Сатурна $I_{St} = 293,5 I_{\oplus}$, $m_{St}/M_{\odot} = 95/330\,000 = 0,00029$, $(0,00029)^{1/2} = 0,017$, $(I_{ax.M})_{St} = 0,017 \cdot 293,5 I_{\oplus} = 5,00 I_{\oplus}$;

— для Урана $I_{Ur} = 65,7 I_{\oplus}$, $m_{Ur}/M_{\odot} = 15/330\,000 = 4,545 \cdot 10^{-5}$, $(4,545 \cdot 10^{-5})^{1/2} = 0,0067$, $(I_{ax.M})_{Ur} = 0,0067 \cdot 65,7 I_{\oplus} = 0,44 I_{\oplus}$;

— для Нептуна $I_{Np} = 93,1 I_{\oplus}$, $m_{Np}/M_{\odot} = 17/330\,000 = 5,15 \cdot 10^{-5}$, $(5,15 \cdot 10^{-5})^{1/2} = 0,0072$, $(I_{ax.M})_{Np} = 0,0072 \cdot 93,1 I_{\oplus} = 0,67 I_{\oplus}$.

Сумма этих основных моментов (доля моментов остальных планет пренебрежимо мала) составляет момент импульса осевого вращения Солнца и равна

$$I_{\odot} = \sum (I_{ax.M})_n \cong 28,6 I_{\oplus}. \quad (50)$$

Соотнося полученный результат с суммарным моментом планет (5), а именно $28,6 I_{\oplus}/1185,8 I_{\oplus} \approx 0,02$, мы можем констатировать, что налицо практически полное совпадение с экспериментально наблюдаемым отношением моментов импульсов между Солнцем и планетами.

4 Кинематические механизмы распределения моментов импульсов между двумя массами

Полученные зависимости распределения моментов гравитационно связанных вращающихся масс в системе $m - M$ позволяют проанализировать возможные механизмы перераспределения моментов импульсов при образовании такой системы из общей массы $M_{\Sigma} = M + m$.

Пусть сосредоточенная масса M радиуса r_o вращается с угловой скоростью $\omega_{\Sigma}(r) = Const$, т. е. как твердое тело, и, следовательно, имеет первоначальный момент импульса

$$I_{\Sigma} = k M_{\Sigma} \omega_{\Sigma} r_o^2 = Const. \quad (51)$$

Выделим на периферии экваториальной плоскости кольцо шириной $\delta r \ll r_o$ и массой $m \ll M_{\Sigma}$, момент которого будет равен $I_m = m \omega_{\Sigma} r_o^2$. Остальная часть исходной массы, т. е. $M = M_{\Sigma} - m$, будет иметь момент импульса $I_M = k M \omega_{\Sigma} R_M^2$ ($R_M = r_o - \delta r$).

Следовательно, в исходном состоянии будет иметь место соотношение моментов

$$\frac{I_m}{I_M} = \frac{m}{kM}. \quad (52)$$

т. е. момент массы m от полного момента I_{Σ} составит величину

$$I_m \sim \frac{m}{M} I_{\Sigma}. \quad (53)$$

Однако, соотношение моментов (52) очень сильно зависит от закона радиального распределения общей массы M_{Σ} . Например, если массу m выделенного кольца превратить в тонкий экваториальный диск, центр тяжести радиального сечения которого будет находиться на окружности радиуса $R_{m-M} = n R_o$ ($n > 1$), то соотношение

(52) при вращении массы M_Σ как целого, будет иметь вид

$$\frac{I_m}{I_M} \sim \frac{m}{M} n^2. \quad (54)$$

Следовательно, при очень большой протяженности диска с массой m , например, при $n > M/m$, соотношение (54) будет $I_m/I_M > M/m$. Для получения установленного соотношения моментов импульсов $I_m/I_M = (M/m)^{1/2}$ (34) необходимо иметь $n^2 \sim (M/m)^{3/2}$, т. е. $R_{m-M} = (M/m)^{3/4} R_o$. Например, прикидка для суммарной массы планет $\Sigma m_{pl} \cong 0,00135 M_\odot$ и $R_o = R_\odot$ дает $R_{m-M} \cong 142 R_\odot \approx 0,7 \text{ а.е.}$, т. е. твердый диск со средним радиусом орбит внутренних планет, обеспечит требуемое соотношение моментов при гравитационно устойчивой взаимосвязи массы Σm_{pl} и массы $M_\odot$. Этот результат рисует вполне физичную схему начальных условий, которая и принимается для дальнейшего анализа.

Представим теперь, что жесткая связь центральной массы M с диском массы m и приведенным радиусом R_{m-M} разрушилась (например, вследствие сжатия массы M до радиуса R_{M0}) и диск оказался в свободном состоянии. Если центробежные силы оказались превосходящими гравитационные, то твердый диск должен или разрушиться на какие-то части, или пребывать в том же виде, но в напряженном состоянии. Кроме того, диск может разорваться на несколько концентрических колец. При этом, если предполагать, что в случае распада кольцевой массы на отдельные фрагменты Δm и образование из этих фрагментов компактного тела с положительным осевым моментом вращения $I_{\Delta m} > 0$, то следует признать необходимость пребывания массы m до разрушения в жестко связанном (твердом) состоянии, так как если кольцевая масса m будет фрагментироваться и аккумулироваться в компактное тело из пылевой или газовой фазы, то осевой момент вращения этого тела будет отрицательным. Такую связанную массу можно представить в виде диска с уплотняющимся к плоскости вращения материалом в основном в виде спрессованной пыли из тяжелых элементов, углистых и силикатных хондритов, смерзшихся жидкостей и газов, и незамерзаемых в околосолнечных условиях облаками гелия и водорода.

В рассматриваемой схеме возникают, собственно, две проблемы, а именно: 1) с помощью какого механизма кольцевая масса m может оказаться на расстоянии $R_{m-M} = n R_o$, захватив момент импульса $I_m \sim I_\Sigma / [1 + (m/M)^{1/2}]$ и 2) как собрать *рассосредоточенную* массу распавшегося диска в *сосредоточенную* массу m планеты (или планет). Эти проблемы фактически сводятся к нахождению описания картины превращения исходной массы $M_\Sigma = M + m$ из первоначально жестко связанной симметричной системы в асимметричную (эксцентричную) систему $m-M$, образовавшуюся путем выделения некоторого (от M_Σ) количества m *рассосредоточенной* массы (жесткий диск) и аккумуляции последней в *сосредоточенную*, центр тяжести которой расположен на некотором межцентровом расстоянии R_{m-M} от центра тяжести остальной массы M .

Первая задача решается следующими образом.

Соотношение $R_{m-M} = n R_o$ может быть достигнуто не за счет *удаления* кольцевой массы на расстояние $n R_o$, а за счет сжатия центрального тела и отделения его от диска, т. е. за счет *уменьшения* радиуса $R_o = R_{m-M}/n$, и тогда главной проблемой остается перераспределение момента между массами m и M .

Отрыв от диска m и гравитационное сжатие массы M с радиуса R_{M0} до R_{M1} приводит к увеличению угловой скорости вращения массы M как $\omega_{M1}(t) = \omega_{M0} R_{M0}^2 / R_{M1}^2(t) > \omega_{M0}$. Деформируемый диск шириной $\Delta R = (R_2 - R_1)$ (здесь R_1 и R_2 — внутренний и наружный радиусы диска) вследствие разности гравитацион-

ных сил на внешней и внутренней поверхности подвержен деформации растяжения, а вследствие вращения — деформации кручения относительно оси вращения. При показателе добротности $Q < \infty$ материала в последнем будет происходить диссипация энергии кручения, что при различии осевых скоростей вращения $\omega_m \neq \omega_M$ будет характеризоваться углом δ опережения (при $\omega_m < \omega_M$) или запаздывания (при $\omega_m > \omega_M$), определяемым как $\operatorname{tg} 2\delta = 1/Q$ или при малой его величине как $\delta \approx 1/2Q$.

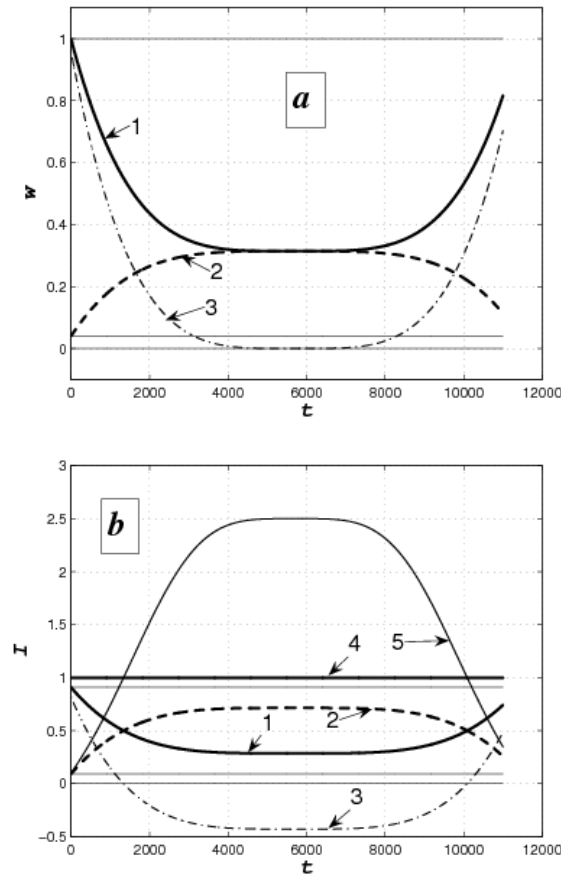


Рис. 2. Перераспределение угловых скоростей (а) и моментов импульсов (б) между центральной массой M и массой диска m (в относительных единицах): 1 — ω_M и I_M , 2 — ω_m и I_m , 3 — $(\omega_M - \omega_m)$ и $(I_M - I_m)$, 4 — $I_o = (I_M + I_m)$, 5 — I_m/I_M , t — время.

Этот процесс можно моделировать как проскальзывание с трением каждого радиально оттянутого (к центру вращения) Δr -слоя диска по поверхности связи этого слоя с соседними, т. е. схематично здесь мы имеем картину действия "силы трения направленной на ликвидацию разности угловых скоростей, т. е. на замедление вращения одного и ускорение вращения другого тела. Эта "сила трения" будет функционально зависеть от нормальной (т. е. гравитационной) силы и "коэффициента трения определяемым добротностью Q материала и разностью скоростей вращения. С учетом инерционных сил такой процесс в зависимости от параметров торможения может происходить в различных режимах автоколебания (т. е. повторения процесса замедление — ускорение) с диссипацией энергии и, в идеале, должен завершиться выравниванием скоростей вращения между телами. Реально это выравнивание скоростей может происходить с разделением первоначального диска на отдельные концентрические кольца или с постепенным разрушением его внутренней поверхности.

Изложенная схема была рассчитана (рис.2) в постановочном плане, т. е. для апробации модели, при соотношениях $M/m = 10/1$, $R_{m0}/R_{M1} = 100/20$ для масс и радиусов центрального тела и диска. Силы торможения вращения на внутренней поверхности диска определялись действующей нормальной (гравитационной) силой и "коэффициентом трения пропорциональном величине $\delta \approx 1/2Q$ и текущей разности угловых скоростей диска и центрального тела. Параметры торможения выбирались как вариант, исходя из автоколебательного режима одноразового процесса торможение-ускорение осевого вращения масс M и m . Расчеты выполнены численным методом с помощью программного обеспечения "MatLab 7.1". Как видно из представленных на рис.2 зависимостей, полученные результаты полностью подтверждают изложенный выше механизм перераспределения момента импульса между центральным телом и плотным диском.

Вторая задача, т. е. превращение *рассосредоточенной* массы диска с центром тяжести в общей для m и M центральной точке $r = 0$ в *сосредоточенную* массу m с центром тяжести, расположенной на расстоянии R_{m-M} , сводится к определению сил, которые необходимы для преодоления гравитационного притяжения центров масс m диска и M центрального тела на пути $0 \leq r_{m-M}(t) \rightarrow R_{m-M}$.

В этом случае самым проблематичным является первоначальное возмущение, приводящее к смещению центра массы m диска из точки $r = 0$ на некоторую величину $\delta r \gtrsim 0$, после чего система масс m и M теряет устойчивость, так как появление разности проекций гравитационных сил $\Delta F_{mM} = \gamma m M [1/R^2 - 1/(R + \delta r)^2] \neq 0$, действующих на диск по линии эксцентриситета, приводит к ускоряющемуся увеличению расстояния $\delta r \leq r_{m-M}(t) \rightarrow R_{m-M}$ между центрами масс кольцевого и центрального тела.

Наиболее вероятной причиной первичного сдвига δr может быть смещение центров тяжести масс m и M относительно общего центра инерции при ротационно неустойчивом гравитационном сжатии тела M с его отделением от кольцевой массы m . Другими причинами могут быть потери устойчивости формы с образованием асимметричного распределения массы m или M в результате всевозможных внутренних гидро- и газодинамических (вихревых, взрывных) процессов, а в более холодном состоянии это могут быть силы кристаллизации и последующих тектонических процессов дифференциации масс и т. д. и т. п..

Появление межцентрового расстояния $r_{m-M}(t) = r_{o-M} + r_{o-m}$, $r_{o-m}/r_{o-M} = (M/m)$, в свою очередь, приводит к возникновению орбитальных моментов центров масс m и M относительно их общего ц.у. О при сохранении их полных моментов I_m и I_M , т. е. за счет перераспределения последних между соответствующими I_{ax} и I_{orb} согласно (41)-(44). При этом процесс смещения диска и центрального тела относительно центра инерции может происходить одновременно с перераспределением моментов с помощью рассмотренного выше механизма приливного торможения осевого вращения тел. Однако, в отличие от предыдущего решения, силы растяжения будут создавать уже не равномерно распределенную деформацию в объеме обоих взаимодействующих тел, а приливные горбы на внутренней поверхности диска и внешней поверхности центрального тела в направлении линии эксцентриситета системы. Таким образом, в этом случае мы фактически получаем *инвертированную* картину обычного действия приливообразующей силы в задаче взаимодействия двух вращающихся относительно друг друга деформируемых тел, приводящего к перераспределению момента импульса между телами.

На рис.3 показаны результаты расчета изложенной выше картины для элементарной кинематической схемы диска в виде двух диаметрально расположенных перемен-

ных (по мере смещения по линии эксцентриситета) масс $m_1(r_{m-M}) + m_2(r_{m-M}) = m$ при первоначальном сдвиге центров масс на величину $r = 0,0001R_{m0}$ и выбранных, как вариант, параметрах приливного торможения, которые создают автоколебательную картину перераспределения моментов взаимодействующих тел при перемещении центра тяжести кольца m из точки δr в точку $r_{m-M}(t) = R_{m-M}$.

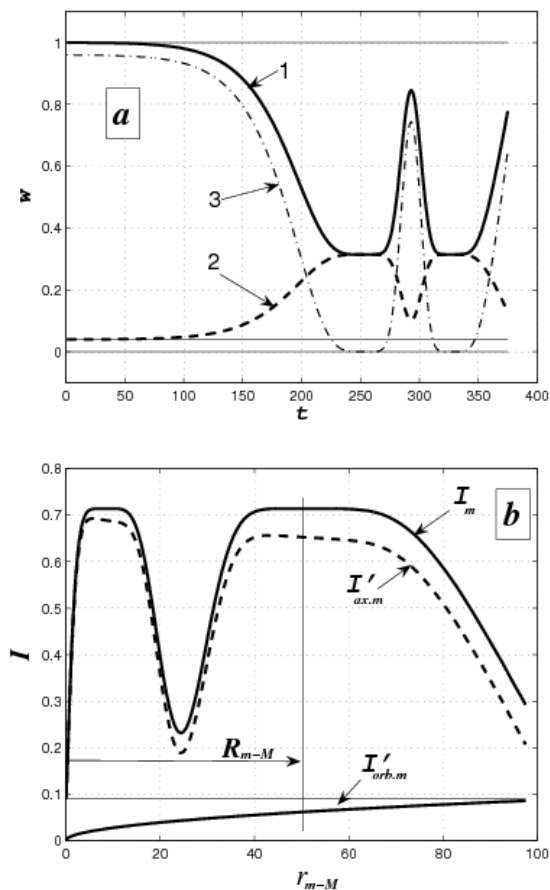


Рис. 3. Перераспределение угловых скоростей (а) между массами M и m (1 — ω_M , 2 — ω_m , 3 — $\omega_M - \omega_m$) и изменение суммарного (I_m), осевого ($I'_{ax.m}$) и орбитального ($I'_{orb.m}$) моментов импульсов (б) диска m при смещении его ц. т. в направлении r_{m-M} .

Неизбежное, на конечном этапе, падение на центральное тело M диска m (внутренней стороной) должна привести к разрушению последнего. Дальнейшее его преобразование в *сосредоточенную* массу m (или нескольких масс m_n , распределенных по орбитам $R_{(m-M)n}$) представляет уже физическую сторону процесса разрушения и аккумуляции, однако, кинематически это соответствует образованию гравитационно связанной системы *сосредоточенных* масс $M - m$. Реально, часть массы диска должна упасть на центральное тело, а часть может образовать отдельные тела с массами m_n . Однако, для рассматриваемого вопроса перераспределения моментов эти альтернативные сценарии не принципиальны и, в идеале, можно считать аккумуляцию всей массы m в *центре тяжести* диска, оказавшегося в результате смещения на расстоянии R_{m-M} от *центра тяжести* массы M .

В данном примере величина расстояния $R_{m-M} \cong 0,5R_{m0}$, на котором диск "схлопывается" в *сосредоточенную* массу m , выбрана из условия получения диском максимального момента импульса $I_m \cong 0,71 I_o$.

Дальнейшее решение, сшиваемое с предыдущим, проводится уже для *сосредоточенной* массы m , находящейся на орбите R_{m-M} . В этом положении *полный* момент импульса массы m определяется как $I_m = I'_{orb.m} + I'_{ax.m} \cong 0,71 I_o$ (рис.3). При этом отношение $I'_{ax.m}/I'_{orb.m} = 10,65$ *существенно* отличается от $I_{orb.m}/I_{ax.m} = [(1 + m/M)^{1/2} - 1] \cong 0,05$, которое, согласно (41)-(42), должно соответствовать *равновесному* положению гравитационно связанной системы $M-m$.

Так как $I'_{ax.m}/I'_{orb.m} \gg I_{orb.m}/I_{ax.m}$, что обусловлено более высоким значением осевого и недостаточной величиной орбитального моментов импульса, чем это требуется для гравитационно равновесного положения системы, то в этом случае для достижения равновесного состояния система должна превратить основную часть избыточного осевого момента в орбитальный, что при условии сохранения полного момента импульса I_m возможно за счет увеличения орбитального расстояния. Механизм перераспределения моментов в этом случае будет действие двух факторов:

1) действие приливных сил между массами m и M , которые тормозят осевое вращение взаимодействующих масс, тем самым перераспределяя осевые моменты ипульсов в орбитальные при сохранении полных моментов $I_m = Const$ и $I_M = Const$, т. е. представляет собой задачу Дж. Дарвина;

2) наличие у гравитационно связанной системы градиента орбитальной скоростей $\nabla v_{orb.m}$ в радиальном направлении, который создает в теле массы m с диаметром $2R_m$ отрицательный (тормозящий) момент импульса, равный $\Delta I_m = -(1/2) k m (\gamma M)^{1/2} [1/(R_{m-M} - R_m)^{1/2} - 1/(R_{m-M} + R_m)^{1/2}] R_m$, что также приводит к торможению осевого вращения массы m и преобразованию потери осевого момента в приращение орбитального.

Переход массы m на более высокую орбиту $(R_{m-M} + \Delta R)$ осуществляется за счет превращения избыточной кинетической энергии орбитального вращения $\Delta E_m = (1/2)\gamma m M [1/R_{m-M} - 1/(R_{m-M} + \Delta R)]$ в работу перемещения.

Расчет движения и перераспределения моментов проводился для приливных сил с обратной кубической зависимостью потенциала от расстояния, а также с учетом тормозящего "градиентного" момента импульса ΔI_m . Выбор вида потенциала тормозящей силы оказывает влияние только на скорость отодвигания массы m от "стартового" расстояния R_{m-M} до равновесного R'_{m-M} , где достигается соотношение моментов $I_{ax.m}/I_{orb.m} = [(1 + m/M)^{1/2} - 1]$.

Используя (41)-(42), находим, что равновесное межцентровое расстояние после перераспределения осевого и орбитального моментов импульсов должно быть равным

$$R'_{m-M} = \frac{R_{m-M}}{[(1 + m/M)^{1/2} - 1]^2}, \quad (55)$$

т. е. в данном конкретном примере это соответствует $R'_{m-M} \approx 210 R_{m0}$ (в двести раз больше размера исходного планетарного диска!).

Тормозящий "градиентный" момент импульса ΔI_m вносит основной вклад на малых межцентровых расстояниях (т. е. при большом градиенте $\nabla v_{orb.m}$) и для малых плотностей (большого диаметра) массы m , что при определенных начальных условиях может изменить осевое вращение на обратное или в случае двухкомпонентного тела (твердое ядро и очень протяженная атмосфера) может создать вращение ядра и атмосферы с разными и даже противоположными осевыми скоростями, которые в автоколебательном режиме торможение-ускорение могут достигать больших резонансных величин.

5 Заключение

Полученные результаты показывают, что экспериментальные соотношения между параметрами движения планет и Солнца, в том числе и распределение моментов импульсов, правильно описываются теоретически в рамках ньютоновской механики, тем самым снимая *"проблему распределения моментов"*.

В основе решения проблемы лежит получение соотношения моментов $I_m/I_M = (M/m)^{1/2}$ для каждой из n планет с последующим *суммированием моментов отдельных пар* $m_n-M_\odot$, вращающихся вокруг собственных для каждой пары *ц.ц.* O_n .

Возможной причиной незначительного расхождения величины момента импульса $I_\odot \cong 28,6 I_\oplus$ (50) с моментом $I_\odot = k 103,3 I_\oplus \cong 21 I_\oplus$ (5) может быть отмеченное выше неравновесное состояние планетарной системы, под которым следует понимать нахождение системы Солнце – планеты в состоянии динамического развития, при котором кинематические параметры движения отличаются от равновесных. Неравновесность распределения моментов, т. е. $I_M = k_I (m/M)^{1/2} I_m$ вместо $I_M = (m/M)^{1/2} I_m$, зависящая в рассмотренном решении от выбора расстояния $r_{m-M}(t) = R_{m-M}$, позволяет объяснить данное расхождение при $k_I \cong 0,7$.

Правда, это же расхождение может быть обусловлено реальным распределением плотности $\varrho_M(r)$ центрального тела, т. е. за счет величины коэффициента k , и, возможно, изменяющейся по глубине и азимутальному углу скоростью вращения $\omega_\odot = f(r, \theta) \neq \text{Const}$. Например, уже при распределении плотности по закону $\varrho_M(r) = \varrho_o(1 - r^2/R_\odot^2)$, где $k = 4/15$, вместо принятого в расчете (5) распределения $\varrho_M(r) = \varrho_o(1 - r/R_\odot)$ ($k = 1/5$), и при $\omega_\odot = \text{Const}$ имеем $I_\odot \cong 28 I_\oplus$, т. е. полное согласие с (50).

Наконец, третьей причиной может быть потеря части момента за счет рассеяния доли массы M в пространство. Эта доля должна составлять $\sim 6\%$ от начальной массы M .

Рассмотренные механизмы распределения моментов импульсов свидетельствуют о динамическом характере установления существующих орбитальных расстояний и, более того, о незавершенности этого процесса в настоящее время. Об этом свидетельствует наличие осевого вращения планет относительно радиуса-вектора R_{m-M} , т. е. $\omega'_{ax.m} = (\omega_{ax.m} - \omega_{orb.m}) \neq 0$ (см. (19)-(28)), а тот факт, что $\omega'_{ax.m} > 0$, говорит о том, что равновесные орбиты пока не достигнуты, т. е. планеты продолжают свое движение от Солнца. В то же время, например, для Луны в системе Земля-Луна имеем $\omega'_{ax.m} = (\omega_{ax.m} - \omega_{orb.m}) = 0$, т. е. равновесное состояние достигнуто. Этот факт позволяет с помощью соотношения (55) установить "стартовое" расстояние $R_{0(m-M)}$, которое оказывается равным $R_{0(m-M)} \approx 0,006 R_{m-M} \approx 0,4 R_\oplus$. Последнее может свидетельствовать о том, что *протолунный* диск при смещении центра тяжести на расстоянии $R_{0(m-M)}$ от центра Земли рассыпался и затем саккумулировался в *сосредоточенную* массу Луны, которая после этого отодвинулась на современную равновесную орбиту $R_{m-M} \approx 60 R_\oplus$.

Исследование эволюции планетной системы не входило в задачу настоящей работы, так как это требует проведения специальных расчетов. Но, как пример, в этом отношении приобретает интересный физический смысл известный эмпирический закон планетарных расстояний Боде-Тициуса $R_n = a + b \cdot 2^n$ (где $a = 0,4 \text{ а.е.}$, $b = 0,075 \text{ а.е.}$, n — номер планеты от Солнца), который в свете изложенного выше можно интерпретировать как фиксированный результат движения планет по некоторому ско-

ростному закону $v(t)$ в течение времени их существования t_n , т. е. как

$$R_n(t_n) = \int v(t) dt = a + b \cdot 2^{1/(1-t_n/T_0)} = r_o + r_n,$$

где T_0 — некоторое характерное время (возможно время существования Солнца), t_n — время движения (существования) планеты, которое согласно закону Бодэ–Тициуса на настоящий момент должно для n -й планеты составлять $t_n = (1; 1/2; 2/3; 3/4; 4/5; 5/6; 6/7; 7/8; 8/9) \cdot T_0$ (например, если принять $T_0 \approx 7 \cdot 10^9$ лет, то для Земли будем иметь время существования $2/3 T_0 \approx 4,7 \cdot 10^9$ лет) — приведенные значения t_n необходимы для получения величины n , формально совпадающей с номером планеты, хотя для правильного результата по орбитальным расстояниям R_n эти значения для некоторых планет должны быть другими; $(T_0 - t_n)$ — момент времени (от точки начала отсчета $t = 0$) начала движения планеты от Солнца; r_n — путь, пройденный планетой от точки старта $r_o = a$.

Из приведенной формулы можно вычислить скорости $v(t) = dR/dt$ движения планет от Солнца. Например, для Земли (при $t_n \approx 4,7 \cdot 10^9$ лет) скорость ее движения в наше время соответствует увеличению расстояния до Солнца на ~ 40 км за 1 тыс. лет, т. е. изменению продолжительности года за тысячелетие на ~ 10 сек.

В заключение можно отметить, что рассмотренная в представленной работе кинематическая схема образования планетарной системы позволяет решить проблему распределения планет по массам и орбитам, а также их разделение на внутреннюю и внешнюю группы. Пути реализации такой программы просматриваются уже по полученным результатам.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ

Как известно, "*проблема моментов*" разрушила блестящую гипотезу Лапласа образования Солнечной системы. Однако все последующие модели планетообразования так и не решили ни "*проблемы моментов*", ни, собственно, механизма образования планет.

Принятая по неписанному согласию модель образования планет путем *аккреции* материала газопылевого облака на *зародышевых* массах не может объяснить ни одной из главных особенностей планетной системы :

- практически круговых орбит планет и спутников,
- наклонов плоскостей орбит и осей вращения планет и спутников,
- различия планет "*внутренней*" и "*внешней*" группы,
- закона расстояний Бодэ–Тициуса,
- распределения моментов между планетами и центральным телом.

Действительно, любая модель, построенная на механизмах *случайных* явлений (многократных соударениях, пересечениях орбит, орбитальных захватах и т. п.), не в состоянии создать практически идеальные орбиты планет и спутников с математически выверенными распределениями масс, расстояний и моментов. Примером такой невозможности служит часто упоминаемая в популярном изложении модель образования системы Земля–Луна путем соударения прото-Луны с прото-Землей. Расчет при любых начальных условиях покажет, что при таком сценарии Земля должна "*слететь*" с нормальной почти круговой орбиты, а осколки прото-Луны, оставшиеся не захваченными прото-Землей после столкновения, будут двигаться по разрозненным с различными эксцентриситетами эллиптическим орбитам, по которым эти

осколки всегда будут возвращаться на поверхность касания с Землёй. Образование компактного спутника на идеальной круговой орбите, т. е. Луны, и сохранение закономерного движения Земли в общей системе планет в рассматриваемой модели невозможно.

Возвращаясь к Лапласу, следует отметить, что он был на шаг от доказательства непротиворечивости своей гипотезы, т. е. решения *проблемы моментов*.

Лаплас, изучая кольца Стурна, как наглядную модель его гипотезы, показал, что кольца Сатурна не могут быть твердыми дисками, так как в этом случае система *твердый диск — центральное тело* будет неустойчивой: при **минимальном** нарушении *центровки* системы, т. е. смещении центров тяжести *диска* и *центрального тела* относительно друг друга, возникнет радиальная, возрастающая по мере смещения из-за *разности* гравитационных сил действующих на массы противоположных частей диска, сила $\Delta F_{mM} = \gamma M[(1/2 m - \delta m)/(R - r)^2 - (1/2 m + \delta m)/(R + r)^2]$ (здесь $\delta r \leq r \leq R$, $\delta m = f(r)$ — часть массы диска, переходящей на противоположную сторону по линии смещения, R — расстояние до центров тяжести полумасс $1/2 m$ диска), приводящая к падению диска на центральное тело (*Рис.1-K, a-b*).

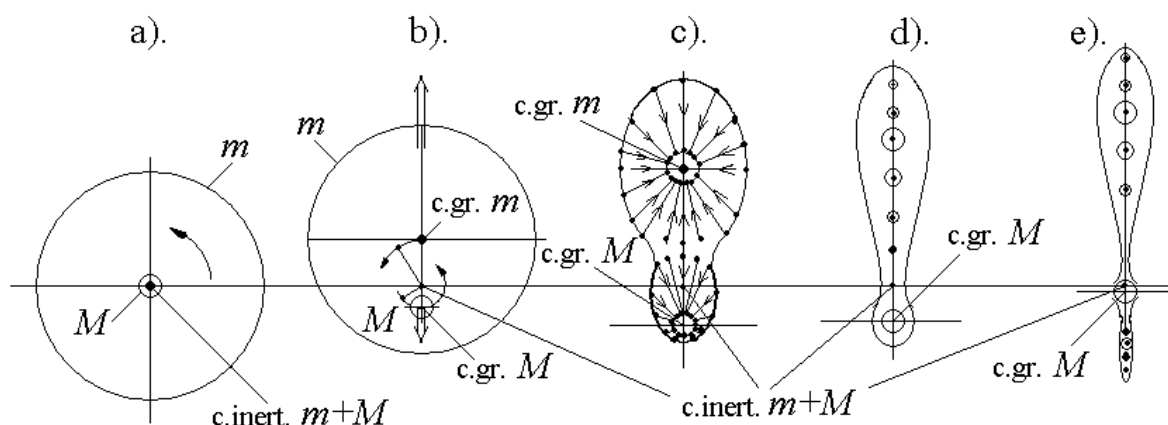


Рис. 1-K. Преобразования системы твердый диск m — центральное тело M в систему центральное тело — планета (планеты): a — исходное центрально-симметричное состояние системы твердый диск m — центральное тело M ; b — смещение центров тяжести ($c.gr.$) масс m и M относительно общего центра инерции ($c.inert.$) при потере устойчивости системы; c, d, e — возможные идеализированные схемы образования одиночной планеты (c) или группы планет (d, e) после полного (c, d) или частичного (e) смещения и разрушения протопланетного диска.

Лаплас, предложил умоузырительную, но математически недоказуемую, картину образования планет путем аккреции и "заметания" распределенных по орбите пыли и газа в одну точку.

Однако, в этой картине процесс превращения протопланетной массы m , *рассосредоточенной* по кольцу, соосному с центральным телом M (т. е. с центром тяжести, расположенным в **общей** для обеих масс m и M точке $r = 0$, — соответственно, с межцентровым расстоянием $r_{mM} = 0$), в *сосредоточенную* (компактную) массу m планеты с центром тяжести на межцентровом расстоянии $r_{mM} \gg 0$, сталкивается с **проблемой** *силы*, необходимой для преодоления гравитационного притяжения центров масс m и M на пути $0 \leq r \rightarrow r_{mM}$. Об отсутствии такой силы, собственно, и свидетельствуют кольца Сатурна и пояс астероидов за орбитой Марса.

И Лаплас, приводя на примере колец Сатурна доказательство неустойчивости их твердотельного состояния, пропустил реальный механизм превращения рассосредоточенной массы газопылевого материала протопланетного диска в сосредоточенную массу планеты (или планет).

Для этого достаточно было представить, что на каком-то этапе уплощения и, соответственно, уплотнения газо-пылевого облака (возможно, до момента окончательного компактирования и "зажигания" *центрального тела*) газы и пар летучих веществ конденсируются и замораживают *протопланетный диск* в твердое тело (механизм смерзания газо-пылевых образований в компактные тела является распространенным явлением в холодном космическом пространстве, о чем свидетельствует, например, состав комет и спутников дальних планет).

Последующая потеря устойчивости системы *твердый диск — центральное тело* и возникновение *разности* $\Delta F_{тм}$ гравитационных сил действующих на массы противоположных частей диска приводит к смещению центров тяжести *диска* и *центрального тела* на круговые орбиты вокруг общего центра инерции системы. Материал разрушающегося при этом твердого диска частично падает на центральное тело, а оставшаяся часть собирается в центре тяжести сместившегося диска (*Рис.1-К, с-е*), создавая тем самым компактное тело планеты (или планет).

Такой механизм образования планет обеспечивает круговое движение *планеты* и *центрального тела* вокруг центра инерции системы, которое при большой разности масс вырождается в движение практически вокруг центра тяжести *центрального тела* почти по круговой (эллиптической с малым эксцентриситетом) орбите.

И, как показано в комментируемой работе, при наличии такого механизма планетообразования решается и "*проблема моментов*".

Кинематические механизмы образования наклонов орбит и осей вращения в системе двух гравитационно связанных масс *

1 Постановка задачи

Одной из нерешенных проблем небесной механики является *проблема наклонов плоскостей орбит* планетарных (спутниковых) тел к экваториальной плоскости центрального тела и *наклонов осей вращения* к плоскости собственных орбит. Как известно, разнообразие таких фактов в Солнечной системе охватывает диапазон для углов наклона **плоскостей орбит** — от нуля через вертикаль прямого угла и до угла близкого к 180^0 , т. е. до обратного вращения по орбите, а для углов наклона **осей вращения** относительно нормали к плоскости орбитального вращения — от нуля до практически прямого угла, т. е. осевого вращения "лежа на боку". История и анализ решений этой проблемы с подборкой обширной библиографии достаточно полно представлены в работах [1, 2]. В настоящей работе применительно к "*проблеме наклонов*" автор развивает **новую** концепцию, позволившую получить в работе [3] решение "*проблемы моментов*" в планетарных системах.

Предположение о направлениях векторов моментов орбитальных и осевых вращений, как **остаточных** (после завершения планетообразования из газопылевого облака) **случайных** направлениях, не выдерживает критики, так как во всем разнообразии существующих фактов просматриваются определенные закономерности: аномальные наклоны орбит принадлежат дальним спутникам планет, наклоны осей вращения к плоскости орбиты спутника у планеты больше, чем у спутника и т. д. и т. п.. Поэтому имеется достаточно оснований предполагать существование некоего механизма, с помощью которого можно было бы объяснить все или хотя бы часть из перечисленных особенностей движения тел в планетарных системах.

Процесс превращения протопланетной массы m , *рассосредоточенной* по кольцу, соосному с центральным телом M (т. е. с центром тяжести, расположенным в **общей** для обеих масс m и M точке $r = 0$, соответственно, с межцентровым расстоянием $r_{mM} = 0$), в *сосредоточенную* (компактную) массу m планеты с центром тяжести на межцентровом расстоянии $r_{mM} \gg 0$, сталкивается с **проблемой силы**, необходимой для преодоления гравитационного притяжения центров масс m и M на пути $0 \leq r \rightarrow r_{mM}$, и **проблемой перераспределения моментов** от начального соотношения $I_m/I_M \sim m/M$ до получения равновесного соотношения $I_m/I_M = (M/m)^{3/2}$ [3]

* В.Д. Андреев. Кинематические механизмы образования наклонов орбит и осей вращения в системе двух гравитационно связанных масс // Новейшие проблемы теории поля 2007 – 2008 (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2009, с. 64-76.

после превращении массы (или части массы) протопланетного диска в массу компактной планеты (или планет).

Эти фундаментальные проблемы неразрешимы в гипотезах образования планет (спутников) в **случайных** центрах гравитационной аккреции путем "заметания" с орбит частиц *газопылевого* протопланетного диска. Наглядными примерами тому служат системы колец Сатурна и околосолнечного астероидного пояса, в которых отсутствует *сила*, способная превратить *разобщенную* массу в *компактную*, т. е. превратить интегрально **осесимметричную** исходную систему $m - M$ в **асимметричную** систему *сосредоточенных* масс m и M путем перемещения центра тяжести *рассеянной* массы m из центра масс $r = 0$ на расстояние r_{mM} с **преодолением** на этом пути гравитационного *притяжения* центрального тела M .

Отмеченные **проблемы**, как было показано в [3], решаются с привлечением **промежуточной стадии** в картину планетообразования из обладающего исходным моментом I_0 *газопылевого* облака — **стадии** образования соосной системы *центрального тела* M — **твердый протопланетный диск** m торообразной формы с последующим разрушением последнего при потере устойчивости системы.

Еще Лаплас при анализе свойств колец Сатурна обратил внимание на неустойчивость существования системы с *твердым* кольцевым диском, указав на неизбежность его падения на планету. Действительно, потеря *устойчивости* системы $m - M$ за счет возникновения минимального смещения центра тяжести *твёрдого* диска на величину $\delta r \gtrsim 0$ из общего для обоих тел центра масс в точке $r = 0$ приводит к ускоряющемуся увеличению расстояния между **центрами масс** диска m и центрального тела M из-за возникновения *разности* гравитационных сил $\Delta F_{mM} = \gamma M[(1/2 m - \delta m)/(R - r)^2 - (1/2 m + \delta m)/(R + r)^2] = m d^2 r / dt^2$, действующих на массы противоположных частей диска (здесь $\delta r \leq r \leq R$, $\delta m = f(r)$ — часть массы диска, переходящей на противоположную сторону по линии смещения, R — расстояние до центров тяжести полумасс $1/2 m$ диска). Однако, дальше констатации неустойчивости системы с твердым диском Лаплас не пошел и не обратил внимания на перспективность этой модели в решении проблемы планетообразования.

Как следует из результатов, полученных в работе [3], после смещения диска на расстояние, равное его внутреннему радиусу, он задней (по ходу смещения) частью упадет на центральное тело и тем самым разрушится как целое, а материал передней части в виде группы обломков соберется в их общем центре тяжести (или в нескольких центрах) в компактное образование, вращающееся относительно нового центра инерции (*ц. и.*) O . Полученный же радиальный импульс $\int \Delta F_{mM} dt = mv$ определит величину эксцентриситета орбиты. В конечном итоге, после разрушения протопланетного диска в образовавшейся асимметричной системе $m - M$ остается только механизм приливного трения, который уменьшает *осевые* моменты импульсов масс M и m , что, в силу закона сохранения, приводит к увеличению *орбитальных* моментов за счет увеличения межцентрового расстояния (радиуса орбиты) до величины $r_{mM} \gg R_m$, т. е. к перераспределению моментов от начального соотношения $I_m/I_M \sim m/M$ до получения *равновесного* соотношения $I_m/I_M = (M/m)^{1/2}$ [3].

Эта же модель оказывается пригодной и для объяснения закономерностей образования *наклонов* осей и плоскостей, соответственно, осевых и орбитальных вращений. Как будет показано ниже, для решения "*проблемы наклонов*" можно ограничиться только анализом кинематической эволюции гравитационно связанной системы *центрального тела* M — *твёрдый диск* m при потере системой устойчивости центрально симметричного положения.

В представленной работе ставится задача в **кинематической постановке**, т. е.

исходя только из закона сохранения суммарного момента импульса, **доказать** и установить количественно **зависимость наклонов плоскостей орбит** планетарных (спутниковых) тел к экваториальной плоскости центрального тела и **наклонов осей вращения** к плоскости собственных орбит **от смещения твердого** протопланетного диска при потере устойчивости его центрального вращения в системе $m - M$.

Так как после разрушения **твердого** диска и формирования из его обломков компактной планеты (или планет) в системе $M - m_{pl}$ (*центральное тело — планета*) **исчезает** сила, приводящая к **изменению** наклонов осей и плоскостей осевых и орбитальных вращений, то предполагается, что образовавшиеся **на стадии** существования **твердого** протопланетного диска **наклоны** осей вращения и орбит, в силу закона *сохранения моментов* в идеале **должны сохраниться** после формирования планеты (или планет) из его обломков.

2 Кинематика распределения моментов импульсов при смещении твердого протопланетного диска

Для упрощения анализа представим **гравитационно связанную** вращающуюся с *исходным* моментом импульса I_0 систему *центральное тело* M — *твердый протопланетный диск* m в виде простейшей кинематической схемы, а именно, в виде лежащих в **одной плоскости вращения** и обладающими *осевыми* (*axial*) моментами вращения I_{M0}^{ax} и I_{m0}^{ax} двух **соосных** недеформируемых масс — шара M и диска m , с соответствующими *приведенными* радиусами $R_M < R_m$, которые можно сопоставить, соответственно, с радиусом экваториального кольца *центров тяжести* меридиональных полусечений шара и радиусом кольца *центров тяжести* поперечных сечений кольцевого (торообразного) протопланетного диска.

В рассматриваемой картине соотношения масс M и m могут быть любыми, т. е. $M \gtrless m$, что следует иметь в виду в дальнейших выкладках.

Известно, что **перераспределение** величин *осевых* и *орбитальных* **моментов** при сохранении их суммы может осуществляться за счет действия между двумя гравитационно связанными телами **приливных сил**, тормозящих *осевые* вращения тел, что приводит к уменьшению *осевых* моментов импульса и увеличению (за счет увеличения радиуса орбиты) *орбитальных* моментов.

В случае же **принудительного** смещения диска за счет силы ΔF_{mM} орбитальное расстояние увеличивается **независимо от торможения** скоростей *осевого* вращения диска m и центрального тела M приливными силами. Такое смещение взаимодействующих тел на межцентровое расстояние $r_{mM} = (r_{o-m} + r_{o-M}) \leq (R_m - R_M)$, т. е. на расстояния r_{o-m} и $r_{o-M} = r_{o-m} \cdot (m/M)$ относительно общего ц.у. O , должно приводить из-за разности тангенциальных скоростей относительно ц.у. O к появлению *орбитальных* (*orb*) моментов I_m^{orb} и I_M^{orb} и, в силу *закона сохранения* моментов импульсов, уменьшению *осевых* (*ax*) моментов импульса I_{m0}^{ax} и I_{M0}^{ax} масс m и M , соответственно, как

$$I_m^{ax} = I_{m0}^{ax} - I_m^{orb}, \quad (1)$$

$$I_M^{ax} = I_{M0}^{ax} - I_M^{orb}, \quad (2)$$

при сохранении полного исходного момента системы $m-M$:

$$I_0 = I_{m0}^{ax} + I_{M0}^{ax} = I_{\Sigma}^{orb} + I_{\Sigma}^{ax} = Const, \quad (3)$$

где $I_{\Sigma}^{orb} = I_m^{orb} + I_M^{orb}$ и $I_{\Sigma}^{ax} = I_m^{ax} + I_M^{ax}$.

Получение суммарного момента импульса I_{Σ}^{ax} осевых вращений в направлении **вектора** исходного момента $\mathbf{I}_0$ системы $m - M$ **без изменения** угловой скорости *осевого* вращения возможно только за счет изменения углов наклона β_m^{ax} и β_M^{ax} осей вращения взаимодействующих тел, т. е. как суммы проекций на направление $\mathbf{I}_0$:

$$I_{\Sigma}^{ax} = I_M^{ax} + I_m^{ax} = I_{M0}^{ax} \cos \beta_M^{ax} + I_{m0}^{ax} \cos \beta_m^{ax}. \quad (4)$$

Введем систему координат $\{x, y, z\}$ так, что $z \parallel \mathbf{I}_0 \perp \{x, y\}$. Тогда на направлениях импульса I_z и $I_{\{x,y\}}$ необходимо иметь:

$$\begin{aligned} I_z &= I_{M0}^{ax} + I_{m0}^{ax} = (I_M^{ax} + I_m^{ax})_z + (I_M^{orb} + I_m^{orb})_z = \\ &= (I_{M0}^{ax} \cos \beta_M^{ax} + I_{m0}^{ax} \cos \beta_m^{ax}) + (I_M^{orb} + I_m^{orb})_z = I_0. \end{aligned} \quad (5)$$

$$I_{\{x,y\}} = 0. \quad (6)$$

В рассматриваемой идеализированной кинематической системе плоскость орбитального вращения системы $m - M$ относительно *ц.у.О* должна совпадать с плоскостью диска m . Поэтому, если ввести угол наклона β_{mM}^{orb} *орбитальной плоскости* вращения масс m и M к исходному положению, то уравнения (5)-(6) будут иметь вид

$$I_z = I_{M0}^{ax} \cos \beta_M^{ax} + (I_m^{ax,\beta} + I_M^{orb,\beta} + I_m^{orb,\beta}) \cos \beta_m^{ax} = I_0. \quad (7)$$

$$I_{\{x,y\}} = I_{M0}^{ax} \sin \beta_M^{ax} + (I_m^{ax,\beta} + I_M^{orb,\beta} + I_m^{orb,\beta}) \sin \beta_m^{ax} = 0. \quad (8)$$

где $I_m^{ax,\beta}$, $I_m^{orb,\beta}$ и $I_M^{orb,\beta}$ — моменты импульсов в наклоненной под углом β_{mM}^{orb} орбитальной плоскости. При $I_{m0}^{ax} - I_m^{ax,\beta} = \Delta I_m^{ax} \geq 0$ в силу *закона сохранения* возникает отрицательный момент прецессии $I_{mM}^{prec} = -\Delta I_m^{ax} \cdot \cos \beta_{mM}^{orb}$ системы $m-M$ относительно оси z .

В системе реальных небесных тел M и m , т. е. тел, обладающих реальными объемами с распределенной по тем или иным законам плотностью, возможно возникновение ситуации при смещении диска, когда плоскость орбитального вращения системы $m - M$ относительно *ц.у.О* не совпадает с плоскостью диска m , что не запрещено законами механики. В этом случае будем иметь

$$I_z = I_{M0}^{ax} \cos \beta_M^{ax} + I_{m0}^{ax} \cos \beta_m^{ax} + (I_M^{orb,\beta} + I_m^{orb,\beta}) \cos \beta_{mM}^{orb} = I_0. \quad (9)$$

$$I_{\{x,y\}} = I_{M0}^{ax} \sin \beta_M^{ax} + I_{m0}^{ax} \sin \beta_m^{ax} + (I_M^{orb,\beta} + I_m^{orb,\beta}) \sin \beta_{mM}^{orb} = 0, \quad (10)$$

т. е. движение системы $m - M$ будет характеризоваться вращением центра тяжести диска m относительно *ц.у.О* по орбите радиуса r_{o-m} с углом наклона $(\beta_{mM}^{orb} - \beta_m^{ax})$ плоскости диска к орбитальной плоскости.

Для решения поставленной в работе задачи — доказательства зависимости *наклонов* от *смещения* диска, достаточно рассмотреть решение кинематических уравнений (7)-(8), т. е. провести кинематический анализ зависимости *осевых* I_m^{ax} , I_M^{ax} и *орбитальных* $I_m^{orb,\beta}$, $I_M^{orb,\beta}$ моментов импульсов, а также углов наклона β_M^{ax} , β_m^{ax} и β_{mM}^{orb} от величины смещения $r_{m-M} = r_{o-m} + r_{o-M}$ центров масс M и m относительно друг друга.

3 Взаимосвязь наклонов осей вращения взаимодействующих тел и плоскости орбиты с величиной смещения твердого протопланетного диска

Из расчетной схемы (рис.1), соответствующей уравнениям (7)-(8), непосредственно имеем

$$\cos \beta_M^{ax} = I_M^{ax} / I_{M0}^{ax} = 1 - I_M^{orb} / I_{M0}^{ax}, \quad (11)$$

$$\operatorname{tg} \beta_{mM}^{orb} = \sin \beta_M^{ax} \cdot I_{M0}^{ax} / (I_m^{orb} + I_{m0}^{ax}), \quad (12)$$

$$I_m^{orb, \beta} = I_m^{orb} / \cos \beta_{mM}^{orb}, \quad (13)$$

$$I_M^{orb, \beta} = I_M^{orb} / \cos \beta_{mM}^{orb}, \quad (14)$$

$$I_m^{ax, \beta} = (I_{m0}^{ax} - I_m^{orb}) / \cos \beta_{mM}^{orb}. \quad (15)$$

Из приведенного следует, что для нахождения величин (1)-(15), как функций величины смещения r_{mM} , достаточно установить такую зависимость для орбитальных моментов I_m^{orb} и I_M^{orb} .

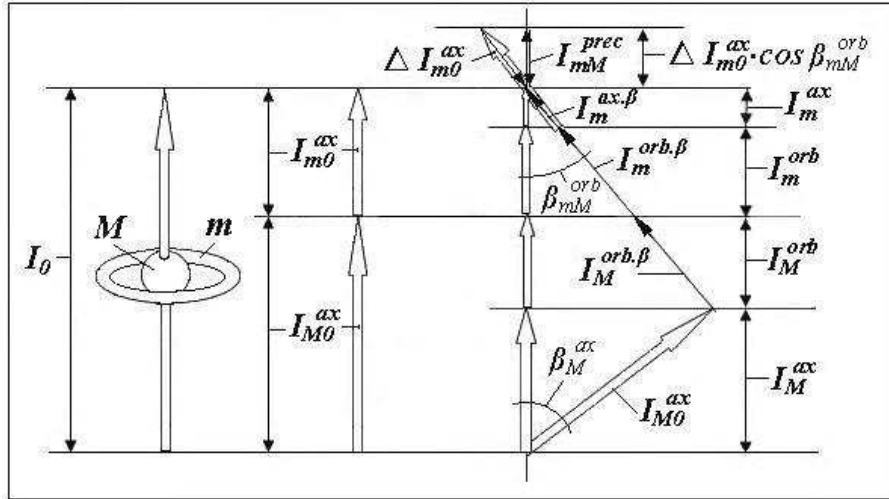


Рис. 1. Взаимосвязь моментов импульсов и наклонов осей орбитальных и осевых вращений в системе протопланетный диск m — центральное тело M .

Теоретически **начальное** положение (до смещения центров тяжести масс M и m относительно общего ц.у. O на величину $\delta r \gtrsim 0$) рассматриваемой системы $m - M$ может находиться в трех возможных состояниях:

1) состояние **1** с **исходным** для разделившейся на диск и центральное тело массы $M_0 = m + M$ соотношением моментов

$$I_m / I_M = I_{m0}^{ax} / I_{M0}^{ax} \simeq m / M, \quad (16)$$

которое будет иметь место при разделении общей массы M_0 на m и M путем *отрыва* от диска и *сжатия* массы M от радиуса $R_{M0} \simeq R_m = R_0$ до конечного $R_M < R_m$, что приводит к увеличению угловой скорости вращения массы M от ω_0 до

$$\omega_M = \omega_0 (R_{M0} / R_M)^2 > \omega_m \cong \omega_0; \quad (17)$$

2) состояние **2** с **конечным** соотношением моментов импульсов осесимметричной системы $m - M$, при котором с помощью механизма приливного торможения разность

угловых скоростей диска и центрального тела ликвидирована путем замедления вращения одного и ускорения вращения другого тела, т. е. при

$$\omega_M = \omega_m = \omega_0, \quad (18)$$

$$I_m/I_M = I_{m0}^{ax}/I_{M0}^{ax} = mR_m^2/MR_M^2. \quad (19)$$

Легко видеть, что соотношение моментов (19), зависящее от отношения квадратов **произвольных** радиусов диска и центрального тела, может иметь различную величину. Например, при

$$R_m = (M/m)^n R_M, \quad n \geq 1, \quad (20)$$

соотношение (19) будет равно

$$I_m/I_M = (M/m)^{2n-1}, \quad (21)$$

т. е. будет противоположным соотношению моментов (16) по отношению масс.

Наконец,

3) состояние **3**, которое соответствует **промежуточному** положению системы $m - M$, характеризуемое степенью перехода от соотношения моментов импульсов (16) к (19) и обратно в динамическом (автоколебательном [3]) режиме.

3.1. Рассмотрим состояние **1** с **исходным** для массы $M_0 = m + M$, разделившейся на диск m радиуса $R_m = R_0$ и центральное тело M радиуса $R_M < R_m$, соотношением моментов (20).

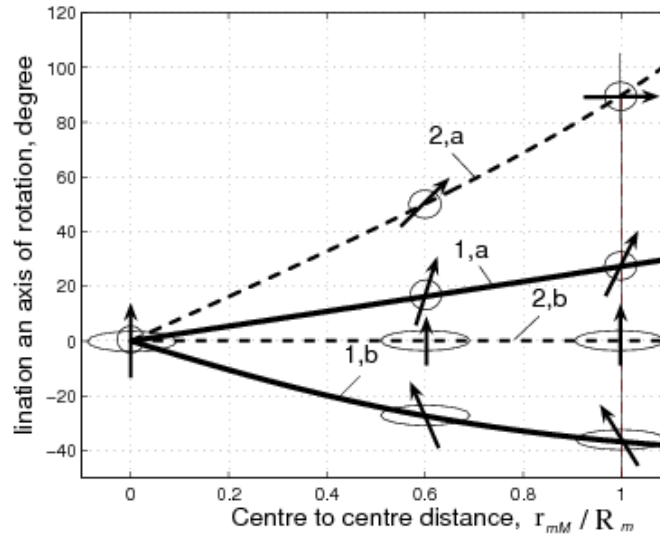


Рис. 2. Изменение углов наклона осей вращения центрального тела M (a) и протопланетного диска m (b) при его радиальном смещении в системе $m - M$ в состоянии **1**: 1 — $m = 0,5 M$, $R_m/R_M = 10$; 2 — $m = 1000 M$, $R_m/R_M = 10$.

В этом случае имеем

$$I_0 = I_{m0}^{ax} + I_{M0}^{ax} = (m + M) \cdot \omega_0 R_m^2 = Const, \quad (22)$$

$$\omega_0 = I_0/(M_0 R_0^2), \quad (23)$$

$$\omega_m = \omega_0, \quad (24)$$

$$\omega_M = \omega_0 (R_0/R_M)^2, \quad (25)$$

$$I_{m0}^{ax} = m \omega_0 R_0^2 = (m/M_0) \cdot I_0, \quad (26)$$

$$I_{M0}^{ax} = M \omega_M R_M^2 = (M/M_0) \cdot I_0, \quad (27)$$

и, следовательно, при смещении центров тяжести масс M и m относительно общего ц.у. O на расстояние r_{o-m} и r_{o-M} ($r_{o-m} + r_{o-M} = r_{mM} \leq (R_m - R_M)$, $r_{o-M} = r_{o-m} \cdot m/M$) получим

$$I_m^{orb} = m \omega_0 r_{o-m}^2 = (m/M_0)(r_{o-m}/R_0)^2 I_0, \quad (28)$$

$$I_M^{orb} = M \omega_0 r_{o-M}^2 = (m/M) I_m^{orb}, \quad (29)$$

что при подстановке в (11)-(12) позволяет установить соответствующие углы наклонов в зависимости от расстояния между центрами масс системы $t - M$. Пример решения полученных для состояния **1** уравнений представлен на рис.2.

Анализ показывает, что угол наклона осей вращения при смещении центров тяжести центрального тела и диска зависит от соотношения их масс и не зависит от соотношения их радиусов. При увеличении межцентрового расстояния и условии $M > m$ с уменьшение относительной массы диска t увеличивается угол наклона его оси и уменьшается отклонение оси массы M , а при $t > M$, наоборот, с увеличением относительной массы диска t отклонение его оси уменьшается, а угол наклона оси массы M увеличивается и при $t \gg M$ и $r_{mM} \rightarrow R_m$ может достигать максимального значения $\angle 90^\circ$.

3.2. Состояние **2** с конечным соотношением моментов (19) системы $t - M$ отличается от состояния **1** тем, что $\omega_M = \omega_m = \omega_0$ (18).

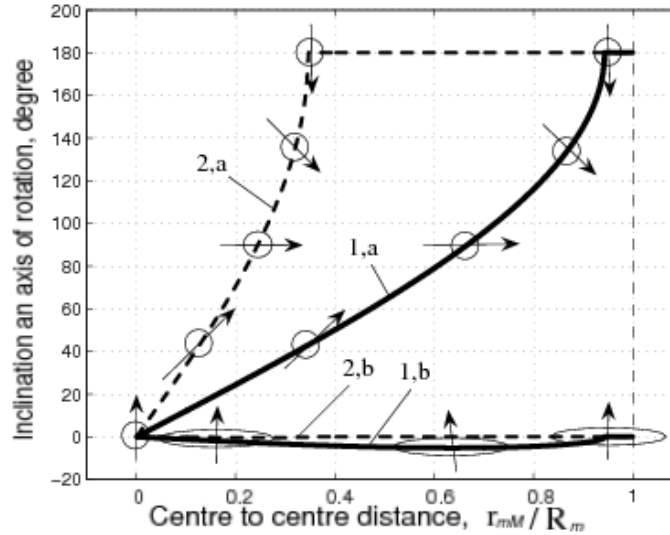


Рис. 3. Изменение углов наклона осей вращения центрального тела M (a) и протопланетного диска t (b) при его радиальном смещении в системе $t - M$ в состоянии **2**: 1 — $m = 0,5 M$, $R_m/R_M = 4,5$; 2 — $m = 10 M$, $R_m/R_M = 4,5$.

В этом случае имеем $I_{m0}^{ax} = m \omega_0 R_m^2$ и $I_{M0}^{ax} = M \omega_0 R_M^2$, т. е.

$$I_0 = I_{m0}^{ax} + I_{M0}^{ax} = \omega_0 (m R_m^2 + M R_M^2) = Const, \quad (30)$$

и, следовательно,

$$\omega_0 = I_0 / (m R_m^2 + M R_M^2), \quad (31)$$

что дает

$$I_m^{orb} = m \omega_0 r_{o-m}^2 = [m r_{o-m}^2 / (m R_m^2 + R_M^2)] \cdot I_0, \quad (32)$$

$$I_M^{orb} = m \omega_0 r_{o-m}^2 = [M r_{o-m}^2 / (m R_m^2 + R_M^2)] \cdot I_0 = (m/M) I_m^{orb}. \quad (33)$$

Углы наклонов определяются из тех же соотношений (11)–(12), что и в состоянии **1**, при подстановке значений моментов (32)–(33).

Пример решения уравнений для состояния **2** представлен на *рис.3*. В этом случае поведение системы $m - M$ существенно отличается от рассмотренного выше поведения в состоянии **1**.

Так, если $M > m$, то в первую очередь наблюдается сильное наклонение оси центрального тела M вплоть до полного опрокидывания, т. е. до $\angle 180^\circ$. Величина *критического* смещения, при котором происходит *опрокидывание*, уменьшается с ростом отношений m/M и R_m/R_M . При $m > M$ с увеличением относительной массы диска m и с уменьшением отношения R_M/R_m устойчивость системы $m - M$, т. е. уменьшение величины *критического* смещения, по сравнению с условием $M > m$ резко падает. При переходе наклона оси вращения массы M через $\angle 90^\circ$ происходит изменение положительного момента импульса на отрицательный, т. е. изменение направления вращения в исходной системе координат.

Изменение угла наклона оси диска m и, соответственно, орбитальной плоскости происходит следующим образом: вначале происходит отклонение навстречу наклону оси вращения массы M , затем возврат в прежнее (нулевое) положение, достигаемое в момент перехода угла наклона оси массы M через $\angle 90^\circ$.

3.3. Состояние 3 системы $m - M$ с промежуточным между (16) и (19) соотношением моментов определяет **в динамике** изменение наклонов осей вращения взаимодействующих тел и их орбитальной плоскости с учетом **обоих механизмов** — смещения диска под действием силы ΔF_{mM} и перераспределения моментов под действием приливных сил торможения осевых вращений. Собственно решения динамических уравнений для реальных систем с различными соотношениями исходных параметров представляют самостоятельный интерес и требуют отдельного и подробного рассмотрения. В то же время, эти решения не противоречат выводам о **механизме** образования *наклонов*, полученным для предыдущих двух случаев, что, собственно, и является предметом настоящей работы. Поэтому анализ поведения системы $m - M$ при начальном состоянии **3** в данную работу не включены.

4 Обсуждение и выводы

Полученные решения подтверждают возможность возникновения *наклонов плоскостей орбит* планетарных (спутниковых) тел к экваториальной плоскости центрального тела и *наклонов осей вращения* к плоскости собственных орбит, как **остаточных** после смещения и разрушения *твердого* протопланетного диска при потере его устойчивости в системе $m - M$. Следовательно, в этом представлении кинематические особенности реальных планетарных (спутниковых) систем позволяют установить, при каких начальных состояниях происходило их образование.

Например, особенности кинематики планетной системы Солнца с большой долей вероятности свидетельствуют о том, что образование всех планет происходило по схеме с начальным состоянием **1** и наложением механизма приливного трения как на стадии смещения протопланетных дисков, так и после его разрушения и планетообразования. При этом обращает на себя внимание согласование больших эксцентриситетов с большими наклонениями орбит у Меркурия и Плутона, существенно

отличающихся от тех же параметров других планет, что свидетельствует о том, что протопланетные диски этих планет смещались заведомо отдельно от остальных.

С другой стороны, поведение системы $m - M$ при эволюции из состояния 2 позволяет объяснить многие другие факты в планетарно-спутниковых системах.

Например, возможность поворота оси Урана набок. Для этого система *прото*-Урана с начальным направлением оси вращения перпендикулярно *плоскости эклиптики* $\{x, y\}$ должна была иметь лежащий в той же плоскости "первичный" *прото*-спутниковый диск большого радиуса и небольшой (по сравнению с Ураном) массы или, наоборот, малого радиуса и большой массы, который, согласно полученным решениям, в том и другом случае способен повернуть ось планеты *перпендикулярно* первоначальному направлению, т. е. перпендикулярно оси эклиптики z . После смещения этого диска, приводящего к повороту оси планеты, и его разрушения должен образоваться соответствующий спутник с *орбитой*, лежащей в *плоскости* $\{x, y\}$ *орбиты* планеты. Но так как такой спутник Урана неизвестен, то он или **не образовался** из обломков разрушенного диска (обломки рассеялись или полностью упали на планету), или он просто ненаблюдаем из-за малости и удаленности. Дальнейшее образование **наблюдаемых** спутников, лежащих в *экваториальной* плоскости $\{x', y'\}$ Урана, т. е. почти перпендикулярно *плоскости* $\{x, y\}$ его *орбиты*, можно рассматривать, как последующий (после поворота оси планеты) процесс отделения новых протоспутниковых дисков и их дальнейшего превращения в спутники из начального состояния 1.

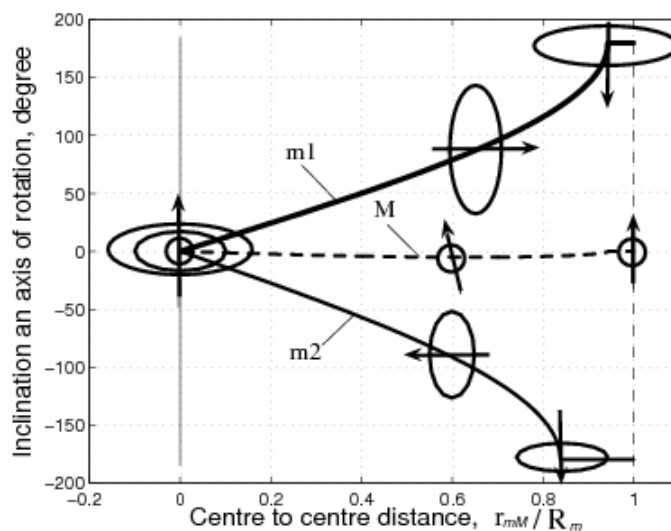


Рис. 4. Изменение углов наклона и опрокидывание осей вращения двух протопланетных дисков $m1$ и $m2$ при их диаметрально смещении в системе $m1 - M - m2$: $m1 = 0,5 M$ и $m2 = 0,6 M$, $R_{m1}/R_M = R_{m2}/R_M = 4,5$.

К этому же начальному состоянию 2 можно отнести образование спутников с "опрокинутыми" орбитальными моментами. В этом случае работает механизм *одновременного* смещения *пары* близких по диаметру *протодисков* $m1$ и $m2$ в гравитационно связанной системе $m1 - M - m2$.

Как показывают расчеты (рис. 4), при потере устойчивости диски смещаются и наклоняются (вплоть до полного опрокидывания моментов) в противоположные стороны, а ось вращения центрального тела колеблется около нулевого положения, удерживаемая от больших отклонений противоположными моментами дисков. Пары

спутников с "опрокинутыми" орбитами, образовавшиеся из разрушившихся протопланетных дисков, но сохранившие "опрокинутые" направления осей и плоскостей вращения, наблюдаются, например, в спутниковой системе Юпитера.

Образование системы Луна — Земля также хорошо вписывается в схему с начальным состоянием 2, т. е. протолунный диск и центральное тело до начала сдвига центров масс вращались как единое целое, а сдвиг определил большой наклон оси вращения центрального тела при сохранении малого угла наклона оси образовавшейся Луны и ее орбиты. Начальные параметры протосистемы Земля — Луна, которые обеспечивают **остаточные** (после разрушения диска) наклоны осей вращения $\sim 23^\circ$ и $\sim 5^\circ$ **могут** выглядеть следующим образом: масса $m \sim 0,02 M$, $R_m \sim 20 R_M$, смещение $r_{mM} \sim 0,7 R_m$, масса материала диска, упавшая после сдвига и разрушения на центральное тело $\delta m \sim 0,01 M$ (Рис. 5, а). Дальнейшая эволюция системы $(M + \delta m) - (m - \delta m)$ по перераспределению моментов импульса и изменению орбитального расстояния должна происходить за счет приливного механизма по схеме Дж.Дарвина.

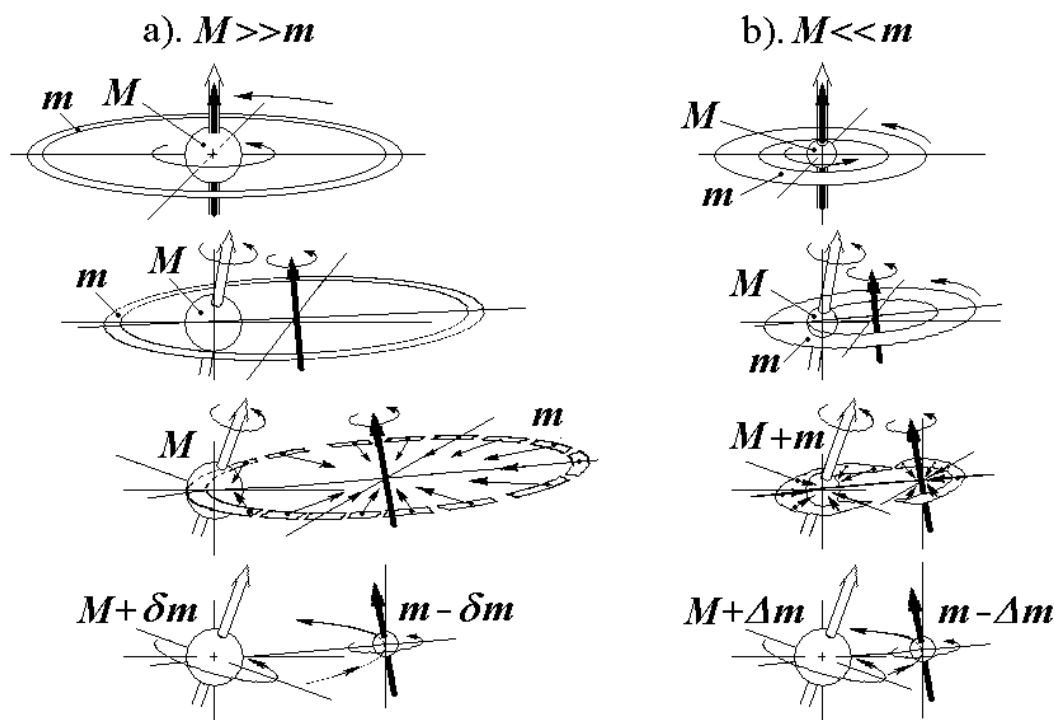


Рис. 5. Преобразования системы центральное тело M — твердый диск t в систему центральное тело — планета (спутник) при потере устойчивости системы : а) $M \gg t$ в начальном состоянии 2; б) $M \ll t$ в начальном состоянии 1.

Правда, можно подобрать исходные параметры системы, которые обеспечили бы наблюдаемые наклоны осей $\sim 23^\circ$ и $\sim 5^\circ$ при эволюции системы Луна — Земля из состояния 1. Такие параметры представляются более экзотичными, но не менее реальными: масса $t \sim 4 M$ (т. е. масса центрального тела в 4 раза **меньше** массы протолунного диска), $R_m \sim 3 R_M$, смещение $r_{mM} \sim 0,35 R_m$, масса материала диска, упавшая на центральное тело составляет $\Delta m \sim 3,95 M$ (Рис. 5, б).

В любом случае, падение части (задней по ходу смещения) протолунного диска преимущественно на одну сторону Земли может объяснить своеобразие возникновения и асимметричное расположение первичного материка (Пангеи) и океанов на

изначально, возможно, более гладкой поверхности Земли.

Еще одно интересное приложение полученных в работе результатов возможно в объяснении кинематики системы *ядро — оболочка* небесного тела. Эта система может быть сопоставлена с рассмотренной выше системой $m — M$, в которой массивная сферическая *оболочка* $m \gg M$ вращается соосно с малым *ядром* M , но при наличии более мощных, чем в случае только гравитационной связи, сил трения, обусловленных вязкостью граничного вещества между ядром и оболочкой. Так как такая система в проекции на плоскость вращения может быть приведена к кинематической схеме *твёрдый диск (оболочка) — центральное тело (ядро)* и однозначно находится в состоянии 2, то минимальная расцентровка системы, т. е. сдвиг массивной оболочки m относительно ядра M (или ядра относительно оболочки), приведет к опрокидыванию момента ядра. Более того, смещение центров масс m и M и, соответственно, переворот момента ядра может происходить периодически, т. е. в колебательном режиме, например, из-за упругого контакта ядра и оболочки (сжатие $\rightleftharpoons$ отскок) в крайних смещенных положениях, что может объяснить периодическое изменение направления магнитных полюсов в истории Земли.

Таким образом, схема *П.Лапласа* (или с некоторыми изменениями схема *О.Шмидта*) — уплощение и сжатие центробежными и гравитационными силами вращающегося газо-пылевого облака в дископодобную форму, центробежное отделение экваториального диска и постепенное образование планеты из случайного сгущения путем аккреции газо-пылевого материала диска, заменяется на схему — уплощение и сжатие вращающегося газо-пылевого облака в дископодобную форму, *затверждение* (замораживание) за счет образования механических (сцепление, слипание) и химических (аморфных и кристаллических) связей при более интенсивном охлаждении внешней области экваториального диска, отрыв от затвердевшего диска и сжатие внутренней области газо-пылевого облака в компактное центральное тело с последующей потерей образовавшейся системой своей устойчивости, приводящей к радиальному смещению диска с перемещением его центра тяжести за пределы центрального тела, разрушение диска и формирование из его обломков в перемещенном центре тяжести компактного тела планеты (спутника), которое постепенно удаляется от центрального тела за счет перераспределения момента импульса между осевым и орбитальным вращением под действием приливных сил.

Малый диаметр *исходных* протопланетных *дисков* по сравнению с **окончательными** орбитами *планет* позволяет объяснить достаточный для образования **твёрдого** диска объем материала. При этом следует отметить, что *замерзание* и *затверждение* объектов во внешней области небесных тел является естественным в космических условиях явлением, примером чего служат многие планеты и спутники. Более того, если предполагать, что *холодное* газо-пылевое облако является основным материалом образования звёзд, *загорающихся* только после гравитационного сжатия облака, то рассмотренный механизм может объяснить образование широко распространенных во Вселенной систем *двойных* звёзд. В этом случае после потери устойчивости осесимметричной системы **твёрдого** диска и ядра образуется система из двух компактных масс $M — m$, у каждой из которых количества материала достаточно для гравитационного разогрева и "зажигания" звёзды.

Радиальное смещение **твёрдого** протопланетного диска m при потере устойчивости осесимметричной системой $m — M$ и *сохранение* наклонов, образовавшихся в процессе смещения, является кинематическим механизмом образования наклонов орбит и осей вращения в системе двух гравитационно связанных масс m и M *после разрушения* диска и формирования из его обломков планеты (или планет).

Все изложенное позволяет констатировать, что **промежуточная стадия** в превращении газопылевого облака в систему Звезда — Планета (планеты) или Планета — Спутник (спутники), а именно, **стадия** образования **твёрдого** протопланетного (протоспутникового) диска (или дисков) в виде смерзшегося, слипшегося, закристаллизовавшегося в условиях низких космических температур гравитационно связанного материала, окруженного незамерзаемым в этих условиях водородом и гелием, вполне реальна, особенно, если вспомнить, что все существующие планеты и их спутники состоят в тех или иных пропорциях именно из такого материала.

Список литературы

- [1] *В.Г. Демин.* Судьба Солнечной системы. // "Наука Москва, 1975, 264 с.
- [2] *Е.Л. Рускол.* Происхождение Луны. // "Наука Москва, 1975, 188 с.
- [3] *В.Д. Андреев.* Распределение моментов в планетраной системе Солнца. // В сб.: Новейшие проблемы теории поля (Под ред. проф.А.В. Аминовой), т. 6 — Изд. КГУ, Казань, 2006, с.42-56.

Раздел 5.

ДИФРАКТОМЕТРИЯ

	Стр.
Парадокс дифракции <i>электронов</i> на двух щелях и его решение в классической теории	187
<i>Литература</i>	195
Теория рентгеновского спектра от координационных сфер алмазного монокристалла	196
<i>Литература</i>	209
<i>Приложение</i> Параметры <i>КС</i> и <i>КЧ</i> алмазной решетки	210

Парадокс дифракции *электронов* на двух щелях и его решение в классической теории *

1 Постановка задачи

Известно, что вначале теоретически было предсказано (*De Broglie*, 1923) [1], а затем экспериментально показано (*C. Davisson*, *L. Germer*, 1927, *G. Thomson*, 1927) [2, 3], что электроны и др. элементарные частицы обладают волновыми свойствами, связанными с импульсом частицы, т. е. с ее сугубо "ньютоновскими" характеристиками — массой и скоростью. Это так называемые волны де Бройля, характеризующиеся длиной волны $\lambda = h/mv$ и проявляющие себя в эксперименте *дифракцией* частиц на преграде (рассеивающий центр, щель, решетка и т.п.).

Общепринятым считается, что указанные волновые свойства имеют *квантово-механическую природу* и их проявление в эксперименте в виде дифракционной картины связано с *вероятностным* описанием явлений в рамках *принципа неопределенности*, который не позволяет определять одновременно точно траекторию (положение) и импульс частицы. Примеры на тему неопределенности прохождения частиц через две щели с последующей регистрацией дифракционной картины на экране приводятся во многих учебниках по квантовой механике ("Фейнмановские лекции" [4], "Берклевский курс физики" [5] и т. д.). Особый акцент при этом делается на *невозможности* (с позиций классического описания поведения частиц) объяснения факта несовпадения дифракционных картин от пучка частиц, проходящего (в *умозрительном* эксперименте) через *последовательно* и *одновременно* открываемые две щели.

В работе ставится задача исследовать в рамках математического аппарата классической электродинамики поведение *детерминированного* (т. е. определенного по начальному положению, скоростям и траекториям *всех* частиц) пучка *классических* электронов (точечный заряд с кулоновским потенциалом) при взаимодействии с преградой в виде рассеивающего центра, щели, решетки и т. п., образованных атомами или ионами, т. е. объектами, обладающими *реальными* электромагнитными полями.

Целью исследования было установить, как ведет себя большое количество *равномерно* распределенных в пучке электронов в условиях, когда в эксперименте проявляются эффекты, объяснение которых было возможно только с переходом на волновые представления, т. е. придание электронам *корпускулярно-волновых свойств*, а параметрам движения (координаты траектории и импульс) — *соотношению неопределенности* $\Delta x \cdot \Delta p \gtrsim \hbar$.

Таковыми *проверочными* экспериментами (плоская задача) являются: 1) дифракция пучка электронов на одиночном рассеивающем центре, 2) дифракция на щели

* В.Д. Андреев. Дифракция электронов в классической теории // Новейшие проблемы теории поля 2005 – 2006 (Под ред. А.В. Аминовой) — Изд-во Казанск. ун-та, Казань, 2007, т. 6, с.32-41.

— *расхождение* пучка при сужении щели и *полное отражение* пучка от щели при уменьшении энергии электронов ниже определенного минимума, 3) зависимость дифракционной картины от энергии электронов и, наконец, 4) прохождение электронов через преграду с двумя щелями, когда дифракционная картина формируется при прохождении пучка через *одновременно* открытые щели и когда дифракционная картина представляет собой кривую, полученную суммированием дифракционных кривых при прохождении пучка через одну из щелей при закрытой второй, т. е. через *последовательно* открываемые и закрываемые щели.

Определяющей идеей проведения численных экспериментов является учет *взаимодействия* зондирующих частиц с эффективными электрическими полями преграды, которая отличается от идеализированной абсолютной преграды, *физически* не взаимодействующей с зондирующими частицами.

Исследование проводилось численными методами с помощью программного обеспечения "MatLab 7.1".

Параллельный или расходящийся от источника пучок из n не взаимодействующих между собой электронов (до $100 \div 400$ шт.) моделировался набором точечных зарядов q_o с заданными начальными координатами (x_n, y_n) и скоростями v_o (направлением и величиной). Магнитный момент электрона в данной работе не учитывался.

Преграда в виде рассеивающего центра, щели, решетки и т. п. моделировалась набором из N (от 1 до 24 шт.) неподвижных (т. е. массивных) точечных или конечного размера зарядов q_N с кулоновским или различного вида *эффективными* потенциалами. Магнитные поля преграды не учитывались.

Движение каждого n -го электрона из пучка определялось его взаимодействием с каждой из N частиц преграды, т. е. с суммарным силовым (электростатическим) полем преграды, путем решения системы дифференциальных уравнений

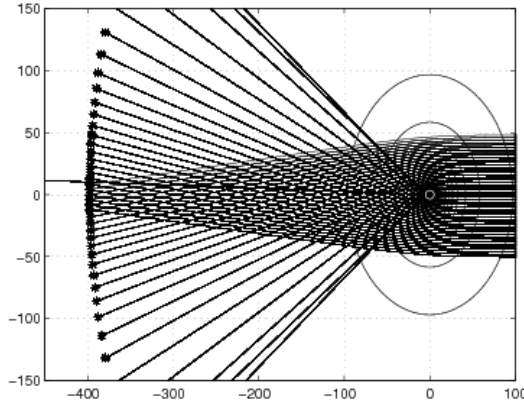
$$\begin{cases} d^2x_n/dt^2 = (1 - u^2/c^2)^{3/2} (q_o/m_o) \sum (q_N/R_N^3)(x_n - x_N), \\ d^2y_n/dt^2 = (1 - u^2/c^2)^{3/2} (q_o/m_o) \sum (q_N/R_N^3)(y_n - y_N), \end{cases} \quad (1)$$

где x_N и y_N — координаты N -х зарядов преграды, $R_N = [(x_n - x_N)^2 + (y_n - y_N)^2]^{1/2}$, $u = (v_x^2 + v_y^2)^{1/2}$, $c = 1$, $m_o = 1$; $(x_o, y_o)_n$ и $(v_o)_n$ — начальные условия (константы интегрирования).

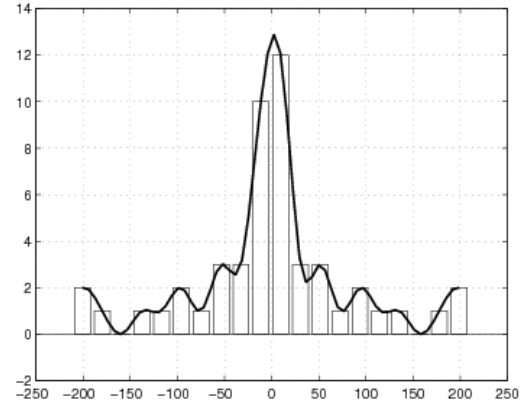
Результатом решения, т. е. *проведения численного эксперимента*, являлись картина траекторий $(x, y)_n$ всех электронов пучка и дифракционная кривая, представляющая собой интерполяцию распределения $P_L = \Delta n / \Delta y$ или $P_R = \Delta n / \Delta \theta$ электронов, достигших заданного экрана (плоского L или дугового R) после прохождения преграды.

2 Результаты численных экспериментов

На рис. 1 представлена рассчитанная картина прохождения параллельного пучка электронов через единичный положительно заряженный ($q = +1$) точечный рассеивающий центр. Энергия и количество электронов пучка подобраны исходя из необходимости получения четкой картины рассеяния на плоском экране, расположенном перпендикулярно пучку. Полученный результат свидетельствует о том, что пучок электронов дифрагирует на преграде по законам дифракции плоской волны, в то время как в представленном расчете математический аппарат волновой оптики и, тем более, волновой квантовой механики не используется.



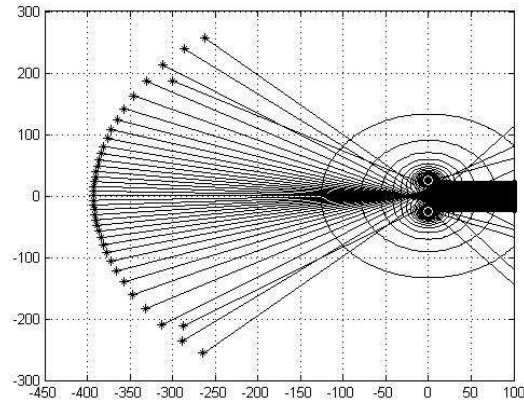
a)



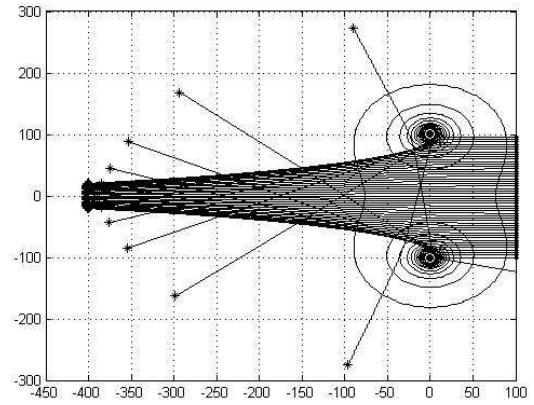
b)

Рис. 1. Дифракция пучка электронов на рассеивающем центре $q = +1$: a — расчетная схема, поле распределения плотности потенциала рассеивающего центра и траектории электронов пучка; b — дифракционная картина на экране $x = -300$.

На рис. 2 приводится результат численного эксперимента по влиянию ширины d щели на характер прошедшего пучка. В данном случае выполняется известная зависимость для ширины D прошедшего пучка на расстоянии L : при сужении щели прошедший пучок расширяется как $D \sim d + L/(pd)$ (без учета краевых эффектов взаимодействия с распределенным полем рассеивателя). При этом импульс p частиц и длина их "волны" λ связаны между собой соотношением $\lambda \sim 2\pi/p$.



a)

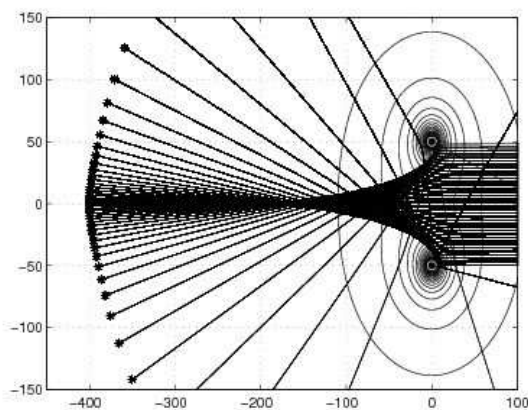


b)

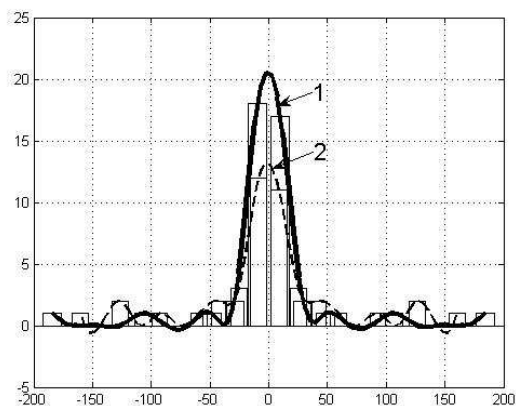
Рис. 2. Изменение ширины прошедшего пучка электронов от расстояния $d = 50$ (a) и $d = 200$ (b) между двумя рассеивающими центрами $q = -1$.

Пучок, прошедший через щель, также создает дифракционную картину, аналогично прохождению плоской волны. При этом, как видно из рис. 3, дифракционная картина при изменении начальной энергии зондирующих электронов меняется аналогично ее изменению в оптике при увеличении или уменьшении длины световой волны, т. е. изменяет высоту и полуширину дифракционных пиков.

Уменьшение энергии электронов ниже некоторого для данных условий минимума приводит к отражению пучка от преграды со щелью с образованием волновой дифракционной картины аналогично отражению волны, длина которой превосходит ширину щели (рис. 4).



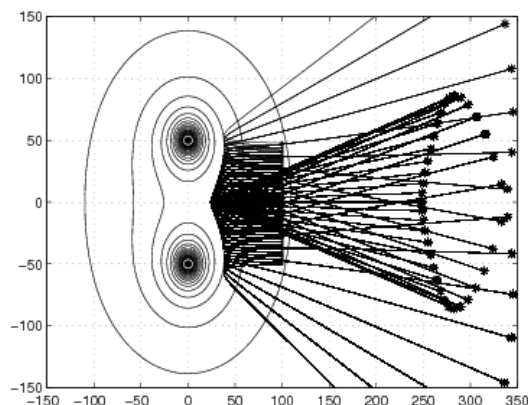
a)



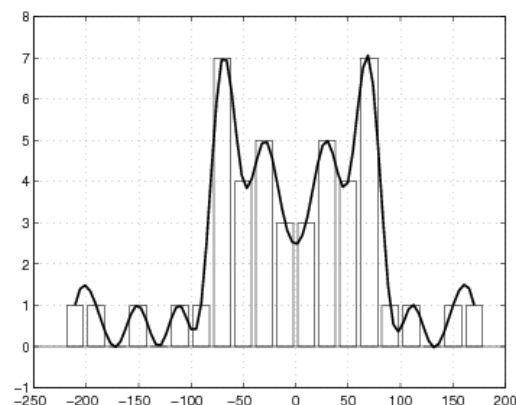
b)

Рис. 3. Дифракция пучка электронов, проходящего между двух рассеивающих центров $q = -1$: a — расчетная схема, поле распределения плотности потенциала рассеивающих центров и траектории электронов пучка; b — дифракционная картина на экране $x = -150$, 1 и 2 — спектры рассеяния при скоростях электронов $0,5c$ и $0,4c$.

Для полноты анализа были проведены более сложные расчеты прохождения пучка электронов между рядами периодически расположенных зарядов (схематическая модель элемента кристаллической решетки), параллельно и под углом к поверхности такой решетки. Во всех случаях были получены характерные для реальных экспериментов дифракционные кривые прошедшего или отраженного пучка частиц, по которым стандартным способом рассчитывается периодичность расположения рассеивающих центров преграды.



a)



b)

Рис. 4. Отражение пучка электронов от щели между двух рассеивающих центров $q = -1$: a — аналогично рис. 3а; b — дифракционная картина на экране $x = +250$.

Изменение вида пучка с параллельного на расходящийся изменяет дифракционную картину аналогично изменениям в оптических экспериментах.

Таким образом, все характерные особенности поведения волны при взаимодействии с преградой были получены для пучка классических электронов (точечных зарядов без "волновых свойств"), взаимодействующих с неподвижным электрическим полем преграды в виде поля единичного или различным образом расположен-

ных большого количества зарядов. В результате типичная дифракционная картина рассеяния пучка электронов получается без привлечения аппарата волновой оптики и квантовой волновой механики. При этом *классическое решение* для детерминированного пучка электронов при известных эффективных полях преграды дает правильное угловое распределение рассеянных частиц, а также *позволяет* "видеть" траектории и скорости (импульсы) их движения.

3 Квантовый парадокс дифракции пучка электронов на двух щелях

Полученные результаты и сделанные на их основе выводы свидетельствуют о том, что объяснение проявляющихся в дифракции на преграде "волновых свойств" элементарных частиц *не требует* привлечения представлений, связанных с *вероятностным* описанием движения частиц в рамках *принципа неопределенности*, который не позволяет точно определять *одновременно* траекторию (положение) и импульс частицы.

Как упоминалось выше, необходимость привлечения *вероятностных* представлений "наглядно" доказывается (это вошло в учебники !) на *умозрительном* примере *неопределенности* прохождения частиц через две дифракционные щели, в котором аргументом в пользу *вероятностного* описания движения частицы является невозможность объяснения (с позиций классического описания поведения частиц) факта несовпадения дифракционных картин от пучка частиц, проходящего через две щели, открываемые *последовательно* или *одновременно*.

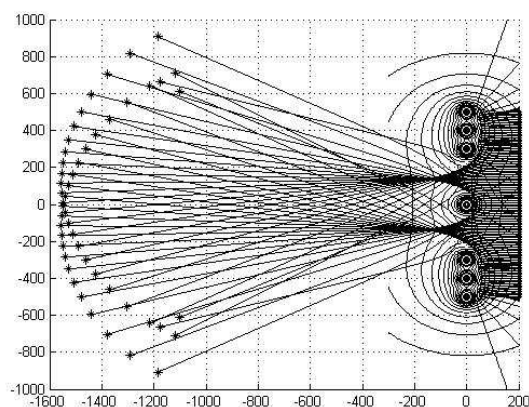
При изложении этого *парадокса* утверждается, что дифракционная картина рассеяния пучка частиц при его прохождении через две *одновременно* открытые щели (расстояние между щелями должно быть порядка "длины волны" частиц) не будет совпадать с суммарной картиной дифракции при прохождении того же пучка *сначала* через одну щель (вторая щель закрыта), а *затем* через вторую (первая щель закрыта) в силу того, что *квантово-механическая неопределенность* приводит к отличию суммы двух "однощелевых" спектров с амплитудами вероятности их образования φ_1 и φ_2 от "двухщелевого" спектра с амплитудой вероятности его образования $|\varphi_1 + \varphi_2|$, так как их полные вероятности $|\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2$ и $|\varphi_1 + \varphi_2|^2$ не равны друг с другом.

Известно, что в Природе *парадоксов* нет. Они возникают в *рассуждениях*, как логические ошибки или как неучтенные скрытые "*условия по умолчанию*", которые не всегда легко установить. Так в известном *парадоксе* "Ахиллес и черепаха", в котором быстроногий герой если бежит один, то пробегает заданное расстояние быстрее черепахи, а если бежит вслед за черепахой, то никогда ее не догоняет, — содержится "*условие по умолчанию*", раскрыть которое на протяжении веков удается не каждому профессионалу и, тем более, любителю.

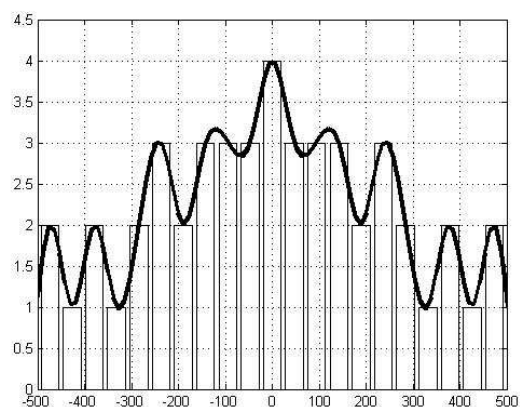
Детерминированное описание дифракции позволяет обнаружить *скрытое* условие, приводящее к "*парадоксу двух щелей*" и, по крайней мере в рассматриваемом примере, снять утверждение о непредсказуемости движения частицы, т. е. в данном случае о *неопределенности* прохождения частицы через первую или вторую щель.

На приведенном *рис.5 (a, b)* показаны результаты расчета траекторий частиц параллельного пучка при прохождении *одновременно* через две открытые щели и соответствующий спектр рассеяния с вероятностью распределения $|\varphi_{12}|^2$.

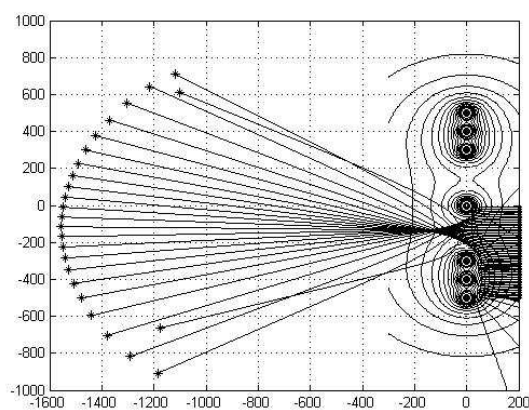
Так как траектория каждой из n не взаимодействующих между собой частиц известна, то изменение порядка их следования в пучке друг за другом, или одновре-



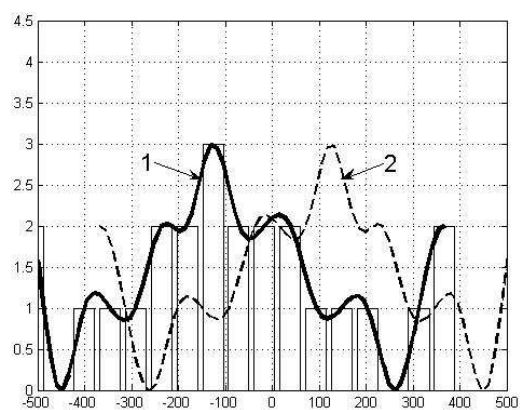
a)



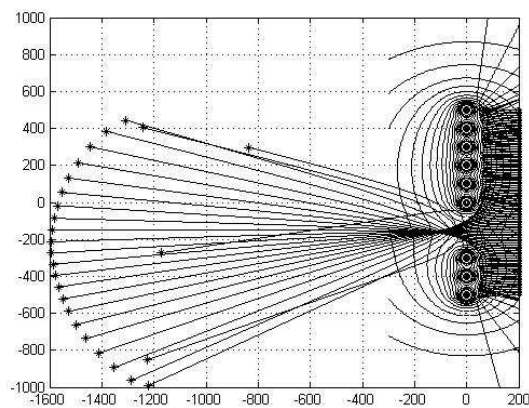
b)



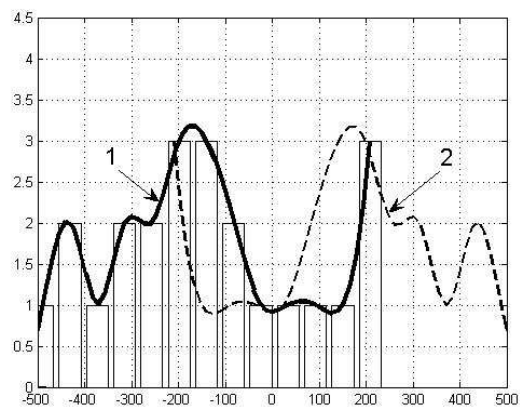
c)



d)



e)



f)

Рис. 5. Дифракция пучка электронов на двух одновременно открытых щелях (a, b), на одной из щелей при открытой (c, d) и закрытой (e, f) второй щели: a, c, e — расчетная схема, поле распределения плотности потенциалов рассеивающих центров преграды и траектории электронов пучка; b, d, f — дифракционные картины на экране $x = -675$; 1 и 2 — дифрактограммы при симметричной смене пропускающих щелей.

менно, не изменяет порядка их прохождения через ту или другую щель и, следовательно, не изменяет картину рассеяния. Таким образом возникает реальная возможность *разделить* электроны, прошедшие через первую и вторую щели, и получить дифракционные спектры с вероятностями распределения $|\varphi_1|^2$ и $|\varphi_2|^2$ от каждой ще-

ли в отдельности, что показано на *рис.5 (c,d)*. Эти спектры отличаются друг от друга как левое и правое, но в сумме дают исходную дифракционную кривую от двух щелей $|\varphi_{12}|^2 = |\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2$.

Рассмотрим теперь прохождение пучка через одну щель при *закрытой* второй, т. е. с вероятностью распределения в спектре $|\varphi'_1|^2$. Как следует из *рис.5 (e,f)*, дифракционная картина в этом случае определенным образом отличается от картины дифракции при прохождении пучка через одну щель в предыдущем случае, т. е. $|\varphi'_1|^2 \neq |\varphi_1|^2$, и, естественно, *суммарная* кривая рассеяния на двух *в отдельности* открываемых щелях не будет совпадать с кривой дифракции на двух *одновременно* открытых, т. е. $|\varphi'_1|^2 + |\varphi'_2|^2 \neq |\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2$.

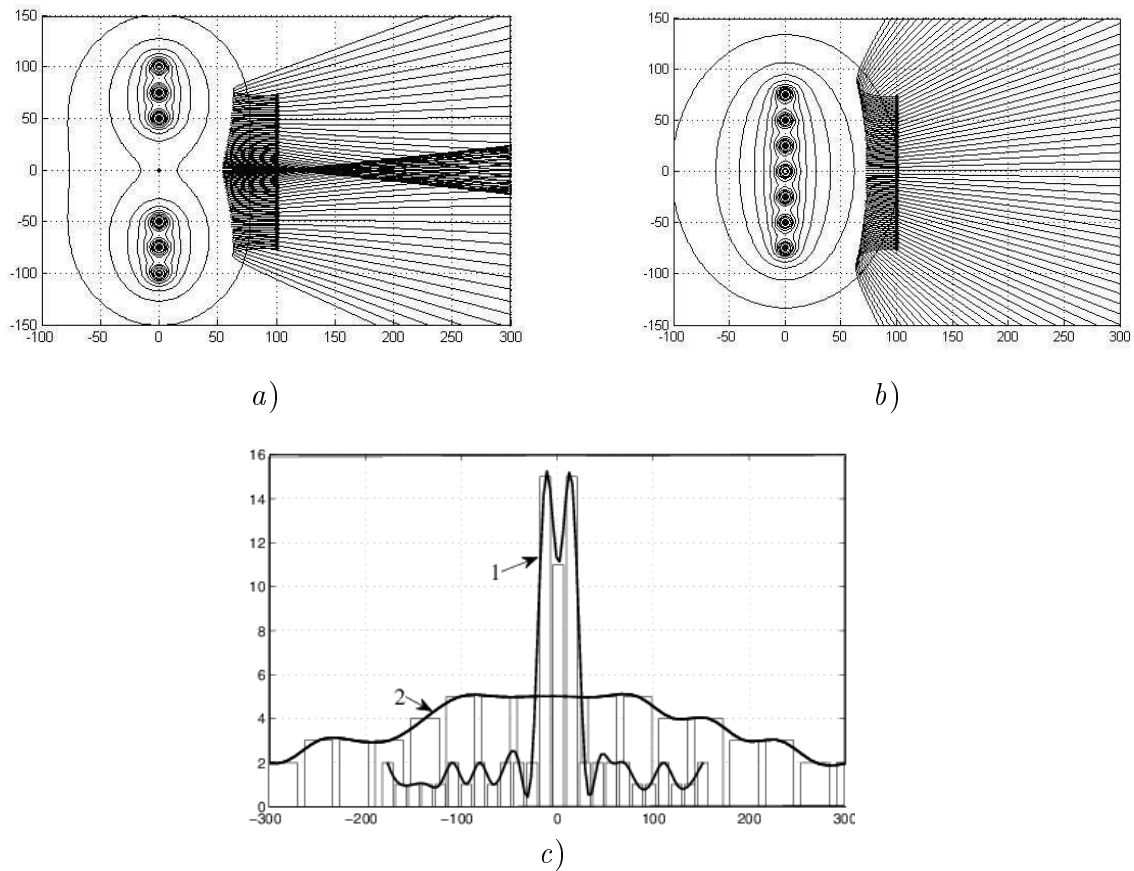


Рис. 6. Отражение пучка электронов от преграды со щелью (а) и без щели (б) (расчетная схема, поле распределения плотности потенциалов рассеивающих центров преграды и траектории электронов пучка) и соответствующие дифракционные картины на экране $x = +250$: 1 — преграда со щелью и 2 — преграда без щели.

В чем же заключается подоплёка излагаемого в учебниках *парадокса*? Обратим внимание на *условие* прохождения пучка через *одну* щель при *открытой* и *закрытой* второй щели и учтем данное *условие* в расчете. Сравнивая картины рассеяния на одиночной щели в первом и втором случаях, легко видеть, что *условия* экспериментов *не эквивалентны*. Эта неэквивалентность заключается в *неидентичности* преград — в первом случае это *преграда с двумя отверстиями* S_{1+1} , а во втором, — используемая дважды *преграда с одним отверстием*, т. е. S_1 , что при известном требовании к расстоянию между щелями порядка "длины волны" приводит к различию конфигураций эффективных силовых полей первой и второй преграды в

зоне взаимодействия с зондирующими частицами. Этот факт и определяет характер рассеяния, о чем наглядно свидетельствуют представленные на *рис.5* решения. Следовательно, "условием по умолчанию" в данном *парадоксе* является *физическое различие преград* $S_{1+1} \neq S_1 + S_1$ в сравниваемых экспериментах: преграда с *одной* щелью и преграда с *двумя* щелями *по разному* влияют на характер рассеяния $\varphi'_1(S_1)$ и $\varphi_1(S_{1+1})$ частиц при их прохождении через *одну* щель.

Убедительным подтверждением данного положения о влиянии эффективных силовых полей преграды может служить еще один пример — полное отражение пучка от преграды со щелью и без щели (*рис.6*) при недостаточной энергии электронов (при большой "длине волны" в волной трактовке). Несмотря на то, что в *обоих случаях* будет иметь место *полное отражение*, дифракционные картины будут существенно отличаться друг от друга, что легко проверяется расчетом и экспериментом.

4 Заключение

Полученные в работе результаты численных экспериментов позволяют сделать вывод о том, что дифракция пучка электронов на преграде является результатом взаимодействия полей каждой частицы из пучка с суммарным электромагнитным полем частиц преграды, т. е. характерная для каждой преграды дифракционная картина определяется тем или иным расположением атомов в преграде.

В основе образования дифракционной картины лежит поперечное (относительно начального по x направления) смещение Δy_n каждой зондирующей частицы, определяющее их распределение на экране. Из уравнений (1) следует, что величина смещения пропорциональна: 1) силе взаимодействующих полей зондирующей и зондируемых частиц, т. е. $\Delta y_n \sim q_o \Sigma q_N \sim ke^2 \sim K\hbar$ (здесь $e^2 = \alpha\hbar c$; k, K — коэффициенты пропорциональности); 2) пройденному расстоянию $x = L$ до экрана с заданным импульсом mv , т. е. $\Delta y \sim L/mv$; 3) распределению потенциала силового поля преграды по пути l_n движения частицы, которое можно охарактеризовать некой гармонической функцией $\exp[i f(l_n)]$. Поэтому "структура" смещения в целом может быть представлена как $\Delta y_n \sim K \cdot (\hbar/mv) \cdot L \cdot \exp[i f(l_n)]$, откуда следует, что дифракционная картина определяется "*функцией преграды*" $\exp[i f(l_n)]$ по пути движения частицы и множителем $\hbar/mv$, который характеризуется параметрами движения mv и взаимодействия $e^2 \sim \hbar$ частицы с преградой.

Таким образом, в явлении дифракции электронов на преграде отсутствует какое-либо физическое представление *волны-частицы, волнового пакета* и т. п., а множитель $\hbar/mv$, которому в квантовой механике придается смысл длины дебройлевской волны движущейся частицы, естественным образом присутствует в классическом описании движения частицы в поле преграды. Именно поэтому использование в практической электронографии "длины волны $\hbar/mv$ ", как "оптической" характеристики электронного пучка при заданном импульсе (энергии) электронов, *не требует* для расшифровки дифракционных картин привлечения *математического аппарата квантовой механики*, например, решения уравнения Шредингера.

Экспериментальный пучок, как статистический ансамбль, эквивалентен набору вероятностей и средних значений физических переменных, подверженных статистическому разбросу. Поэтому неопределенность реальных траекторий и импульсов каждой частицы в пучке соответствующим образом искажает (смазывает) дифракционную картину идеального *детерминированного* пучка и это искажение зависит от технического совершенства экспериментального оборудования. Однако, отмечен-

ная неопределенность, как результат статистического разброса, не имеет отношения к квантово-механическому *соотношению неопределенности*.

В свете изложенного остается не выясненным вопрос о природе дифракции *нейтральных* частиц — фотонов, нейтронов, атомов и даже молекул.

Оставляя в стороне вопрос о дифракции *фотонов*, по поводу других упомянутых нейтральных частиц, дифракция которых наблюдается экспериментально, можно отметить, что их *нейтральность* не абсолютна, а интегральна, т. е. их электрическое поле двузначно и на определенных расстояниях преобладает тот или другой знак заряда. Не говоря уже о *внутриатомном* и *внутримолекулярном* распределении заряда, об этом же свидетельствует экспериментально установленный электрический *формфактор* нейтрона, из которого следует, что у последнего имеется отличное от нуля распределение плотности заряда, которое только в сумме дает полный нулевой заряд. Наличие именно таких эффективных полей нейтральных зондирующих частиц и должно определять их взаимодействие на малых расстояниях с полем преграды, приводящее к эффекту дифракции.

Список литературы

- [1] *De Broglie L.V.*, Odnе et quanta, C. R. 177, 507 (1923).
- [2] *Devisson C.J., Germer L.H.*, Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel, // Phys. Rev. 30, 705 (1927).
- [3] Thomson G.P., The Diffraction of Cathode Rays by Thin Films of Platinum, // Nature 120, 802 (1927).
- [4] *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Излучение. Волны. Кванты. (Фейнмановские лекции по физике. т.3) // "Мир Москва, 1965 (Feynman R.P., Leighton R.B., Sands M., The Feynman lectures on physics, v.1 // Massachusetts, Palo Alto, London, 1963).
- [5] *Э. Вихман*, Квантовая физика (Берклеевский курс физики, т.4) // "Наука Москва, 1974 (Wichmann E.H. Quantum physics (Berkeley physics course, v.IV) // McGraw-Hill Book Company, 1971).

Теория рентгеновского спектра от координационных сфер алмазного монокристалла*

1 Введение

Дифракция рентгеновских лучей газообразными, жидкими, аморфными и порошкообразными веществами, т. е. совокупностью $n_m = 2n_k$ (n_m — число пар) идентичных объектов (атомов, молекул, структурных группировок, частиц вещества и т. д.), расположенных попарно на некотором расстоянии r_m друг от друга, описывается формулой Дебая [1]:

$$I(s) = N f^2 F^2 \left(1 + \frac{1}{N} \sum_m n_m \frac{\sin(sr_m)}{sr_m} \right), \quad (1)$$

где $f = f(s)$ — фактор рассеяния рентгеновских лучей атомами (молекулами) исследуемого объекта; F — фактор рассеяния структурными группировками (мотивами) исследуемого объекта, зависящий от геометрии и параметров структуры мотива; N — число атомов изучаемого объекта или число элементарных мотивов; s — модуль дифракционного вектора, в общем случае равный

$$s = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta, \quad (2)$$

где $\theta \in [0, \pi/2]$ — угол скольжения, λ — длина волны излучения.

Функция интерференции $n_m \frac{\sin(sr_m)}{sr_m}$ имеет вид синусоиды, амплитуда которой убывает в сторону $s \rightarrow \pm\infty$ по закону $\sim 1/s$ симметрично от первого максимума (т. е. максимума нулевого порядка, соответствующего $s = 0$). На экспериментальной дифрактограмме $I(2\theta)$ максимумы гало от совокупности атомов, расположенных на расстоянии r_m друг от друга, определяются углом θ_m (рис.1), т. е. выражение (2) для m -й совокупности имеет вид

$$s = \frac{4\pi}{\lambda} \sin(\theta - \theta_m). \quad (3)$$

Значение угла θ_m находят по уравнению Эренфеста [1]:

$$2r_m \sin \theta_m = 1,23 \lambda. \quad (4)$$

* В.Д.Андреев. Теория рентгеновского спектра от координационных сфер алмазного монокристалла // Кристаллография, 1999, т. 44, № 6, с.988-994.

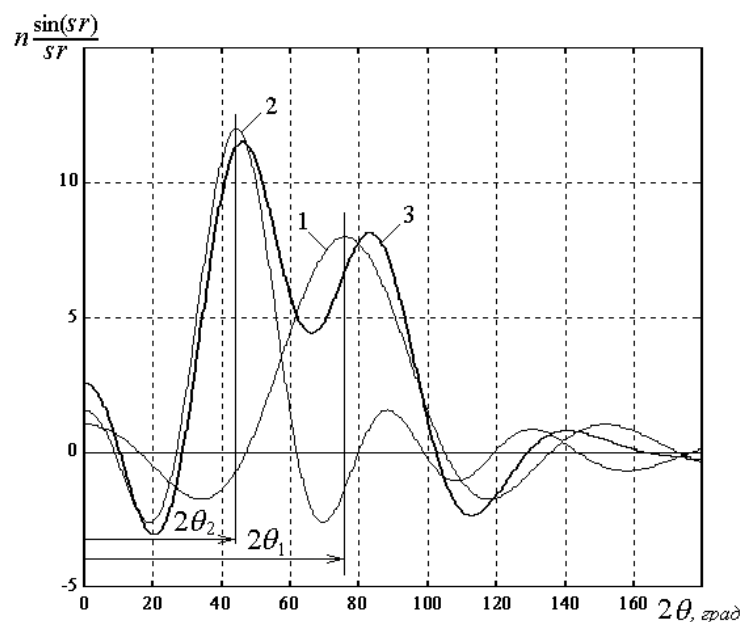


Рис. 1. Функция интерференции $\sin(sr_m)/sr_m$: для $r_1 = 1,54 \text{ \AA}$ и $n_1 = 8$ атомов (1), для $r_1 = 2,52 \text{ \AA}$ и $n_1 = 12$ атомов (2) и их суммарная функция (3).

В [2]-[4] показано, что формула Дебая (1) описывает некоторый, ранее не исследованный рентгеновский дифракционный спектр (угловое распределение интенсивности) от группировок кристаллической решетки и от совокупности атомов, лежащих на расстояниях r_m от любого атома отсчета, т. е. должен описывать спектр от *координационных сфер* (КС). Наличие таких спектров для различных кристаллических веществ действительно было экспериментально установлено, и метод получения спектров КС был назван методом *дифрактометрии координационных сфер* (метод ДКС).

В связи с разработкой метода ДКС возникла проблема расчета и расшифровки спектров от КС кристаллических решеток. Эта проблема заключается в следующем.

Кристаллическое вещество, как известно, отличается от газов, жидкостей и аморфных тел двумя особенностями: наличием дальнего порядка и заданным расположением атомов в решетке, что приводит к бесконечному количеству близко расположенных друг к другу, лежащих на заданных расстояниях r_m от центра отсчета совокупностей атомов, т. е. координационных сфер. Наложение дебаевских функций (1) от этих сфер должно создавать сложную интерференционную картину. Кроме того, в этом случае нельзя использовать вероятностную трактовку результатов расшифровки спектров от КС, так как фурье-анализ спектров от КС идеального кристалла с кристаллической структурой должен точно описывать эту структуру в виде радиального распределения атомов в решетке.

ДКС-спектры от кристаллических веществ с нарушенной решеткой будут в той или иной степени отличаться от спектров, соответствующих идеальным решеткам. Поэтому разработка методики расшифровки ДКС-спектров открывает возможность исследования влияния различных факторов на радиальное распределение атомов в ближних и дальних КС кристаллических веществ.

В представленной работе рассматривается теория построения дифракционных спектров от координационных сфер идеальной алмазной решетки и методика расшифровки экспериментальных ДКС-спектров от реальных алмазных структур.

2 Эксперимент

Идеальная алмазная решетка в эксперименте моделируется крупным монокристаллом алмаза. Для этого использовалась пластинка монокристалла алмаза типа *Ia* с размерами $7 \times 4,5 \times 1,5$ мм, вырезанная примерно параллельно плоскости (001). Съемка велась в отраженном рентгеновском CuK_α -излучении ($\lambda = 1,54 \text{ \AA}$) при ширине щелей $2 \times 2 \times 1$ мм в пределах регистрируемых дифракционных углов $2\theta = 6^\circ - 55^\circ$. Усиление сигнала при ДКС превышало стандартное при съемках обычных дифракционных спектров в 10-15 раз. Контрольная съемка фона проводилась в аналогичных условиях.

Полученные по отдельности спектр $I(2\theta)$ от КС алмазного монокристалла, а также спектр $I_0(2\theta)$ от фона приведены на рис.2 .

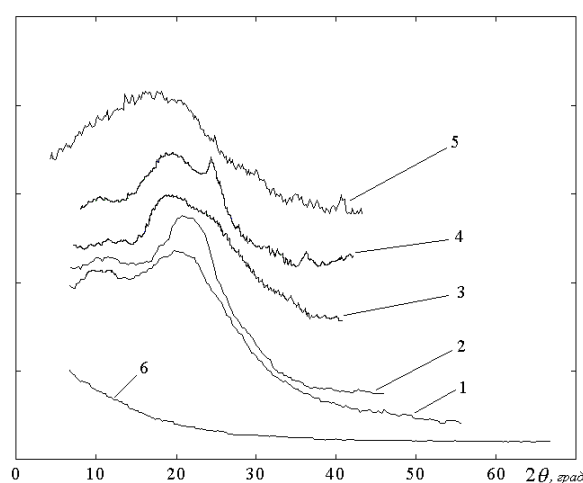


Рис. 2. ДКС-спектры от монокристалла алмаза (1), от облученного пучком электронов монокристалла алмаза (2), от алмазных порошков различных марок и зернистостей (3)-(5), а также от фона (6). Интенсивности спектров не масштабированы.

Для сравнения там же приведены ДКС-спектры, полученные от неидеальных алмазных структур — от облученного пучком электронов алмазного монокристалла и от алмазных порошков различных марок и зернистостей, зерна которых представляют собой осколки и сrostки мелких кристаллов различного габитуса. Эти спектры по форме существенно отличается от спектра монокристалла. В целом же ДКС-спектры от монокристаллов и от порошков напоминают спектры от аморфного вещества с ближним порядком $R \approx 6,5 \div 5 \text{ \AA}$, что, согласно формуле Эренфеста (3), соответствует углам расположения максимумов на дифрактограмме в диапазоне углов $2\theta \approx 16^\circ \div 22^\circ$.

3 Расчет координационных сфер

Методика прямого расчета координационных сфер алмазной решетки основана на определении расстояний $r_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2}$ для i -го атома решетки и описана в [5]. По этой методике было рассчитано около 60 координационных сфер алмазной решетки, данные по которым позволили вывести приведенный ниже алгоритм расчета характеристик любой наперед заданной КС [6].

Радиус $r_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2}$ для i -го атома решетки связан с радиусом m -й координационной сферы r_m , который определяется параметром алмазной решетки a , и вектором направления $\mathbf{R}_m = \langle \mathbf{uvw} \rangle$, ($u, v, w = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) [7] :

$$r_m = \frac{a}{4} \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}, \quad (5)$$

где

$$(\mathbf{R}_m)^2 = u^2 + v^2 + w^2 = \begin{cases} 4m - 1, & m = 2i - 1, \\ 4m, & m = 2(i - 1), \end{cases} \quad (i = 1, 2, 3, \dots). \quad (6)$$

В свою очередь направляющие векторы $\langle \mathbf{uvw} \rangle$ связаны с порядковым номером m -й координационной сферы простым соотношением

$$\langle \mathbf{uvw} \rangle = \begin{cases} \langle 2i - 1, 2k - 1, 2l - 1 \rangle, & \text{(нечетные)} \\ \langle 2(i - 1), 2(k - 1), 2(l - 1) \rangle, & \text{(четные)} \end{cases} \quad (i, k, l = 1, 2, 3, \dots). \quad (7)$$

Обратное соотношение между порядковым номером m -й координационной сферы и величиной $(\mathbf{R}_m)^2$ имеет вид

$$m = \begin{cases} \frac{1}{4}(1 + (\mathbf{R}_m)^2) & \text{для } m = 2i - 1, \\ \frac{1}{4}(\mathbf{R}_m)^2 & \text{для } m = 2(i - 1), \end{cases} \quad (i, k, l = 1, 2, 3, \dots). \quad (8)$$

Число атомов n_m на m -й KC алмазной решетки определяется алгоритмами для нечетных $m = 2i - 1$ и четных $m = 2(i - 1)$ KC . В основе алгоритма лежит взаимосвязь числа атомов n_m с соотношениями векторов $\mathbf{u}$, $\mathbf{v}$ и $\mathbf{w}$, определяющими вектор направления $\mathbf{R}_m$.

Для нечетных сфер $m = 2i - 1$ базовыми являются три типа соотношений векторов $\mathbf{u}$, $\mathbf{v}$ и $\mathbf{w}$ в $\mathbf{R}$: ${}_1\mathbf{R} = \langle \mathbf{u} = \mathbf{v} = \mathbf{w} \rangle$, ${}_2\mathbf{R} = \langle \mathbf{u}, \mathbf{v} = \mathbf{u}, \mathbf{w} \rangle$ и ${}_3\mathbf{R} = \langle \mathbf{u} \neq \mathbf{v} \neq \mathbf{w} \rangle$.

Для приведенных базовых соотношений число атомов n_m на m -й KC определяется как $n({}_1\mathbf{R}) = 4$ — (сфера $m = 1$), $n({}_2\mathbf{R}) = 3n({}_1\mathbf{R}) = 3 \times 4 = 12$ — (сферы $m = 3; 5; 11; 41; \dots$), $n({}_3\mathbf{R}) = 2n({}_2\mathbf{R}) = 24$ — (сферы $m = 9; 23; 29; 59; \dots$).

Все типы соотношений векторов $\mathbf{u}$, $\mathbf{v}$ и $\mathbf{w}$ для нечетных KC представляют комбинации трёх первых в случаях, когда при заданном порядковом номере m -й KC величина $\mathbf{R}_m$ (6) может быть получена из одного, двух и более наборов $\mathbf{u}$, $\mathbf{v}$ и $\mathbf{w}$: $j_t \cdot {}_t\mathbf{R} = \{j_1 \langle \mathbf{u} = \mathbf{v} = \mathbf{w} \rangle, j_2 \langle \mathbf{u}, \mathbf{v} = \mathbf{u}, \mathbf{w} \rangle, j_3 \langle \mathbf{u} \neq \mathbf{v} \neq \mathbf{w} \rangle\} = \{j_1 \cdot {}_1\mathbf{R}, j_2 \cdot {}_2\mathbf{R}, j_3 \cdot {}_3\mathbf{R}\}$, где $j_t = 0, 1, 2, 3, \dots$ — количество соотношений векторов $\mathbf{u}$, $\mathbf{v}$ и $\mathbf{w}$ одинакового вида, с помощью которых может быть получена величина $\mathbf{R}_m$ (6); $t = 1, 2, 3$ — номер типа наборов векторов $\mathbf{u}$, $\mathbf{v}$ и $\mathbf{w}$ нечетных KC .

В этом случае для всех встречающихся соотношений векторов $\mathbf{u}$, $\mathbf{v}$ и $\mathbf{w}$ координационное число ($KЧ$) атомов n_m на m -х KC ($m = 2i - 1$) определяется выражением

$$\begin{aligned} n_m &= \sum_{t=1}^3 j_t \cdot n({}_t\mathbf{R}) = j_1 \cdot n({}_1\mathbf{R}) + j_2 \cdot n({}_2\mathbf{R}) + j_3 \cdot n({}_3\mathbf{R}) = \\ &= j_1 \cdot 4 + j_2 \cdot 12 + j_3 \cdot 24, \quad (j_t = 1, 2, 3, \dots; t = 1, 2, 3). \end{aligned} \quad (9)$$

Для четных сфер $m = 2(i - 1)$ базовые соотношения в отличие от предыдущих дополнительно содержат нулевые и мнимые значения направляющих векторов :

$${}^0\mathbf{R} = \langle 0, 0, 0 \rangle; \quad n({}^0\mathbf{R}) = 1 \text{ (нулевая сфера } m = 0);$$

$$\begin{aligned}
{}^1\mathbf{R} &= \langle \mathbf{u}, 0, 0 \rangle; & n({}^1\mathbf{R}) &= 6 \text{ (сферы } m = 4; 16; 64; \dots); \\
{}^2\mathbf{R} &= \langle \mathbf{u}, \mathbf{v} = \mathbf{u}, 0 \rangle; & n({}^2\mathbf{R}) &= 12 \text{ (сферы } m = 2; 8; 32; \dots); \\
{}^3\mathbf{R} &= \langle \mathbf{u}, \mathbf{v} \neq \mathbf{u}, 0 \rangle; & n({}^3\mathbf{R}) &= 24 \text{ (сферы } m = 10; 20; 30; \dots); \\
{}^4\mathbf{R} &= \langle \mathbf{u} = \mathbf{v} = \mathbf{w} \rangle; & n({}^4\mathbf{R}) &= 8 \text{ (сферы } m = 12; 48; 192; \dots); \\
{}^5\mathbf{R} &= \langle \mathbf{u}, \mathbf{v} = \mathbf{u}, \mathbf{w} \rangle; & n({}^5\mathbf{R}) &= 24 \text{ (сферы } m = 6; 22; 24; \dots); \\
{}^6\mathbf{R} &= \langle \mathbf{u} \neq \mathbf{v} \neq \mathbf{w} \rangle; & n({}^6\mathbf{R}) &= 48 \text{ (сферы } m = 14; 30; 42; 46, 56, \dots); \\
{}^7\mathbf{R} = {}^i\mathbf{R} &= \langle \mathbf{u}, \mathbf{v}, i\mathbf{w} \rangle \text{ (здесь } i = \sqrt{-1}); & n({}^i\mathbf{R}) &= 0 \text{ (сферы } m = 28; 60; 92; 112; 124; \dots).
\end{aligned}$$

$KЧ$ атомов n_m для всех четных сфер $m = 2(i - 1)$ могут быть представлены как различные комбинации приведенных выше семи базовых соотношений:

$$\begin{aligned}
n_m &= \sum_{s=1}^7 j_s \cdot n({}^s\mathbf{R}) = j_0 \cdot n({}^0\mathbf{R}) + j_1 \cdot n({}^1\mathbf{R}) + j_2 \cdot n({}^2\mathbf{R}) + j_3 \cdot n({}^3\mathbf{R}) + \\
&+ j_4 \cdot n({}^4\mathbf{R}) + j_5 \cdot n({}^5\mathbf{R}) + j_6 \cdot n({}^6\mathbf{R}) + j_7 \cdot n({}^i\mathbf{R}) = \\
&= j_0 \cdot 1 + j_1 \cdot 6 + j_2 \cdot 12 + j_3 \cdot 24 + j_4 \cdot 8 + j_5 \cdot 24 + j_6 \cdot 48 + j_7 \cdot 0, \\
&\quad (j_s = 0, 1, 2, 3, \dots; s = 0, 1, \dots, 7).
\end{aligned} \tag{10}$$

4 Структурные мотивы алмазной решетки в пространстве координационных сфер

Из формулы (1) видно, что если бы радиусы координационных сфер распределялись стохастически, то сумма, входящая в (1), в связи с ростом числа атомов при увеличении номера сферы также неограниченно увеличивалась, что не согласуется с экспериментальным $ДКС$ -спектром алмазного монокристалла и объясняется определенными закономерностями расположения $КС$ алмазной решетки.

Согласно расчетам по (5)–(10), алмазная решетка в пространстве $КС$ имеет повторяющиеся центрально-симметричные мотивы (структурные группировки атомов), трансляцией которых с шагом, равным величине данного мотива, заполняется все пространство бесконечной решетки кристалла. Такие мотивы совпадают с определенными координационными полиэдрами [8] и, по существу, могут быть представлены как своего рода элементарные ячейки различного порядка (ранга) в пространстве координационных сфер решетки алмаза, которые имеют различный фактор рассеяния F , входящий в формулу Дебая (1).

Расчет показывает, что алмазная решетка в пространстве координационных сфер состоит из трех типов простейших структурных группировок: 1-атомной (*точечной*) с условным атомным радиусом $r_0 = 0,77 \text{ \AA}$ — мотив *нулевого* ранга, 5-атомной (*тетраэдрической*) — мотив *первого* ранга с радиусом $r_1 = 1,544 \text{ \AA}$, определяемым направлениями $\{111\}$, и иерархически построенных *кубических* мотивов. Сама же элементарная ячейка алмазной решетки не имеет центрального атома и поэтому не может существовать как структурный мотив в пространстве $КС$.

Мотив нулевого ранга структурно никак не характеризует собственно алмазную решетку, однако количественное распределение атомов по координационным сферам определяет радиальное распределение плотности алмаза.

Из 5-атомных *тетраэдрических* структурных единиц сложена вся алмазная решетка, однако, *тетраэдрическая* форма структурного мотива, т. е. $КС$ с координационным числом 4, не повторяется в более высоких, чем *первый*, рангах.

Первый из *кубических* мотивов представляет собой структурные группировки, построенные из 8 собранных в куб элементарных *кубических* ячеек алмаза так, что

центром симметрии этой группировки будет общий для всех 8 ячеек атом при вершинах, сходящихся в центре "сборки", а диагональ этих ячеек будет радиусом координационной сферы, проходящей по 8 внешним вершинам такого куба (координационного полиэдра). Этот мотив соответствует 12-ой KC , радиус которой равен $r_{12} = 6,177 \text{ \AA}$ и определяется направлениями $\{444\}$. Координационное число данной KC равно $n_{12} = 8$, а число атомов, содержащихся в этом мотиве, составляет $\sum n_m = 167$.

Кубический полиэдр повторяется на 48-й KC с радиусом $r_{48} = 2r_{12} = 12,354 \text{ \AA}$, определяемым направлениями $2\{444\} = \{888\}$. Он состоит из 8 кубов предыдущего ранга, собранных в куб следующего ранга так, что диагональ кубов предыдущего ранга, выходящая из общей для всех 8 кубов вершины, расположенной в центре симметрии следующего куба, является радиусом 48-й KC . Этот радиус проходит по 8 угловым атомам (вершинам) координационного куба, содержащего $n_m = 1371$ атом. Очевидно, что иерархия координационных кубов следующих более высоких рангов (192-я KC , $r_{192} = 4r_{12} = 24,708 \text{ \AA}$, направление векторов $4\{444\} = \{161616\}$ и т. д.) ограничена только реальными размерами кристалла.

В пространстве координационных сфер алмазной решетки присутствует ещё одна простая форма координационного полиэдра — *октаэдрическая* (4-, 16-, 64-я и т. д. KC с направлениями векторов соответственно $\{400\}$, $\{800\}$, $\{1600\}$ и координационным числом $n_m = 6$ атомов). Однако, эта форма не является мотивом, покрывающим всю решетку при трансляциях без наложений самого на себя.

Особо следует обратить внимание на наличие у алмазной решетки мнимых координационных сфер с комплексным вектором направления ${}^i\mathbf{R} = \langle \mathbf{u}, \mathbf{v}, i\mathbf{w} \rangle$, который появляется при некоторых четных значениях $m = 2(i-1)$. Для этих значений, согласно (6), величина $\mathbf{R}_m = \sqrt{4m} = \sqrt{u^2 + v^2 - w^2} > 0$ и, следовательно, радиус $r_m = (a/4)\mathbf{R}_m$ является действительной величиной. Такими KC являются 28-я $\{884i\}$, 60-я $\{12102i\}$, 92-я $\{161612i\}$, 112-я $\{16168i\}$ и т. д.. Как показали расчеты по методике [5], на мнимых KC (${}^i\mathbf{R}$) координационное число атомов равно нулю. Координационные полиэдры, ограниченные такими сферами, также являются мнимыми, так как не содержат действительных вершин и, следовательно, не представляют собой действительных структурных группировок (мотивов).

5 Расчет дифракционного спектра от координационных сфер алмазной решетки

Для получения решений по формуле Дебая (1) в случае рассеяния сложными структурными группировками, состоящими из n видов атомов и k типов структурных мотивов с N_k атомов в мотиве (N_k — сумма атомов всех KC , входящих в мотив), необходимо знать факторы рассеяния f_n не только атомами исследуемого вещества, но и факторы рассеяния F_k структурными мотивами [1]. Для монокристаллического вещества расчет спектра по формуле Дебая для одного вещества требует знания только атомного фактора рассеяния f :

$$\sum_k I_k(s) = f^2 \sum_{k=1}^k F_k^2 N_k \left(1 + \frac{1}{N_k} \sum_{m(k)} n_{m(k)} \frac{\sin(s r_{m(k)})}{s r_{m(k)}} \right). \quad (11)$$

Атомный фактор рассеяния $f = f(s)$ определяется по распределению электронной плотности $U(r)$ в объеме атома. При сферической симметрии распределения

заряда $U(r)$ электронного облака эта функция равна [1]:

$$f = \int_0^\infty U(r) \frac{\sin(sr)}{sr} dr. \quad (12)$$

В настоящей работе при расчете ДКС-спектров используется функция f углерода, табличные значения которой приведены в [1].

Факторы рассеяния F_k структурными мотивами могут быть определены как функции от параметров k -х мотивов: радиуса r_k координационной сферы, определяющей границу структурного мотива, числа атомов N_k в мотиве (не путать с числом атомов n на r_k -й КС) и, наконец, от приведенного объема V_k координационного полиэдра, соответствующего координационной сфере k -го мотива. Взаимосвязь между основными характеристиками N_k , F_k^2 , r_k , V_k структурных мотивов установлена эмпирически при анализе экспериментальных ДКС-спектров алмаза и имеет вид

$$\frac{1}{V_k} = F_k^2 N_k r_k = Const, \quad (13)$$

где

$$N_k = 1 + \sum_m^{m_k}, \quad r_k = r_{m_k}, \quad m_k = (m_1 = 1; m_2 = 12; m_3 = 48; m_4 = 195; \dots). \quad (14)$$

Для построения ДКС-спектра $I(2\theta)$ необходимо функцию $\sum_k I_k(s)$ (11) от модуля вектора $\mathbf{s}$ перевести в функцию $\sum_k I_k(\theta)$ от угла θ в соответствии с (3). Следовательно, формулы для интенсивностей рассеяния $I_k(\theta)$ первых трёх структурных мотивов алмазной решетки будут иметь вид

$$I_1(\theta) = 5 + 1 \cdot n_1 \frac{\sin(2\pi s_1 r_1)}{2\pi s_1 r_1}, \quad n_1 = 4; \quad (15)$$

$$I_2(\theta) = 10,6 + 0,0635 \sum_{m=1}^{12} n_m \frac{\sin(2\pi s_m r_m)}{2\pi s_m r_m}, \quad n_1 = 4, n_2 = 12, \dots, n_{12} = 8; \quad (16)$$

$$I_3(\theta) = 5,3 + 0,00387 \sum_{m=1}^{48} n_m \frac{\sin(2\pi s_m r_m)}{2\pi s_m r_m}, \quad n_1 = 4, n_2 = 12, \dots, n_{48} = 8 \text{ и т.д.} \quad (17)$$

Полученные выражения позволяют проанализировать, как формируется полный ДКС-спектр алмазной решетки (рис. 3).

Для решетки монокристалла степень неизотропности пространственного распределения отражения от КС, очевидно, определяется степенью отличия вписанного в заданную КС полиэдра, число вершин которого соответствует числу атомов (КЧ), соответствующих данной КС, а также количеству фиксированных пространственных положений (т. е. угла поворота) таких полиэдров в решетке в целом. Для алмазной решетки наибольшим отличием от сферы обладают четырёхвершинный полиэдр (тетраэдр), относящийся к 1-й КС, шестивершинные полиэдры (октаэдры), относящиеся к 4-й и 16-й КС, и, наконец, восьмивершинные полиэдры (кубы), относящиеся к 12-й и 48-й КС. Остальные полиэдры имеют по 12, 24, 28, 36, 48 и т. д. вершин. Относящийся к 1-й КС тетраэдр имеет, по крайней мере, четыре пространственных положения в решетке, при которых его вершины в каждом из положений не совпадают друг с другом. Это приводит к уменьшению степени неизотропности отражения от 1-й КС, соответствующей степени отличия 16-вершинного полиэдра от

сферы. Аналогично дело обстоит и с другими KC алмазной решетки. Таким образом, для пространственного распределения отражения от KC алмазной решетки степень неизотропности оказывается пренебрежимо малой, лежащей за пределами экспериментальной точности полученных в настоящей работе дифрактограмм.

Как видно из (15)–(17) и из *рис. 3*, амплитуда интерференционных слагаемых спектра от каждого последующего мотива понижается в ~ 16 раз, а их максимум смещается к нулевому углу. Таким образом, вклад спектров каждого последующего мотива в общий спектр снижается и основным по вкладу является 2-й мотив, состоящий из первых 12-ти KC . Вклад уже 4-го мотива практически не ощутим, хотя ещё заметен в малугловой области спектра.

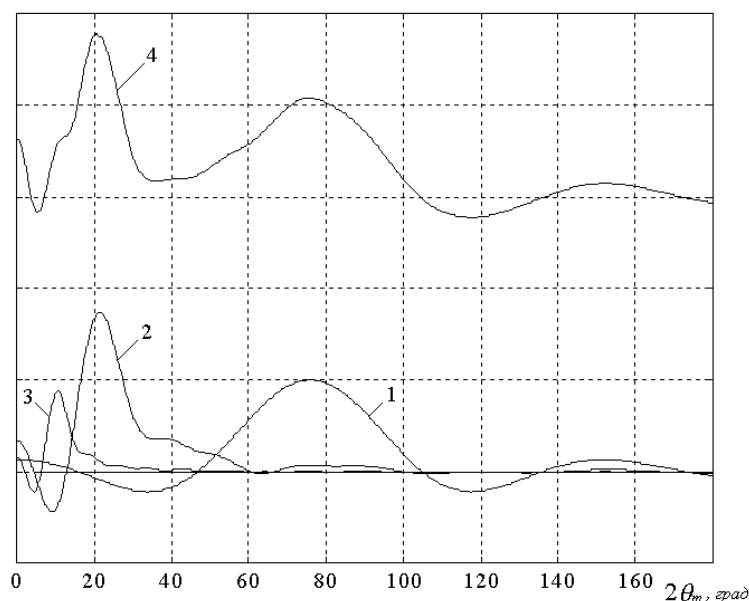


Рис. 3. Формирование DKC -спектра алмазной решетки : интерференционные функции $I_1(2\theta)$, $I_2(2\theta)$, $I_3(2\theta)$ от структурных групп (мотивов), состоящих, соответственно, из первой KC — 1, из первых 12 KC — 2 и из первых 48 KC — 3, а также их суммарная функция $\sum_{k=3} I_k(2\theta)$ — 4.

Исходя из (15)–(17), выражение функции DKC -спектра $\sum_k I_k(\theta)$ можно представить в виде

$$I(\theta) = \sum_k I_k(\theta) = f^2 F_1^2 \sum_k I_k(s), \quad (18)$$

где неопределёнными остаются величины F_1^2 и полная сумма свободных членов, входящих в выражения (15)–(17) для k мотивов ($k = 1, 2, 3, \dots$).

При сравнении теоретического спектра с экспериментальным формула (18) может быть записана как

$$I(\theta) = f^2 \left(A + B C_k \sum_{m=1}^{48} n_m \frac{\sin(2\pi s_m r_m)}{2\pi s_m r_m} \right), \quad (19)$$

где константы A и $B = F_1^2$ легко определяются из эксперимента в качестве подгоночных коэффициентов, так как все остальные величины известны: f^2 — табличная функция (13), n_m и r_m получаются расчетным путём по алгоритмам (5)–(10), s_m

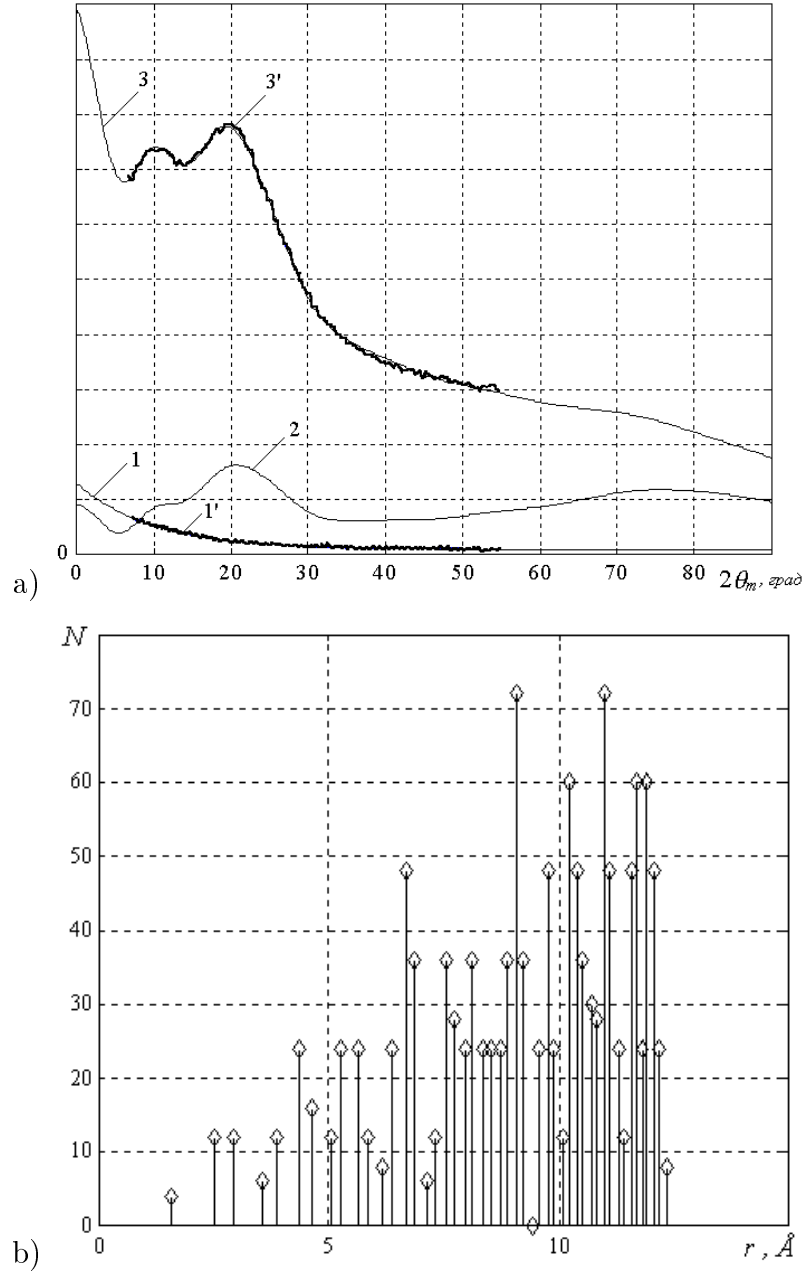


Рис. 4. Формирование ДКС-спектра алмазной решетки : а) экспериментальный ДКС-спектр фона — $1'$ и аппроксимирующая функция $I_0(2\theta)$ — 1 , суммарная интерференционная функция $\sum_{k=3} I_k(2\theta)$ — 2 от первых трёх мотивов (интенсивность для наглядности увеличена в 10 раз), экспериментальный ДКС-спектр — $3'$ алмазной решетки и его расчетная функция — 3 : $I_{\text{ДКС}} = I_0(2\theta) + f^2 \sum_{k=3} I_k(2\theta)$ (участки, соответствующие экспериментальным спектрам, показаны жирными неровными линиями); б) распределение КС и КЧ в идеальной решетке алмаза ($\diamond$ — табличные данные по 48-ми КС [6]).

определяется из (3)–(4) и, наконец, в соответствии с (14)

$$C_k = \frac{N_1}{N_k} \cdot \frac{r_1}{r_k} \cdot \frac{V_{\text{cub}}}{V_{\text{tetr}}} = \frac{5 \cdot 1,544}{0,1179 \cdot N_k r_k}.$$

Окончательное выражение для описания ДКС-спектра алмазной решетки после

преобразования $I(\theta) \Rightarrow I(2\theta)$ и учета функции фона $I_0(2\theta)$ будет иметь вид

$$I_{\text{ДКС}} = I(2\theta) + I_0(2\theta). \quad (20)$$

На *рис. 4* представлен ДКС-спектр (20), рассчитанный для 3 мотивов 48 КС, т. е. для 1371 атома (см. ПРИЛОЖЕНИЕ), и при использовании экспериментального спектра фона $I_0(2\theta)$, аппроксимированного кривой вида $y = A + B \exp(-Cx)$. Практически полное совпадение рассчитанного ДКС-спектра с экспериментальным ДКС-спектром от алмазного монокристалла позволяет констатировать адекватность предложенной теории рассматриваемому физическому явлению — отражению рентгеновских лучей от координационных сфер алмазной решетки.

6 Заключение

Получение функции ДКС-спектра для идеальной алмазной решетки позволяет исследовать пространство координационных сфер реальных структур алмазных материалов путем фурье-анализа различия между ДКС-спектрами этих материалов и спектром от идеальной решетки алмаза. В основе такого подхода лежит предположение о сохранении структуры идеальной решетки в объеме исследуемого алмазного материала радиусом $r \sim 13 \div 15 \text{ \AA}$, т. е. в объеме, содержащем по крайней мере $\sim 50 \div 60$ КС. В этом случае все отличия экспериментального спектра от идеального будут определяться радиальным распределением атомов, не вошедших в правильную решетку.

Для примера на *рис. 5* приведены результаты расшифровки показанного на *рис. 2, (5)* ДКС-спектра алмазного порошка АСМ 28/20 ¹⁾ в виде расчетного ДКС-спектра в сравнении с экспериментальным, а также в виде распределения координационных сфер (КС) и координационных чисел (КЧ), представляющего в прямом пространстве фурье-трансформанты исследуемых ДКС-спектров. Расхождение экспериментального спектра с идеальным в этом случае объясняется радиальным распределением атомов, не входящих в структуру идеальной решетки. Именно это распределение рассеянных в объеме и на поверхности зерен алмазного порошка атомов углерода составляет предмет расчета.

Подгонка расчетной кривой к эксперименту (*рис. 5, а*) проводилась по 48-ми табличным КС для базовой решетки (т. е. по 1371 паре атомов) и по 236 вспомогательным КС, распределенным через $0,1 \text{ \AA}$ в диапазоне от $1,5$ до $25 \text{ \AA}$ (для рассеянных атомов), с округлением КЧ до целых (положительных) чисел N (*рис. 5, б*). Из этих 236 вспомогательных КС оказались ненулевыми 14 сфер, которые дополняют табличное распределение КС ненарушенной решетки. Эта дополнительная система КС распределяется с определенной закономерностью, характерной для структур без дальнего порядка. Основная часть рассеянных по объему и поверхности атомов представляют собой совокупности, основная часть которых имеет межатомные расстояния, близкие к $1,54 \text{ \AA}$, с последующим резким уменьшением числа атомов в совокупностях с ростом межатомного расстояния до $10 \div 30 \text{ \AA}$.

Степень адекватности приведенной расшифровки спектра зависит от величины углового диапазона экспериментально регистрируемого спектра, что необходимо иметь в виду при анализе и интерпретации полученных результатов. В рассматриваемом случае ДКС-спектр от монокристалла был снят в угловом диапазоне

¹⁾ Обозначение типа 28/20 соответствует верхнему и нижнему размерам в мкм зерен порошка, проходящих через ячейку классифицирующего сита.

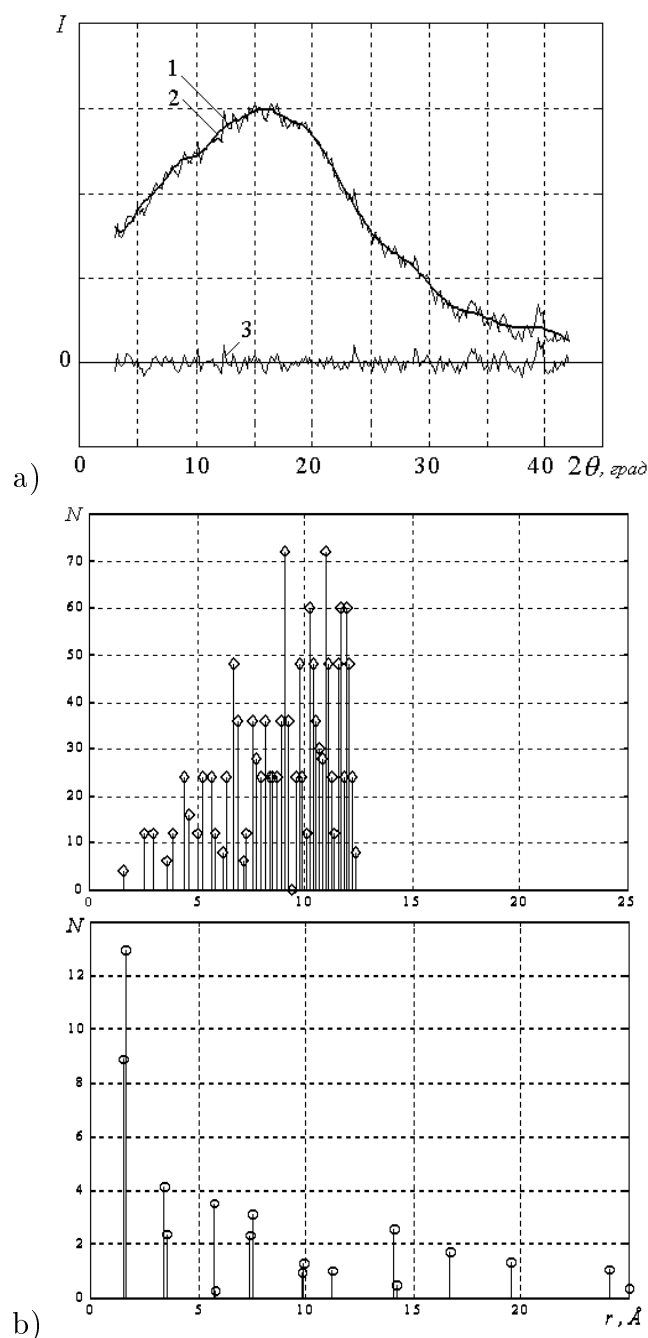


Рис. 5. Фурье-анализ ДКС-спектра от алмазного порошка АСМ 28/20 : а) экспериментальный ДКС-спектр — 1, расчет — 2 и их разность — 3 ; б) распределение КС и КЧ рассчитанного ДКС-спектра, разделенное на базовые от атомов идеальной решетки ($\diamond$ — табличные данные по 48-ми КС) и дополнительные от рассеивающих атомов в нарушенной структуре решетки зерен алмазного порошка ($\circ$ — данные по 14 КС, оказавшимися ненулевыми из 236 вспомогательных расчетных сфер).

$2\theta = [6^\circ, 55^\circ]$, а от порошка АСМ 28/20 — в диапазоне $2\theta = [6^\circ, 40^\circ]$ (ограничение максимального угла скольжения по сравнению со спектром от монокристалла объясняется наложением линий порошковой дифрактограммы алмаза). В связи с этим возможна неоднозначность фурье-анализа ДКС-спектра из-за отсутствия информации о его характере в нерегистрируемом угловом диапазоне. Очевидно, что решение, максимально близко описывающее исследуемый объект, можно получить при реги-

страции собственно *ДКС*-спектра в полном угловом диапазоне $2\theta = [0, \pi]$, что, к сожалению, технически не осуществимо из-за наложения линий спектра от плоскостей решетки.

Следует также иметь в виду определенную зависимость фурье-анализа от количества функций, закладываемых в подгоночное суммирование, от правильности разбиения оптимизируемого пространства и т. д..

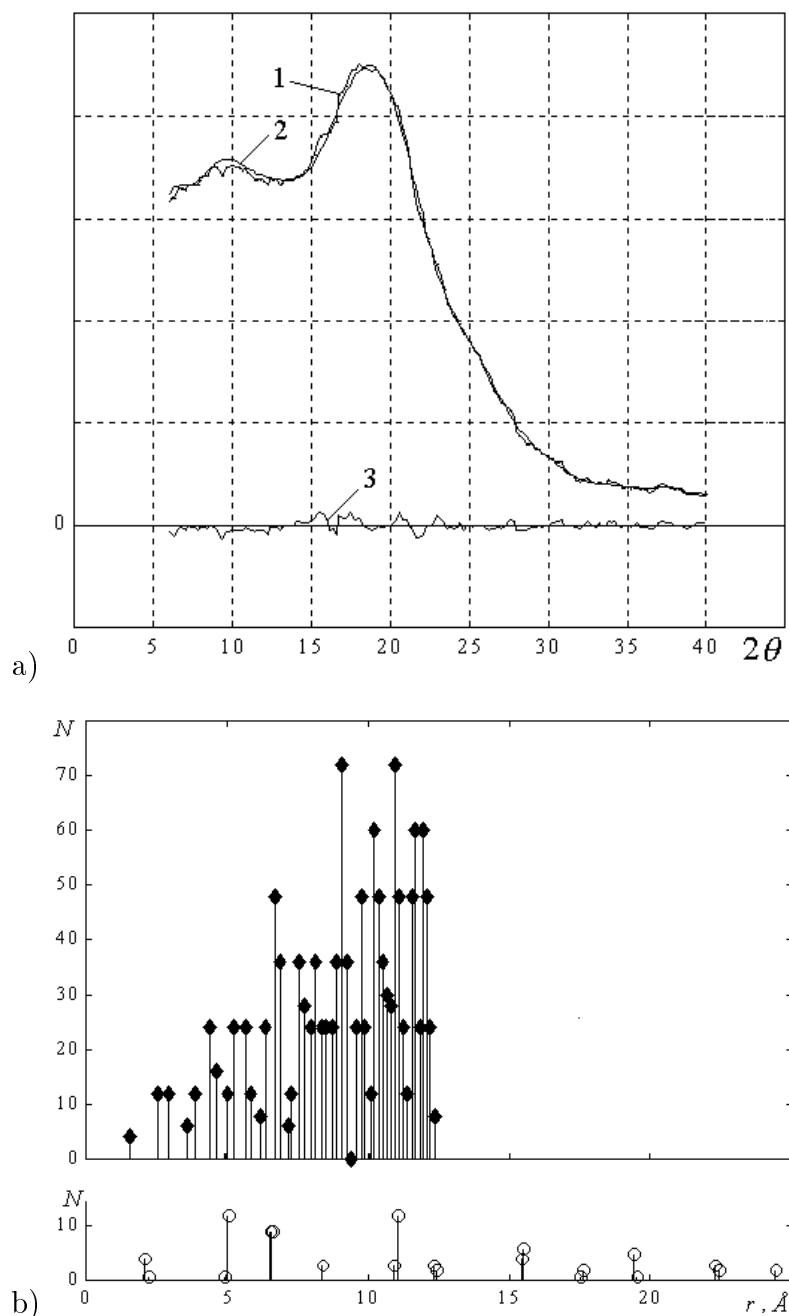


Рис. 6. Фурье-анализ *ДКС*-спектра от облученного монокристалла алмаза :

- а) экспериментальный *ДКС*-спектр — 1, расчет — 2 и их разность — 3 ;
- б) распределение *КС* и *КЧ* рассчитанного *ДКС*-спектра, разделенное на базовые от атомов идеальной решетки (♦ — табличные данные по 48-ми *КС*) и дополнительные от рассеивающих атомов в нарушенной в результате облучения структуре решетки (○ — данные по 20 *КС*, оказавшимися ненулевыми из 236 вспомогательных расчетных сфер).

Относительно преимуществ и возможностей данного метода можно судить при анализе данных, полученных при расшифровке спектров *ДКС* от алмазных материалов с неидеальной структурой различного генезиса [9]-[11], в совокупности с обычным дифрактограммами и другими объективными сведениями о веществе.

В работе [10] исследовался *ДКС*-спектр, полученный на облученном электронами и позитронами алмазном монокристалле (*рис.2(2)*) в сравнении с аналогичным спектром необлученного алмаза (*рис.2(1)*). В качестве сопоставляемых образцов использовались пластины толщиной $\sim 1 \div 2$ мм и сторонами $\sim 6 \div 10$ мм, вырезанные из алмазных монокристаллов типа IIa и Ia. Кристалл типа Ia облучался на линейном ускорителе с энергией 3,5 МэВ со средней плотностью тока 5,3 мкА/см² и пульсациями с периодом 4 мкс в режиме 250 имп/с последовательно увеличивающимися дозами: $5 \cdot 10^{16}$, $2 \cdot 10^{17}$, $4 \cdot 10^{17}$ и $2 \cdot 10^{18}$ э/см². До и после каждой дозы в этом образце исследовали позитронную аннигиляцию. Источником позитронного излучения служил изотоп ²²Na активностью $3,7 \cdot 10^8$ Бк.

На *рис.6* приведены результаты фурье-анализа полученных *ДКС*-спектров в виде расчетного *ДКС*-спектра облученного алмаза в сравнении с экспериментальным, а также в виде распределения *КС* и *КЧ*. Подгонка расчетной кривой к эксперименту осуществлялась, как и в приведенном выше примере, по 48 табличным *КС* алмазной ненарушенной решетки и по 236 не входящим в алмазную структуру *КС*, распределенным через 0,1 Å в диапазоне межатомных расстояний r от 1,5 до 25 Å, с округлением *КЧ* до целых чисел N . Из 236 *КС* ненулевыми оказались 20 сфер, которые дополняют табличное распределение *КС* ненарушенной решетки. Как видно из *рис.6*, эта дополнительная система *КС* не является стохастической, а представляет собой некоторое закономерное распределение рассеянных атомов, не входящих в структуру идеальной решетки алмаза, т. е. облучение электронами и позитронами не привело к аморфизации алмаза.

Ультрадисперсные алмазы (*УДА*), получаемые детонационным синтезом, согласно рентгеноструктурного анализа характеризуются как алмазная фаза без примесей лонсдейлита и графита со средним размером субзерен $42 \div 45$ Å. Согласно электронно-микроскопическим исследованиям [12], зерна в скоплениях связаны между собой низкоупорядоченной формой углерода, которая располагается в виде связующей матрицы по границам алмазных зерен. Толщина прослоек между зернами составляет $\sim 10 \div 20$ Å.

Расшифровка *ДКС*-спектра от порошка *УДА* приведена на *рис.7*. Степень приближения расчета к эксперименту, как и в случае расшифровки *ДКС*-спектра от порошка *АСМ 28/20*, также высокая. Из введенных в расчет 536 *КС* оказались ненулевыми 39 *КС*, распределение атомов на которых существенно отличается от распределения в зернах порошка *АСМ 28/20*. В данном случае, помимо распределения *КС* идеальной алмазной решетки, наблюдается два фактически не связанных между собой распределения совокупностей атомов, которые, согласно расчету, ответственны за соответствующее эксперименту искажение идеального *ДКС*-спектра алмаза.

Одно из этих распределений аналогично распределению совокупностей атомов в зернах порошка *АСМ 28/20*, не входящих в структуру идеальной решетки, основная часть которых рассеяна по объему зерен порошка на межатомных расстояниях, близких к 1,54 Å.

Второе распределение совокупностей атомов, не входящих в структуру идеальной решетки, представляет собой близкое к гауссовому распределению с максимумом, расположенном на межатомном расстоянии ~ 40 Å, и полушириной ~ 20 Å. По своим

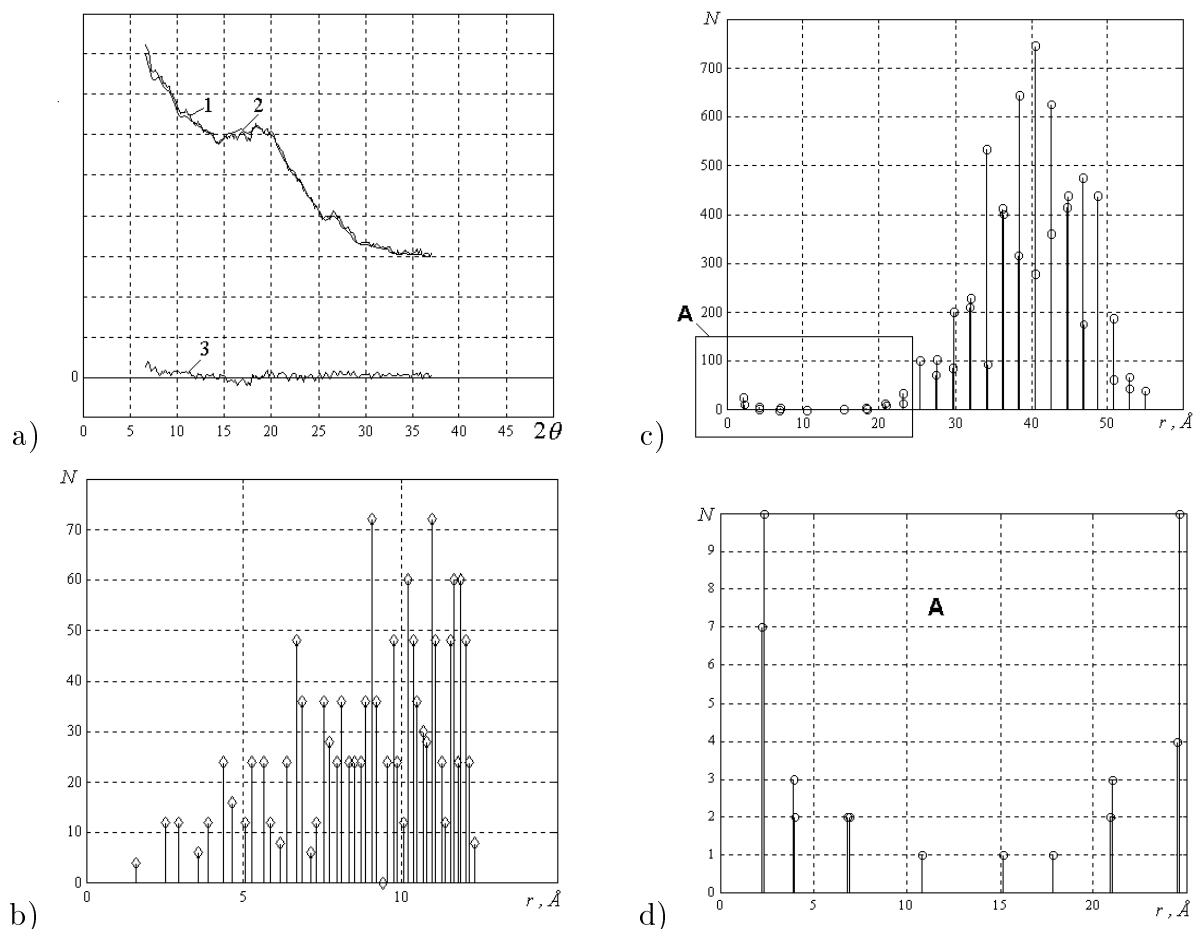


Рис. 7. Фурье-анализ ДКС-спектра от порошка УДА: а) экспериментальный ДКС-спектр — 1, расчет — 2 и их разность — 3), распределение КС и КЧ рассчитанного ДКС-спектра, разделенное на б) базовые от атомов идеальной решетки ($\diamond$ — табличные данные по 48-ми КС) и в) дополнительные от рассеивающих атомов в зернах порошка УДА, не входящих в состав идеальной алмазной решетки ($\circ$ — данные по 39 КС, оказавшимися ненулевыми из 536 вспомогательных расчетных сфер), д) участок **A** из общего распределения в (с).

характеристикам это распределение атомов может быть отнесено к бесструктурным (аморфным) углеродным межзеренным прослойкам. Средний размер полученных межатомных расстояний для этого распределения совпадает с размерами ОКР (областей когерентного рассеяния), определенными по уширению дифракционных линий, что свидетельствует о совпадении среднего размера кристаллитов (субзерен), имеющих идеальную структуру алмазной решетки, со средними размерами собственно зерен порошка, определенными по электронным микрофотографиям [12].

Таким образом, различные методы исследований дают согласующиеся между собой и дополняющие друг друга сведения о структуре ультрадисперсных алмазов.

Список литературы

- [1] Гинье А. Рентгенография кристаллов. // Физматгиз, Москва, 1961, 604 с.
- [2] Созин Ю.И. Дифрактометрия координационных сфер. // Сверхтвердые материалы, 1992, № 5, с.62-65.

- [3] *Созин Ю.И.* Дифрактометрия координационных сфер. // Кристаллография, 1994, т.39, № 1, с.10-18.
- [4] *Созин Ю.И.* Изучение структуры и свойств с помощью дифрактограмм координационных сфер вещества. // Заводская лаборатория, 1994, № 8, с.39
- [5] *Созин Ю.И., Андреев В.Д.* Дифракционные рентгеновские спектры от координационных сфер алмаза. // Кристаллография, 1997, т.42, № 3, с.431-434.
- [6] *Андреев В.Д., Малик В.Р., Подзярей Г.А.* Алмазная решетка в пространстве координационных сфер. // Журнал структурной химии, № 2, 2001, с. 282-289.
- [7] *Миркин Л.И.* Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. // Физматгиз, Москва, 1961, 863 с.
- [8] *Лысенко А.В.* Сферическая координационная упаковка в дифрактометрии алмаза и графита. // Доклады НАН Украины, 1997, № 5, с.146-153.
- [9] *Андреев В.Д., Созин Ю.И.* Структура кристаллитов ультрадисперсных алмазов // Сверхтвердые материалы, 1998, № 4, с.67-72.
- [10] *Андреев В.Д., Малик В.Р., Созин Ю.И., Оситинская Т.Д.* Фурье-анализ ДКС-спектра облученного алмазного монокристалла // Сверхтвердые материалы, 1998, № 5, с.64-66.
- [11] *Андреев В.Д., Созин Ю.И.* Структура ультрадисперсных алмазов. // Физика твердого тела, 1999, т. 41, вып. 10, с.1890-1893.
- [12] *Саввакин Г.И., Котко В.А., Островская Н.Ф., Курдюмов А.В.* Структура ультрадисперсных углеродных фаз, образующихся из углеродсодержащих соединений в сильно неравновесных условиях. // Порошковая металлургия, 1988, № 10, с.78-82.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Параметры KC и $KЧ$ алмазной решетки [6].

Таблица.

№ KC , m	Величина вектора направления $R_m = \sqrt{4m}$; $R_m = \sqrt{4m-1}$;	Радиус KC , $r_m = \frac{a}{4}R_m$, Å	Вектор направления $\mathbf{R}_m = \langle uvw \rangle$	Число атомов ($KЧ$) на KC , n_m	Число атомов в объеме KC , $\sum_1^m n_m$
0	0	0	0	1	1
1	$\sqrt{3}$	1,544	$\langle 111 \rangle$	4	5
2	$\sqrt{8}$	2,522	$\langle 220 \rangle$	12	17
3	$\sqrt{11}$	2,957	$\langle 311 \rangle$	12	29
4	$\sqrt{16}$	3,566	$\langle 400 \rangle$	6	35
5	$\sqrt{19}$	3,886	$\langle 331 \rangle$	12	47
6	$\sqrt{24}$	4,368	$\langle 422 \rangle$	24	71
7	$\sqrt{27}$	4,633	$\langle 333 \rangle, \langle 511 \rangle$	16	87
8	$\sqrt{32}$	5,044	$\langle 440 \rangle$	12	99
9	$\sqrt{35}$	5,275	$\langle 531 \rangle$	24	123
10	$\sqrt{40}$	5,639	$\langle 620 \rangle$	24	147
11	$\sqrt{43}$	5,847	$\langle 533 \rangle$	12	150
12	$\sqrt{48}$	6,177	$\langle 444 \rangle$	8	167
13	$\sqrt{51}$	6,367	$\langle 551 \rangle, \langle 711 \rangle$	24	191
14	$\sqrt{56}$	6,672	$\langle 642 \rangle$	48	239
15	$\sqrt{59}$	6,849	$\langle 553 \rangle, \langle 731 \rangle$	36	275

Продолжение таблицы.

№ KC , m	Величина вектора направления $R_m = \sqrt{4m}$; $R_m = \sqrt{4m-1}$;	Радиус KC , $r_m = \frac{a}{4}R_m$, $\text{\AA}$	Вектор направления $\mathbf{R}_m = \langle uvw \rangle$	Число атомов ($KЧ$) на KC , n_m	Число атомов в объеме KC , $\sum_1^m n_m$
16	$\sqrt{64}$	7,133	$\langle 800 \rangle$	6	281
17	$\sqrt{67}$	7,298	$\langle 733 \rangle$	12	293
18	$\sqrt{72}$	7,565	$\langle 822 \rangle, \langle 660 \rangle$	36	329
19	$\sqrt{75}$	7,721	$\langle 751 \rangle, \langle 555 \rangle$	28	357
20	$\sqrt{80}$	7,975	$\langle 840 \rangle$	24	381
21	$\sqrt{83}$	8,123	$\langle 911 \rangle, \langle 753 \rangle$	36	417
22	$\sqrt{88}$	8,364	$\langle 664 \rangle$	24	441
23	$\sqrt{91}$	8,505	$\langle 931 \rangle$	24	465
24	$\sqrt{96}$	8,736	$\langle 844 \rangle$	24	489
25	$\sqrt{99}$	8,871	$\langle 933 \rangle, \langle 771 \rangle, \langle 755 \rangle$	36	525
26	$\sqrt{104}$	9,093	$\langle 862 \rangle, \langle 10\ 2\ 0 \rangle$	72	597
27	$\sqrt{107}$	9,223	$\langle 951 \rangle, \langle 773 \rangle$	36	633
28	$\sqrt{112}$	9,436	$\langle 8\ 8\ 4i \rangle, \langle 10\ 4\ 2i \rangle$	0	633
29	$\sqrt{115}$	9,561	$\langle 953 \rangle$	24	657
30	$\sqrt{120}$	9,767	$\langle 10\ 4\ 2 \rangle$	48	705
31	$\sqrt{123}$	9,888	$\langle 11\ 1\ 1 \rangle, \langle 775 \rangle$	24	729
32	$\sqrt{128}$	10,087	$\langle 880 \rangle$	12	741
33	$\sqrt{131}$	10,205	$\langle 11\ 3\ 1 \rangle, \langle 971 \rangle, \langle 955 \rangle$	60	801
34	$\sqrt{136}$	10,398	$\langle 10\ 6\ 0 \rangle, \langle 866 \rangle$	48	849
35	$\sqrt{139}$	10,512	$\langle 11\ 3\ 3 \rangle, \langle 973 \rangle$	36	885
36	$\sqrt{144}$	10,699	$\langle 12\ 0\ 0 \rangle, \langle 884 \rangle$	30	915
37	$\sqrt{147}$	10,810	$\langle 11\ 5\ 1 \rangle, \langle 777 \rangle$	28	943
38	$\sqrt{152}$	10,992	$\langle 12\ 2\ 2 \rangle, \langle 10\ 6\ 4 \rangle$	72	1015
39	$\sqrt{155}$	11,100	$\langle 11\ 5\ 3 \rangle, \langle 975 \rangle$	48	1063
40	$\sqrt{160}$	11,278	$\langle 12\ 4\ 0 \rangle$	24	1087
41	$\sqrt{163}$	11,383	$\langle 991 \rangle$	12	1099
42	$\sqrt{168}$	11,556	$\langle 10\ 8\ 2 \rangle$	48	1147
43	$\sqrt{171}$	11,659	$\langle 13\ 1\ 1 \rangle, \langle 11\ 5\ 5 \rangle, \langle 993 \rangle$	60	1207
44	$\sqrt{176}$	11,828	$\langle 12\ 4\ 4 \rangle$	24	1231
45	$\sqrt{179}$	11,929	$\langle 13\ 3\ 1 \rangle, \langle 11\ 7\ 3 \rangle, \langle 977 \rangle$	60	1291
46	$\sqrt{184}$	12,094	$\langle 12\ 6\ 2 \rangle$	48	1339
47	$\sqrt{187}$	12,192	$\langle 13\ 3\ 3 \rangle, \langle 995 \rangle$	24	1363
48	$\sqrt{192}$	12,354	$\langle 888 \rangle$	8	1371
49	$\sqrt{195}$	12,451	$\langle 13\ 5\ 1 \rangle, \langle 11\ 7\ 5 \rangle$	48	1419
50	$\sqrt{200}$	12,609	$\langle 14\ 2\ 0 \rangle, \langle 10\ 10\ 0 \rangle, \langle 10\ 8\ 6 \rangle$	84	1503
51	$\sqrt{203}$	12,703	$\langle 13\ 5\ 3 \rangle, \langle 11\ 9\ 1 \rangle$	48	1551
52	$\sqrt{208}$	12,859	$\langle 12\ 8\ 0 \rangle$	24	1575
53	$\sqrt{211}$	12,951	$\langle 11\ 9\ 3 \rangle, \langle 997 \rangle$	36	1611
54	$\sqrt{216}$	13,104	$\langle 14\ 4\ 2 \rangle, \langle 12\ 6\ 6 \rangle, \langle 10\ 10\ 4 \rangle$	96	1707
55	$\sqrt{219}$	13,194	$\langle 13\ 7\ 1 \rangle, \langle 13\ 5\ 5 \rangle, \langle 11\ 7\ 7 \rangle$	48	1755
56	$\sqrt{224}$	13,344	$\langle 12\ 8\ 4 \rangle$	48	1803
57	$\sqrt{227}$	13,433	$\langle 15\ 1\ 1 \rangle, \langle 13\ 7\ 3 \rangle, \langle 11\ 9\ 5 \rangle$	60	1863
58	$\sqrt{232}$	13,580	$\langle 14\ 6\ 0 \rangle$	24	1887
59	$\sqrt{235}$	13,668	$\langle 15\ 3\ 1 \rangle$	24	1911
60	$\sqrt{240}$	13,813	$\langle 12\ 10\ 2i \rangle, \langle 16\ 0\ 4i \rangle$	0	1911
61	$\sqrt{243}$	13,899	$\langle 15\ 3\ 3 \rangle, \langle 13\ 7\ 5 \rangle, \langle 11\ 11\ 1 \rangle, \langle 999 \rangle$	52	1963

Продолжение таблицы.

№ KC , m	Величина вектора направления $R_m = \sqrt{4m}$; $R_m = \sqrt{4m-1}$;	Радиус KC , $r_m = \frac{a}{4}R_m$, Å	Вектор направления $\mathbf{R}_m = \langle uvw \rangle$	Число атомов ($KЧ$) на KC , n_m	Число атомов в объеме KC , $\sum_1^m n_m$
62	$\sqrt{248}$	14,041	$\langle 146\ 4 \rangle, \langle 12\ 10\ 2 \rangle$	96	2059
63	$\sqrt{251}$	14,126	$\langle 15\ 5\ 1 \rangle, \langle 13\ 9\ 1 \rangle, \langle 11\ 11\ 3 \rangle, \langle 11\ 9\ 7 \rangle$	96	2059
64	$\sqrt{256}$	14,266	$\langle 16\ 0\ 0 \rangle$	6	2149
65	$\sqrt{259}$	14,349	$\langle 15\ 5\ 3 \rangle, \langle 13\ 9\ 3 \rangle$	48	2197
...	...	...		...	...
92	$\sqrt{368}$	17,104	$\langle 16\ 16\ 2i \rangle, \langle 18\ 12\ 10i \rangle$	0	...
...	...	...		...	...
112	$\sqrt{448}$	18,872	$\langle 16\ 14\ 2i \rangle, \langle 16\ 16\ 8i \rangle, \langle 20\ 8\ 4i \rangle$	0	...
...	...	...		...	...
124	$\sqrt{496}$	19,857	$\langle 16\ 16\ 4i \rangle, \langle 20\ 10\ 2i \rangle$	0	...
...	...	...		...	...
156	$\sqrt{624}$	22,272	$\langle 22\ 12\ 2i \rangle, \langle 20\ 18\ 10i \rangle, \langle 24\ 8\ 4i \rangle$	0	...
...	...	...		...	...
188	$\sqrt{752}$	24,450	$\langle 20\ 19\ 3i \rangle$	0	...
...	...	...		...	...
192	$\sqrt{768}$	24,709	$\langle 16\ 16\ 16 \rangle$	8	...

Раздел 6.

АНОМАЛЬНАЯ ТЕРМОДИНАМИКА АЛМАЗНОЙ РЕШЕТКИ

	Стр.
Аномальная высокотемпературная теплоемкость алмаза	217
<i>Литература</i>	224
<i>Приложение</i> Аномальные пики на кривых теплоемкости Ge и Hf	225
Спонтанная графитизация и термодеструкция алмаза при $T > 2000\text{ K}$	229
<i>Литература</i>	243
<i>Комментарий</i>	244
Крэш (crash)-конформационная модель плавления алмаза	246
<i>Литература</i>	256
p, T -Диаграмма плавления алмаза и графита с учетом аномальности высокотемпературной теплоёмкости	257
<i>Литература</i>	268
<i>Приложение</i> Зависимость теплоемкости $c_p(T)$ алмаза от давления	269

Аномальная высокотемпературная теплоемкость алмаза *

1 Постановка задачи

Из экспериментов по нагреву алмаза до температур более $T > 2000\text{ K}$ в вакууме или инертной среде известно [1]-[3], что при этом происходит взрывообразное разрушение и спонтанная графитизация алмазных кристаллов. Это чисто внешнее проявление поведения алмаза отражается количественно на ходе кривой теплоёмкости $c_p(T)$, которая при $T > 2000\text{ K}$ начинает отклоняться от "дебаевского" вида, что выражается экспоненциальным ростом удельной теплоемкости над уровнем $3R$ в высокотемпературной области [4]-[11].

Введение в расчет реальных функций $c_p(T)$ алмаза и графита с их аномальным поведением в высокотемпературной области, которое может координатно изменить существующее представление о ходе линии равновесия и реальном положении тройной точки, в настоящее время остается неразрешимой задачей, так как в расчете необходимо учитывать поведение теплоемкости в зависимости не только от температуры, но и от давления. Получить эти данные экспериментально для $c_p(T)$ алмаза и графита в районе давлений 50-150 *кбар* и при температурах 2500-4500 *K* в настоящее время практически не представляется возможным. Теоретически же рассчитать функцию $c_p(T)$ алмаза и графита во всём диапазоне p, T -параметров существования этих веществ также было невозможно, так как существующая дебаевская теория теплоемкости твердых тел в силу положенных в основу этой теории упрощающих допущений принципиально не может описать аномальное высокотемпературное поведение функции $c_p(T)$.

Рейзор и Макклилленд [7], анализируя экспериментальные данные по теплоемкости графита, нашли, что эмпирическая зависимость приращения аномальной теплоемкости к нормальной точно соответствует кривой $\exp(-E_{ak}/RT)$ с энергией активации E_{ak} , равной энергии связи атома углерода в решетке графита. Это дало основание для предположения о возможности взаимосвязи аномального поведения теплоемкости графита и алмаза в высокотемпературной области с образованием дефектов вследствие разрыва *межатомных связей* (*МАС*) в решетке.

Теории теплоемкости, построенные на основе континуальной (*Эйнштейн, Дебай, Борн* и др.) или решеточной (*Блэкмен* и др.) модели упругого твердого тела, как совокупности независимых или частично взаимосвязанных осцилляторов, не позволяют в рамках идеологии этих теорий естественным образом ввести в описание такой "грубый" теплотратный механизм, как процесс диссоциации *МАС* в решетке.

* *В.Д. Андреев*. Расчет теплоемкости алмаза на основе потенциала межатомных взаимодействий // Химическая физика, 1999, т. 18, № 11, с.50-54.

Постановка задачи в настоящей работе основана на том, что все термодинамические состояния конкретной решетки обусловлены только взаимодействиями атомов этой решетки между собой и поэтому потенциал, правильно описывающий эти взаимодействия, должен содержать в себе информацию о поведении и характеристиках решетки в различных термодинамических условиях. В этом случае проблема заключается только в нахождении способа извлечения требуемой информации из заданного потенциала взаимодействия. На примере решетки алмаза с чисто ковалентными *МАС* показано, что с помощью потенциала *межатомных взаимодействий (МAB)* можно рассчитать кривую теплоемкости $c_p(T)$ алмаза альтернативным теории Дебая способом.

Наиболее приемлемым для решения этой проблемы оказался метод модельных потенциалов *МAB* для заданной кристаллической решетки, в котором достаточная для анализа точность, определяемая степенью подгонки к эксперименту, сочетается с относительной аналитической простотой.

2 Модель теплоемкости в приближении парных потенциалов межатомных взаимодействий.

Физико-механические свойства решетки алмаза с чисто ковалентными *МАС* с достаточно высокой точностью описываются с помощью потенциала *МAB* (рис. 1), полученного в работе [12]:

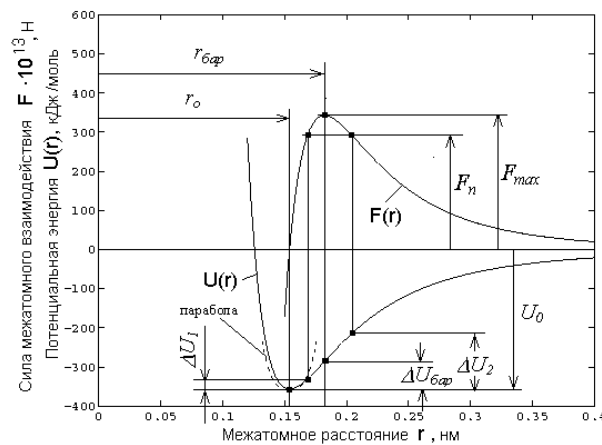


Рис. 1. Потенциал U_r и сила F_r межатомных взаимодействий в решетке алмаза.

$$U_r = U_0 \frac{n m}{n - m} \left[\frac{1}{n} \left(\frac{r_0}{r} \right)^n - \frac{1}{m} \left(\frac{r_0}{r} \right)^m \right], \quad (1)$$

где $n = 4$, $m = 6$ — подгоночные параметры, $U_0 = -356,7$ кДж/моль — энергия межатомной связи, определяемая из экспериментального значения энергии решетки алмаза $E = -\frac{1}{2} \cdot 4U = 713,4$ кДж/моль, $r = 0,154$ нм — равновесное межатомное расстояние, определяемое по экспериментальной (рентгенографической) величине постоянной решетки алмаза $a = (4/\sqrt{3})r = 0,3567$ нм.

Проверка соответствия потенциала (1) свойствам алмазной решетки осуществлялась по экспериментальным данным, соответствующим геометрическим параметрам и энергии решетки, а также по объемной сжимаемости и объемному модулю упругости [12]–[14].

В основе разработанного метода расчета лежит переход от потенциала *МAB* $U(r)$ с помощью соответствия $r^3 \sim V$ к потенциалу $U(V)$, который на участке $0 < V \leq V_o$, соответствующему межатомным расстояниям $0 < r \leq r_o$ (здесь r_o — равновесное межатомное расстояние), представляет собой функцию

$$U(V)_{T=0} = U_0 + \int p(V) dV, \quad 0 < r \leq r_o. \quad (2)$$

Однако на участке $V > V_o$ величина V , полученная с помощью соответствия $r \Leftrightarrow V$, представляет собой объем необычного вида — это объем, соответствующий синхронному увеличению (растяжению) всех межатомных расстояний, т. е. приложению всестороннего отрицательного давления, которое физически несуществимо. В то же время величина отклонения атома от равновесного положения взаимосвязана с температурой, т. е. $r \Leftrightarrow T$, и поэтому потенциал $U(V) \Leftrightarrow U(r^3)$ на участке $V > V_o$ может быть поставлен в соответствие функции $U(T)_{P=0} \Leftrightarrow U(r^3)$, которая будет интерпритироваться как

$$U(T)_{P=0} = U_0 + \int c_p(T) dT, \quad r > r_o, \quad (3)$$

В этом случае полученное соотношение позволяет рассчитывать функцию удельной теплоемкости $c_p(T)$ по исходному потенциалу $U(r) \Leftrightarrow U(T)$ как

$$c_p(T) = U(T)/dT, \quad (4)$$

или, наоборот, по экспериментальной теплоемкости $c_p(T)$ позволяет находить или уточнять потенциал $U(r)$.

Взаимосвязь $U(r) \Leftrightarrow U(T)$ для потенциала (1) может быть установлена следующим образом. Уровень энергии $\Delta U_1 = U_1 - U_o$ отвечает двум положениям атома на оси x (рис. 1), а именно, точкам $x_1(U_1) = r_1 - r_o > 0$ и $x'_1(U'_1) = r'_1 - r_o < 0$, которые соответствуют крайним точкам амплитуд тепловых колебаний атома относительно точки равновесия r_o при внешнем давлении $p = 0$ и энергии

$$\Delta U_1 = \int_0^{T_1} c_p(T) dT, \quad r > r_o, \quad (5)$$

т. е. при $U_1 \Leftrightarrow T_1$ координаты x_1 и x'_1 соответственно могут быть сопоставлены как

$$\begin{aligned} x_1(U_1) &= x_1(T_1), \\ x'_1(U'_1) &= x'_1(T'_1). \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом, в данном случае температура решетки сопоставляется с величиной отклонения атома от равновесного состояния, т. е. с амплитудой, в отличие от обычного для статистической физики сопоставления температуры с частотой колебаний.

Для модели сплошной среды со свободными гармоническими осцилляторами в случае линейных колебаний с амплитудой $\bar{x} = \pm \frac{1}{2}(r - r')$ и в силу параболичности линейного гармонического потенциала (т. е. $U(\bar{x}) \sim \bar{x}^2$) в соответствии с классическим законом равнораспределения имеет место соотношение $T = Const \cdot \bar{x}^2$, т. е. потенциальная энергия $\Delta U_1 = U_1 - U_o$ соответствует температуре T_1 линейно: $\Delta U_1 = Const \cdot T_1$. Если для ангармоничного потенциала $U(r)$ (1) найти эквивалентный ему по энергии гармонический потенциал $U(\bar{x})$, то установив соответствие $\bar{x} \Leftrightarrow r$,

можно получить взаимосвязь температуры T с величиной максимального отклонения r атома от равновесного положения для потенциала $U(r)$. Учитывая, что энергия колебаний зависит только от разности уровней энергии $\Delta U_1 = U_1 - U_o$, то соотношение $\Delta U_1 = \text{Const} \cdot T_1$ должно выполняться как для гармонических, так и для ангармонических колебаний.

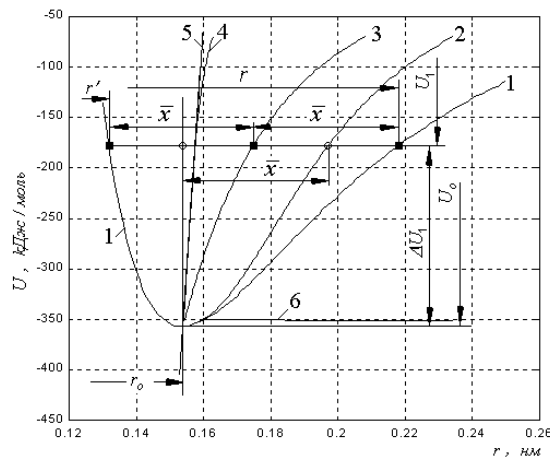


Рис. 2. Приведение потенциала U_r (кривая 1) к эквивалентному по температуре гармоническому потенциалу $U(\bar{x})$ (кривая 2 — правая ветвь); 3 — средняя линия отклонения потенциала U_r ; 4 — кривая 2 в координатах $U, \bar{x}^3$; 5 — аппроксимирующая прямая.

Приведение потенциала $U(r)$ (1) к эквивалентному по температуре гармоническому виду $U(\bar{x})$ (рис. 2) сводится к нахождению функции, определяемой амплитудой колебаний $\bar{x} = \pm \frac{1}{2}(r - r') - r_o = \pm(r - \bar{r} - r_o)$, где $\bar{r} = \frac{1}{2}(r + r')$. Анализ полученной кривой показывает, что в диапазоне энергий $[-356, 7; -150]$ кДж/моль потенциал $\Delta U(\bar{x})$ (рис. 2, кривая 2) представляет собой кубическую параболу вида $\Delta U(\bar{x}) = a\bar{x}^3 + b$ (т. е. нелинейный гармонический осциллятор). Следовательно, в силу соотношения $\Delta U(\bar{x}) = \text{Const} \cdot T$ зависимость максимального межатомного расстояния r от температуры T для потенциала (1) в первом приближении может быть представлена как

$$r^3 = r_o^3 + AT, \quad (7)$$

где $A \cong 1,02 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^3/\text{K}$ — коэффициент пропорциональности, который определяется через произвольно выбранное значение $H^0(T_1) = \Delta U(r_1^3)$ экспериментальной функции энтальпии алмаза для взаимосвязанных величин $r_1^3 \Leftrightarrow T_1$. Например, для параметра решетки $r_o = 0,1544 \text{ нм}$ и энергии $\Delta U(r_1^3) = U(r_1^3) - U(r_o^3) \cong 45 \text{ кДж/моль}$ величина $r_1 = r_{bar} \cong 0,1825 \text{ нм}$ и, соответственно, для $H^0(T_1) = \Delta U(r_1^3) \cong 45 \text{ кДж/моль}$ величина $T_1 \cong 2350 \text{ K}$, что дает $A = (r_{bar}^3 - r_o^3)/T_1 \cong 1,02 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^3/\text{K}$.

Полученное соотношение (7), справедливое в диапазоне энергий $[-56, 7; -150]$ кДж/моль, позволяет преобразовать потенциал $U(r)$ на участке $r > r_o$ в функцию $U(T)_{P=0} \Leftrightarrow U(r^3)$ и, используя выражение (3), определить энтальпию решетки алмаза $H^0 = U(T) - U_o + pV$ (в диапазоне от 0 до $\sim 200 \text{ кДж/моль}$, т. е. в диапазоне температур $T \cong 0 \div 10^4 \text{ K}$) при $p = 0$ как

$$H^0(T) = U(T)_{P=0} - U_o, \quad (8)$$

и, следовательно,

$$\Delta H^0(T) = H^0(T) - H^0(0) = \int_0^T c_p^0(T) dT, \quad (9)$$

где $H^0(0) = U(0)_{P=0} = E_o$ — энергия нулевых колебаний, а также

$$c_p^0 = d[H^0(T) = H^0(T) - H^0(0)] / dT \quad (10)$$

— теоретическая величина теплоёмкости при $p = 0$, которая практически должна совпадать с теплоёмкостью при стандартных условиях ($p = 1 \text{ атм}$), что позволяет сравнивать её с экспериментальной функцией $c_p(T) = dH^0/dT$.

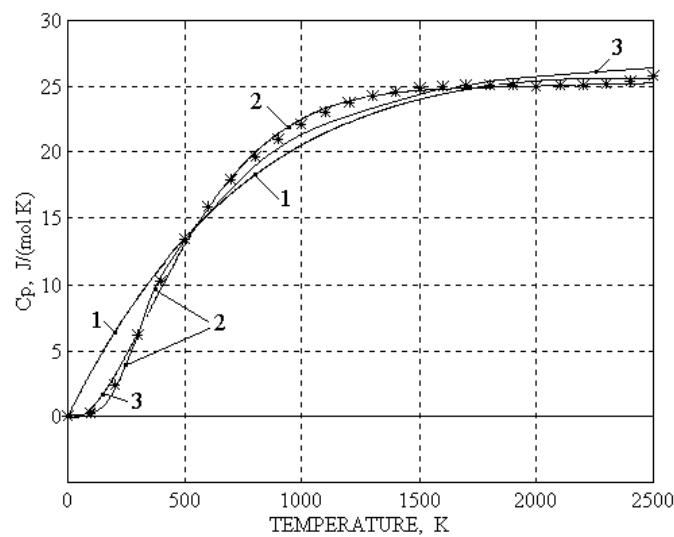


Рис. 3. Молярная теплоемкость $c_p(T)$ алмаза: 1 — расчет на основе потенциала (1); 2 — то же с введением поправки на нулевые колебания; 3 — расчет на основе теории Дебая; * — экспериментальные данные.

На рис. 3 показана рассчитанная с использованием соотношения (8) функция $c_p(T)$ алмаза. Незначительное расхождение расчета (кривая 1) с экспериментом обусловлено ограниченной точностью модельного, т. е. эмпирического потенциала (1). Малая уточняющая поправка δU к исходному потенциалу, как функция нулевых колебаний для входящих в потенциал (1) двух атомов с $3N$ степенями свободы, представленная в виде суммы

$$\delta U = \frac{1}{3} E_o \sin \{4\pi (r^3/r_o^3 - 1)\} \sum_{i=0}^{i=1} (-1)^i \exp \{-2^{2i} \cdot 3N (r^3/r_o^3 - 1)\}, \quad (11)$$

приводит функцию теплоёмкости (кривая 2) к совпадению с экспериментальными данными в рассчитываемом диапазоне температур на уровне точности эксперимента (здесь $E_o = \frac{1}{2} h \nu_\theta = \frac{1}{2} R \theta = 7,6845 \text{ кДж/моль}$). На этом же рисунке для сравнения приведена функция $c_p(T)$ (кривая 3), рассчитанная в [4] по теории Дебая.

Таким образом, полученное решение на основе решеточной модели с конкретным потенциалом МАВ является альтернативным решением Дебая, полученному на основе модели сплошного тела как набора гармонических осцилляторов.

3 Модель аномальной теплоемкости, как эффекта диссоциации *МАС*.

В отличие от теории *Дебая* предложенный подход позволяет решить проблему аномального поведения теплоемкости в области высоких температур. Действительно, кроме детерминированной зависимости (7) максимального отклонения r от температуры T , процессы, связанные с движением многих частиц, при заданной температуре характеризуются ещё и определенной вероятностью освобождения атома из связанного состояния, т. е. вероятностью диссоциации межатомной связи, кинетический процесс которой контролируется больцмановским фактором $\exp(-E_{ak}/kT)$. Это позволяет ввести вероятностный фактор достижения атомом предельного (диссоциационного) значения межатомного расстояния r_{max} в зависимость (7) в виде

$$r^3 = r_0^3 + AT + B \exp(-D_o/RT), \quad (12)$$

где $D_o = E_{ak}$ — энергия активации процесса диссоциации, равная энергии диссоциации $D_o = -U_o - E_o$ (для алмаза: $D_o \cong -339,4$ кДж/моль, $U_o = -356,7$ кДж/моль, $E_o = \frac{9}{8}R\theta_D \approx 17,3$ кДж/моль — энергия нулевых колебаний решетки, $\theta_D = 1850$ K — дебаевская температура), $B = \Delta r_{max}^3$ — коэффициент пропорциональности, $\Delta r_{max} = (r_{max} - r_o)$ — подгоночный параметр, который для экспериментальной кривой теплоемкости алмаза соответствует величине $\Delta r_{max} \approx 3,5$ нм, R — универсальная газовая постоянная.

На рис. 4 показана рассчитанная с использованием соотношения (12) функция $c_p(T)$ алмаза в диапазоне температур $0 \div 3500$ K, которая правильно отражает экспериментально наблюдающееся аномальное поведение теплоёмкости $c_p(T)$ алмаза, выражающееся в экспоненциальном подъеме кривой при $T > 2000 \div 2500$ K. Следовательно, такое поведение теплоемкости может быть объяснено теплотратами на диссоциацию межатомных связей.

Возможность связи аномального поведения теплоёмкости алмаза и графита в высокотемпературной области с образованием дефектов предполагалась ранее: *Рейзор* и *Макклилленд* [7], анализируя экспериментальные данные по теплоемкости графита, нашли, что эмпирическая зависимость приращения аномальной теплоемкости к нормальной точно соответствует кривой $\exp(-E_{ak}/kT)$ с энергией активации E_{ak} , равной энергии связи атома углерода в решетке графита.

Полученное решение (12) теоретически подтверждает данное предположение для решетки алмаза. Чтобы подтвердить универсальность этого вывода, можно проверить предложенную методику расчета теплоемкости на примере решетки графита. Для этого достаточно воспользоваться приближенным расчетом, учитывающим только ковалентные межатомные связи в графите, которые являются наиболее "теплоемкими" в области высоких температур, и которые, собственно, отвечают за то, что при температурах $T > 1200$ K теплоемкости алмаза и графита вне областей аномального поведения становятся практически одинаковыми [4]-[6]. Последнее позволяет, используя непосредственно расчетную методику для алмаза, вставить в потенциал (1) соответствующие значения U_o и r_o , а в соотношение (12) энергию диссоциации σ -связи в решетке графита, равную $D_o \approx 460$ кДж/моль. Результат такого расчета показывает, что характер поведения функции теплоемкости $c_p(T)$ действительно отвечает экспериментальному поведению такой функции для графита и начало отклонения кривой от нормального вида сдвигается в область более высоких температур, соответствующих $T > 3500$ K.

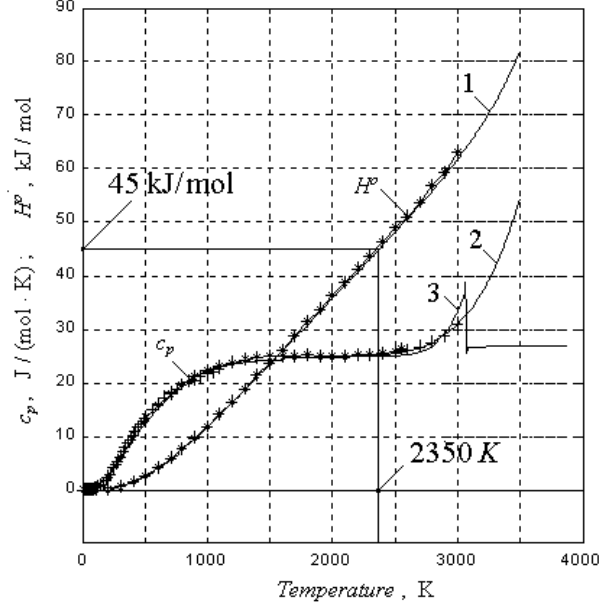


Рис. 4. Теплосодержание $H^0(T)$ и молярная теплоемкость $c_p(T)$ алмаза: 1 и 2 — расчет с учетом вероятности диссоциации σ -связи; 3 — расчет с учетом вероятности термодеструкции и графитизации; +, * — экспериментальные данные.

Из экспериментов по нагреву алмаза до температур более $T > 2000\text{ K}$ в вакууме или инертной среде известно, что при этом происходит взрывообразное разрушение и спонтанная графитизация алмазных кристаллов. Как показано в работе [14], этот процесс характеризуется вероятностным фактором $\exp[-E_{ak}/kT(W)]$, в которой вместо параметрической температуры входит вероятностная величина локальной температуры межатомной связи $T(W)$, определяемая как

$$T(W) = T \cdot \exp\left(\frac{3}{8RT} [\Delta H^0(T) - |\Delta Q_{bar} - \Delta H^0(T)|]\right), \quad (13)$$

где $\Delta Q_{bar} = \Delta U_{bar}$ (рис. 1).

Введение в соотношение (12) вместо обычного больцмановского фактора, учитывающего одновременно диссоциацию, термодеструкцию и графитизацию алмаза, показывает (рис. 4, кривая 3), что в этом случае функция теплоемкости заканчивается λ -переходом. Это свидетельствует о том, что преобладающим по теплоемкости является процесс образования дефектов (разрыв связей), который может быть охарактеризован как квазифазовый переход 2-го рода.

Следует также отметить, что в данном решении подгоночный параметр B в (12) соответствует величине $\Delta r_{max} \approx 0,66\text{ нм}$, т. е. равен двум межслоевым расстояниям в решетке графита, что выглядит более физично, чем $\Delta r_{max} \approx 3,5\text{ нм}$ в предыдущем расчете.

4 Выводы.

Полученный результат по определению теплоемкости алмазной решетки с помощью потенциала парных MAV (1) показывает, что правильно выбранный потенциал объективно отражает особенности термодинамического поведения решетки и позволяет устанавливать аналитическую связь между физическими функциями меж-

атомных взаимодействий и термодинамическими функциями и характеристиками вещества.

Введение в расчет вероятностного фактора для учета температурной зависимости разрыва MAC в решетке теоретически объясняет экспериментально наблюдаемое аномальное поведение теплоемкости алмаза и графита при высоких температурах.

Список литературы

- [1] *Seal M.* The effect of surface orientation on the grafitization of diamond. // *Phis.Stat.Sol.*, 1963, **3**, p. 658. 1961, 604 с.
- [2] *Evans T.* Changes produced by High Temperature Treatment of Diamond // *The Properties of Diamond*. Academi Press, 1979, p. 403 - 424.
- [3] *Андреев В.Д., Созин Ю.И., Оситинская Т.Д.* Энергии активации и механизмы графитизации алмаза // *Сверхтвердые материалы*, 1995, № 4, с. 36 - 45.
- [4] *Малик В.Р., Ефимович Л.П.* Термодинамические функции алмаза и графита в интервале температур 300-3000 К. // *Сверхтвердые материалы*, 1983, № 3, с.27-30.
- [5] Термодинамические свойства индивидуальных веществ // Под ред. В.П.Глушко - М.; Наука, 1978, т.2, Кн.1, 204 с.
- [6] Физические свойства алмаза. // Под ред. Н.В.Новикова, Киев, Наукова думка, 1987, 190 с.
- [7] *Rasor N.S., McClelland J.D.* // *J. Phys. and Chem. Solids*, 1960, v.15, № 1-2, p. 17-21.
- [8] *Blackman L.C.F.* // *Research*, 1960, v.13, №11, p.441-448.
- [9] *Уббеллоде А.Р., Льюис Ф.А.* Графит и его кристаллические соединения, М., Мир, 1965, 250 с.
- [10] *Kelly B.T.* *Physics of Graphite*, London and NJ, Appl.science publ. LTD 1981, p.477.
- [11] *Щуленов С.В.* Физика углеграфитовых материалов, М., Металлургия, 1972.
- [12] *Андреев В.Д., Малик В.Р.* Нулевая изотерма сжатия углерода в системе графит - алмаз. // *Сверхтвердые материалы*, 1987, № 2, с.5-12.
- [13] *Андреев В.Д., Малик В.Р.* О гомологическом подобии фиктивных линий равновесия графит-алмаз и hBN-cBN. // *Сверхтвердые материалы*, 1997, № 6, с.69-76.
- [14] *Андреев В.Д.* Механизм и кинетика спонтанной графитизации алмаза при температурах, превышающих 2000 К // *Химическая физика*, 1999, т. 18, № 10, с.118-120.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Аномальные пики на кривых теплоемкости Ge и Hf

Существующие теории теплоемкости не охватывают всех особенностей поведения удельной теплоемкости различных твердых тел. В первую очередь это относится к **аномальным пикам** на кривых теплоемкости, а также к росту удельной теплоемкости над уровнем $3R$ в высокотемпературной области. Возникновение некоторых из перечисленных аномалий детально исследовано и имеет свое физическое объяснение. Это в первую очередь относится к λ -пикам, связанным с ферромагнитными и ориентационными переходами, а также с переходами от упорядоченных к неупорядоченным структурам. **Аномальное** отклонение теплоемкости над уровнем $3R$ графита и алмаза в высокотемпературной области ($T > 3000 K$), как показано в выше приведенной работе, обусловлено процессами термодеструкции межатомных связей.

Однако, отдельные **аномалии** теплоемкостей не находят своего физического объяснения. Например, аномальные пики (рис. 1-П) на кривых теплоемкости *Ge* и *Hf*^[1-3], как пишет *Ф. Зейтц*^[2, с.132]: "не могут быть объяснены никакой теорией, предполагающей гуковский закон сил, ибо никакая суперпозиция эйнштейновских функций не дает кривой с максимумом".

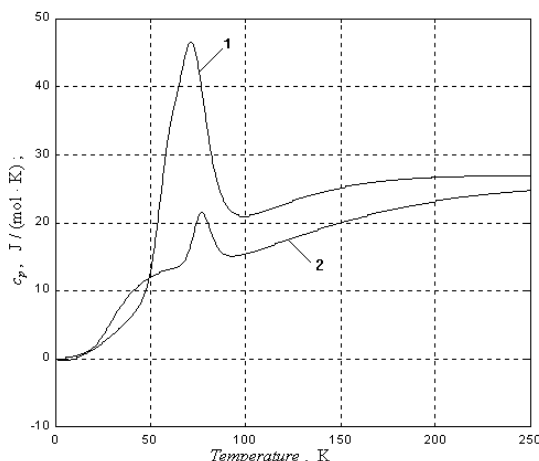


Рис. 1-П. Экспериментальные кривые молярных теплоемкостей $c_p(T)$ галлия (1) и германия (2) по [1,2].

Кристаллическая решетка *Ge* имеет алмазную структуру. Поэтому для расчета пика аномальной теплоемкости этого вещества можно воспользоваться методом, примененным при описании аномальной части теплоемкости алмаза в высокотемпературной области, который позволил рассчитать нормальные и аномальные участки теплоемкости алмаза и графита с хорошим согласием с экспериментом.

В основе указанного метода лежит взаимосвязь потенциала межатомных взаимодействий $U(r)$ в решетке с ее теплоемкостью c_p . Эта взаимосвязь определяется детерминированной зависимостью максимального межатомного расстояния r от температуры T в области $r > r_o$ (r_o — равновесное межатомное расстояние) как $r^3 = r_o^3 + AT$ (7), которая дополняется вероятностью $\exp[-E_{ak}/RT]$ преодоления атомом энергетического барьера E_{ak} при температуре T в активационном объеме $V_{ak} \sim r_{max}^3$, при достижении межатомного расстояния r_{max}^3 , как $r^3 = r_o^3 + AT + V_{ak} \cdot \exp[-E_{ak}/RT]$ (12). Принимая во внимание, что в широком представлении *кинетические* процессы, контролируемые больцмановским фактором $\exp(-E_{ak}/RT)$, относятся к *диффузионным*, полученное решение можно распространить на большой класс процессов, сопровождающих нагрев решетки и вносящих тепловой вклад в суммарную теплоемкость. Таким образом появляется принципиальная возможность объяснения некоторых **аномальных** кривых теплоемкости, которые не поддавались расшифровке.

Теоретическая зависимость теплоемкости $c_p(T)$ с учетом вероятностной функции $\exp(-E_{ak}/RT)$ в широком диапазоне температуры имеет вид несимметричной куполообразной кривой 2' (рис. 2-П), которая является производной от кривой 1' энтальпии. При этом выделенный на рис. 2-П участок **А** соответствует экспериментальным данным, приведенным в работе на рис. 4, откуда следует, что аномальная часть теплоемкости алмаза является только начальным участком куполообразной кривой и обрывается в области температур, достигнутых в эксперименте.

Следовательно, вид суммарной кривой теплоемкости, содержащей *колебательную*

(дебаевскую) и *диффузионную* (диссоциационную) компоненты, зависит от параметров потенциала межатомных взаимодействий, определяющего характер собственно *колебательной* теплоемкости решетки, т. е. ее нормальную часть, и параметров процессов, контролируемых *больцмановским* фактором.

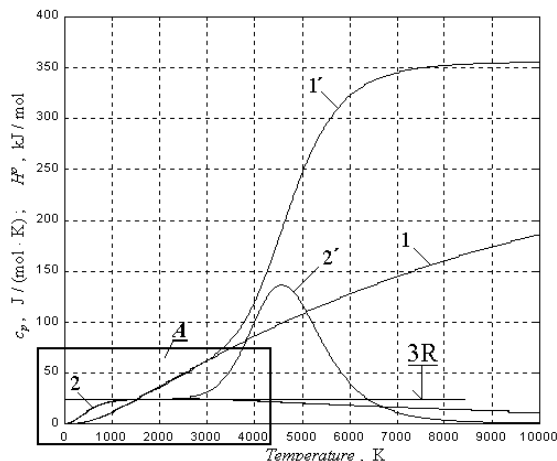


Рис. 2-П. Теоретическое поведение функций теплосодержания $H^0(T)$ и молярной теплоемкости $c_p(T)$ алмаза без учета (кривые 1 и 2) и с учетом (кривые 1' и 2') больцмановского фактора $\exp(-E_{ak}/RT)$, А — участок, соответствующий экспериментальным данным, приведенным на рис. 4.

Таким образом сочетание обоих процессов дает кривую с максимумом, о невозможности получения которой из любых суперпозиций энштейновских функций говорил *Ф.Зейц* (см. выше!). Именно вкладом такого рода процессов может быть объяснено **аномальное**, в виде пика, отклонение от нормальной (колебательной) составляющей кривой теплоемкостей Ge и Hf .

В случае нескольких процессов, контролируемых *больцмановским* фактором $\exp[-E_{ak}/RT]$, зависимость (12) приобретает вид

$$r^3 = r_o^3 + AT + \sum_1^n V_n \cdot \exp[-E_n/RT]. \quad (П. 1)$$

Действительно, разложим кривую 1 теплоемкости Ge (рис. 3-П) на дебаевскую (кривая 2) и аномальную (кривая 3) составляющие. Последняя имеет достаточно сложный для физических интерпретаций вид. Однако, если воспользоваться моделью (П. 1), то задавшись параметрами решетки Ge и используя потенциал межатомных взаимодействий $U(r)$ (1), получим решение, которое представляет кривую 3 в виде суммы трех кривых 4, 5 и 6, количественные характеристики которых следующие: кривая 4 ($U_0 = 0,12$ кДж/моль, $r_o = 0,245$ нм, $E_{ak} = 11,5$ кДж/моль, $V_{ak} = 1,28 \cdot 10^6$ нм³); кривая 5 ($U_0 = 0,475$ кДж/моль, $r_o = 0,245$ нм, $E_{ak} = 0,89$ кДж/моль, $V_{ak} = 0,096$ нм³); кривая 6 ($U_0 = 0,075$ кДж/моль, $r_o = 0,245$ нм, $E_{ak} = 2,45$ кДж/моль, $V_{ak} = 1,924$ нм³).

Основными характеристиками, определяющими вид этих кривых являются параметр связи U_0 , энергетический барьер E_{ak} и характерный активационный объем V_{ak} , которые позволяют делать определенные предположения о механизме процессов, контролируемых больцмановским фактором $\exp(-E_{ak}/RT)$.

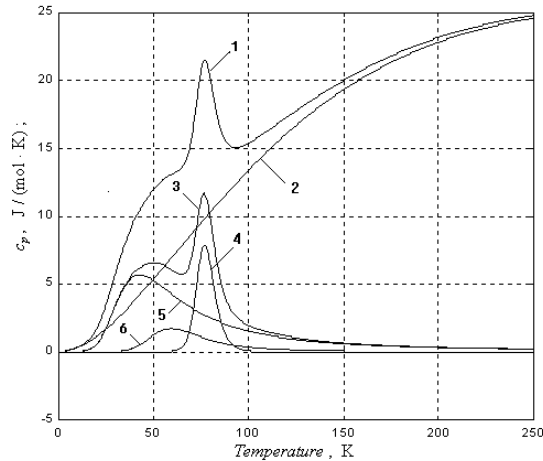


Рис. 3-II. Расшифровка функции молярной теплоемкости $c_p(T)$ германия : исходная кривая 1, нормальная (колебательная) составляющая 2, аномальный остаток 3 (т. е. разность: кривая 1 – кривая 2), *больцмановские* составляющие 4, 5 и 6 аномального остатка 3.

Так кривая 4 описывает процесс, происходящий в активационном объеме с радиусом $r_{ak} \sim 10^2$ нм ($V_{ak} \sim r_{ak}^3$) с преодолением энергетического барьера $E_{ak} \sim 0,1$ эВ, что может отвечать термодиффузионному макропроцессу. В то же время кривые 5 и 6 соответствуют процессам, протекающим с преодолением на порядок более низких энергетических барьеров $E_{ak} \sim 10^{-2}$ эВ и локализованным в объемах с радиусами $\sim (2 \div 5) r_o$, т. е. в пределах межатомных взаимодействий в объемах ближайших координационных сфер. Такие характеристики могут быть привязаны, например, к температурному упорядочению тонкой структуры полос 4p–, 3d– и 4s–электронов в валентной зоне.

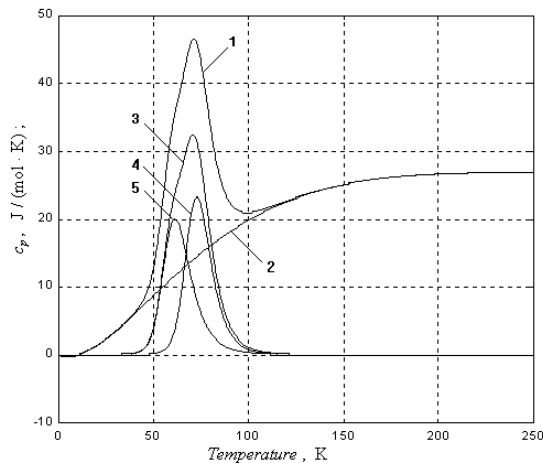


Рис. 4-II. Расшифровка функции молярной теплоемкости $c_p(T)$ гафния: исходная кривая 1, нормальная (колебательная) составляющая 2, аномальный остаток 3 (т. е. разность: кривая 1 – кривая 2), *больцмановские* составляющие 4 и 5 аномального остатка 3.

В качестве еще одного примера, показывающего возможность применения разработанной методики, на рис. 4-II приведены результаты расшифровки аномального пика на кривой теплоемкости гафния:

кривая 4 — ($U_0 = 0,425$ кДж/моль, $r_o = 0,1$ нм, $A = 1,28 \cdot 10^{-6}$ нм³/К, $E_{ak} = 8$ кДж/моль, $V_{ak} = 712$ нм³); кривая 5 — ($U_0 = 0,4$ кДж/моль, $r_o = 0,1$ нм, $A = 1,28 \cdot 10^{-6}$ нм³/К, $E_{ak} = 5,2$ кДж/моль, $V_{ak} = 30$ нм³)¹⁾.

Из этих результатов следует, что отклонения от нормальной (колебательной) составляющей теплоемкости Hf могут быть объяснены двумя аномальными кривыми, которые отвечают процессам, характеризуемым энергетическими барьерами $E_{ak} \sim 5 \cdot 10^{-2}$ эВ и $E_{ak} \sim 8 \cdot 10^{-2}$ эВ и, соответственно, активационными объемами с радиусами $r_{ak} \sim 30 r_o$ и $r_{ak} \sim 90 r_o$. Такие характеристики могут быть так же, как и в случае германия, привязаны к температурному упорядочению тонкой структуры полос электронов в валентной зоне.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Cristescu S., Simon F. // Z. phys. Chem. 25B, 273 (1934).
- [2] Зейтц Ф. Современная теория твердого тела. / М.-Л., Госиздат технико-теоретической литературы, 1949, 736 с.
- [3] Ормонт Б.Ф. Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников. М., "Высшая школа", 1982, 528 с.

¹⁾ Следует иметь ввиду, что в данном случае расчеты выполнены с использованием потенциала $U(r)$ для алмазной решетки. Поэтому полученные **числовые** характеристики кривых аномальной теплоемкости для ГПУ-решетки Hf имеют скорее иллюстративное значение. Очевидно, что для построения физической модели с точными **количественными** параметрами необходимо иметь соответствующие потенциалы межатомных взаимодействий, отвечающие конкретным свойствам решетки Hf , что не входило в задачу данной работы.

Спонтанная графитизация и термодеструкция алмаза при $T > 2000\text{ K}$ *

1 Постановка задачи

При нагреве алмаза до температур более $T > 2000\text{ K}$ в вакууме или инертной среде происходит взрывообразное разрушение и спонтанная графитизация алмазных кристаллов [1]-[3]. Это явление отражается на ходе кривой теплоёмкости $c_p(T)$, которая при $T > 2000\text{ K}$ начинает отклоняться от "дебаевского" вида, что выражается экспоненциальным ростом удельной теплоемкости над уровнем $3R$ в высокотемпературной области [4]-[6].

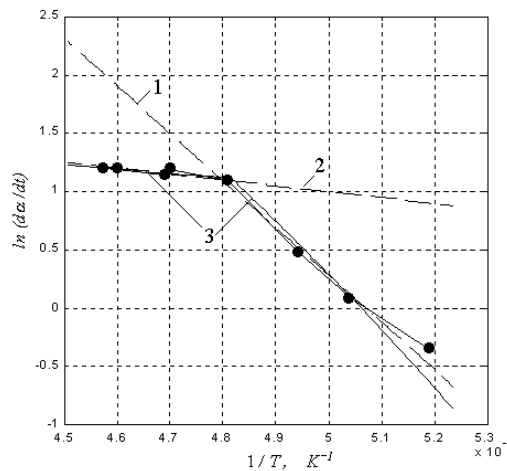


Рис. 1. Графики Аррениуса для скоростей графитизации алмаза с энергиями активации $E_{ak1} = 336 \pm 21 \text{ кДж/моль}$ (кривая 1) и $E_{ak2} = 42 \pm 8 \text{ кДж/моль}$ (кривая 2); кривая 3 рассчитана по уравнению (13); ● — экспериментальные данные работы [3].

Кроме того, проведенные в работе [3] исследования графитизации алмазных порошков в диапазоне температур $1900 \div 2200\text{ K}$ показали, что на графике Аррениуса (рис. 1) в виде зависимости $\ln C_g = f(T^{-1})$ (C_g — содержание графита в образце после изохорных отжигов алмаза в течение $\Delta t = 30 \text{ мин}$) выявляются два прямолинейных участка с разными углами наклона, тангенсы которых соответствуют энергиям активации $E_{ak1} = 336 \pm 21 \text{ кДж/моль}$ (при $T < 2000\text{ K}$) и $E_{ak2} = 42 \pm 8 \text{ кДж/моль}$ (при $T > 2000\text{ K}$).

* В.Д. Андреев. Спонтанная графитизация и термодеструкция алмаза при $T > 2000\text{ K}$ // Физика твердого тела, 1999, т. 41, вып. 4, с.695-201.

Таким образом оказывается, что величина энергии активации спонтанной графитизации, сопровождающейся взрывоподобной термодеструкцией, составляет $\sim 42 \text{ кДж/моль}$, существенно отличаясь от величины $\sim 350 \text{ кДж/моль}$ — энергии активации процесса графитизации, идущего по диффузионному механизму [3].

В связи с этим возникает проблема теоретического описания кинетики графитизации алмаза, идущей с необычной последовательностью энергий активации E_{ak1} и E_{ak2} на температурной шкале: процесс графитизации с более низкой энергией активации E_{ak2} начинается и проходит при более высоких температурах, чем процесс с более высоким значением E_{ak1} . При этом следует отметить, что кинетические реакции подобного рода известны: экспериментальным аналогом может служить реакция окисления алмазов, также протекающая с двумя различными энергиями активации, меньшая из которых соответствует более высоким температурам [2, 3].

Для анализа и теоретического описания термодинамического поведения алмаза в области температур, при которых происходит фазовое превращение алмаз – графит, сопровождающееся разрушением решетки, наиболее предпочтительным оказался метод модельного потенциала. Физико-механические свойства решетки алмаза с чисто ковалентными межатомными связями (МАС) с достаточно высокой точностью описываются с помощью модельного потенциала межатомных взаимодействий (МAB) между двумя ближайшими атомами углерода [7]:

$$U_r = U_0 \frac{n m}{n - m} \left[\frac{1}{n} \left(\frac{r_o}{r} \right)^n - \frac{1}{m} \left(\frac{r_o}{r} \right)^m \right], \quad (1)$$

где $n = 4$, $m = 6$ — подгоночные параметры, $U_0 = -356,7 \text{ кДж/моль}$ — энергия межатомной связи, определяемая из экспериментального значения энергии решетки (lattice) алмаза $E_{lat} = -\frac{1}{2} \cdot 4U_0 = 713,4 \text{ кДж/моль}$, $r_o = 0,154 \text{ нм}$ — равновесное межатомное расстояние, определяемое по экспериментальной (рентгенографической) величине постоянной решетки алмаза $a = (4/\sqrt{3}) r_o = 0,3567 \text{ нм}$.

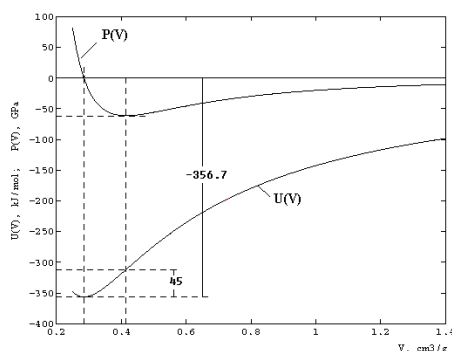


Рис. 2. Функции $U(V)$ и $P(V)$ алмаза.

Из потенциала (1) определяется сила МAB как

$$F(r) = -dU/dr. \quad (2)$$

Проверка соответствия потенциала (1) механическим свойствам алмазной решетки осуществлялась по экспериментальным данным по объемной сжимаемости алмаза: используя параметры решетки алмаза и производя в (1)-(2) замену межатомных расстояний r на удельные объемы $V = 1/\rho \text{ см}^3/\text{г}$ (здесь ρ — плотность) так, что

величине r_o будет соответствовать удельный объём $V_0 = 1/\rho_o = 0,28475 \text{ см}^3/\text{г}$ ($\rho_o = 3,51 \text{ г/см}^3$), получим (см. *рис. 2*) потенциал $U(V)$

$$U_V = U_0 \frac{n m}{n - m} \left[\frac{1}{n} \left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{1}{3}n} - \frac{1}{m} \left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{1}{3}m} \right], \text{ кДж/мол}, \quad (3)$$

а также нулевую изотерму $p(V) = -U(V)/dV$ как

$$p_V = 0,53 \frac{U_0}{V} \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^2 - \left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{4}{3}} \right], \text{ ГПа}, \quad (4)$$

где 0,53 — коэффициент перевода размерностей. Из (4) находим объёмный модуль упругости как

$$K_0 = V_0 dp(V_0)/dV. \quad (5)$$

Сравнение данных по сжатию алмаза [8]-[10] с изотермой (4) приведено на *рис. 3*. Экспериментальное значение объёмного модуля упругости, определенное наиболее точными методами (ультразвуковым, бриллюэновского рассеяния и рамановской спектроскопии [10]-[13]) для алмаза равно $K_0 = 442 \div 444 \text{ ГПа}$. Величина K_0 , определяемая из уравнений (4)-(5) для нулевой изотермы, соответственно равна $K_0 = 443,01 \text{ ГПа}$.

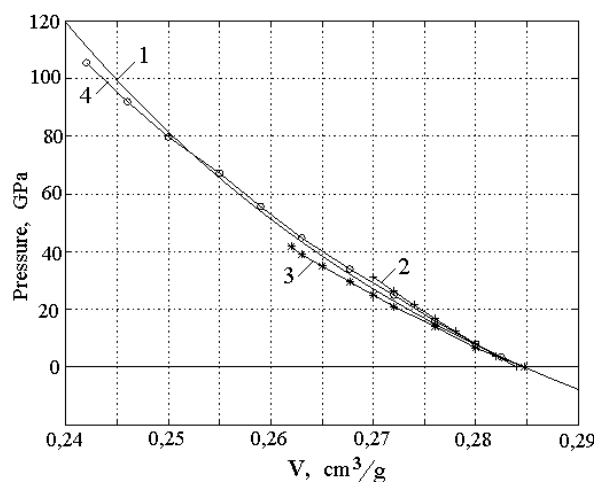


Рис. 3. Нулевая изотерма сжатия (кривая 1), рассчитанная по формуле (4), в сравнении с экспериментальными данными: 2 — гидростатическое сжатие в твердосплавном аппарате высокого давления [8], 3 — гидростатическое сжатие на алмазных наковальнях [10], 4 — ударное сжатие [9].

Хорошее согласие расчета с экспериментальными данными позволяет использовать потенциал (1), как первое приближение, для анализа поведения атомов углерода в решетке алмаза с достаточной достоверностью без учета многочастичных *МAB*.

2 Силовой барьер *МAB*, энергия и температура преодоления "предела прочности" межатомной связи в решетке алмаза.

Из уравнений (1)-(2) следует, что сила межатомного притяжения $F(r)$ на некотором расстоянии $r = r_{bar} > r_o$ ($r_{bar} \approx 1,2 r_o$ — барьерное расстояние) достигает

максимума $F(r_{bar}) = F_{max}$, который называют "пределом прочности" межатомной связи. В этом случае *МАС* представляет своеобразную пружину с "реверсивной" упругостью [14]: вначале, при её растяжении, возвращающая сила $F(r)$ возрастает, а затем, пройдя через силовой барьер F_{max} , несмотря на дальнейшее растяжение, уменьшается (рис. 4).

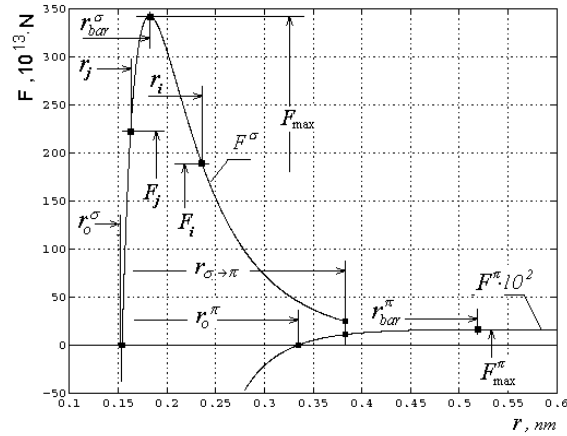


Рис. 4. Ковалентная (для алмаза) и ван-дер ваальсовая (для графита) силы взаимодействия между атомами углерода.

Такое свойство связи говорит о том, что в рассматриваемом случае атомы могут находиться в устойчивом и неустойчивом положениях динамического (колебательного) равновесия при одинаковой возвращающей силе $F < F_{max}$, но при различных значениях приращения энергии: $\Delta U_1 < \Delta U_{bar}$ и $\Delta U_2 > \Delta U_{bar}$ (здесь величина $\Delta U_{bar} = U(r_{bar}) - U_0$ соответствует приращению энергии при достижении силового барьера F_{max} на расстоянии r_{bar}). В первом случае динамическое равновесие системы будет устойчивым (возвращающая сила увеличивается при добавлении в систему дополнительной энергии), а во втором — неустойчивым, ведущим к разрыву связи: при добавлении в систему дополнительной энергии отклонение атомов от положения равновесия будет увеличиваться, а возвращающая сила — уменьшаться. Разрыв связи будет происходить, если приращение энергии ΔU в системе достигнет величины $\Delta U > U_0$, т. е. при введении в систему энергии $\Delta Q = \Delta U - E_0$, превышающей энергию разрыва (диссоциации) связи D_0 , т. е. при условии $\Delta Q > D_0$.

Энергия диссоциации равна [15]: $D_0 = -U_0 - E_0 \approx 339,4$ кДж/моль, где $U_0 = 356,7$ кДж/моль, $E_0 = \frac{9}{8} R \theta_D \approx 17,3$ кДж/моль — энергия нулевых колебаний для решетки алмаза, $\theta_D = 1850$ K — дебаевская температура алмаза. Пороговая величина вводимой в систему энергии, достаточной для преодоления "предела прочности" межатомной связи, равна $U_{bar} = 45$ кДж/моль (см. рис. 2). Если вводимая в систему энергия ΔU будет тепловой, т. е. $\Delta U = \Delta Q$, то пороговой величине ΔQ_{bar} согласно экспериментальным данным [4]-[6] по теплосодержанию алмаза будет соответствовать температура

$$T_{bar} = 2350 \text{ K}, \quad (6)$$

что согласуется с экспериментальными значениями температуры $T > 2000$ K начала спонтанной графитизации и взрывообразного разрушения алмаза, которая для различных по дефектности алмазов составляет: ~ 2100 K — для кристаллов синтетического алмазного порошка марки АСМ 28/20 [3], ~ 2220 K — для кристаллов

природного алмаза технического качества) и $\sim 2300 K$ — для кристаллов природного алмаза высокого качества [16].

3 Разрыв межатомных связей в решетке алмаза.

В многосвязных системах атомов (цепочках, сетках, решетках), где движение большого количества атомов под действием вводимой энергии не синхронизировано, а происходит стохастически, приращение энергии ΔU распределяется между всеми n связями в среднем как $\overline{\Delta U}_n = \frac{1}{n}\Delta U$. Тогда на каждую конкретную МАС будет приходиться энергия $\Delta U_n = \overline{U}_n \pm \delta U_n$, где δU_n — флуктуационная часть энергии, приходящейся на одну связь. Для системы в целом $\sum_n \delta U_n = 0$.

Флуктуация энергии ΔU_n в межатомных связях относительно средней величины приводит к тому, что и максимальные отклонения r_n атомов друг от друга для n -й связи также будут различаться между собой на некоторую величину δr_n , т. е. $r_n = \overline{r}_n \pm \delta r_n$, где $\overline{r}_n$ — средняя величина максимального отклонения атомов друг от друга, приходящаяся на энергию $\overline{\Delta U}_n$. Это, в свою очередь, влечет за собой флуктуации на МАС возвращающих сил притяжения F_n , соответствующих максимальным межатомным расстояниям r_n , т. е.

$$F_n = \overline{F}_n \pm \delta F_n. \quad (7)$$

Если приращение энергии в решетке позволяет обеспечить на МАС выполнение условия $\overline{\Delta U}_n \ll \Delta U_{bar}$, то будет выполняться условие для сил межатомного притяжения на малых расстояниях $r_n \ll r_{bar}$:

$$F_n = \overline{F}_n \pm \delta F_n < F_{max}, \quad r_o < r_n \ll r_{bar}, \quad (8)$$

которое обеспечивает сохранение МАС в решетке при ангармонических колебаниях, соответствующих потенциалу (1).

В случае, если распределенное по n связям приращение энергии $\overline{\Delta U}_n$ достигает величины $\overline{\Delta U}_n \approx \Delta U_{bar}$, то $F_n \approx F_{max}$ и из-за флуктуаций (7) для i -й и j -й связей могут возникнуть условия, когда вследствие "реверсивной" упругости связи возвращающие межатомные силы притяжения на этих связях будут соответственно равны (рис. 4)

$$F_i = \overline{F}_n + \delta F_n(+\delta r_n) < F_{max}, \quad r_n > r_{bar}, \quad (9)$$

$$F_j = \overline{F}_n + \delta F_n(-\delta r_n) < F_{max}, \quad r_o < r_n < r_{bar}. \quad (10)$$

При этом могут реализоваться различные соотношения между силами F_i и F_j , а именно: $F_i = F_j$, $F_i < F_j$ и $F_i > F_j$. Любое из этих соотношений для двух соседних связей характеризуют неустойчивое состояние системы в целом и приводит к одной и той же картине поведения этих связей: связь j , нагруженная силой F_j ($r_j < r_{bar}$), будет стремиться к более выгодному энергетическому состоянию, при котором $\Delta U_j = \Delta r_j \cdot F_j$ будет стремиться к нулю за счет уменьшения отклонения атомов от положения равновесия, т. е. при $\Delta r_j \rightarrow 0$. Сила F_i ($r_i > r_{bar}$) i -й связи не будет сопротивляться сокращению смежной j -й связи, так как вызываемая этим сокращением (на величину $-\Delta r_j$) соответствующее увеличение длины i -й связи на величину $+\Delta r_i$ не будет увеличивать силу сопротивления деформации, а, наоборот, вследствие "реверсивной" упругости будет уменьшать её. При этом энергия i -й связи будет повышаться на величину ΔU_i , равную величине энергии ΔU_j , высвободившейся при разгрузке j -й связи.

Прямыми расчетами можно показать, что аналогичная разгрузка будет происходить со всеми находящимися в состоянии силового нагружения (10) межатомными связями, объединяющими между собой атомы в связанные цепочки, сетки или решетки. При этом энергия ΔU_j каждой разгружаемой связи будет "перекачиваться" в растягивающуюся i -ю связь, накапливаясь в последней вплоть до преодоления энергии связи U_0 , т. е. до состояния $\sum_1^n \Delta U_j > U_0$, где $n \leq j$ — количество разгружающихся связей, "перекачивающих" энергию разгрузки в разрываемую i -ю связь. Так для алмазной решетки, находящейся в состоянии, когда энергия ΔU распределена между связями как $\overline{\Delta U}_n \approx \Delta U_{bar} = 45 \text{ кДж/моль}$, для преодоления барьера энергии связи $U_0 = 356,7 \text{ кДж/моль}$ достаточно участия в процессе разрушения ($U_0 : \Delta U_{bar}$) $\cong 8$ связей, одна из которых разрывается, а остальные разгружаются (передают энергию растяжения) на разрывающуюся связь.

Если число связей, "разгружающихся" на одну разрываемую связь при условии $\overline{\Delta U}_n \approx \Delta U_{bar}$, намного больше восьми, т. е. $N = n/8 \gg 1$ и, следовательно, $\sum_1^n \Delta U_j = N U_0$, то после разрыва i -й связи оставшаяся часть $(N - 1) U_0 \gg U_0$ "перекачиваемой" энергии частично превратится в кинетическую энергию двух оторвавшихся друг от друга атомов, которые передадут часть этой энергии в виде волны разгрузки на соседние j -е ($r_j < r_{bar}$) связи, переводя тем самым последние в состояние предрасположенных к разрушению i -х ($r_i > r_{bar}$) связей. После этого процесс разрыва i -х связей, описанный выше, будет повторяться в виде цепной реакции вдоль линии или плоскости разрыва до тех пор, пока не будет разорвано $\sim N$ связей, со скоростью, не превышающей скорость распространения упругих релеевских волн.

Очевидно, что количество i -х ($r_i > r_{bar}$), т. е. потенциально разрывающихся связей в решетке, а следовательно, и степень нарушения её целостности будут зависеть от величины вводимой в решетку энергии ΔU и от величины её локальных флуктуаций. Поэтому степень деструкции может колебаться от возникновения дефектов решетки в виде отдельных разорванных связей до полного разделения целого кристалла на отдельные фрагменты, которые, в свою очередь, при введении дополнительной энергии будут разрушаться на ещё более мелкие части.

4 Механизм спонтанной графитизация алмаза.

В рассмотренной выше картине разрыва MAC преодоление барьера энергии диссоциации D_0 возможно только при $r_i \rightarrow \infty$, т. е. фактически при разлете отрываемых друг от друга атомов на макроскопические расстояния. Для алмазной решетки этот процесс сопровождается переходом отрываемых друг от друга атомов углерода из sp^3 — в sp^2 -состояние с соответствующим изменением вида связи: системы чисто ковалентных 4σ -связей на систему $(3\sigma + \pi)$ -связей, содержащую кроме сильных ковалентных также слабую ван-дер-ваальсову π -связь.

На *рис. 4* и *рис. 5* показаны графики потенциалов и сил MAV для ковалентной MAC в алмазе и ван-дер-ваальсовой MAC в графите. Последним соответствует [7] потенциал вида

$$U^\pi(r) = -A r^{-6} + C \exp(-\beta r), \quad (11)$$

где $A = 1499 \cdot 10^{-6} \text{ (кДж/моль) \cdot нм}^6$, $C = 33,4 \text{ кДж/моль}$, $\beta = 0,7254 \text{ нм}^{-1}$.

Из *рис. 5* видно, что потенциал ковалентных связей (1) пересекается с потенциалом ван-дер-ваальсовых связей (11) на межатомном расстоянии $r = r_{\sigma \rightarrow \pi} \approx 2,5 r_o$, где разлетающимся атомам энергетически выгодно перейти на более низкую потенциальную кривую, т. е. на кривую потенциала ван-дер-ваальсовых связей.

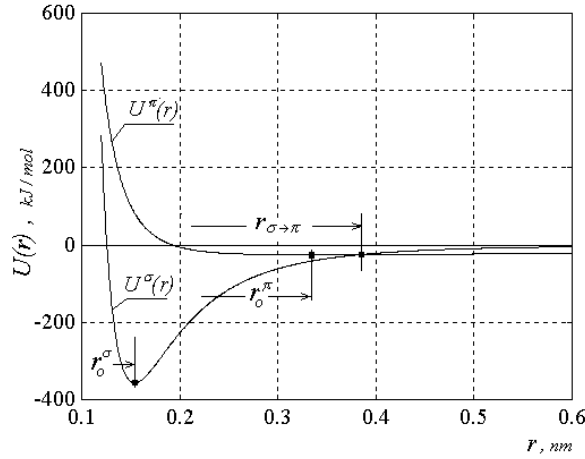


Рис. 5. Потенциалы ковалентной (для алмаза) и ван-дер ваальсовой (для графита) связей между атомами углерода.

На графике межатомных сил (рис. 4) этой точке будет соответствовать скачок с кривой ковалентной силы на кривую ван-дер-ваальсовой силы, т. е. в этой точке происходит переход атома из неустойчивого состояния "реверсивной" упругости относительно равновесного положения в точке $r_o = r_o^\pi = 0,154$ нм в состояние обычной упругости (увеличение длины связи сопровождается увеличением силы сопротивления растяжению), т. е. в состояние устойчивых колебаний относительно нового равновесного положения в точке $r_o^\pi = 0,335$ нм. Дальнейшее поведение разрываемой связи определяется разностью энергии, запасенной в σ -связи при её растяжении на величину $r_{\sigma \rightarrow \pi}$, и энергии π -связи, растянутой до этой же точки. Из (1) и (11) получаем $\Delta U^\sigma(r_{\sigma \rightarrow \pi}) = U^\sigma(r_{\sigma \rightarrow \pi}) - U_0^\sigma \cong 332$ кДж/моль и $\Delta U^\pi(r_{\sigma \rightarrow \pi}) = U^\pi(r_{\sigma \rightarrow \pi}) - U_0^\pi \cong 0,2$ кДж/моль, где $U_0^\sigma - U_0 = -356,7$ кДж/моль, $U_0^\pi \cong -25,1$ кДж/моль [7], $\Delta U^\sigma = \Delta U^\pi \approx -24,9$ кДж/моль (рис. 5).

При этом происходит преобразование $sp^3 \rightarrow sp^2$ оторвавшихся друг от друга атомов углерода, сопровождающееся излучением избыточной энергии, равной разности энергий этих состояний (~ 70 кДж/моль [7]). Следовательно, после перехода атома на π -связь его энергия оказывается почти на порядок превышающей энергию диссоциации этой связи. Такой избыток энергии после преодоления "предела прочности" ван-дер-ваальсовой π -связи на межатомном расстоянии $r_{bar}^\pi \cong 0,52$ нм (рис. 4) приводит к разрыву этой связи, а оставшаяся часть упругой энергии преобразуется в кинетическую, которая, как было показано выше, передаётся соседним атомам.

Справедливость приведенной схемы разрушения системы 4σ -связей в решетке алмаза с переходом на систему $(3\sigma + \pi)$ -связей графитовой решетки количественно подтверждается картиной разрыва одиночных $C - C$ связей в отдельных углеводородных молекулах, в которых связи между атомами углерода, как и в алмазной решетке, создаются валентными электронами, занимающими гибридные орбитали sp^3 -типа [14]: при растяжении такой $C - C$ 4σ -связи (исходное равновесное расстояние между центрами углеродных атомов составляет $r_o = 0,154$ нм, что совпадает с межатомными расстояниями в решетке алмаза) она перестаёт удерживать связанные атомы, когда удлинение связи $\Delta r = r - r_o$ достигает примерно величины $\gtrsim 0,3$ нм. Это удлинение соответствует межатомному расстоянию $r \approx 0,5$ нм, которое фактически совпадает с приведенной выше величиной r_{bar}^π . При этом образуются свободные радикалы (т. е. концы разорванных связей), которые регистрируются

методом ЭПР. После разрыва σ -связи неспаренный электрон атома углерода вследствие $sp^3 \rightarrow sp^2$ преобразования переходит на π -орбиталь, а остальные электроны занимают σ -орбитали, образуя тем самым систему $(3\sigma + \pi)$ -связей.

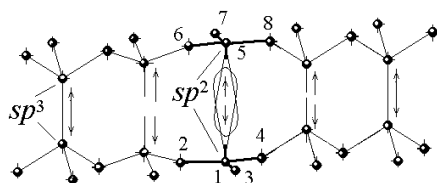


Рис. 6. Схема разрыва и $sp^3 \rightarrow sp^2$ преобразования межатомных связей при спонтанной графитизации алмазной решетки.

Таким образом, разрыв одной связи в решетке алмаза и $sp^3 \rightarrow sp^2$ преобразование оторванных друг от друга атомов углерода приводит (рис. 6) к преобразованию 8-атомной группы алмазной решетки в два плоских 4-атомных фрагмента графитовой решетки, расположенных на противоположных поверхностях разрыва.

Последующее распространение разрыва связей, сопровождающееся переходом атомов углерода из sp^3 - в sp^2 -состояние, объясняет экспериментально наблюдаемый процесс спонтанной графитизации с взрывообразным разрушением кристаллов алмаза при их нагреве до $T > 2000\text{ K}$, а также тот факт, что фрагменты разрушенных в таком процессе кристаллов представляют собой алмазы, поверхность которых покрыта графитом.

Следует отметить, что описанный механизм фазового превращения с изменяющимся типом связей (4σ - на $(3\sigma + \pi)$ -связи), сопровождающегося взрывообразным разрушением кристалла, должен быть характерным только для решетки с чисто ковалентными МАС. Наличие ионной составляющей МАВ, например, как в решетке cBN , приводит к тому, что преодоление "предела прочности" ковалентной связи не сопровождается спонтанным разрушением решетки, так как разлет атомов сглаживается оставшейся ионной компонентой межатомной связи.

5 Уравнение скорости реакции спонтанной графитизация при нормальном давлении.

Практическое совпадение теоретических величин D_0 , Q_{bar} , T_{bar} с экспериментальными значениями энергий активации и пороговой температуры, связанными с кинетикой графитизации алмаза, даёт основание предполагать, что экспериментальные кинетические зависимости для спонтанной графитизации могут быть теоретически объяснены на основе механизмов термодеструкции и спонтанной графитизации алмаза, установленных в предыдущих разделах.

Как известно, уравнение Аррениуса для скорости образования новой фазы имеет вид

$$d\alpha/dt = A_0 \exp(-E_{ak}/RT), \quad (12)$$

где α — концентрация новой фазы; A_0 — константа скорости реакции, в первом приближении не зависящая от температуры и представляющая максимально возможную скорость реакции (12), протекающей по конкретному механизму взаимодействия и перестойки атомов; E_{ak} — энергия активации или энергетический барьер, преодоление которого позволяет осуществляться реакции (12); R — газовая постоянная; T —

температура; $\exp(-E_{ak}/RT)$ — больцмановский фактор, который отражает максвелловскую вероятность преодоления барьера E_{ak} за счет флуктуаций энергии при заданной температуре T .

На рис. 7 приведены экспериментальные данные по графитизации алмаза [3] и аппроксимирующие кривые скоростей реакции, рассчитанные с помощью уравнения (12) при использовании значений E_{ak1} и E_{ak2} . Константы скоростей реакции, подогнанные под экспериментальные данные, соответственно равны $A_{o1} = 8 \cdot 10^8 \% / \text{мин} = 1,33 \cdot 10^5 \text{сек}^{-1}$ и $A_{o2} = 34 \% / \text{мин} = 5,7 \cdot 10^{-3} \text{сек}^{-1}$, т. е. различаются примерно на 7 порядков. Как известно, согласно теории абсолютных скоростей реакций, предельное значение константы скорости для большинства кристаллов составляет величину порядка $A_0 \approx kT/h \approx 10^{13} \text{сек}^{-1}$ [15].

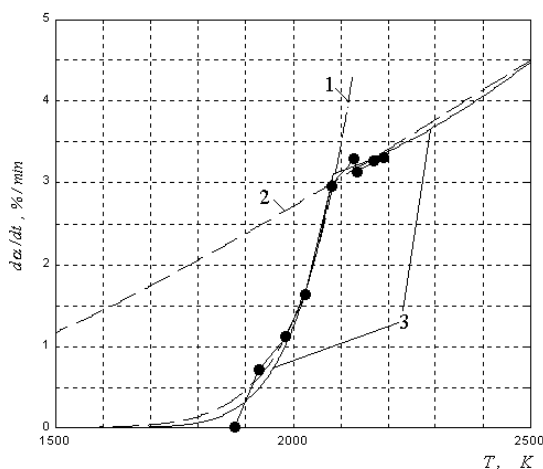


Рис. 7. Графики скоростей графитизации алмаза, рассчитанные по уравнению Аррениуса (12) для энергий активации 336 кДж/моль (кривая 1) и 42 кДж/моль (кривая 2); кривая 3 рассчитана по уравнениям (13)–(14); • — экспериментальные данные по работе [3].

Из рис. 7 легко видеть, что с помощью уравнения (12) нельзя объяснить, почему меньшая энергия активации E_{ak2} "запускает" процесс спонтанной графитизации только при очень высокой температуре ($T > 2000 \text{ K}$), но не "срабатывает" при более низких температурах, в то время как графитизация с энергией активации $E_{ak1} > E_{ak2}$ протекает в температурном диапазоне ниже 2000 K , но не идёт в области более высоких температур. Поэтому причину рассматриваемого явления следует искать только в атомном механизме спонтанной графитизации, в котором фигурируют два барьера — это энергетический барьер диссоциации связи D_0 и силовой барьер "предела прочности" связи F_{max} , запускающий механизм спонтанной графитизации. Второму барьеру, как показано выше, соответствуют некоторая пороговая энергия ΔQ_{bar} и температура T_{bar} .

В отсутствие второго барьера кинетика реакции должна описываться уравнением Аррениуса (12), связанным с вероятностью преодоления барьера энергии диссоциации, т. е. $E_{ak1} = D_0$. Введение вероятности преодоления второго барьера $E_{ak2} = \Delta Q_{bar}$ в уравнение скорости реакции возможно при учете флуктуационной природы механизма спонтанной графитизации. Действительно, приращение длины межатомной связи $\Delta r = r - r_0$ может быть поставлено в соответствие приращению энергии решетки ΔU и, соответственно, температуре, т. е. $\Delta r \Leftrightarrow T$. Тогда флуктуациям длины межатомной связи $r_n = \bar{r}_n \pm \delta r_n$ будут соответствовать флуктуации локальной

температуры $T_n = T \pm \delta T_n$ данной связи, где T средняя величина температуры, эквивалентная параметрическому значению температуры решетки. Поэтому в кинетическом уравнении Аррениуса (12) вместо температуры T должна использоваться некоторая флуктуационная величина $T(W)$ локальной температуры связи, функционально зависящая от вероятности W преодоления барьера "предела прочности" связи F_{max} , т. е. от вероятности достижения пороговой энергии ΔQ_{bar} при заданном значении температуры решетки T . В этом случае уравнение Аррениуса для процесса графитизации, которое учитывает два активационных барьера $E_{ak1} = D_0$ и $E_{ak2} = \Delta Q_{bar}$, должно иметь вид

$$d\alpha/dt = A_0 \cdot \exp[-D_0/RT(W)], \quad (13)$$

где величина флуктуационной температуры $T(W)$, зависящей от параметрического значения температуры решетки T и от больцмановского фактора вероятности W преодоления барьера ΔQ_{bar} , будет определяться как¹⁾

$$T(W) = T \cdot \exp \left[\frac{3}{8RT} (\Delta H^0(T) - |\Delta Q_{bar} - \Delta H^0(T)|) \right]. \quad (14)$$

Для решения уравнения (13) с использованием (14) необходимо знать функцию теплосодержания алмаза $H^0(T) = \int_0^T c_p dT$. В данной работе использовалась аппроксимация экспериментальных данных [4]-[6] полином 10-й степени. Решение уравнения (13) проводилось численным методом с помощью программного обеспечения "Matlab 5.2" для значения энергии диссоциации $D_0 = 339,4 \text{ кДж/моль}$ и для подогнанных под экспериментальные данные [3] величин барьера $\Delta Q_{bar} = 38,45 \text{ кДж/моль}$ и константы скорости реакции $A_0 = 1,55 \cdot 10^4 \text{ \% / мин} = 2,58 \text{ сек}^{-1}$.

Результаты расчета в виде кривой 3 представлены на *рис. 1* (в координатах $\ln(d\alpha/dt), T^{-1}$) и на *рис. 7* (в координатах $d\alpha/dt, T$), из которых видно, что уравнение (13) правильно описывает характер изменения скорости графитизации в зависимости от температуры: при температурах $T < 1900 \text{ K}$ графитизация находится практически за пределами чувствительности экспериментального метода и её скорость начинает возрастать только после $T > 1900 \text{ K}$. Этот рост продолжается до

¹⁾ Температура $T(W)$ может быть определена следующим образом. Как показано выше, в разрыве одной связи по механизму "перекачки" энергии, участвуют 8 атомов: два на концах разрываемого звена и по три атома, непосредственно связанных с каждым из двух предыдущих, т. е. стандартная 8-атомная группа алмазной решетки, у которой разрывается центральное звено. Величина пороговой энергии $\Delta Q_{bar} = \Delta U_{bar} - E_0$ в пересчете на один атом соответствует энергии $\Delta Q_{bar}/N_o$ (здесь N_o — число Авогадро). С учетом трёх степеней свободы движения атома средняя энергия атома, достаточная для преодоления силового барьера F_{max} , будет равна $3\Delta Q_{bar}/N_o$. Условием для преодоления этого барьера в одном звене 8-атомной группы по механизму "перекачки" энергии достаточно сообщить каждому атому этой группы среднюю энергию $\Delta Q_{bar}^* = \frac{1}{8}(3\Delta Q_{bar}/N_o)$. Тепловая энергия атома ΔQ_{bar}^* (за вычетом энергии нулевых колебаний E_0) в рассматриваемой 8-атомной группе при температуре T и нулевом давлении будет определяться величиной энтальпии $H^0(T) = \int_0^T c_p dT$ как $\Delta Q^* = \frac{1}{8}(3H^0(T)/N_o)$. Тогда величина энергии перехода через барьер ΔQ_{bar} при температуре T как в прямую, высокотемпературную, сторону при $\Delta Q < \Delta Q_{bar}$, так и в обратную, низкотемпературную, сторону при $\Delta Q > \Delta Q_{bar}$ будет равна абсолютной величине разности $\Delta Q_{bar}^* - \Delta Q^*$, т. е. энергия активации процесса спонтанной графитизации при температуре T будет равна $E_{ak}^* = (3/8N_o)|\Delta Q_{bar} - H^0(T)|$ и, следовательно, больцмановский фактор вероятности для энергии активации E_{ak}^* будет иметь вид $C \exp(-E_{ak}^*/kT) = C \exp(-\frac{3}{8}|\Delta Q_{bar} - H^0(T)|/RT)$. Условием нормировки полученного выражения является исключение влияния больцмановский фактора при $\Delta Q_{bar} = 0$, т. е. $C \exp(-\frac{3}{8}|\Delta Q_{bar} - H^0(T)|/RT)_{\Delta Q_{bar}=0} = 1$, откуда значение нормировочного коэффициента будет равно $C = \exp(-H^0(T)/RT)$. Тогда нормированный больцмановский фактор будет иметь вид $W = \exp \left[\frac{3}{8RT} (\Delta H^0(T) - |\Delta Q_{bar} - \Delta H^0(T)|) \right]$, который и входит в (14).

достижения пороговой температуры T_{bar} , после чего кривая скорости графитизации претерпевает излом.

Таким образом, спонтанная графитизация при атмосферном давлении, сопровождающаяся взрывообразным разрушением алмазного кристалла, представляет собой процесс, идущий, в соответствии с уравнением (13), в области температур, превышающих пороговое значение T_{bar} , за "пределом прочности" межатомных связей в решетке алмаза. Наличие в межатомном взаимодействии силового барьера ("предела прочности" связи), определяющего пороговое значение энергии преодоления этого барьера $\Delta Q_{bar} \Leftrightarrow T_{bar}$, приводит к тому, что процесс графитизации идёт как бы с двумя резко различающимися энергиями активации и соответствующими им константами скорости реакции, хотя на самом деле описывается уравнением (13) с единственной для всего процесса константой скорости A_0 и энергией диссоциации D_0 , т. е. описывается единой (без сшивания) кривой. Другими словами, последовательность реакций с парадоксальными, на первый взгляд, уменьшающимися с ростом температуры энергиями активации, объясняется наложением на реакцию графитизации процесса термодеструкции с энергией диссоциации D_0 , который после преодоления барьера $\Delta Q_{bar} \Leftrightarrow T_{bar}$, приводит к превращению исходных кристаллов алмаза в более мелкие и дефектные с развитыми поверхностями порошки. Последние графитизируются с существенно меньшей энергией активации, наблюдаемой в эксперименте [21].

6 Уравнение скорости реакции спонтанной графитизация в широком диапазоне давлений.

Проблема графитизации алмаза в широком диапазоне давлений заключается в получении кинетических уравнений, описывающих нормальный и аномальный процессы графитизации в широком диапазоне p, T -параметров, лежащих ниже линии равновесия графит-алмаз.

Зависимость скорости графитизации от давления в первом приближении (без учета высших порядков разложения в ряд) устанавливается путем замены всех констант и параметров, входящих в уравнение (13)-(14), их функциональными зависимостями от давления, что дает:

$$d\alpha(p)/dt = A_0(p) \cdot \exp[-D_0(p)/RT(W)_p], \quad (15)$$

$$T(W)_p = T \cdot \exp\left[\frac{3}{8RT}(\Delta H^0(T)_p - |\Delta Q_{bar}(p) - \Delta H^0(T)_p|)\right]. \quad (16)$$

Графитизация алмаза происходит в области его метастабильности, т. е. ниже линии равновесия графит алмаз. Поэтому из общих соображений зависимость константы скорости реакции процесса графитизации $A_0(p)$ от давления должна определяться положением p, T -параметров графитизации относительно линии равновесия: чем ближе p, T -параметры к линии равновесия, тем должна быть меньше скорость графитизации, а при переходе p, T -параметров через линию равновесия в область стабильности алмаза скорость графитизации должна обращаться в нуль.

Простейшая зависимость, отвечающая этим условиям, может иметь вид

$$A_0(p) = \frac{1}{2} A_0 [1 - p/p_{\Delta G=0} + (1 - p/p_{\Delta G=0})], \quad (17)$$

где $p_{\Delta G=0}$ — функция давления на линии равновесия графит-алмаз, где разность потенциалов Гиббса $\Delta G = 0$.

Эта функция зависит от температуры сложным образом, но в первом порядке приближения может быть представлена прямой линией вида

$$p_{\Delta G=0} = a + bT, \quad (18)$$

константы a и b которой даются различными авторами (см. [17]) в пределах, не выходящих за точность эксперимента и поэтому с достаточным обоснованием могут быть использованы для расчета константы скорости графитизации $A_0(p)$ при $p_{\Delta G=0} \leq 8 \div 10$ ГПа, соответствующих температуре $T \sim 2500 \div 3000$ К. При более высоких давлениях и, соответственно, температурах возникает неопределенность точного положения кривой равновесия $p_{\Delta G=0}$, обусловленная отсутствием надежных данных по теплоемкостям алмаза и графита из-за аномального поведения функций $c_p(T)$, разность которых входит в расчет кривой равновесия. Поэтому результаты расчетов в диапазоне $T > 2500 \div 3000$ К должны приниматься с учетом указанной неопределенности.

Согласно кинетической теории энергия активации E_{ak} процесса графитизации при нулевом давлении соответствует энергии диссоциации D_0 . Зависимость энергии активации $E_{ak}(p)$ от давления по этой теории представляется как

$$E_{ak}(p) = E_{ak} + pV_{ak}, \quad (19)$$

где V_{ak} — так называемый активационный объем, который определяется с помощью экспериментальных кинетических кривых. Реально эта величина вошла в теорию чисто из требований размерности второго слагаемого в выражении (19), однако строгой теории для расчета этой величины не существует. Иногда для вычисления V_{ak} используют эмпирические и полуэмпирические формулы типа $\Gamma/V_{ak} \approx 1$ моль/см³, или

$$V_{ak}/E_{ak}(p) = 2(\Gamma - 1/3)_\chi,$$

где Γ — постоянная Грюнайзена ($\Gamma = \beta V_0/\chi c_V$), β — коэффициент термического расширения, V_0 — удельный объем, c_V — теплоемкость, χ — изотермическая сжимаемость²⁾.

²⁾ Приведенные формулы часто дают сильно расходящиеся с экспериментом значения величины V_{ak} . Однако и в собственно экспериментах константа V_{ak} имеет значительные разбросы, часто трудно поддающиеся объяснению. Например, в различных источниках для графитизации алмаза приводятся следующие значения активационного объема V_{ak} : 63 см³/моль [Eyring H., Cagle F.W. // Z. Electrochem, 1952, 56, р. 480-489.] и 120 см³/моль [Rodewald H.J. // Helv. Chim. Acta, 1960, 43, N 10, s. 1657-1666.] — эти значения получены при отличных друг от друга методах обработки данных Бриджмана [Bridgman P.W. // J. Chem. Physics, 1947, 15, р. 92-98.]; 160 см³/моль [Bovenkerk H.P., Bundy F.P., Holl H.T., Strong H.M., Wentorf R.H. // Nature (London), 1959, 184, р. 1094-1098.]; 170 см³/моль [Bundy F.P., Bovenkerk H.P., Strong H.M., Wentorf R.H. // J. Chem. Phys. 35, р. 383-391.] — эта величина получена в эксперименте, для которого по расчету предполагалось получить значение V_{ak} в диапазоне 6 ÷ 25 см³/моль; 59 см³/моль [Horton R.M., Horton M.D. // High Temperatures-High Pressures, 1972, v.4, №1, р.39-48.]; 10.2±3 и 9.7±2 см³/моль [Davies G., Evans T. // Proc. R. Soc. Lond., 1972, A328, р. 413-427.]. При этом следует иметь в виду, что наиболее тщательно изучалась графитизация поверхности алмазных монокристаллов (в некоторых случаях на различных гранях), а степень превращения определялась весовым методом после химического сравливания образовавшегося графита. Первое, т. е. поверхностная графитизация, обусловила полученные высокие значения энергий активации (1060±80 кДж/моль [Davies G., Evans T.], 1131.3 кДж/моль [Horton R.M., Horton M.D.]), которые соответствуют разрыву 3-х межатомных связей, т. е. отрыву атома углерода от поверхности кристалла [Андреев В.Д., Созин Ю.И., Оситинская Т.Д. // Сверхтв.матер., 1995, №4, с.36-45.]. Второе, т. е. использование весового метода, является основной причиной большого разброса экспериментальных данных. Тем не менее, приведенные значения активационных объемов позволяют оценить величину барической компоненты в энергии активации (19) от 10 до 170 кДж/моль на 1 ГПа.

Зависимость энергии диссоциации от давления имеет вид

$$D_0(p) = D_0 + U_p, \quad (20)$$

где величина U_p является энергией сжатия решетки давлением p и может быть определена из совместного решения уравнений (3) и (4) или с достаточной для анализа точностью может быть получена с помощью потенциала (3) при подстановке в него величины $V_p \cong V_0(1 - p/K_0)$ с последующим вычислением величины U_p как $U_p = U(V_p) - U_0$.

С другой стороны, для давлений до $20 \div 30$ ГПа, где зависимость $p(V)$ практически линейная, т. е. $p \cong K_0 \Delta V/V_0$, величина U_p может быть определена из интеграла $U_p = \int p(V) dV$ с использованием объемного модуля упругости $K_0 = 443$ ГПа, т. е. при $p = K_0(1 - V/V_0)$, ($V_0 = 0,28475$ см³/г), что после интегрирования даёт $U_p = 2,04 \cdot 10^{-3} p^2$ кДж/моль ($\dim[p] = [\text{ГПа}]$, $\dim[V_0] = [\text{см}^3/\text{г}]$).

Величина барьера $\Delta Q_{bar}(p)$ будет определяться энергией U_p сжатия решетки давлением p и значением барьера $\Delta U_{bar}(p)$ как $\Delta Q_{bar}(p) = \Delta U_{bar}(p) + U_p$, где величина $\Delta U_{bar}(p)$ соответствует решению уравнения $d^2U(V, p)/dV^2 = 0$, в котором функция $U(V,)$ представляет собой потенциал (3), где вместо констант U_0 и V_0 будут использоваться величины $(U_0)_p = U_0 - U_p$ и $V_p \cong V_0(1 - p/K_0)$.

Полученные решения для давлений $p = 0$; 10; 50 и 100 ГПа показывают, что величины барьеров соотносятся как $\Delta U_{bar}(p = 0) > \Delta U_{bar}(p = 10) > \Delta U_{bar}(p = 50) > \Delta U_{bar}(p = 100)$. Однако их абсолютная величина не сильно зависит от давления и в интересующей нас области метастабильности алмаза различие составляет менее $\sim 0,05$ кДж/моль на 10 ГПа, что для $\Delta U_{bar}(p = 0) = 45$ кДж/моль это соответствует $\sim 0,01$ % на 1 ГПа. Поэтому с достаточной для расчетов точностью можно принять $\Delta Q_{bar}(p) \cong \Delta U_{bar}(p = 0) + U_p$.

Наконец, зависимость энтальпии $\Delta H^0(T)_p$ от давления может быть определена как

$$\Delta H^0(T)_p = H^0(T)_p - H^0(0)_p = \int_0^T c_p(T) dT, \quad (21)$$

где $H^0(T)_p = U(T)_p - (U_0)_p$; $H^0(0)_p = U(0)_p = (E_0)_p$ — энергия нулевых колебаний при давлении p ; $c_p(T) = c_{p=0} + p(\partial V/\partial T)_p$ — функция теплоемкости от давления (см. Приложение в [18]).

Расчет для температур до $T < 3000$ К показал, что величина $\Delta H^0(T)_p$ будет составлять $\sim 10^2 \cdot p$ Дж/моль ($\dim[p] = [\text{ГПа}]$), или в относительных единицах, принимая во внимание, что для температур $T \sim 1000$ К энтальпия алмаза составляет $H^0(T)_{p=0} \sim 10^5$ Дж/моль, это соответствует $\sim 0,1$ % на 1 ГПа приложенного давления. Таким образом, с достаточной для анализа процесса графитизации точностью можно принять, что $\Delta H^0(T)_p \cong \Delta H^0(T)_{p=0}$ и, следовательно, в исследуемом диапазоне температур и давлений можно использовать табличную функцию теплоемкости алмаза, полученную при нормальном давлении.

Полученные зависимости параметров и функций, входящих в уравнения (15)–(17), от давления позволяют представить расчетное уравнение (15) для скорости графитизации при различных давлениях в виде

$$d\alpha(p)/dt = \frac{1}{2} A_0 [|1 - p/p_{\Delta G=0}| + (1 - p/p_{\Delta G=0})] \cdot \exp [-(D_0 + 2,04 \cdot 10^{-3} p^2)/RT(W)], \quad (22)$$

Для проведения расчетов в качестве линии равновесия графит–алмаз $p_{\Delta G=0}$ принята линейная зависимость $p_{\Delta G=0} = a + bT$, ($a = 125,75 \cdot 10^{-2}$ ГПа, $b = 0,25 \cdot 10^{-2}$

ГПа/К), которая удовлетворительно соответствует эксперименту в интересующей нас области p, T -диаграммы. Функция $T(W)$ в силу приближений, полученных для $\Delta Q_{bar}(p)$ и $\Delta H^0(T)_p$ соответствует выражению (14). Вычисления проводились для графитизации алмазного порошка АСМ 28/20 и для монокристалла с идеальной алмазной решеткой. Для порошка в качестве определяющего параметра принималось экспериментальное значение $\Delta Q_{bar} = 38,45$ кДж/моль, полученное при атмосферном давлении, а для идеальной решетки теоретическое значение $\Delta Q_{bar} = 45$ кДж/моль, рассчитанное с помощью потенциала (3). В обоих случаях, т. е. для порошка и идеальной решетки, в (3) использовались значения $A_0 = 0,155 \cdot 10^5$ %/мин = $0,258 \cdot 10^5$ сек $^{-1}$, $U_0 = 356,7$ кДж/моль, $E_0 = 17,3$ кДж/моль, $D_0 = U_0 - E_0 = 339,4$ кДж/моль.

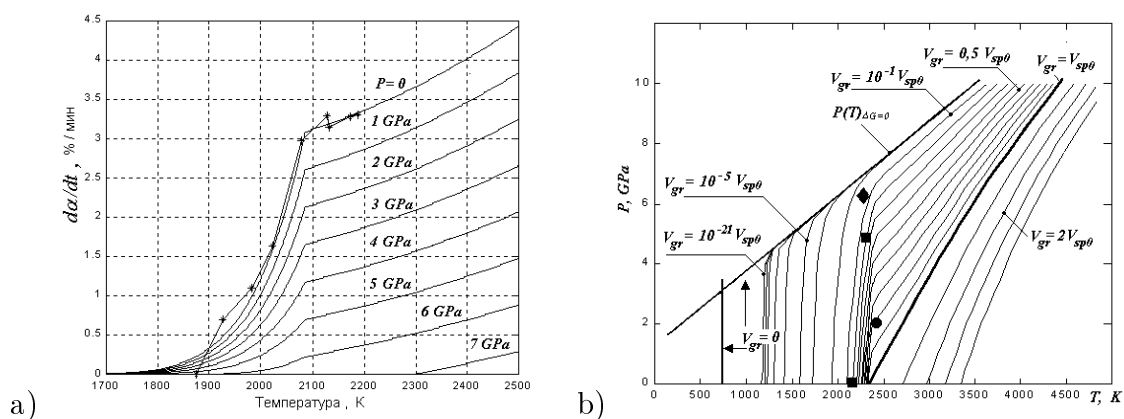


Рис. 8. Графитизация алмаза при различных давлениях: а) кривые $d\alpha/dt = V_{gr}$ для скорости реакции графитизации алмазного порошка АСМ 28/20 при различных давлениях, * — экспериментальные данные настоящей работы; б) изолинии $V_{gr} = \text{Const}$ в единицах скорости спонтанной графитизации при атмосферном давлении V_{sp0} (экспериментальные данные: ■ — [19], ● — [20], ◆ — данные настоящей работы).

Результаты расчета скоростей графитизации для различных давлений приведены на рис. 8,а, что позволяет построить изолинии скоростей графитизации на p, T -диаграмме (рис. 8,б).

Из полученных решений следует, что область перехода алмаз $\rightarrow$ графит ограничена двумя асимптотами для скоростей графитизации $d\alpha/dt = V_{gr} \rightarrow 0$, а именно, температурным барьером $T_{min} \sim 700$ К и линией равновесия $p_{\Delta G=0}$. Эти асимптоты аналогичны асимптотам обычной кинетической модели, однако, в отличие от последней, в которой положение активационного барьера перехода определяется феноменологической величиной pV_{ak} , рассматриваемая модель оперирует теоретически обоснованной энергией U_p сжатия решетки.

Из расчетов также следует, что температурная асимптота и изолинии скоростей графитизации для порошка располагаются на p, T -диаграмме при более низких температурах, чем те же кривые для идеальной решетки.

Количество экспериментальных исследований по кинетике графитизации при высоких давлениях весьма ограничено. Из этих экспериментов единственным, пригодным для сравнения с расчетом, можно принять эксперимент Дэвиса и Эванса [19], в котором температурные параметры графитизации при нулевом давлении и давлении 48 ГПа подобраны таким образом, что экспериментальные точки отвечают одинаковой скорости графитизации. Как видно из рис. 8,б, этот результат совпал с

выполненным в настоящей работе теоретическим расчетом, так как экспериментальные точки лежат на одной изолинии $V_{gr} = Const$.

Необходимо обратить также внимание на эксперимент *Банди и др.* [20], являющийся единственным, p, T -параметры которого лежат в области скоростей спонтанной графитизации (рис. 8, b). Это обстоятельство возможно может дать объяснение **большому расхождению** ожидаемого авторами работы [20] значения V_{ak} с полученным экспериментально, о чем упоминалось выше.

Список литературы

- [1] *Seal M.* The effect of surface orientation on the grafitization of diamond. // *Phis.Stat.Sol.*, 1963, **3**, p. 658. 1961, 604 с.
- [2] *Evans T.* Changes produced by High Tempepature Treatment of Diamond // *The Properties of Diamond*. Academi Press, 1979, p. 403 - 424.
- [3] *Андреев В.Д., Созин Ю.И., Оситинская Т.Д.* Энергии активации и механизмы графитизации алмаза // *Сверхтвердые материалы*, 1995, № 4, с. 36 - 45.
- [4] *В.Д.Андреев.* Расчет теплоемкости алмаза на основе потенциала межатомных взаимодействий // *Химическая физика*, 1999, т. 18, № 11, с.50-54.
- [5] Термодинамические свойства индивидуальных веществ // Под ред. В.П.Глушко - М.; Наука, 1978, т.2, Кн.1, 204 с.
- [6] Физические свойства алмаза. // Под ред. Н.В.Новикова, Киев, Наукова думка, 1987, 190 с.
- [7] *Андреев В.Д., Малик В.Р.* Нулевая изотерма сжатия углерода в системе графит - алмаз. // *Сверхтвердые материалы*, 1987, № 2, с.5-12.
- [8] *Lynch R.W., Drickamer H.G.* Effect of high pressure on the lattice parameters of diamond, graphite and hexagonal boron nitride. // *J. Chem. Phys.*, 1966, v.44, N 1, p.181-184.
- [9] *Павловский М.Н.* Ударное сжатие алмаза. // *ФТТ*, 1971, т.13, с.893.
- [10] *Александров И.В., Гончаров А.Ф., Зисман А.Н., Стишов С.М.* Алмаз при высоких давлениях: комбинационное рассеяние света, уравнение состояния и шкала высоких давлений. // *ЖЭТФ*, 1987, т.93, вып. 2(8), с.680-691.
- [11] *Fahy S., Louie S.G.* High pressure and electronic properties of carbon. // *Phys. Rev. B*, 1987, v.36, N 6, p.3373-3385.
- [12] *McSkimin H.J., Andereatch P., Jr.* Elastic moduli of diamond as a function of pressure and temperatures. // *J.Appl.Phys.*, 1972, v.43, N7, p.2944-2948.
- [13] *Grimsditch M.H., Ramdas A.K.* Briellouin scattering in diamond. // *Phys.Rev. B* 11, 1975, p.3139-3148.
- [14] *Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е.* Кинетическая природа прочности твёрдых тел. Москва, Наука, 1974.
- [15] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика, ч.1, Москва, Наука, 1976.
- [16] *Eyring H., Cagle F.W.* // *Z. Electrochem.*, 1952, 56, P. 480-489.
- [17] *Андреев В.Д., Малик В.Р., Ефимович Л.П.* Термодинамический расчет кривой равновесия графит-алмаз. // *Сверхтв.матер.*, № 2, 1984, с.16-20.
- [18] *В.Д.Андреев.* Экспериментальные данные по плавлению алмаза и графита с учетом аномальности высокотемпературной теплоёмкости // *Химическая физика*, 2002, т. 21, № 9, с.3-11.
- [19] *Davies G., Evans T.* // *Proc. R. Soc. Lond.*, 1972, A328, p. 413-427.
- [20] *Bundy F.P., Bovenkerk H.P., Strong H.M., Wentorf R.H.* Diamond-Graphite Equilibrium Line from Growth and Graphitization of Diamond // *J. Chem. Phys.* 35, p. 383-391.

- [21] *Е.Г.Гатилова, Г.А.Колесниченко, В.Г.Малоголовец, Б.Д.Костюк.* Кинетика графитизации высокодисперсных синтетических алмазов // В кн.: Физическая химия конденсированных фаз сверхтвердых материалов и их границ раздела, Киев, Наукова думка, 1975, с.110-112.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ

Необходимость разработки теории спонтанной графитизации обусловлена не только чисто академическим интересом, но и результатами экспериментальных исследований особенностей фазовых превращений при разработке технологий синтеза алмаза, в частности, синтеза методом ударно-волнового нагружения графитово-металлической реакционной смеси.

Так например, в реакционных объемах, где параметры нагружения заведомо отвечают переходу графит $\rightarrow$ алмаз и сохранению последнего после разгрузки, могут наблюдаться не перешедшие в алмаз пластинчатые включения графита, расположенные вдоль направления движения ударной волны, а такие же включения, расположенные в этом же месте, но перпендикулярно направлению движения ударной волны, полностью превратившиеся в алмаз (*рис. 1-К, а*)^[1]. Кроме того наблюдается **нелогичное**, на первый взгляд, с позиций механизма графитизации **соотношение** размеров сохранившихся после разгрузки алмазных включений и включений, полностью претерпевших обратный переход алмаза в графит: более мелкие зерна ($\lesssim 10\mu$) остаются алмазными, а зерна размером $\gtrsim 50\mu$ полностью отжигаются обратно в графит.

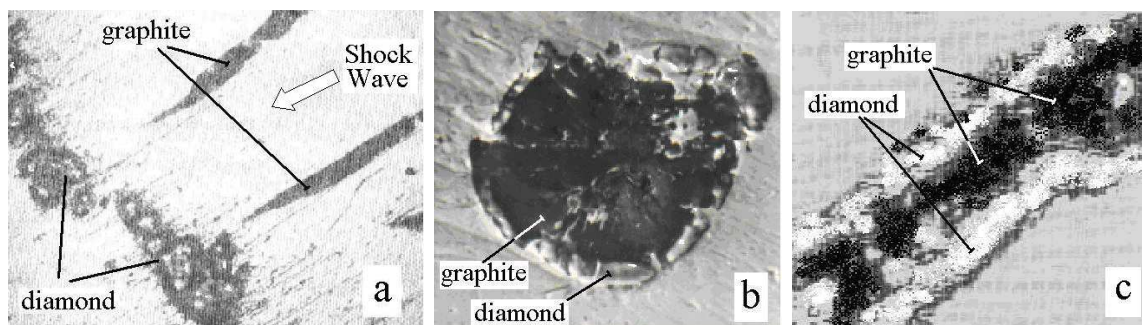


Рис. 1-К

Более того, образуются трудно объяснимые морфологические феномены — включения промежуточных размеров ($\sim 20 \div 40\mu$) представляют собой продукт не полной обратной графитизации в виде алмазно-графитовых образований с **необычной**, ранее неизвестной структурой — с **наружной алмазной оболочкой** и **графитовой сердцевинной** (*рис. 1-К, b-c*)^[2,3].

Наработки теории спонтанной графитизации легли в основу численной модели ^[4] решения динамической задачи образования и перемещения границы раздела двух фаз (проблема Стефана) — жидкой и твердой фаз в металлической матрице и графит-алмаз во включении при релаксации неоднородного поля распределения температур в гетерогенной среде (матрица-включение) после ударно-волнового нагружения, характеризующегося наличием локальных участков более высоких температур, относящихся к алмазным (графитовым) включениям, и более низких — к металлической матрице (*рис. 2-К*). Такое распределение температур при ударном

нагружении обусловлено различием волновых и термодинамических характеристик матрицы и включений.

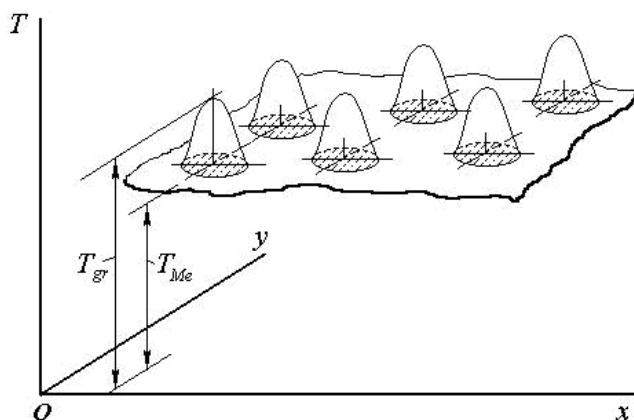


Рис. 2-К

Результаты расчетов показали, что разработанная модель объясняет практически все полученные особенности фазовых превращений в локальных объемах реакционной среды.

Оказалось, что параметры нагружения определяют соотношение остаточных температур в матрице и включениях, а кинетика процессов графитизации и плавления контролируется скоростью теплоотвода. В этом случае при определенных начальных соотношениях температуры включения и матрицы (зависящих от параметров нагружения) заданная скорость отвода тепла позволяет сохранить мелкие включения алмаза, в то время как более крупные частично или полностью графитизируют. При этом графитизация распространяется от центра включения, где температура выше, к периферии, где алмазная фаза охлаждается более интенсивно за счет теплоотвода в контактирующую с включением матрицу. Этим объясняется образование алмазно-графитовых включений с алмазной оболочкой.

Литература

- [1] Андреев В.Д., Лукаш В.А., Волошин М.Н. О воздействии ударных волн на графитовые включения в чугунах. //Сверхтв.матер., № 1, 1980, с.13-17.
- [2] Андреев В.Д., Волошин М.Н., Малик В.Р. Исследование динамики установления равновесных температур в гетерогенной среде *Me-C* при ударном нагружении //Сверхтв.матер., № 6, 1983, с.5-9.
- [3] Андреев В.Д., Волошин М.Н., Малик В.Р. Исследование динамики графитизации алмаза в чугунах при ударном нагружении //Сверхтв. матер., № 3, 1985, с.9-14.
- [4] Andreyev V.D. 4-th level of a numerical model of shock-wave synthesis of diamond: kinetics of phase transformations in local volume of a calculated cell. //Proceedings of International Conference "Shock waves in condensed matter", St. Petersburg, Russia, 2002, pp.131-135.

Крэш(crash)-конформационная модель плавления алмаза *

1 Введение

Кинематика кристаллической решетки при переходе в жидкое состояния до сих пор представляет собой белое пятно как в термодинамическом, так и в структурно-физическом аспектах. Фактически в основе большинства моделей плавления ([1]-[5] и др.), построенных на описании парного взаимодействия с определяющей ролью отталкивающей части потенциала и наложением условий перехода от порядка к "жидкоподобному", или "газоплотному", беспорядку, рассчитываемых методами Монте-Карло и молекулярной динамики, лежит простое предположение Линдемана [6] о том, что переход из твердого в жидкое состояние наступает тогда, когда соседние атомы начинают соударяться друг с другом.

С физической точки зрения *a priori* считается, что плавление, как универсальное явление перехода вещества из одного конденсированного состояния в другое, вызывается столь же универсальными свойствами межчастичного взаимодействия. Однако, характер этого взаимодействия до сих пор остается неясным: ни один из потенциалов взаимодействия (*ПВ*), рассчитываемых из первых принципов или выводимых полуэмпирически, не несет в себе информации о таком переходе, т. е. не содержит "фактора плавления". В связи с этим предполагается [7], что для плавления существенен не конкретный закон межчастичного взаимодействия, определяющий вид "характерной" энергии, а особое свойство потенциальной энергии — ее чувствительность к закону расположения частиц в пространстве, что непосредственным образом вытекает из факта исчезновения дальнего порядка при переходе кристалл → жидкость. Таким образом, в современных теоретических подходах вопрос о главном факторе плавления — изменении кинематики движения атомов решетки при скачкообразном изменении основных термодинамических функций вещества в конкретной температурной точке перехода, вообще исключается из рассмотрения, хотя умозрительно легко представить, что кинематика движения атомов в кристалле должна принципиально изменяться после перехода последнего в жидкое состояние.

Трудности решения проблемы кинематического "фактора плавления" связаны с тем, что в теории не существует даже приблизительного вида *ПВ* для жидкого состояния, который при понижении кинетической энергии (температуры) закономерно переходил бы в *ПВ* кристаллической решетки и наоборот, так как вообще не существует идеологии физической природы плавления, основанной на закономерностях поведения потенциала межатомных взаимодействий (*МAB*) в точке превращения.

* В.Д. Андреев. Крэш(crash)-конформационная кинематика ковалентной решетки алмаза при плавлении // Журнал структурной химии, 2001, т. 42, № 3, с.486-495.

В то же время потенциал $МAB$, будучи, согласно [8], взаимосвязанным с функциями $\Delta H^0(T)$ и $c_p(T)$, должен в точке плавления удовлетворять фундаментальным требованиям к поведению термодинамических функций при фазовом переходе 1-го рода, а именно, обеспечивать скачок теплосодержания на величину скрытой теплоты плавления и скачкообразный переход кривой теплоемкости кристалла на новую кривую теплоемкости жидкости.

В связи с большим разнообразием физики $МAB$, которая определяется характером распределения атомов и их зарядов в пространстве решетки, в данной работе в качестве модели выбрана кубическая решетка алмаза с наиболее "простыми" для анализа ковалентными межатомными связями ($МАС$). Последние являются в высокой степени направленными и локализованными между ближайшими соседними атомами, что позволяет с достаточно хорошим приближением для полуколичественного анализа использовать модельные потенциалы парных $МAB$.

Для алмазной решетки используется модельный потенциал парных $МAB$ с чисто ковалентными $МАС$ [9], который имеет Леннард-Джонсоновский вид (рис. 1):

$$U_r = U_0 \frac{n m}{n - m} \left[\frac{1}{n} \left(\frac{r_o}{r} \right)^n - \frac{1}{m} \left(\frac{r_o}{r} \right)^m \right], \quad (1)$$

где $n = 4$, $m = 6$ — подгоночные параметры, $U_0 = -356,7$ кДж/моль — энергия межатомной связи, определяемая из экспериментального значения энергии решетки (*lattice*) алмаза $E_{lat} = -\frac{1}{2} \cdot 4U_0 = 713,4$ кДж/моль, $r_o = 0,154$ нм — равновесное межатомное расстояние, определяемое по экспериментальной (рентгенографической) величине постоянной решетки алмаза $a = (4/\sqrt{3}) r_o = 0,3567$ нм.

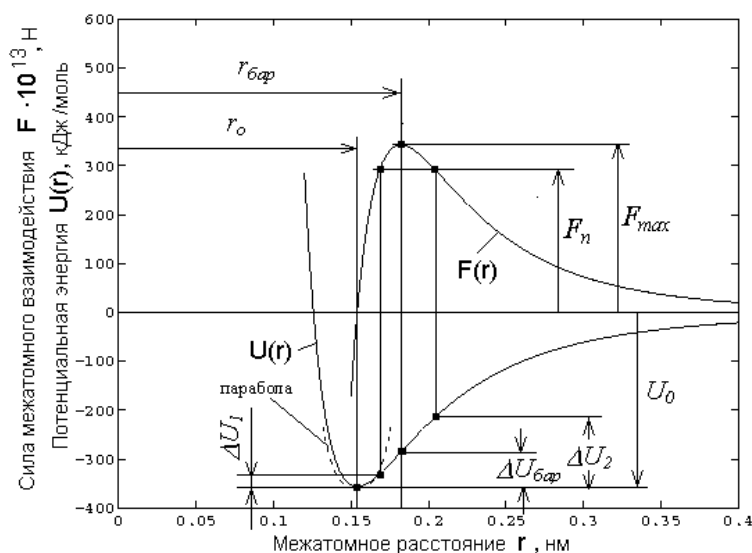


Рис. 1. Потенциал $U(r)$ и сила $F(r) = dU/dr$ межатомных взаимодействий в решетке алмаза.

Как следует из выражения (1), представленный потенциал $МAB$ на участке $r \geq r_o$ не содержит никаких энергетических барьеров при любых значениях приращения энергии $\Delta U(r)$ атома, не превышающих величину $U_0 = 356,7$ кДж/моль, т. е. величину разрыва связи. Силовой барьер "предела прочности" $МАС$ $F_{max} = F(r_{bar})$ [10] для $F(r) = dU(r)/dr$ в точке $r = r_{bar} > r_o$ ($r_{bar} \approx 1,2 r_o$ — барьерное расстояние), где сила растяжения достигает максимума (т. е. в точке, где $d^2U(r)/dr^2 = 0$),

не подходит для "фактора плавления". Этот барьер ответственен за механизм термодеструкции, переходящей в графитизацию [10], который, однако, не может быть привязан каким-либо образом к механизму плавления алмаза по следующим причинам:

- 1) барьерная температура $T_{bar} = 2350\text{ K}$ существенно ниже диапазона температур, в котором предположительно находится точка температуры плавления алмаза;
- 2) процесс термодеструкции протекает без скачка энтальпии, т. е. без скрытой теплоты преобразования.

В связи с этим во взаимодействиях атомов алмазной решетки необходимо искать другие энергетические диаграммы, которые обеспечивали бы скачок энтальпии, теплоемкости и объема в точке плавления, находящейся ориентировочно в диапазоне температур $\sim 4000 \div 5000\text{ K}$ и давлений $p > 10 \div 15\text{ ГПа}$ [11].

Рассмотрим несколько идеализированных картин взаимодействия атомов в алмазной решетке. При этом для упрощения анализа будем пользоваться потенциалом (1), не скорректированным на давление, так как эта корректировка для $p > 10 \div 15\text{ ГПа}$ приведет только к уменьшению величины $r_o = 0,154\text{ nm}$, соответственно, до $0,153 \div 0,152\text{ nm}$. Таким образом, рассматриваемые решения формально будут относиться к поведению алмаза в области метастабильности при нулевом давлении.

Легко видеть, что в работе [10] потенциал (1) использован для описания самой элементарной картины разлета двух ближайших атомов друг от друга. В этом случае по умолчанию принимается, что 8-атомная алмазная группа, имеет одну степень свободы в направлении продольной оси (рис. 2,а). При этом тройки атомов, "подвешенные" к разлетающимся друг от друга осевым атомам группы, движутся синхронно таким образом, что межатомные расстояния и, следовательно, силы между атомами троек и связанным с ними осевым атомом при этом не меняются. Как сказано выше, эта картина описывает процесс термодеструкции и графитизации [10] и не может быть использована для описания плавления решетки.

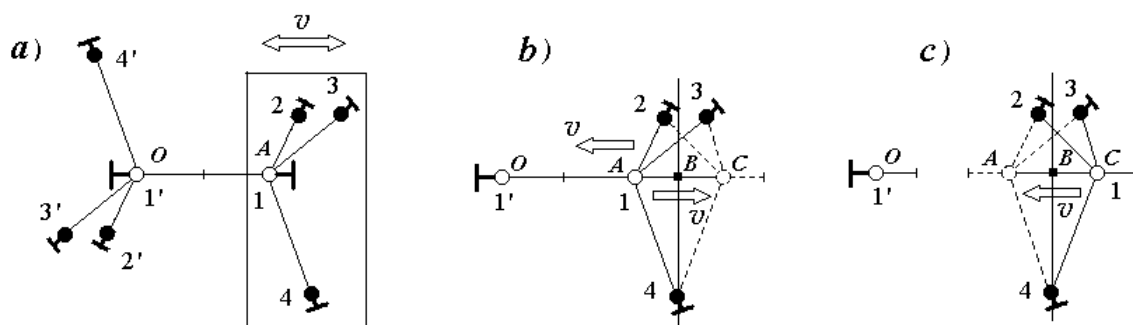


Рис. 2. Схемы движений атомных групп в алмазной решетке (подробности в тексте).

Пусть та же 8-атомная группа алмазной решетки жестко закреплена по концевым атомам в их исходных положениях и свободными остаются только атомы 1 и 1', расположенные по оси группы. При этом каждый атом группы связан σ -связями только с ближайшим соседом, а перекрестное взаимодействие отсутствует. Топология гиперповерхности потенциальной энергии такой группы такова, что направлениями тепловых движений v свободного атома 1 (или 1') по пути наименьшей энергии будут направления вдоль любой из тетраэдрических осей, например, вдоль оси $O - A$.

Пусть начало координат O совмещено с атомом 1' (рис. 2, b-c). Тогда при движении атома 1 из точки A влево силы сопротивления ($+F$) движению, определяемые

как $F(r) = dU(r)/dr$ (рис. 3), будут складываться из силы **сжатия** МАС $1 - 1'$ и проекций сил **растяжения** связей $1 - 2$, $1 - 3$ и $1 - 4$ на направление движения $O - A$ (с учетом изменения угла наклона и длины связей при движении атома 1).

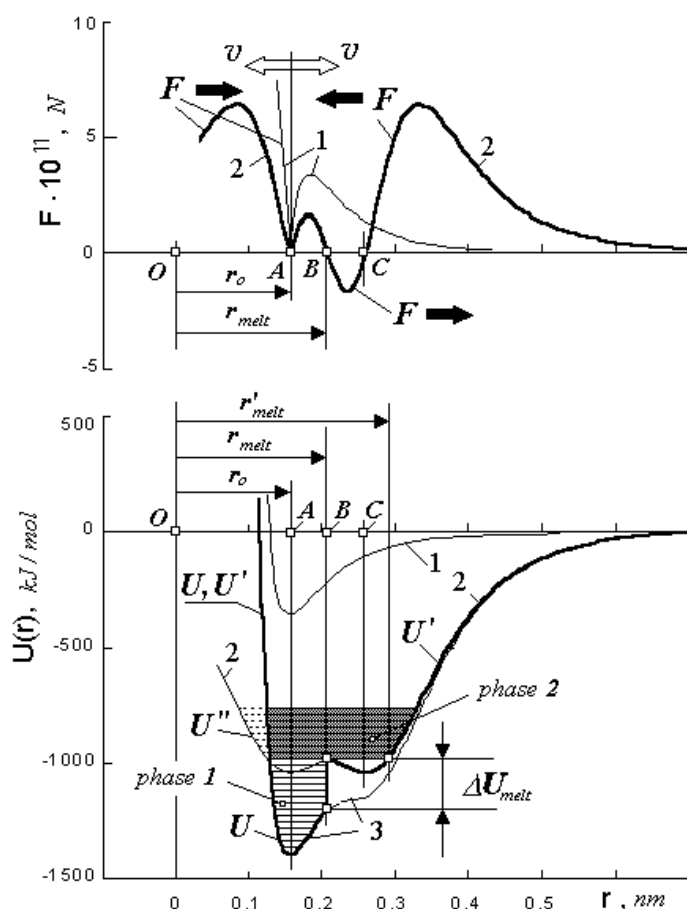


Рис. 3. Проекция сил F и потенциалов U межатомных взаимодействий для тетраэдрической алмазной решетки на направление движения атома 1 по оси $O - C$ (схема b и c на рис. 2): 1 — для МАС $1-1'$; 2 — сумма для МАС $1-2$, $1-3$ и $1-4$; 3 — сумма потенциалов 1 и 2 (другие пояснения в тексте).

При смещении атома 1 из точки A вправо силы сопротивления движению будут складываться из силы **растяжения** МАС $1-1'$ и проекций сил **сжатия** связей $1-2$, $1-3$ и $1-4$ на направление движения $O - C$. В этом случае силы **сжатия** связей $1-2$, $1-3$ и $1-4$ до перевальной точки B будут иметь некоторый максимум и затем, в точке B станут равными нулю¹⁾. После перехода через точку B силы **сжатия** связей инвертируются из сил сопротивления сжатию ($+F$) в толкающие силы ($-F$). В точке C при дальнейшем движении атома 1 вправо происходит повторная инверсия толкающих сил на силы сопротивления движению вследствие перехода рассматриваемых связей от **сжатия** к **растяжению**. На всю эту силовую картину накладывается сила **растяжения** МАС $1 - 1'$. Результаты расчета сил и потенциалов $MAVB$ представлена на рис. 3.

¹⁾ Угол наклона связей к осевой линии будет увеличиваться от $(\pi - 109,47^\circ) = 70,53^\circ$ до 90° (в перевальной точке B) и затем уменьшаться до нуля (в бесконечности), т. е. косинус угла, определяющий величину проекции силы, будет изменяться, соответственно, от 0,333 до 0 и затем от 0 до 1 соответственно.

Аналогичные решения были получены для атомных групп, в которых "подвешенные" атомы имеют дополнительную степень свободы в направлении, поперечном оси группы, т. е. в целом рассмотрены схемы *МAB*, на которые, как на составляющие, могут быть разложены все остальные случаи смещения (кроме торсионных) атомов в группе. Как следует из полученных решений, проекция суммарного потенциала группы из 5-ти (или 8-ми) взаимодействующих атомов на направление движения атома по центральной оси группы отличается от гладкого потенциала для группы из 2-х атомов наличием ступеньки (или, соответственно, локального минимума).

Введение в расчет энергии искажения валентных углов *МАС* в рассмотренных схемах перемещения атомов дополняет полученную выше картину.

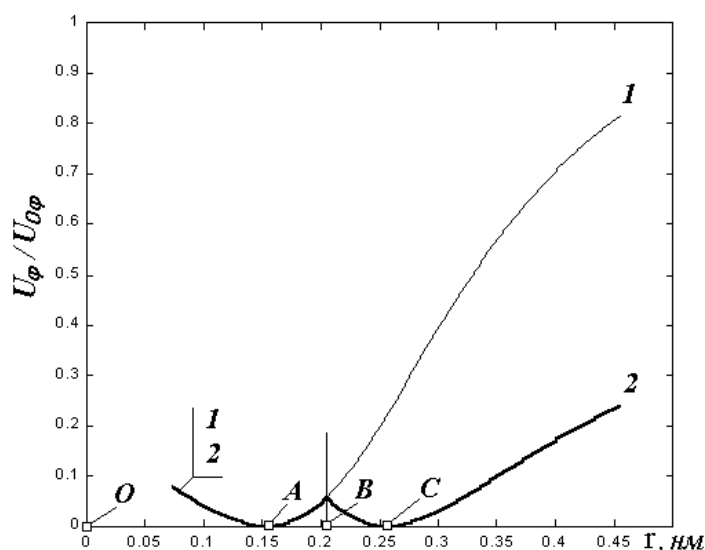


Рис. 4. Потенциал $U_\varphi(2)$ сил сопротивления деформации валентных углов в направлении движения атома 1 по оси $O - C$ (подробности в тексте).

Как известно, направление *МАС* в решетке алмаза определяется распределением электронных облаков атомов углерода, находящихся в возбужденном sp^3 -состоянии. Последнему отвечают четыре остронаправленные по тетраэдрическим осям (т. е. под углом $\varphi^o = 109,47^\circ$ друг к другу) валентные связи. Деформация валентных углов обуславливает, так называемые, *байеровские* напряжения, которые определяют устойчивость стереохимической геометрии структуры. Однако, степень максимально возможного искажения тетраэдрических углов между sp^3 -связями неизвестна. Поэтому в рамках данной работы исследование проводилось с помощью часто используемой простейшей зависимости потенциальной энергии U_φ от изменения валентного угла в виде

$$U_\varphi = U_{0\varphi}(1 - \cos\Delta\varphi). \quad (2)$$

где $U_{0\varphi}$ — некоторая калибровочная величина энергии искажения валентного угла; $\Delta\varphi = \varphi(r) - \varphi(r_o)$; $\varphi(r_o) = 109,47^\circ$.

Были рассмотрены две схемы, расчеты по которым показаны на рис. 4:

1) если не учитывается изменение направления момента сил сопротивления повороту связей при переходе через перевальную точку *B*, то потенциал будет иметь вид гладкой функции с минимумом в исходной точке *A* (кривая 1);

2) если полагать, что при переходе через перевальную точку происходит изменение направления момента сил сопротивления повороту связей, т. е. происходит инверсия направлений sp^3 -гибридизированного электронного облака, то потенциал будет иметь вид кривой 2, зеркально симметричной относительно точки инверсии связей: с минимумом в исходной точке A , пиком в точке B и вторым минимумом в точке C .

Таким образом, кинематика движения атома по пути наименьшей энергии на гиперповерхности потенциальной энергии приводит к конформационному преобразованию тетраэдрической группы атомов из формы "вывернутого зонтика" в форму "сложенного зонтика". Однако, степень максимального искажения sp^3 -конфигурации, как квантового образования гибридизированных состояний, должна быть ограничена формой "вывернутого зонтика", так как характер распределения зарядов в sp^3 -электронном облаке не позволяет образовать конфигурацию направлений валентных связей в форме "сложенного зонтика" (возможность электронных переходов в данном случае не рассматривается). Следовательно, при инверсии направлений боковых тетраэдрических sp^3 -связей в группе (рис. 2) осевая ковалентная связь $1 - 1'$ должна прерываться и также инвертировать свое направление при переходе атома 1 через перевальную точку B .

На энергетической диаграмме движения атома 1 (рис. 3) вправо такой разрыв связи $1 - 1'$ будет характеризоваться скачком с суммарного потенциала U всех связей атомной группы (кривая 3) на суммарный потенциал U' трех неразорванных боковых связей $1-2$, $1-3$ и $1-4$ (кривая 2). Вклад энергии искажения и инверсии валентных углов MAC , как легко видеть, не вносит принципиальных изменений в скачкообразный характер суммарного потенциала.

2 Кинематический "фактор плавления".

Полученные решения показывают, что суммарный PB "свободного" атома в алмазной тетраэдрической группе атомов при движении по пути наименьшей энергии на гиперповерхности потенциальной энергии будет содержать скачок функции в точке разрыва осевой связи и инверсии валентных углов боковых связей.

В работе [8] показано, что отклонение атома от равновесного положения r_o на участке $r \geq r_o$ взаимосвязано с температурой (т. е. $r \Leftrightarrow T$), в первом приближении, как

$$r^3 = r_o^3 + AT, \quad r \geq r_o, \quad (3)$$

где $A \cong 1,02 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^3/\text{K}$ — коэффициент пропорциональности, который определяется через произвольно выбранное значение $H^0(T_1) = \Delta U(r_1^3)$ экспериментальной функции энтальпии алмаза для взаимосвязанных величин $r_1^3 \Leftrightarrow T_1$. Например, для параметра решетки $r_o = 0,1544 \text{ нм}$ и энергии $\Delta U(r_1^3) = U(r_1^3) - U(r_o^3) \cong 45 \text{ кДж/моль}$ величина $r_1 = r_{bar} \cong 0,1825 \text{ нм}$ и, соответственно, для $H^0(T_1) = \Delta U(r_1^3) \cong 45 \text{ кДж/моль}$ величина $T_1 \cong 2350 \text{ K}$, что дает $A = (r_{bar}^3 - r_o^3)/T_1 \cong 1,02 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^3/\text{K}$.

В соответствие с (3) потенциал парных MAV алмазной решетки $U(r)$ на участке $r \geq r_o$ может быть поставлен в соответствие функции $U(T)_{P=0} = U_0 + \int c_p dT$ при $p = 0$, как $U(T)_{P=0} \Leftrightarrow U(r^3)$, что дает возможность по исходному потенциалу $U(r) \Leftrightarrow U(T)$ определить энтальпию решетки алмаза $H^0(T) = U(T) - U_0$ и теплоемкость $c_p(T) = dH^0/dT$.

Следовательно, наличие скачка $\Delta U(r)$ потенциала MAV , взаимосвязанного с функциями $\Delta H^0(T)$ и $c_p(T)$, обеспечивает скачок этих функций при **постоянной**

температуре. Отмеченный выше скачок потенциала, равный $\Delta U(r) \approx 200 \div 220$ кДж/моль, происходит на межатомного расстояния $r = 0,205$ нм, которое в пересчете на температуру согласно (3) будет соответствовать $T \approx 4900$ К, что лежит в диапазоне предполагаемых температур плавления алмаза ²⁾.

Так как оба участка *ПВ* (U и U') лежат ниже нулевой линии, то, следовательно, они принадлежат веществам, атомы которых находятся в **связанных** (конденсированных) состояниях и скачкообразный переход из одного конденсированного состояния (фаза 1) в другое (фаза 2) определяет скрытую теплоту превращения $\Delta H^0(T) = \Delta U(r)$, которая **не превышает** величину потенциальной энергии **атомизации** решетки $U_0 = -356,7$ кДж/моль. Последнее свидетельствует о том, что разрыв парной связи *МАС* при конформационном преобразовании **группы атомов** происходит при меньших затратах энергии, чем разрыв связи между **каждой парой** атомов при их удалении друг от друга на бесконечность.

Таким образом установленный кинематический переход атома тетраэдрической группы через перевальную точку, сопровождающийся скачком *ПВ* с низкотемпературной ветви U на высокотемпературную U' , может быть отождествлен с переходом через точку плавления, в которой удовлетворяются фундаментальные требования к поведению термодинамических функций при фазовом переходе 1-го рода, а именно, обеспечивается **скачок теплосодержания** на величину скрытой теплоты плавления $\Delta H_{melt}^0(T) = \Delta U(r)$ и **скачкообразный переход** (вследствие различия в значениях производных на каждой из ветвей *ПВ* в точках r_{melt} и r'_{melt}) кривой **теплоемкости кристалла** на новую кривую **теплоемкости жидкости**.

Как упоминалось выше, *Ф.Линдеман* [6] предположил, что плавление наступает тогда, когда соседние атомы начинают соударяться друг с другом, т. е. когда амплитуда колебаний достигает $1/2$ межатомного расстояния. Однако, анализ, проведенный *Д.Пайнсом* [12], показывает, что в точке плавления среднеквадратичное смещение атомов из состояния равновесия составляет около $1/8$ межатомного расстояния, что исключает фактор соударения. Это подтверждается и в нашем случае, так как при скачке потенциала на расстоянии $r \cong 1,34 r_0$ смещение атомов относительно друг друга составляет $\sim 1/6$ от равновесного.

Линии средних амплитуд колебаний атома для нижнего (U) и верхнего (U') участков *ПВ* отстоят друг от друга на некотором среднем расстоянии $\overline{\Delta r}$, что в определенной степени характеризует изменение объемов $\overline{\Delta V} \sim \overline{\Delta r}^3$ двух состояний ³⁾.

При всестороннем сжатии объемный модуль упругости определяется левой ветвью потенциала, принадлежащей обоим фазам. Поэтому у высокотемпературной (жидкой) фазы он практически такой же, как и у низкотемпературной (кристаллической).

Расчет изменения модуля сдвига в настоящей работе не проводился. Однако, из схемы на *рис. 2,а* видно, что сопротивление сдвигу группы атомов 1—2—3—4 относительно группы 1'—2'—3'—4' определяется прочностью на сдвиг *МАС* 1—1'. В режиме преодоления перевальной точки *В* (*рис. 2,б-с*) эта *МАС* разрушается и, следовательно, в рассматриваемом фрагменте решетки сопротивление сдвигу исчезает. При

²⁾ Степень деформации валентного угла, которую "выдерживает" sp^3 -конфигурация электронного облака, реально может оказаться меньше (или больше, что менее вероятно!), чем в рассмотренной идеализированной картине, т. е. скачок функции потенциала будет происходить до (или после) достижения атомом перевальной точки, что будет отвечать меньшей (или большей), чем 4900 К, температуре плавления.

³⁾ Для установления точного соотношения объемов необходимо знать кристаллографическую структуру элементарных ячеек обоих состояний.

стохастическом распределении таких фрагментов в пространстве решетки направления разрушающихся и сохраняющихся связей также будет стохастично и поэтому статистическая сумма сил сопротивления сдвигу будет в определенной степени отличаться от нуля, но это отличие должно быть незначительным.

Колебания атомов в пределах потенциала высокотемпературного состояния U' происходят относительно перевальной точки B (рис. 3), т. е. происходят с прямой и обратной инверсией направления связей при каждом цикле колебаний (рис. 2, b-c). Разорванная связь (при прохождении атомом 1 перевальной точки B) может оставаться какое-то время свободной — в этом случае "инверсионные" колебания атома 1 будут происходить в пределах симметричного потенциала $U' - U''$ (рис. 3). Восстановление связи возможно как при встрече с прежним атомом $1'$, так и с аналогичным атомом с разорванной связью из соседней группы. В последнем случае выделенная группа сместится на новое место, т. е. структура в целом является подвижной.

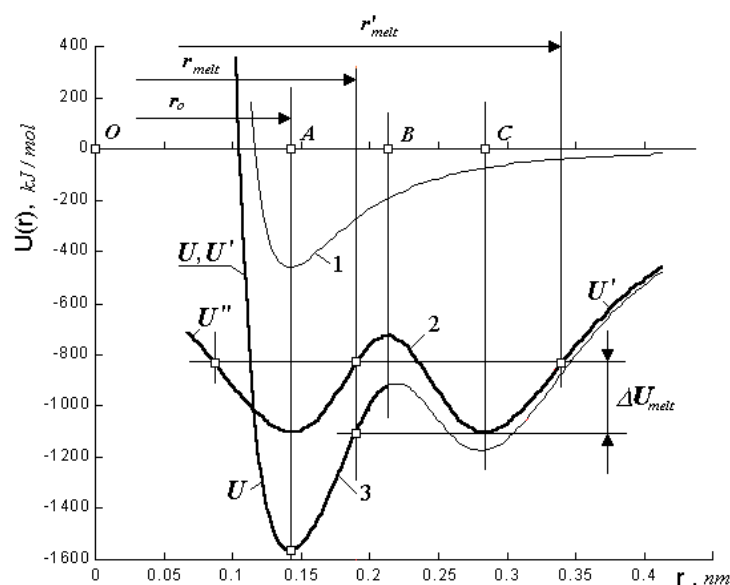


Рис. 5. Потенциалы U_{φ} межатомных взаимодействий для двумерной гексагональной сетки графит в направлении движения атома 1 по оси $O - C$ (аналогично схеме на рис. 2, b-c): 1 — для MAC 1—1'; 2 — сумма для 2-х MAC 1—2 и 1—3; 3 — сумма потенциалов 1 и 2 (другие пояснения в тексте).

Группы атомов, в которых происходит перестройка исходной стереохимической структуры в "инвертированную", могут рассматриваться как локальные микрообъемы, распределение которых стохастично как в пространстве решетки, так и во времени. Поэтому перестройка структуры в каждом из таких фрагментов, заполняющих всю решетку, будет приводить к потере дальнего порядка исходной симметрии решетки в целом с сохранением только ближнего порядка новой симметрии между атомами локально перестроившейся группы, что должно приводить к росту энтропии.

Все перечисленные особенности поведения рассмотренного потенциала MAV отвечают требованиям, предъявляемым к описанию процесса фазового превращения первого рода, а свойства высокотемпературной фазы характерны для жидкого состояния.

Продемонстрировать наглядно изменение кинематики решетки при переходе кристалл $\rightarrow$ жидкость можно с помощью двумерной модели, для которой подходит

плоская сетка графитового слоя. В этой модели учитываются только тригональные σ -связи, а ван-дер-ваальсовы π -связи исключаются из рассмотрения.

Потенциал ковалентных связей в графите имеет тот же самый вид (1), но где, соответственно, $U = 460,9 \text{ кДж/моль}$, $r_0 = 0,142 \text{ нм}$. Решение для потенциала движения атома по пути наименьшей энергии в 4-атомной группе приведено на *рис. 5*. Из решения следует, что скачек потенциала в точке, соответствующей экспериментальному значению температуры плавления $T_{melt} \approx 3700 \div 4000 \text{ K}$ [11, 13], в соответствие с (3) происходит при длине *МАС* равной $r_{melt} \approx 0,188 \div 0,191 \text{ нм}$, т. е. при увеличении центрального угла между связями со 120° до $153,5^\circ$.

Эти цифры положены в основу расчета кинематики участка сетки из 150 атомов, для каждого из которых выборкой случайных чисел задаются направления движений (из 6-ти возможных) первого и второго полупериода колебаний относительно исходных положений для температур $T \lesssim T_{melt}$ и $T \gtrsim T_{melt}$ (*рис. 6*).

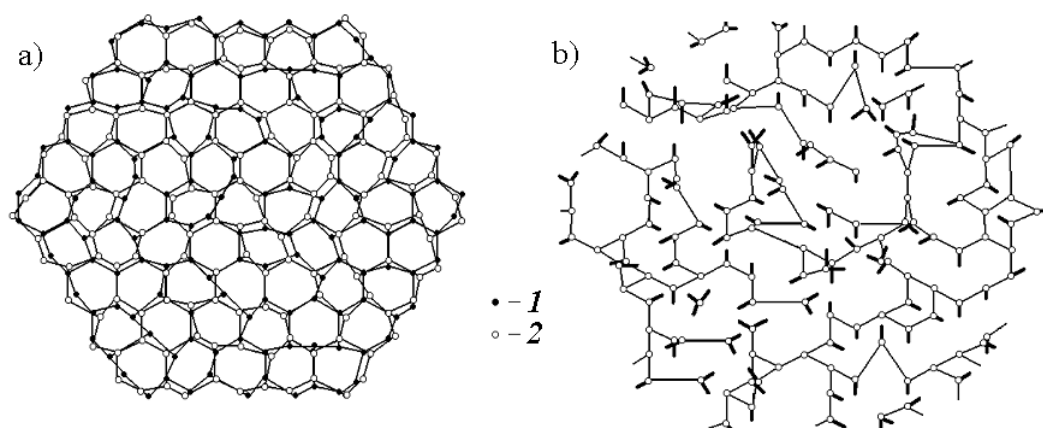


Рис. 6. Кинематика движений атомов и геометрия двумерной гексагональной сетки графита : *a* — при $T \leq T_{melt}$ после первого (●) и второго (○) полупериодов колебаний ; *b* — при $T \geq T_{melt}$ для 50 %-й вероятности перехода атомов через перевальную точку плавления в первый полупериод колебаний атомов (утолщенные короткие отрезки — оборванные связи).

Результаты расчетов показывают, что кинематика движений атомов при $T \lesssim T_{melt}$ (*рис. 6, a*) характеризуется случайными направлениями колебаний относительно равновесных положений с искажениями формы гексагональной ячеек, но без разрыва *МАС*. После перехода через барьер температуры плавления, т. е. при $T \gtrsim T_{melt}$ (*рис. 6, b*), кинематика движения изменяется скачкообразно: атомы "перескакивают" на потенциалы U' или U'' , для которых равновесные положения не совпадают с равновесными положениями исходной сетки. При этом часть *МАС* разрываются, а образующаяся структура рассматриваемого участка исходной сетки превращается в набор связанных между собой неупорядоченных цепочек и кластеров, напоминающая аморфную структуру силикатных стекол, т. е. структуру высоковязкой жидкости (механизм восстановления связей и движение атомов в жидкой фазе в модели не рассматриваются).

Обращает на себя внимание тот факт, что при $T \lesssim T_{melt}$ мгновенная конфигурация сетки не имеет дальнего порядка, а ближний порядок характеризуется координационным числом ~ 3 (*рис. 6, a*). В то же время вся искаженная гексагональная сетка остается целой (температурная деградация за счет механизмов термодеструкции [10] связей в данном случае не рассматривается) и колебания атомов (узлов

сетки) за продолжительный период времени происходят относительно равновесного для данной температуры положения. Следовательно, в данном случае отсутствие мгновенного дальнего порядка говорит лишь о температурной "расфокусировке" исходной геометрии, а не о ее разрушении. Очевидно, что с понижением температуры "расфокусировка" уменьшается и при охлаждении до нормальных для данной структуры температур геометрия сетки возвращается к своему первоначальному виду с исходным расположением атомов.

При $T \gtrsim T_{melt}$ происходит истинная потеря дальнего порядка с разрушением большинства первоначальных связей и изменением равновесных положений атомов (*рис. 6, b*). Возврат к строго исходному, "пронумерованному", расположению атомов при понижении температуры в этом случае невозможен, а восстановление кристаллической структуры с той же геометрией будет обусловлен уже не кинематическими, а физико-динамическими законами превращения.

Таким образом, рассматриваемая модель показывает, что кинематика движения атомов при переходе кристалл $\rightarrow$ жидкость резко, скачком, изменяется. В основе такого перехода ковалентной решетки алмаза в жидкое состояние лежит кинематический фактор — конформационное преобразование исходной стереохимической структуры локальной группы атомов путем инверсии направлений тетраэдрических связей с "катастрофическим" (*crash* — [крэш]) разрушением одной из них (это и является основным отличием от обычных конформационных переходов, которые происходят без разрыва химических связей) в результате достижения амплитудой теплового колебания атомов величины, выходящей за границы предельной устойчивости исходной структуры при искажениях ее геометрии.

3 Заключение.

Концепция модели плавления, рассмотренной в настоящей работе, основана на описании взаимодействий в структурной *группе*, а не между *парой атомов*, кинетическая энергия которых **не превышает** потенциальную **энергию атомизации** решетки. Это позволило в приближении *модельного потенциала* получить **обобщенный** потенциал *МAB* в *группе* атомов для двух конденсированных состояний — *твердого тела* и *жидкости*, переход между которыми описывается как разрушение исходной симметрии группы за счет движений атомов по пути наименьшей энергии на гиперповерхности потенциальной энергии и их выхода за пределы "допустимых" **искажений** исходной структуры **без атомизации** последней.

Таким образом, представление о плавлении, как о переходе от *порядка* к вульгарному (статистическому) *беспорядку*, изменяется на представление о переходе *детерминированной структуры с дальним порядком* на постоянно изменяющуюся в локальных объемах (за счет разрывов и восстановлений *МАС*) *подвижную структуру* связанных между собой атомов с *ближним порядком*, т. е. *жидкая фаза* — это *кластерная* система, находящаяся в постоянном *крэш-конформационном* преобразовании с сохранением (при заданной температуре) среднего количества обрывающихся и соединяющихся *межкластерных* и *внутрикластерных* связей, что объясняет *подвижность* (текучесть) и одновременно *связность* жидкой фазы. Именно эти особенности жидкого состояния, как *конденсированного* состояния вещества, отличают его от порошкообразного состояния раздробленного кристалла с оборванными, но не находящимися в подвижном равновесии "обрыв-соединение" связями.

Предложенная модель рассмотрена только для алмазной решетки с ковалентны-

ми тетраэдрическими связями, в которой кинематический фактор — *крэш-конформационное* преобразование исходной стереохимической структуры локальной группы атомов путем инверсии направлений связей сопровождается скачком потенциала *МAB* с низкотемпературного (*твердофазного*) участка *U* на высокотемпературный (*жидкофазный*) участок *U'* в заданной температурной точке, что термодинамически характеризуется скачком теплосодержания на величину скрытой теплоты плавления и скачкообразным переходом кривой теплоемкости *кристалла* на новую кривую теплоемкости *жидкости*, т. е. фазовым переходом 1-го рода.

Для решеток со связями другого типа (ван-дер-ваальсовы, металлические, ионные, водородные и различного рода смешанные) модель плавления может оказаться более сложной, что связано с другими функциями распределения электронов, определяющими физику взаимодействия атомов в решетке. Однако, концепция *crash-конформационного* "предельного искажения" структуры, как фактора плавления, вероятнее всего, будет лежать в основе любой модели.

Список литературы

- [1] Wood W.W., Jacobson J.D. // J. Chem. Phys., 1957, 27, 1207.
- [2] Alder B.J., Wainwright T.E. // J. Chem. Phys., 1960, 33, 1439.
- [3] Alder B.J., Wainwright T.E. // Phys. Rev., 1962, 127, 359.
- [4] Hoover W.G., Gray S.G., Johnson K.W. // J. Chem. Phys., 1971, 55, 1128.
- [5] Hansen J.P. // Phys. Rev. A2, 1970, 221.
- [6] Lindemann F.A. // Phys. Z. 1910, 11, 609
- [7] Стешов С.М. // УФН. 1974, 114, 3.
- [8] В.Д.Андреев. Расчет теплоемкости алмаза на основе потенциала межатомных взаимодействий //Химическая физика, 1999, т. 18, № 11, с.50-54.
- [9] Андреев В.Д., Малик В.Р. Нулевая изотерма сжатия углерода в системе графит - алмаз. //Сверхтвердые материалы, 1987, № 2, с.5-12.
- [10] Андреев В.Д. Спонтанная графитизация и термодеструкция алмаза при $T > 2000$ К // ФТТ, 1999, т. 41, вып. 4, с. 695 -701.
- [11] Bundy F.P. // Physica A, 1989, 156, 169.
- [12] Пайнс Д. Элементарные возбуждения в твердых телах, М., "Мир 1965.
- [13] Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Костановский А.В., Фортков В.Е.О параметрах плавления углерода. // ФВТ, 1998, т. 36, № 5, с. 740 -745.

p, T -Диаграмма плавления алмаза и графита с учетом аномальности высокотемпературной теплоёмкости *

1 Введение

Интерес к углероду, как одному из наиболее распространенных химических элементов на Земле ($\sim 10^{19}$ тонн) и во Вселенной ($\sim 10^{-4} \div 10^{-3}$ от количества атомов водорода), обусловлен фундаментальными и прикладными вопросами существования его различных состояний в космических и геофизических условиях, а также при термобарических нагрузках, достигаемых экспериментально в технических задачах.

Белым пятном в термодинамике и физике, казалось бы, досконально изученного, 6-го элемента таблицы Менделеева до сих пор остается проблема p, T -параметров устойчивости решеток плотных фаз углерода при высоких температурах и давлениях, т. е. проблема плавления и сублимации алмаза и графита.

Действительно, переход графита в газообразное состояние раньше, чем в жидкое, нормальный и аномальный ход линии плавления графита с переходом в линию плавления алмаза с экспериментально и теоретически неопределенным (отрицательным или положительным ?) наклоном, с неопределенностью существования только одной (атомарной) или двух и даже трех (молекулярных, кластерных) углеродных жидкостей напрямую связано с уникальными свойствами атомов углерода создавать цепочные, сеточные, решеточные и даже сфероидальные (фуллерены) кристаллографические образования, не говоря уже об углеродных молекулах, состоящих из различного количества атомов (от двух до семи !).

Наклон линии плавления — положительный (нормальный) или отрицательный (аномальный) имеет принципиальное значение в соотношении плотностей твердой и жидкой фаз: при положительном наклоне жидкость имеет **меньшую** плотность, чем исходное твердое тело, а при отрицательном, наоборот, жидкость имеет аномальную, **большую** чем у твердого тела, плотность, т. е. не расплавленное твердое тело будет плавать в своей жидкой фазе. Самым известным примером такого соотношения плотностей является система лёд — вода.

На *рис. 1* показана, иллюстрирующая сказанное выше, наиболее часто используемая в публикациях p, T -диаграмма углерода для системы графит-алмаз-жидкость-газ с расчетными или предполагаемыми линиями межфазных равновесий, построенными на основе прямых или косвенных экспериментальных данных.

Из приведенной p, T -диаграммы (по *F. Bundy* [1]) видно, что линия плавления алмаза имеет отрицательный наклон, т. е. алмаз должен плавать в своей жидкой фазе,

* *В.Д. Андреев*. Экспериментальные данные по плавлению алмаза и графита с учетом аномальности высокотемпературной теплоёмкости // Химическая физика, 2002, т. 21, № 9, с.3-11.

а линия плавления графита обладает положительным и отрицательным наклонами, что не находит разумного объяснения, так как вдоль линии плавления изменяется соотношение плотностей фаз от нормального до аномального. Более того, в этом случае жидкая фаза углерода, возникающая при плавлении алмаза и графита, должна быть двухфазной, структурно различной для исходных твердых фаз.

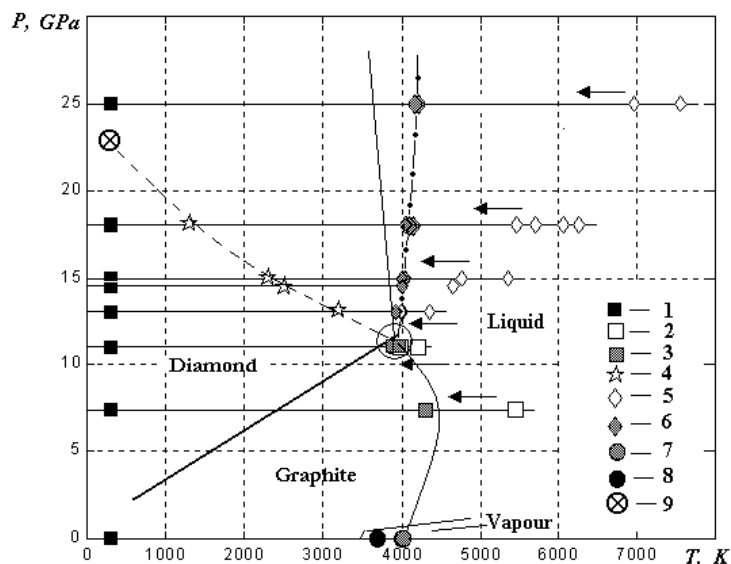


Рис. 1. p, T -Диаграмма углерода по Bundy [1] и экспериментальные данные по результатам обработки осциллограмм, полученных от Togaya [3]: 1 — графит в исходном положении перед нагревом; 2, 3 — точки плавления графита, соответственно, без поправки и с поправкой на аномальность теплоемкости; 4 — точки начала аморфизации или метастабильного плавления (?) графита и образования алмаза; 5 — точки плавления алмаза без поправки на аномальность теплоемкости; 6 — точки плавления алмаза с поправкой на аномальность теплоемкости с учетом влияния давления на характер функции $c_p(T)$ в высокотемпературной области (стрелками показано направление изменения параметров точек плавления при введении в расчет поправки на аномальность теплоемкости).

Дополнительные реперные точки: 7 — точка плавления графита по Basset [16], 8 — точка плавления графита по Асиновскому и др. [17], 9 — точка начала аморфизации графита на алмазных наковальнях по Гончарову [18], $\bigcirc$ — область тройной точки графит-алмаз-жидкость.

В исследованиях по плавлению графита и алмаза применяется различная техника эксперимента и методы регистрации параметров. Однако, наиболее информативным до последнего времени остается метод резистивного нагрева образца с регистрацией изменения электрических параметров процесса во времени с последующей обработкой осциллограмм, позволяющих получить взаимосвязь характера изменения сопротивления с изменениями затраченной энергии. Таким образом удастся проследить за кинетикой нагрева и взаимосвязанными с этим фазовыми превращениями в образце.

Проблематичным звеном этого метода является **косвенное** определение температуры с помощью соотношения $Q = \int_0^T c_p^0 dT$, так как параметры плавления графита и алмаза лежат в области давлений от атмосферного до десятков $ГПа$ и температур, превышающих $4000K$, где экспериментальные данные по теплоемкости этих веществ отсутствуют. Более того, в высокотемпературной области ход кривой теплоемкости $c_p(T)$ графита и алмаза начинает резко возрастать, отклоняясь от "дебиевского" вида, что в отсутствии теории не позволяет прогнозировать дальнейшее поведение функции, т. е. использовать достаточно обоснованные экстраполяции.

В работе [2] была показана возможность теоретического расчета аномальной части теплоемкости алмаза и графита в области высоких температур ($T > 3000 K$).

Это позволяет рассчитывать функцию $c_p(T)$ за пределами температур, достижимых в экспериментах по определению теплоемкости. Проверка "работоспособности" теории была осуществлена автором при обработке результатов исследований по плавлению графита и алмаза, выполненных *М.Тогая* [3].

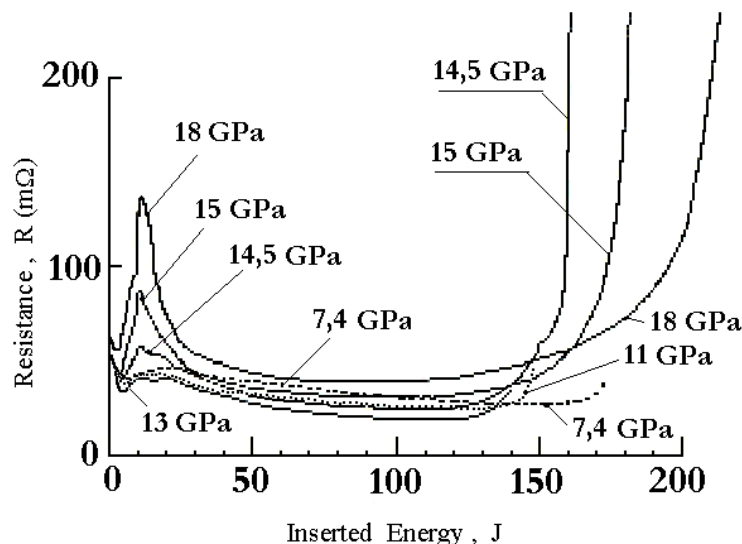


Рис. 2. Экспериментальные данные *М.Тогая* [3] по плавлению графита и алмаза для различных давлений при импульсном электронагреве в виде зависимостей сопротивления образца — введенная энергия.

Эксперименты [3] по пропусканию тока электрического разряда через графитовый стержень (природный графит с чистотой 99,4 %) были выполнены в диапазоне давлений от 7,4 до 25 ГПа. На полученных осциллограммах (рис. 2) были зарегистрированы изменения электросопротивления в зависимости от вводимой энергии, которые при $p = 7,4$ и 11 ГПа отражали кинетику нагрева и плавления графита, а при $p = [13; 14,5; 15; 18; 25]$ ГПа — кинетику превращения графита в алмаз с последующим плавлением последнего. По характеру изменения электросопротивления образца и затрачиваемой энергии было показано [3], что линия плавления алмаза должна иметь **положительный** наклон, т. е. алмаз должен быть плотнее своей жидкой фазы, а не наоборот, как следует из p, T -диаграммы *F.Bundy*, приведенной на рис. 1. Однако, привязка зарегистрированных кинетических превращений к конкретным температурам в работе [3] отсутствовала. Это было связано как с методическими сложностями расчета выделения и распределения тепла в конкретной конструкции тепловой ячейки при импульсном разряде конденсатора, так, в конечном счете, и с отсутствием функции $c_p(T)$ алмаза для $T > 2500$ К.

Имея опыт регистрации и обработки экспериментальных данных по электроразрядному спеканию сверхтвердых материалов в аппаратах высокого давления (АВД), автор настоящей работы получил для расшифровки от *М.Тогая* осциллограммы его экспериментов и точные сведения по конструкции и материалам тепловой ячейки. Первые результаты обработки полученных осциллограмм с помощью численной модели, учитывающей большинство факторов и функциональных зависимостей термодинамических, кинетических и электрических процессов, протекающих в заданной конструкции и материалах ячейки, были получены в 1991 г.. При этом на конечном этапе расчета температур плавления алмаза и графита использовались (по аналогии

с работой *F. Bundy* [1]) аппроксимации функций $c_p(T)$ в высокотемпературной области, не учитывающие аномальные отклонения последних от "дебаевского" вида, так как предполагалось, что эти отклонения будут исчезать при высоких давлениях. Полученные результаты (*рис. 1*), к сожалению, выходили за пределы разумных допущений о расположении линии плавления алмаза. Так как причина неудовлетворительных расчетов была неизвестна (в первую очередь предполагалось несовершенство математической модели), то на этом работа была прекращена.

Разработка метода расчета аномальной теплоемкости алмаза и графита [2] позволила вернуться к результатам обработки экспериментов [3] и ввести поправки в значения температур плавления, что составляет содержание настоящей работы.

2 Методика обработки экспериментальных данных

Экспериментальные данные [3] представляют собой кривые изменения сопротивления и введенной энергии (*рис. 2*), полученные по осциллограммам тока и напряжения при разряде конденсатора емкостью 96 мФ через тонкий графитовый стержень, помещенный в ячейку АД цилиндрического типа (*рис. 3*).

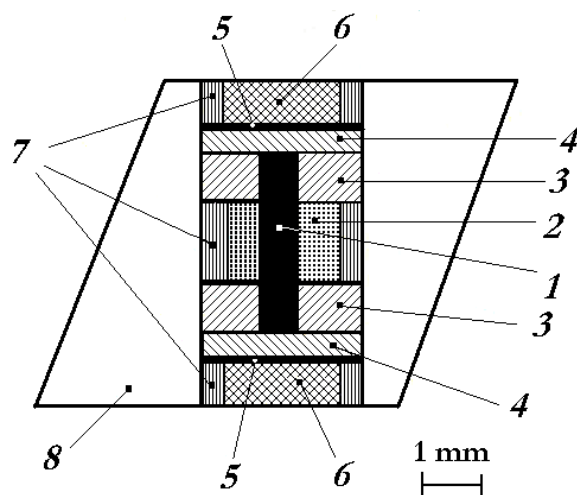


Рис. 3. Тепловая ячейка высокого давления, использованная в экспериментах *М. Togaya* [3]: 1 — графитовый стержень (спектрографический графит), 2 — теплоизолирующий огнеупорный материал (hBN , MgO или алмазный порошок), 3 — графитовый цилиндр, 4 — графитовый концевой диск, 5 — пластина из Ta , 6 — электрод из Cu или Mo , 7 — цилиндр из hBN или пиррофиллита, 8 — среда, передающая давление (MgO , пиррофиллит).

Различная скорость ввода энергии в образец обеспечивалась величиной зарядного напряжения конденсатора от 16 до 100 В. Проблема обработки экспериментальных данных заключалась в определении реальных затрат энергии (из общей энергии разряда конденсатора) на нагрев и фазовые превращения в конкретной части графитового образца.

Комплексная расчетная модель объединяет в себе две взаимосвязанные схемы.

Первая включает в себя внешнюю электроразрядную цепь и электрический аналог конструкции ячейки АД, представленной в виде набора последовательных и параллельных сопротивлений, ёмкостей и индуктивностей, которыми обладают элементы токоподводящей цепи и элементарные осесимметричные объемы, на которые разбита для численного счета конструкция ячейки. В этой системе по подводимой

величине разрядного тока-напряжения рассчитываются активные и индуктивные потери вводимой энергии в заданный отрезок времени в каждом из рассчитываемых элементов.

Вторая схема представляет собой теплофизическую модель конструкции нагревательной ячейки. С помощью этой модели методом импульсного источника [4] рассчитывается выделение тепла на активных сопротивлениях в каждом элементарном объеме ячейки. Теплопередача между смежными элементами объема ячейки рассчитывается методом конечных разностей. В области очень высоких температур учитывается теплообмен излучением.

Шаг счета по времени подобран из условия устойчивости численного счета и составлял $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6}$ сек для времени прохождения импульса (выделение тепла) и $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5}$ сек для времени остывания. Шаг разбивки нагревательной ячейки по радиусу составлял $\Delta r = 0,25$ мм и по высоте $\Delta h = 0,1$ мм. В качестве электрофизических и теплофизических характеристик в расчетной модели использованы температурные функции электросопротивлений, теплопроводностей, теплоемкостей, а также уравнения состояния для всех материалов (*Mo*, *Cu*, *MgO*, *hBN*, *WC* – *Co*, пиррофиллит, графит, графитовый и алмазный порошок), используемых в конструкции нагревательной ячейки.

3 Функции $c_p(T)$ графита и алмаза

Функции $c_p(T)$ графита в диапазоне $0 \div 3000 K$ и алмаза в диапазоне $0 \div 2000 K$ достаточно хорошо изучены и вошли в справочники в виде эмпирических уравнений, аппроксимирующих экспериментальные данные [5, 6]. Более того, в указанном диапазоне теплоемкость алмаза, имеющего кубическую решетку с ковалентными связями, практически идеально описывается дебаевскими функциями.

В высокотемпературной области (за пределами указанных выше диапазонов) функции $c_p(T)$ как графита, так и алмаза становятся неопределенными. У графита после $T \geq 3500 K$ экспериментальные данные по теплоемкости (рис. 4) резко отклоняются вверх [7]-[9]. Этот участок функции $c_p(T)$ в работах [7, 8] аппроксимируется экспоненциальной функцией. Алмаз при $T \geq 2000 K$ графитизирует с взрывообразным разрушением кристалла [10]-[12], что отражается на поведении функции $c_p(T)$ — она также начинает отклоняться вверх от дебаевской кривой (рис. 4). В случае алмаза получение экспериментальных данных в этой области еще более затруднительно, чем в случае с графитом, так как термодеструкция и спонтанная графитизация не позволяют проводить колориметрические эксперименты с характерными для них большими временными выдержками. Для экспериментальных данных, полученных до $T \sim 2500 K$, приводится справочная аппроксимирующая функция второго порядка [5], достоверность экстраполяции которой ограничивается температурой не более $3000 K$.

Температуры плавления графита и алмаза лежат в области $T \geq 4000 K$, где экспериментальные данные и надежная аппроксимация функции $c_p(T)$ отсутствуют. Более того, эксперименты [3] выполнены при высоких давлениях — от 7,4 до 25 ГПа, при которых поведение теплоемкости графита и алмаза неизвестно.

Для "нормальной" части теплоемкости можно показать, что в указанных пределах влияние давления на функцию $c_p(T)$ алмаза незначительно. Действительно, зависимость функции теплоемкости $c_p(T)$ от давления может быть оценена термо-

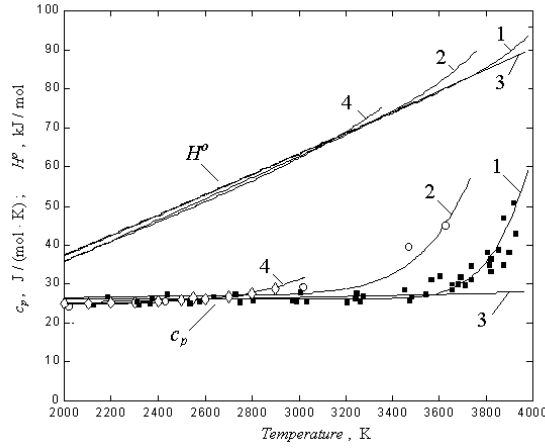


Рис. 4. Аномальные участки теплоемкостей и энтальпий графита и алмаза: 1, 2 — графит, соответственно, по [7] и [9]; 3 — аппроксимация линейного участка экспериментальных данных [7] для графита, использованная для преобразования $Q \rightarrow T$ в работе [1]; 4 — алмаз по [5].

динамически [13]. Такая оценка показывает ¹⁾, что барическая добавка к функции теплоемкости алмаза в области давлений $p \ll K_0$ ($K_0 \approx 440$ ГПа — объемный модуль упругости алмаза) составляет $\Delta c_p \approx 10^4 \alpha_l p$ (здесь $\alpha_l \sim 10^{-6}$ — коэффициент линейного теплового расширения, $\dim[p] = [\text{ГПа}]$). Для давлений до $p \sim 10$ ГПа и температур до $T < 3000$ К, эта добавка будет составлять $\Delta c_p < 0,05\%$ на 1 ГПа приложенного давления.

Так как приращение энтальпии от приложенного давления будет определяться как

$$\Delta H^0(T)_p - \Delta H^0(T)_{p=0} = \int \Delta c_p^0(T) dT, \quad (1)$$

то после интегрирования барическая добавка к функции энтальпии алмаза для температур до $T < 3000$ К будет составлять $(\Delta H^0(T)_p - \Delta H^0(T)_{p=0}) \approx 10^2 p$ Дж/моль, что в относительных единицах составит $\sim 0,1\%$ на 1 ГПа приложенного давления. Таким образом с достаточной для анализа экспериментальных данных точностью, в исследованном диапазоне давлений на "нормальном" участке можно принять

$$\Delta H^0(T)_p \approx \Delta H^0(T)_{p=0}. \quad (2)$$

В связи с тем, что в диапазоне температур $\sim 1500 \div 2000$ К теплоемкость графита практически совпадает с теплоемкостью алмаза, можно допустить, что оценки зависимости теплоемкости графита от давления на участке "нормального" дебаевского предела $\sim 3R$ будут такими же, как и для алмаза, т. е. с достаточной для анализа экспериментальных данных точностью в исследованном диапазоне давлений на "нормальном" участке можно использовать табличные функции теплосодержания графита, полученные при атмосферном давлении.

Относительно же аномального участка теплоемкости как алмаза, так и графита каких либо обоснованных предположений о зависимости поведения функции $c_p(T)$ от давления сделать не представляло возможности, так как природа такого поведения была неизвестна. Поэтому разработка метода расчета аномальной теплоемкости алмаза и графита [2] позволила в рамках допущений данного метода получить теорети-

¹⁾ См. Приложение.

ческую функцию $c_p(T)$ в диапазоне температур, выходящем за пределы имеющихся экспериментальных данных.

В основе метода [2] лежит взаимосвязь потенциала межатомных взаимодействий в решетке с её теплоемкостью. Эта взаимосвязь определяется (для ковалентных связей алмазной и графитовой решетки) детерминированной зависимостью максимального межатомного расстояния r от температуры T вида

$$r^3 = r_0^3 + AT, \quad r > r_0, \quad (3)$$

которая дополняется вероятностью достижения атомом при температуре T некоторого межатомного расстояния r_{ak} , соответствующего активационному объему $V_{ak} \sim r_{ak}^3$ для определенного кинетического процесса (термодеструкция с графитизацией, плавление), что характеризуется вероятностным фактором $\exp[-D_0/RT(W)]$ как

$$r^3 = r_0^3 + AT + C_1 \exp[-D_0/RT(W_1)] + C_2 \exp[-D_0/RT(W_2)], \quad (4)$$

Здесь r_0 — равновесное межатомное расстояние решетки при $T = 0 K$; $A = (r_1^3 - r_0^3)/T_1 = 1,01 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^3/K$ — коэффициент пропорциональности, который определяется через произвольно выбранное значение $\Delta H^0(T_1) = \Delta U(r_1^3)$ экспериментальной функции энтальпии алмаза для взаимосвязанных величин $r_1^3 \leftrightarrow T_1$ [2]; C_1 — коэффициент пропорциональности, определяющий активационный объем $V_{ak}(C_1 \sim r_{ak}^3)$ для процесса термодеструкции с последующей графитизацией, который для экспериментальной кривой теплоемкости алмаза соответствует величине $C_1 \approx (0,58 \text{ нм})^3$; C_2 — коэффициент пропорциональности, соответствующий активационному объему для процесса плавления алмаза и равный $C_2 \approx (40 \text{ мкм})^3$; D_0 — энергия диссоциации, равная $D_0 = -U_0 - E_0$ (для алмаза: $D_0 \approx 339,4 \text{ кДж/моль}$, $U_0 = -356,7 \text{ кДж/моль}$, $E_0 = \frac{9}{8}R\Theta_D \approx 17,3 \text{ кДж/моль}$ — энергия нулевых колебаний решетки, $\Theta_D = 1850 K$ — дебаевская температура); R — универсальная газовая постоянная; $T(W_1)$ — величина локальной температуры межатомной связи при термодеструкции алмаза с последующей графитизацией [2]:

$$T(W_1) = T \cdot \exp\left(\frac{3}{8RT} [\Delta H^0(T) - |\Delta Q_{bar} - \Delta H^0(T)|]\right), \quad (5)$$

функционально зависящая от вероятности достижения пороговой энергии термодеструкции ($\Delta Q_{bar} \approx 45 \text{ кДж/моль}$) при заданном значении температуры решетки T ; $T(W_2)$ — величина локальной температуры межатомной связи при плавлении алмаза:

$$T(W_2) = T \cdot \exp\left(-\frac{3}{8RT} \Delta Q_{melt}\right), \quad (6)$$

функционально зависящая от вероятности достижения пороговой энергии начала плавления ($\Delta Q_{melt} \approx 100 \div 150 \text{ кДж/моль}$) [14] при параметрической температуре T решетки.

Установленная функциональная взаимосвязь $r \leftrightarrow T$ (4) позволяет путем подстановки преобразовать потенциал $U(r)$ на участке $r > r_0$ в функцию $U(r^3) \leftrightarrow U(T)_{P=0}$ в виде $U(T)_{P=0} = U_0 + \int c_p dT$ и определить энтальпию решетки $H = U(T) - U_0 + pV$ при $p = 0$ как $H^0(T) = U(T)_{P=0} - U_0$, что соответствует $\Delta H^0(T) = \int_0^T c_p^0 dT$. Это позволяет рассчитывать функцию $c_p(T)$ по исходному потенциалу $U(r) \leftrightarrow U(T)$ как

$$c_p(T) = dU(T)/dT = dH^0(T)/dT. \quad (7)$$

Использование детерминированной зависимости (3) приводит к получению функции $c_p(T)$ дебаевского вида [2], а использование зависимости (4) — к получению функций $c_p(T)$ с высокотемпературными аномальностями, обусловленными, механизмами разрушения межатомных связей в решетке при термодеструкции.

В отличие от (3), в соотношении (4) дополнительные слагаемые являются в достаточно заметной степени барически зависимыми. Действительно, вероятность термодеструкции и плавления при различных давлениях будет зависеть от значений коэффициентов пропорциональности C_1 и C_2 , а также от величины пороговой энергии ΔQ_{bar} или ΔQ_{melt} . Очевидно, что зависимость от давления величин C_1 и C_2 , пропорциональных r^3 , в первом приближении может быть выражена через отношение приложенного давления p к модулю всестороннего сжатия K_0 , т. е. как $r^3(p) = r_{p=0}^3 (1 - p/K_0)$.

Для механизма термодеструкции, сопровождаемой графитизацией, необходимо учитывать также условие перехода через линию равновесия, при котором данный кинетический процесс должен прекращаться в области стабильности алмаза. Поэтому коэффициент пропорциональности $C_1(p)$ должен содержать отношение скоростей v_o и $v(p)$ протекания процесса термодеструкции, соответственно, при нулевом и не нулевом давлениях, т. е. должно иметь место соотношение $C_1(p) \sim v(p)/v_o$, где $v(p)$ в простейшем случае можно представить как разность скоростей разрыва и восстановления межатомных связей при заданном давлении, которая при переходе в область стабильности алмаза становится равной нулю, т. е. $v(p) = 0,5v_o [|1 - p/p_{\Delta G=0}| + (1 - p/p_{\Delta G=0})]$, где $p_{\Delta G=0}$ — линия равновесия графит-алмаз, на которой разность потенциалов Гиббса равна $\Delta G = 0$. Эта функция зависит от температуры сложным образом, но в первом приближении может быть представлена прямой линией вида $p_{\Delta G=0} = a + bT$, константы a и b которой даются различными авторами (см. обзор в [15]) в пределах, не выходящих за точность эксперимента и поэтому с достаточным обоснованием могут быть использованы при $p_{\Delta G=0} \leq 8 \div 10$ ГПа, соответствующих температуре $T \sim 2500 \div 3000$ К. При более высоких давлениях и, соответственно, температурах возникает неопределенность точного положения кривой равновесия $p_{\Delta G=0}$, обусловленная отсутствием надежных данных по теплоемкостям алмаза и графита из-за аномального поведения функций $c_p(T)$, разность которых входит в расчет кривой равновесия. Поэтому результаты расчетов в диапазоне $T > 2500 \div 3000$ К должны приниматься с учетом указанной неопределенности.

Обобщая изложенное выше, для коэффициента $C_1(p)$ будем иметь

$$C_1(p) = 0,5 C_1 (1 - p/K_0) \cdot [|1 - p/p_{\Delta G=0}| + (1 - p/p_{\Delta G=0})]. \quad (8)$$

Для коэффициента $C_2(p)$ условие перехода через линию равновесия графит-алмаз вводить не требуется и поэтому его зависимость от давления может быть выражена как

$$C_2(p) = (1 - p/K_0) C_2. \quad (9)$$

Таким образом, в качестве подгоночных параметров для случая (4) выступают числовые значения коэффициентов C_1 и C_2 . С помощью коэффициента C_1 кривая теплоемкости подгоняется к экспериментальным данным, полученным при атмосферном давлении, а с помощью коэффициента C_2 подбираются условия, при которых параметры тройной точки графит-алмаз-жидкость соответствовали бы $p \approx 12,5 \div 13,5$ ГПа и $T \approx 3700 \div 4200$ К. При этом теплоемкость для давлений ниже

линии равновесия графит-алмаз должна описываться функцией $c_p(T)$ алмаза, отражающей теплотраты на термодеструкцию и переходящей в функцию теплоемкости графита (вследствие графитизации алмаза).

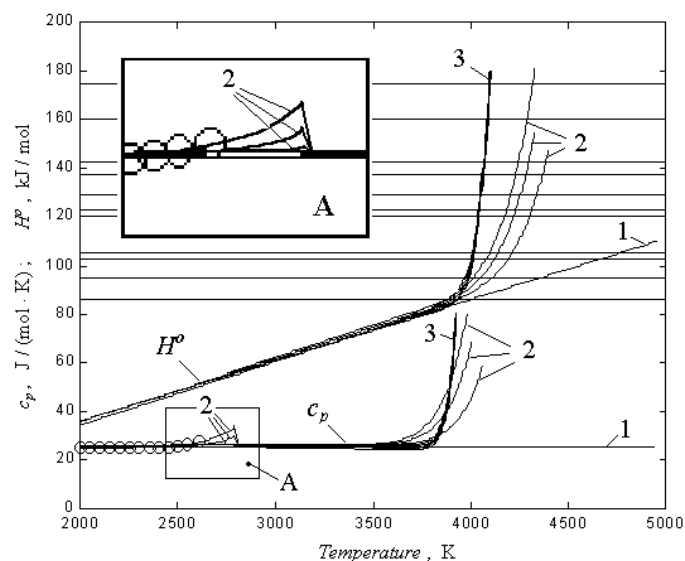


Рис. 5. Функции $c_p(T)$ и соответствующие им функции $\Delta H^0(T)_p$ алмаза: 1 — дебаевская кривая, 2 — кривые, рассчитанные с использованием соотношения (8) для давлений $p = 0, 4$ и 8 ГПа (A — участок теплоемкости, соответствующий термодеструкции решетки и переходящий в теплоемкость графита), 3 — кривые, рассчитанные с использованием соотношения (8) для давлений $p = 13, 14,5, 15, 18$ и 25 ГПа соответственно. Горизонтальные линии соответствуют значениям Q из табл. 1.

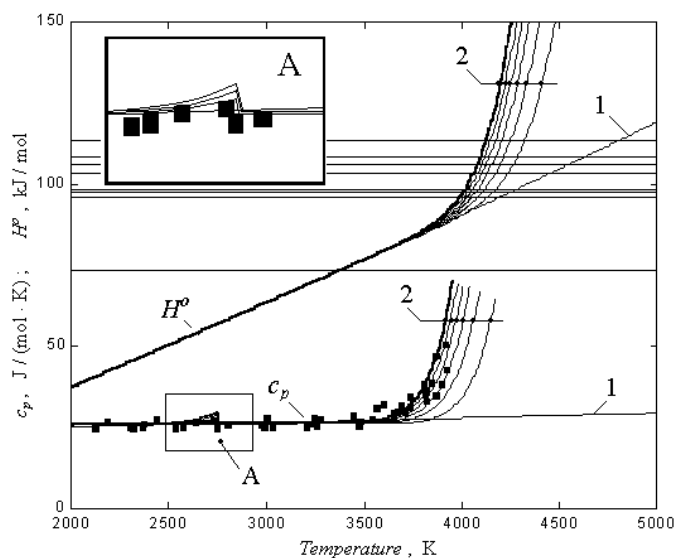


Рис. 6. Функции $c_p(T)$ и соответствующие им функции $\Delta H^0(T)_p$ графита: 1 — аппроксимация линейного участка экспериментальных данных [7], 2 — кривые, подогнанные к аномальному участку теплоемкости по экспериментальным данным [7] с использованием соотношения (8) для давлений $p = 0, 2, 4, 6, 8$ и 10 ГПа соответственно, A — участок теплоемкости, соответствующий возможной термодеструкции решетки графита. Горизонтальные линии соответствуют значениям Q из работы [3] (см. рис. 7).

Поставленным условиям отвечают значения $C_1 \approx (0,58 \text{ нм})^3$ и $C_2 \approx (40 \text{ мкм})^3$, которые соответствуют активационным объемам термодеструкции и плавления. Обращает на себя внимание тот факт, что термодеструкция активируется в объеме ближайших координационных сфер (несколько межатомных расстояний $\sim \text{нм}$), а для активирования процесса плавления требуется уже макрообъем *микронных* размеров.

Как следует из *рис. 5*, решение для алмаза с учетом изложенного выше дает кривые теплоемкости и теплосодержания, практически не зависящие от давления (кривые для различных давлений практически сливаются в одну кривую!). Для графита зависимость аномального участка теплоемкости от давления может быть описана так же, как и для алмаза, но с параметрами потенциала взаимодействия атомов углерода в гексагональной графитовой сетке, а не в кристалле графита в целом, т. е. межслоевые ван-дер-ваальсовы взаимодействия не учитываются. Подгонка решения также осуществляется по экспериментальным данным теплоемкости [7, 9] и точке плавления графита $\approx 3700 \div 4000 \text{ K}$ при минимальном давлении [16, 17].

На *рис. 6* приведены результаты решений для участка аномальной теплоемкости графита в зависимости от давления, подогнанные под экспериментальные данные [7]: $U_0 = 460 \text{ кДж/моль}$, $\Delta Q_{\text{bar}} = \Delta Q_{\text{melt}} = 49 \text{ кДж/моль}$, $C_1 \approx (0,44 \text{ нм})^3$, $C_2 \approx (147,5 \text{ нм})^3$ и под экспериментальные данные [9]: $\Delta Q_{\text{bar}} = 49 \text{ кДж/моль}$, $C_1 \approx (0,44 \text{ нм})^3$, $\Delta Q_{\text{melt}} = 93 \text{ кДж/моль}$, $C_2 \approx (0,68 \text{ нм})^3$.

4 Обработка экспериментальных данных по плавлению алмаза и графита с учетом аномальности высокотемпературной теплоемкости

В *табл.1* приведены окончательные результаты обработки экспериментальных данных [3] по выделению тепловой энергии непосредственно в графитовом образце при пропускании импульсного тока через ячейку *АВД*, показанную на *рис. 3*.

Тепловая энергия, выделившаяся в графитовом образце к моменту начала фазовых преобразований при различных давлениях

Таблица 1.

p , ГПа	графит $\rightarrow$ жидкость, Q , кДж/моль	графит $\rightarrow$ алмаз, Q , кДж/моль	алмаз $\rightarrow$ жидкость, Q , кДж/моль
7,4	112; 123,3	0	0
11	87,5; 92,5	0	0
13	0	67,3	86,2; 95
14,5	0	49,5	102,5
15	0	44,3	105; 120
18	0	16,9	122,5; 128,75; 137,5; 142,5
25	0	0	160; 175

Дальнейшее заключается в переводе полученных значений тепловой энергии в температуру образца с помощью соотношения $Q = \int_0^T c_p^0 dT$, используя полученные в предыдущем разделе различные варианты решений по особенностям поведения

теплоемкости графита и алмаза в высокотемпературной области. Результаты преобразований $Q \rightarrow T$ для соответствующих давлений представлены на p, T -диаграмме, показанной на *рис. 1* (все пояснения приведены в подписи к рисунку).

Для графита преобразование $Q \rightarrow T$ осуществлялось по экспериментальным данным [7] и [9], экстраполированным в область более высоких температур. Кроме точек (*рис. 1*), полученных при обработке экспериментов [3], преобразование $Q \rightarrow T$ с учетом аномального участка теплоемкости было проведено также для точек начала плавления графита $Q_{melt}(p)$ (*рис. 7, a*) из работы *F. Bundy* [1], где $Q_{melt}(p) = Q_{total} - Q_{isolator}$, Q_{total} — общие затраты энергии электроразряда на нагрев тепловой ячейки, $Q_{isolator}$ — затраты энергии электроразряда на нагрев изолирующих материалов ячейки с основным компонентом из *hBN* или из алмазного порошка (значения $Q_{isolator} = Q_{BN} = 36,5$ кДж/моль и $Q_{isolator} = Q_{diamond} = 15,5$ кДж/моль подобраны из условия привязки к реперной точке плавления графита $T_{melt} \approx 4000$ К при $p \sim 0$).

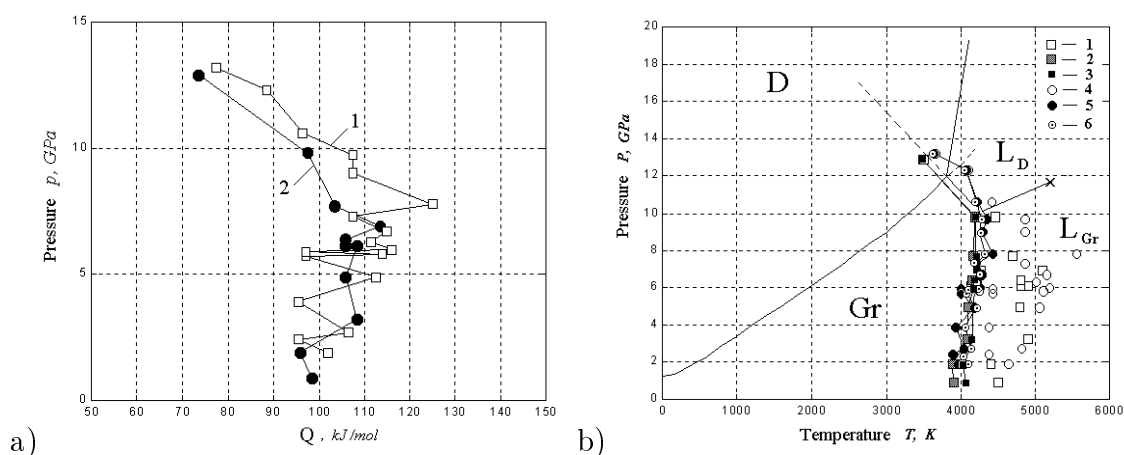


Рис. 7. Экспериментальные данные по плавлению графита при различных давлениях: *a*) значения энергии нагрева $Q_{melt}(p)$ графитового образца в точках начала его плавления по [1]: 1 — для экспериментов с теплоизоляцией из *hBN*, 2 — для экспериментов с теплоизоляцией из алмазного порошка; *b*) p, T -диаграмма точек плавления графита, полученных путем преобразования $Q \rightarrow T$ данных из работы [1, 7, 8] для экспериментов с теплоизоляцией из *hBN* (1-3) и из алмазного порошка (4-6) без учета (точки 1 и 4) и с учетом (точки 2 и 5 по [8], 3 и 6 по [7]) аномального участка теплоемкости.

Установленные таким образом температуры плавления $T_{melt}(p)$, показывают, что линия плавления графита имеет существенно меньшую кривизну (*рис. 7, b*), чем это следует из работы *F. Bundy* [1]. Таким образом, в случае правильности полученных решений, отпадает необходимость привлечения модели двух жидкостей углерода [19, 20] для объяснения большой кривизны линии плавления графита, соответствующей данным [1, 21].

Полученная малая кривизна этой линии может быть объяснена моделью переменной сжимаемости твердой и жидкой фаз [22]. Более того, если принять во внимание сложность и, соответственно, точность экспериментального определения параметров фазовых превращений в области тройной точки, то линию плавления графита можно аппроксимировать прямой. Это в совокупности с прямой линией плавления алмаза, приведенной на *рис. 1*, будет свидетельствовать о том, что p, T -диаграмма системы графит-алмаз-жидкость имеет *нормальный* вид.

Это, конечно, не исключает возможности существования двухфазной углеродной жидкости L_{Gr} и L_D , каждая из фаз которой может существовать в виде кластеров

расплавившейся графитовой (атомы углерода в sp^2 -состоянии) или алмазной (атомы углерода в sp^3 -состоянии) решеток [14] до *критической точки* (×) на линии их раздела, после которой жидкость должна превращаться в фазовонеразличимую смесь многоатомных молекул C_3 , C_2 , C_5 , C_4 , C_7 , C_6 (по мере убывания их относительного количества — количественное преимущество молекул с нечетным количеством атомов объясняется их большей прочностью из-за лишней σ -связи на атом). Линия, объединяющая точки начала аморфизации (или метастабильного плавления) графита [18, 23] и прямого образования алмаза (*рис. 1*, точки 4 и 9), как раз и может быть продолжением в метастабильной области возможной линии перехода графита в "алмазную жидкость". Пересечение этой линии с линией *графит — "графитовая жидкость"* согласно *рис. 7, b* в точке [~ 10 ГПа, ~ 4200 К] в этом случае будет определять тройную точку *графит — "графитовая жидкость" — "алмазная жидкость"*, из которой должна выходить линия раздела двухфазной углеродной жидкости, заканчивающаяся *критической точкой* фазовой неразличимости.

5 Выводы

Учет аномального поведения теплоемкости алмаза и графита дает возможность ввести поправки в значения температур плавления. Это позволяет в рамках допущений метода [2] и в пределах точности обработки экспериментальных данных [3] установить положение линии плавления алмаза с *положительным* наклоном по нескольким точкам, а также проследить за особенностями кинетики превращения графит — жидкость и графит — алмаз — жидкость при различных p, T -параметрах нагружения.

Список литературы

- [1] Bundy F.P. Melting of graphite at very high pressure. // J.Chem.Phys., 1963, v.38, 3, p.618.
- [2] В.Д.Андреев. Расчет теплоёмкости алмаза на основе потенциала межатомных взаимодействий //Химическая физика, 1999, т. 18, № 11, с.50-54.
- [3] Togaya M. Melting behaviors of carbon underhigh pressure. // High Pressure Research, 1990, v.4, p.342. (12.AIRAPT Conf. Proc.,1989, Paderborn).
- [4] Камья Ф.М. Импульсная теория теплопроводности.//М., "Энергия",1972. - 272 с.
- [5] Термодинамические свойства индивидуальных веществ // Под ред. В.П.Глушко, М., "Наука", 1978, т.2, Кн.1, 204 с.
- [6] Физические свойства алмаза.// Под ред. Н.В.Новикова, Киев, "Наукова думка", 1987, 190 с.
- [7] Hove J.E. Some physical properties of graphite as affected by high temperature and irradiation.// in: Proc. First SCI Conference on Industrial Carbons and Graphites (Soc. Chem. Ind., London., 1958), p. 501-507.
- [8] Rasor N.S., McClelland J.D.J. // J. Phys. Chem. Solids, 1960, v.15, № 1-2, p. 17-26.
- [9] Sheindlin A. Ye., Belevich I.S., Kozhevnikov I.G. // Physics of Heat at High Temperatures, 1972, 10, p. 907
- [10] Seal M. The effect of surface orientation on the graphitization of diamond //Phys. Stat. Sol., 1963, 3, p. 658-664.
- [11] Evans T. Changes produced by High Temperature Treatment of Diamond // in: Properties of Diamond / Ed. by J.E. Field. London: Academi Press, 1979, 674 p. (p. 403 - 424).
- [12] Андреев В.Д., Созин Ю.И., Оситинская Т.Д. Энергии активации и механизмы графитизации алмаза //Сверхтвердые материалы, 1995, № 4, с. 36 - 45.

- [13] *К. Мейер.* Физико-химическая кристаллография. // М., "Металлургия", 1972, 480 с.
- [14] *Андреев В.Д.* "Фактор плавления" при межатомных взаимодействиях в алмазной решетке. // Химическая физика, 2002, т. 21, № 8, с.35-40.
- [15] *Андреев В.Д., Малик В.Р., Ефимович Л.П.* Термодинамический расчет кривой равновесия графит - алмаз. // Сверхтвердые материалы, № 2, 1984, с. 16-20.
- [16] *Basset M.J.* Fusion du Graphite Sous D'argon de 1 a 11500 kg/cm^2 . // J. Phys. Radium, 1939, v.10, N5, p.217.
- [17] *Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Костантиновский А.В., Фортон В.Е.* О параметрах плавления углерода. // Теплофизика высоких температур, 1998, т.36, №5, с. 740.
- [18] *Гончаров А.Ф.* Графит при высоких давлениях: псевдоплавление при 44 ГПа. // ЖЭТФ, 1990, т.98, вып. 5 (11), с. 1824-1827.
- [19] *M. van Thiel and F.H. Ree.* High-pressure liquid-liquid phase change in carbon // Phys. Rev. B, 1993, vol. 48, No. 6, pp. 3591-3599.
- [20] *Andreyev V.D., Malik V.R., Shulman L.A.* P,T-diagram of grafitе and diamond melting // Abstracts of joint XV AIRAPT&XXXIII EHPRG International Conf. "High Pressure Science & Technology", Warsaw, Poland, 1995, p.20.
- [21] *Верещагин Л.Ф., Фатеева Н.С.* К вопросу о кривой плавления графита до 90 кбар. // Письма ЖЭТФ, 1971, 13, с. 157-159.
- [22] *P. Gustafson.* An evalution of the thermodynamic properties and the p,T-phase diagram of carbon. // Carbon, 1986, vol. 24, No. 2, pp. 169-176.
- [23] *Гончаров А.Ф., Андреев В.Д.* Комбинационное рассеяние света в углеродных плёнках при высоких давлениях // ЖЭТФ, 1991, т.100, вып. 1 (7), с. 251-256.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Зависимость теплоемкости $c_p(T)$ алмаза от давления

Зависимость функции теплоемкости $c_p(T)$ от давления может быть оценена термодинамически следующим образом ^[1]. Запишем

$$Q = c_v dT + [(\partial U/\partial V)_T + p] dV.$$

Деля на dT при $p = Const$, получим

$$\begin{aligned} c_p &= c_v + [(\partial U/\partial V)_T + p] (\partial V/\partial T)_p = \\ &= [c_v + [(\partial U/\partial V)_T (\partial V/\partial T)_p] + p (\partial V/\partial T)_p]. \end{aligned}$$

Так как при $p = 0$

$$c_{p=0} = [c_v + [(\partial U/\partial V)_T (\partial V/\partial T)_p],$$

то, следовательно, будем иметь

$$c_p = c_{p=0} + p (\partial V/\partial T)_p, \quad (\text{П. 1})$$

где в силу зависимости объема $V(T) = (V_0)_p [1 + \alpha(T)_p T]$ от температуры и коэффициента температурного расширения $\alpha(T)_p$ частная производная по температуре будет равна

$$(\partial V/\partial T)_p = (V_0)_p [T(\partial \alpha/\partial T)_p + \alpha(T)_p].$$

В свою очередь зависимости объема от давления равна $(V_0)_p = V_0 (1 - p/K_0)$, что окончательно позволяет записать

$$c_p = c_{p=0} + p V_0 (1 - p / K_0) [T (\partial \alpha / \partial T)_p + \alpha(T)_p], \quad (\text{П. 2})$$

В связи с тем, что справочные данные по тепловому расширению алмаза приводятся в виде коэффициента линейного расширения α_l , то выражая объемный коэффициент α через линейный α_l путем элементарных преобразований:

$$\begin{aligned} L &= L_0 (1 + \alpha T), \\ (L)^3 &= [L_0 (1 + \alpha_l T)]^3, \\ V &= V_0 (1 + \alpha_l T)^3 = (V_0)_p (1 + \alpha T), \end{aligned}$$

получим

$$\alpha = \frac{1}{T} [(1 + \alpha_l T)^3 - 1], \quad (\text{П. 3})$$

Тогда

$$\begin{aligned} (\partial \alpha / \partial T)_p &= \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{T} [(1 + \alpha_l T)^3 - 1] \right) = \\ &= \frac{1}{T} \left(\frac{\partial}{\partial T} [(1 + \alpha_l T)^3 - 1] \right) - \frac{1}{T^2} [(1 + \alpha_l T)^3 - 1] = \\ &= \frac{2\alpha_l}{T} (1 + \alpha_l T)^2 - \frac{1}{T^2} [(1 + \alpha_l T)^3 - 1] \end{aligned}$$

и, соответственно,

$$T (\partial \alpha / \partial T)_p = 2\alpha_l (1 + \alpha_l T)^2 - \frac{1}{T} [(1 + \alpha_l T)^3 - 1]. \quad (\text{П. 4})$$

После подстановки (П. 3) и (П. 4) в (П. 2), окончательно получим

$$\begin{aligned} c_p &= c_{p=0} + p V_0 (1 - p / K_0) \left(2\alpha_l (1 + \alpha_l T)^2 - \frac{1}{T} [(1 + \alpha_l T)^3 - 1] + \frac{1}{T} [(1 + \alpha_l T)^3] \right) = \\ &= c_{p=0} + p V_0 (1 - p / K_0) \cdot 2\alpha_l (1 + \alpha_l T)^2. \end{aligned} \quad (\text{П. 5})$$

Для алмаза температурная зависимость линейного коэффициента теплового расширения α_l , очень мало зависящего от давления, приведены в работах [2]–[4] и может быть аппроксимирована следующими формулами [5]:

$$\alpha_l(T) = A_T T + B_T = 10^{-6} \cdot \begin{cases} 0,7 \cdot 10^{-2} T - 1,0 & \text{для } 150 < T < 600 \text{ К}, \\ 0,3 \cdot 10^{-2} T - 1,4 & \text{для } 600 < T < 1100 \text{ К}, \\ 0,23 \cdot 10^{-2} T - 2,2 & \text{для } 1100 < T < 1200 \text{ К}, \\ 0,06 \cdot 10^{-2} T - 4,2 & \text{для } T > 1200 \text{ К}, \end{cases} \quad (\text{П. 6})$$

Учитывая, что для диапазона температур $\sim 10^3 \div 10^4 \text{ К}$ величина $\alpha_l(T) \sim 10^{-6}$, т.е. произведение $\alpha_l \ll 1$ и поэтому можно принять

$$c_p \approx c_{p=0} + 2\alpha_l p V_0 (1 - p / K_0)$$

и для давлений $p \ll K_0 = 443 \text{ ГПа}$ будем иметь

$$c_p \approx c_{p=0} + 2 \alpha_l p V_0, \quad p \ll K_0.$$

С учетом используемых размерностей $\dim[p] = [\text{ГПа}]$, $\dim[V_0] = [\text{см}^3/\text{г}]$

$$p V_0 = 12 \cdot 10^3 p \cdot V_0 \text{ Дж/моль}$$

окончательно оценочное значение функции теплоемкости в зависимости от давления будет иметь вид

$$\begin{aligned} c_p &\approx c_{p=0} + 2 \alpha_l p V_0 = \\ &= c_{p=0} + 2 \cdot 12 \cdot 10^3 \cdot 0,28475 \alpha_l p = \\ &= c_{p=0} + 6,834 \cdot 10^3 \alpha_l p. \end{aligned} \quad (\text{П. 7})$$

Таким образом, барическая добавка к функции теплоемкости составит

$$\Delta c_p = 6,834 \cdot 10^3 \alpha_l p. \quad (\text{П. 8})$$

Для интересующих нас давлений $p \sim 10 \text{ ГПа}$ ниже линии равновесия графит – алмаз и температур до $T < 3000 \text{ К}$, при которых величина $\alpha_l(T) \sim 10^{-6}$, эта добавка будет составлять

$$\Delta c_p = 10 \cdot 10^3 \cdot 10^{-6} \cdot 10 = 0,1 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)},$$

или в относительных единицах с учетом того, что максимальное значение теплоемкости алмаза при атмосферном давлении и температурах $T > 1500 \text{ К}$ равно $c_p \approx 25 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$, получим $\Delta c_p(\%) \sim 0,4 \%$, т. е. на 1 ГПа приложенного давления приходится менее $0,05 \%$ приращения теплоемкости алмаза.

Так как приращение энтальпии от приложенного давления будет определяться как

$$\Delta H^0(T)_p - \Delta H^0(T)_{p=0} = \int \Delta c_p^0(T) dT,$$

то, принимая во внимание зависимость (П. 6) как $\alpha_l(T) = A_T T + B_T = 10^{-6} \cdot (a_T T + b_T)$, а также (П. 7), после интегрирования получим

$$\Delta H^0(T)_p - \Delta H^0(T)_{p=0} \sim 10^4 \cdot 10^{-6} (0,5 a_T T^2 + b_T T) p, \quad (\text{П. 9})$$

что для температур до $T < 3000 \text{ К}$ будет составлять $\Delta H^0(T)_p - \Delta H^0(T)_{p=0} \sim 10^2 p \text{ Дж/моль}$, или в относительных единицах (принимая во внимание, что для температур $T \sim 1000 \text{ К}$ энтальпия алмаза составляет $\Delta H^0(T)_{p=0} \sim 10^5 \text{ Дж/моль}$) это соответствует $\sim 0,1 \%$ на 1 ГПа приложенного давления.

Литература

- [1] К. Мейер. Физико-химическая кристаллография. // М., "Металлургия", 1972, 480 с.
- [2] С.И. Новикова. Тепловое расширение твердых тел. // М., "Наука", 1974, 292 с.
- [3] G.A. Slack, S.F. Bartman. Thermal expansion of some diamond-lake crystals. // J. Appl. Phys., 1975, 46, N 1, p. 89-98.
- [4] A.C.J. Wright. The thermal expansion of diamond. // Diamond Res., 1965, p. 10-14.
- [5] R. Berman. Thermal properties. // In: The properties of Diamond (Ed. by I.E. Field), London: Academic Press, 1979, p. 4-21.

Наукове видання
(Научное издание)

Андреєв Валентин Дмитрович
(*Андреев Валентин Дмитриевич*)

ВИБРАНІ ПРОБЛЕМИ ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ
(**Елементарні частинки, Електродинаміка, Гравітація, Космологія,**
Небесна механіка, Електроно-, Рентгено- дифракція, Термодинаміка)

(на російській мові)

ИЗБРАННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
(**Элементарные частицы, Электродинамика, Гравитация, Космология,**
Небесная механика, Электроно-, Рентгено- дифракция, Термодинамика)

В авторській редакції
(В авторской редакции)

Подписано до друку 07.05.2012 р.

Формат 70 ´ 100/16. Папір офсетний.

Друк офсетний. Друк.арк. 20. Обл. — вид.арк. 20.53.

Наклад 300 прим. Зам. № 27.15-1.

Надруковано ТОВ «Видавничий будинок "Аванпост-Прим"»
м.Київ, вул. Сурикова, 3, корп. 3

Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи
до Державного реєстру України ДК № 3843 від 22.07.2010 р.



Автопортрет, 1982 г.

*Андреев
Валентин Дмитриевич*

Основные направления научной деятельности

Ударно-волновые процессы в твердом теле, машинах и механизмах, детонационные, плазмо-динамические и плазмо-химические методы воздействия на вещество.

Теоретическими разработками последних лет являются работы в области термодинамики плотных фаз углерода и нитрида бора, а также факультативные работы по различным проблемам Теоретической Физики.

Впервые в СССР разработал алгоритмы расчетов волновой передачи энергии в ударных системах буровых машин.

Впервые в СССР разработал и осуществил оригинальную технологию синтеза алмазов с использованием энергии ударных волн, технологию импульсного спекания композиционных сверхтвердых материалов с помощью высокоэнергетических электроразрядов большой мощности, технологию осаждения углерода в алмазной и алмазоподобной фазе из газа и плазмы на элементы солнечных батарей, тепловизоров и т.п. Доктор технических наук, профессор, автор более 200 научных работ, в том числе 4 монографий и 22 авторских свидетельств.

Подготовил 6 кандидатов наук.

Имеет государственные награды СССР:

орден "Знак Почета" и медали.