
Toward a more complete electrodynamic theory

L.M. Hively*

Computational Sciences and Engineering Division,
Oak Ridge National Laboratory,
37831-6418, TN Oak Ridge, USA
E-mail: hivelylm@ornl.gov
*Corresponding author

G.C. Giakos

Department of Electrical and Computer Engineering,
The University of Akron,
Akron, 44325 OH, USA
E-mail: giakos@uakron.edu

Abstract: Maxwell's equations require a gauge condition for specific solutions. This incompleteness motivates use of a dynamical quantity, $\xi = -\nabla \cdot \mathbf{A} - \epsilon \mu \partial \varphi / \partial t$. Here, $\mathbf{A}$ and φ are the vector and scalar potentials, with permeability and permittivity, ϵ and μ , respectively. The results are:

- relativistic covariance
- classical wave solutions
- elimination of inconsistency between the media-interface matching for φ and for Gauss' law
- independent determination of $\mathbf{A}$ and φ
- prediction of two new waves, one being a charge-fluctuation-driven scalar wave, having energy but not momentum
- a second longitudinal-electric wave with energy and momentum
- experimental suggestions.

Keywords: electrodynamics; electromagnetics; LEW; longitudinal electric wave; scalar wave.

Reference to this paper should be made as follows: Hively, L.M. and Giakos, G.C. (2012) 'Toward a more complete electrodynamic theory', *Int. J. Signal and Imaging Systems Engineering*, Vol. 5, No. 1, pp.3–10.

Biographical notes: Lee M. Hively received Bachelor's degrees in Engineering Science, Mathematics, General Arts and Sciences (1970, Pennsylvania State University); MS in Physics

(1971, University of Illinois, Urbana); and a PhD in Nuclear Engineering (1980, University of Illinois, Urbana). His research includes millimeter waveguides and general relativity (1970–1974) at the Western Electric Company’s Engineering Research Center, Princeton, NJ; controlled fusion plasmas, nonlinear and graph-theoretic analysis of time-serial data, and more-complete electrodynamics at Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN (1984-present). He has mentored many undergraduate and graduate students, publishing over 150 peer-reviewed papers, including 11 patents and 5 patents pending.

George C. Giakos is Professor of Electrical and Computer Engineering, and Biomedical Engineering, at the University of Akron, USA. In addition, he is the Director of Imaging Technologies and Surveillance Technologies, Molecular Nanophotonics, and Applied Nanosciences Laboratories. He has fostered several inventions which have been rewarded with sixteen (16) Patents and more than 150 peer-review articles and journal publications. He received numerous prestigious research faculty fellowship awards from the Department of the Air Force, NASA, National Academy of Sciences, and Naval Research Laboratory. He is an IEEE Fellow and an ONR Distinguished Faculty Fellow.

Copyright © 2012 Inderscience Enterprises Ltd.

4 *L.M. Hively and G.C. Giakos*

1 Introduction

Classical electromagnetism is central to all of physics, relating electric ($\mathbf{E}$) and magnetic ($\mathbf{B}$) fields with the dynamics of electrically charged matter. An $\mathbf{E}$ field is created by charges. The motion of charges creates an electrical current, which then influences the $\mathbf{B}$ and $\mathbf{E}$ fields.

Fundamental issues motivate a more complete, classical electro-dynamic theory. Maxwell’s model is a coupled set of Partial-Differential Equations (PDEs) at a mathematical point (Maxwell, 1865). Equivalently, the forces depend only on the local field values. However, real experiments are performed over a finite time and spatial region, without any infinities. Divergences occur theoretically at a space-time point. Integral forms over a finite space-time region are a present alternative for Maxwell’s equations (Jackson, 1962; Lorrain and Corson, 1970), but do not address another incompleteness, as discussed next.

A second motivation is that Maxwell’s equations have an infinitude of arbitrary vector-field solutions. Solutions require a gauge assumption, such as $\nabla \cdot \mathbf{A} + \alpha \epsilon \mu \partial \Phi / \partial t = 0$.

One extreme is the Lorenz gauge ($\alpha = 1$), implying that the effect of a charge source propagates at light speed, c .

The Coulomb gauge ($\alpha = 0$) yields electrostatics with Φ propagation at infinite speed. Values of $0 < \alpha < 1$ are called the velocity gauge, and can be interpreted as Φ propagation at a speed, $v > c$ (Jackson, 2002). Consequently, the gauge condition is related to (non)locality by its scalar-potential propagation speed.

An alternative assumes a dynamical variation in $\xi = -\nabla \cdot \mathbf{A} - \epsilon \mu \partial \Phi / \partial t$. Early work by Ohmura (1956) gave a time derivative of ξ in Gauss’ law and a gradient of ξ in Ampere’s law. Aharonov and Bohm (1963) added a term,

$\xi^2 / 2\lambda$, to the classical electromagnetic Lagrangian for particle motion, where λ is a suitably adjusted constant. For $\lambda > 0$, the theory predicts non-local sources for the current density,

$\mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J} - \nabla \xi / \mu$ and the charge density, $\rho \rightarrow \rho + \epsilon \partial \xi / \partial t$. This

theory also predicts non-conservation of charge, which is discussed below in more detail. As $\lambda \rightarrow 0$, the lowest excitation state of ξ approaches a delta function of $\nabla \cdot \mathbf{A} + \epsilon \mu \partial \Phi / \partial t$,

allowing recovery of charge conservation and classical electrodynamics. For $\lambda = 1$, the Aharonov-Bohm theory is identical to Ohmura (1956) and van Vlaenderen and Waser (2001). A term of the same form as $\xi^2 / 2\lambda$ can be added to

independent, which is explicitly allowed by this new theory. A test of this question involves simultaneous measurement of $\mathbf{A}$ and Φ within an arbitrary gauge ($\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla \Lambda$ and $\Phi \rightarrow \Phi - \partial \Lambda / \partial t$). This theory also resolves a difference in matching conditions at the interface of two media, as obtained from the electric potential (Φ) and from Gauss’ law. This work does not address incompleteness for dielectric

and magnetic materials, requiring the determination of ϵ and μ .

These issues suggest the need for a more complete electrodynamic theory, as discussed herein. Section 2 summarises relevant parts of classical electrodynamics. Section 3 elucidates the new theory with ξ as a dynamical quantity (Ohmura, 1956; Aharonov and Bohm, 1963; van Vlaenderen and Waser, 2001). Section 4 obtains a covariant wave equation and new forms for momentum and energy. Section 5 describes explicit wave solutions from the new theory. Section 6 discusses the new theory vs. present experimental tests of the Maxwell-Proca formulation for massive photons and measurement of longitudinal waves in free space (Giakos and Ishii, 1993). Section 7 provides the conclusions.

2 Classical electrodynamics

Electrodynamics can be modelled by Maxwell's equations (Jackson, 1962). Here, ***bold italic*** denotes a vector function of time and space. The electric current density and the electric charge density are denoted by $\mathbf{J}$ and ρ , respectively.

The electric permittivity, ϵ , and magnetic permeability, μ , are assumed to be steady-state, homogeneous, isotropic, and

not necessarily equal to their vacuum values. The $\mathbf{B}$ and $\mathbf{E}$ fields can be written in MKS units as (Lorrain and Corson, 1970):

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}; \quad (2)$$

$$\mathbf{E} = -\partial \mathbf{A} / \partial t - \nabla \phi. \quad (3)$$

This paper focuses on wave-like solutions for the fields and potentials; other solutions (i.e., only of time, or only of space) are not discussed. The wave equations for $\mathbf{B}$ and $\mathbf{E}$ are (Lorrain and Corson, 1970):

the gauge-invariant Lagrangian density (Jackson and Okun,

$$\epsilon \mu \partial \mathbf{B} / \partial t$$

$$-\nabla \cdot \mathbf{B} = \mu \nabla \times \mathbf{J}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2$$

2001); examples are the Feynman gauge ($\lambda=1$) and the Landau gauge ($\lambda=0$).

A third issue is that $\mathbf{A}$ and ϕ are uniquely and independently determined by the classical retarded Green's operators on

$\mathbf{J}$ and ρ (Griffiths, 2007). However, the Lorenz gauge under classical electrodynamics implies that $\mathbf{A}$ and ϕ are not independent quantities, but rather are related by (Ribaric and Sustersic, 1990):

]

t

$$\epsilon \mu \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2 - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu \partial \mathbf{J} / \partial t - \nabla \rho / \epsilon. \quad (5)$$

The classical wave equations for ϕ and $\mathbf{A}$ have the form (Lorrain and Corson, 1970):

$$\epsilon \mu \partial^2 \phi / \partial t^2 - \nabla^2 \phi = \rho / \epsilon; \quad (6)$$

$$\epsilon \mu \partial^2 \mathbf{A} / \partial t^2 - \nabla^2 \mathbf{A} = \mu \mathbf{J}. \quad (7)$$

The form, $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, in equation (2) allows an arbitrary gauge function, Λ , via the vector identity, $\nabla \times \nabla \Lambda = 0$

$$f(r, t) = f(r, s) - c^2 \nabla \cdot \mathbf{A} dt.$$

(1)

(Danese, 1965), implying that the vector potential is arbitrary under a transformation of $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla \Lambda$, but $\mathbf{B}$

The use of Ockham's Razor on this issue (Ribaric and Sustersic, 1990) favours the simpler hypothesis of $\mathbf{A}$ and ϕ as

is unchanged (gauge invariant). $\mathbf{E}$ in equation (3) must also be invariant under this transformation, implying

Toward a more complete electrodynamic theory

5

that $\phi \rightarrow \phi - \partial \Lambda / \partial t$. This infinitude of functional forms can be expressed as a choice of gauge transformation

(Jackson and Okun, 2001; Jackson, 2002). One choice is the Lorenz gauge, $\xi = 0$, with the auxiliary condition, $\epsilon \mu \partial^2 \Lambda / \partial t^2 - \nabla^2 \Lambda = 0$:

$$\xi = -\nabla \cdot \mathbf{A} - \epsilon \mu \partial \phi / \partial t. \quad (8)$$

The subscript, 'n' denotes a component that is normal to the interface. The subscripts 1 and 2 indicate the corresponding value in media 1 or 2, respectively. The surface-charge density is ρ_A . The matching condition in equation (11) is unchanged by the Λ -gauge transformation, because $\mathbf{E}$ is unchanged.

The matching condition for equation (6) can be obtained by noting that $\nabla^2 \phi = \nabla \cdot (\nabla \phi)$:

The use of $\xi = 0$ eliminates $\partial \xi / \partial t$ in the derivation of equation (6), and $-\nabla \xi$ in the derivation of equation (7).

$$-\epsilon_2 (\nabla \phi)_{n2}$$

$$+ \epsilon_1 (\nabla \phi)_{n1}$$

$$= \rho_A. \quad (12)$$

3 The new theory

Aharonov and Bohm (1963) added a term, $\xi^2 / 2\lambda$, to the classical electromagnetic Lagrangian for particle motion. Here, λ is a suitably adjusted constant. $\mathbf{E}$ and ξ are then canonically conjugated to $\mathbf{A}$ and ϕ , respectively.

As $\lambda \rightarrow 0$, they verify that the lowest excitation state of ξ approaches a delta function of ξ . As $\lambda \rightarrow 0$, they also recover charge conservation and the classical Maxwell's equations. They show that ξ as a *dynamical quantity*

is indirectly equivalent to altering the assumptions on

localisability of the charge-current interaction, resulting in charge non-conservation for $\lambda > 0$. Distributed (non-local) sources arise for $\mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J} - \nabla \xi / \mu$ and for $\rho \rightarrow \rho + \epsilon \partial \xi / \partial t$, also consistent with the present work. The present work uses the

resultant equations of motion for $\lambda = 1$, which are identical to the work of Ohmura (1956), and van Vlaenderen and Waser (2001). Specifically, the new formulation adds one term in each inhomogeneous equation for $\mathbf{B}$ and $\mathbf{E}$ with $\xi \neq 0$, not unlike Maxwell's addition (Maxwell, 1865) of displacement current:

$$\nabla \times \mathbf{B} - \epsilon \mu \partial \mathbf{E} / \partial t = \mu (\mathbf{J} - \nabla \xi / \mu); \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = (\rho + \epsilon \partial \xi / \partial t) / \epsilon. \quad (10)$$

The homogeneous equations ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ and $\nabla \times \mathbf{E} + \partial \mathbf{B} / \partial t = 0$) are unchanged. The curl of equation (9) has the term, $\nabla \times \nabla \xi = 0$ (Danese, 1965), resulting in the classical $\mathbf{B}$ -wave equation, equation (4). Moreover, ξ does not occur in the wave equation for $\mathbf{E}$, equation (5), because $\nabla \partial \xi / \partial t - \partial \nabla \xi / \partial t = 0$ from the gradient of equation (10). The wave equations for ϕ and $\mathbf{A}$ are also unchanged via cancellation of terms, $\partial \xi / \partial t$ and $\nabla \xi$, in equations (6) and (7), respectively. Consequently, the new

theory preserves the classical wave equations for $\mathbf{A}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{E}$, and ϕ , as well as the classical expressions for the fields in terms of the potentials, equations (2) and (3). While the new theory is trivially consistent with the classical forms for $\xi = 0$, the key point of the new theory is ascribing *dynamical variability* to $\xi \neq 0$ (i.e., a scalar wave), rather than to focus on a particular choice of gauge. This approach is a significant revision of classical electrodynamics.

Matching conditions at the interface between two media are required to solve Maxwell's equations. This condition under classical electrodynamics for the normal component of $\mathbf{E}$ is (Lorrain and Corson, 1970):

$$\epsilon_2 E_{n_2} - \epsilon_1 E_{n_1} = \epsilon_2 (-\partial \mathbf{A} / \partial t - \nabla \phi)_{n_2} - \epsilon_1 (-\partial \mathbf{A} / \partial t - \nabla \phi)_{n_1} = \rho_A. \quad (11)$$

The difference between equations (11) and (12) is

$$\epsilon_1 (\partial \mathbf{A} / \partial t)_{n_1} - \epsilon_2 (\partial \mathbf{A} / \partial t)_{n_2} = 0.$$

This difference is not due to equation (12) being written in terms of the scalar potential, since equation (11) is Λ -gauge invariant in terms of the potential functions. The key assumption in the derivation of equation (12) is the choice of $\xi = 0$ for obtaining equation (6). Other gauges (e.g., $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$) are equivalent to $\xi = 0$ with different physical interpretations (Jackson and Okun, 2001; Jackson, 2002), so the issue is not the choice of gauge.

The matching condition for equation (6) under the new theory is equation (12) (The other matching conditions are unchanged). Equation (12) also can be obtained by substitution for $\mathbf{E}$ from equation (3) and $\xi \neq 0$ from equation (8) into equation (10). Consequently, the difference in matching condition is eliminated by this new theory. Moreover, equation (12) is a testable prediction of the theory, namely, that surface charge at an interface produces a discontinuity in the gradient of the scalar potential, rather than a discontinuity in the normal component of $\mathbf{E}$. An experiment with non-zero $\partial \mathbf{A} / \partial t$ should be able to test equation (11) vs. equation (12).

4 Waves, charge, momentum, and energy

A wave equation for ξ arises (van Vlaenderen and Waser, 2001; Arbab and Satti, 2009) from the divergence of equation (9), plus the time-derivative of equation (10):

$$\epsilon \mu \partial^2 \xi / \partial t^2 - \nabla^2 \xi = -\mu [\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{J}]. \quad (13)$$

Charge conservation corresponds to a zero right-hand side (RHS) for equation (13), which is an *instantaneous* equation.

However, all real experiments are performed over a *finite time*, ΔT , corresponding to a time average. A long-time average gives $\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ on the RHS of equation (13), in accord with long-standing experimental evidence (Okun, 1989; Belli et al., 1999) for charge conservation, implying:

$$\langle \epsilon \mu \partial^2 \xi / \partial t^2 - \nabla^2 \xi \rangle = 0, \Delta T \gg \Delta t. \quad (14)$$

The zero RHS of equation (14) implies lossless ξ -wave propagation in the absence of a source or sink over long time scales, for a time average, $\langle \cdot \rangle$. Nevertheless, long-time-scale charge conservation does not preclude charge non-conservation over *short time scales*, and is a significant departure from the classical theory. In this context, 'short' means that $\Delta T \leq \Delta t$, where Δt arises from the Heisenberg uncertainty relation, $\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$; ΔE is the charged-quantum-fluctuation energy; and

$\hbar$ is Planck's constant. Equation (13) can then be interpreted as charge non-conservation driving the ξ -wave, and vice versa. (This interpretation is not unlike energy fluctuations driving

has $\Delta E = m_e c^2 = 0.51 \text{ MeV}$, corresponding to $\Delta t \sim 6 \times 10^{-22}$

This condition corresponds to a discontinuity in $\nabla \xi$ from charge fluctuations at an interface.

The resultant form for momentum balance under the new theory is (van Vlaenderen and Waser, 2001):

2

-22

seconds, which is too fast for direct observations at present. Still, this theory gives testable predictions for inference of ξ -waves over short time scales, as discussed below.

Regarding charge conservation, Okun (1989) reviewed the status of experimental tests (e.g., electron decay into two

2

γ -rays, each at $m_e c^2/2$). A lower bound on the lifetime of an

—

$$\epsilon \mu (\partial \mathbf{P} / \partial t) + (\rho + \epsilon \partial \xi / \partial t) \mathbf{E} + (\mathbf{J} - \nabla \xi / \mu) \times \mathbf{B} = \nabla \cdot \mathbf{T}. \quad (18)$$

The form for energy conservation under the new theory becomes (van Vlaenderen and Waser, 2001):

$$\partial u / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{P} + (\mathbf{J} - \nabla \xi / \mu) \cdot \mathbf{E} = 0, \text{ with } u = \frac{1}{2} (\epsilon \mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2 / \mu). \quad (19)$$

2

electron is $\tau_e > 10$

years, for long-time charge conservation;

tensor is $\underline{\mathbf{T}} = \epsilon [\mathbf{E}\mathbf{E} - \frac{1}{2} I \mathbf{E}^2] + [\mathbf{B}\mathbf{B} - \frac{1}{2} I \mathbf{B}^2] / \mu$, from the classical

see Belli et al. (1999) and citations therein. Okun (1989) also discussed longitudinal photons ($\mathbf{E}$ -longitudinal waves, as discussed below), which would be emitted at the point in the Feynman diagram where charge conservation is violated (see also Heitler, 1984). Consequently, the longitudinal electric wave (LEW) is directly related to charge conservation, which

is in turn tied to the ξ -wave under this theory. As discussed above, charge conservation over long-time scales is not

inconsistent with short-time charge non-conservation under the Heisenberg uncertainty principle, which also allows non-conservation of energy and momentum.

Equation (13) can be derived directly, using the 4-vector form of equations (6) and (7) (Jackson, 1962):

$$\mathbb{D} \mathbf{A} = \mu \mathbf{J}. \quad (15)$$

Here, the 4-vector current density is $\mathbf{J} = (\mathbf{J}, ic\rho)$. The 4-vector potential is $\mathbf{A} = (\mathbf{A}, i\phi/c)$, using $i = (-1)^{1/2}$, $\mathbb{D} = (\nabla, \partial/\partial ict)$, and $c = (\epsilon \mu)^{-1/2}$ in the local medium (not necessarily vacuum).

As discussed in Section 3, equation (15) arises from this more

complete theory without assuming a gauge condition. The 4-divergence of equation (15) is $\mathbb{D} \cdot \mathbb{D} \mathbf{A} = \mu \mathbb{D} \cdot \mathbf{J}$, in which the time derivatives commute with one another and with the spatial derivatives. Also, the Laplacian commutes with the divergence of $\mathbf{A}$, $\nabla \cdot (\nabla^2 \mathbf{A}) = \nabla^2 (\nabla \cdot \mathbf{A})$, because $\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = 0$ and $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. Thus, the D'Alembertian commutes with the 4-divergence to yield:

$$\mathbb{D} (-\mathbb{D} \cdot \mathbf{A}) = -\mu \mathbb{D} \cdot \mathbf{J}. \quad (16)$$

The RHS of equation (16) can be written (Jackson, 1962) as the RHS of equation (13), $-\mu \mathbb{D} \cdot \mathbf{J} = -\mu (\nabla \cdot \mathbf{J} + \partial \rho / \partial t)$. Moreover, $-\mathbb{D} \cdot \mathbf{A}$ is the divergence of the 4-vector potential (Jackson, 1962). Consequently, equation (16) is an alternative form for

equation (13). Under classical electrodynamics, the right- and left-hand sides of equation (16) are independently zero. Equation (13) is equivalent to equation (16) under the new theory, as a 4-vector covariant form that is consistent with relativistic invariance (Jackson, 1962). This derivation elucidates the Aharonov-Bohm (1963) statement about classical charge conservation, corresponding to a delta

function of $\nabla \cdot \mathbf{A} + \epsilon \mu \partial \phi / \partial t$ ($\xi = 0$) for the wave function for

the lowest excitation state. This derivation also provides insight into charge non-conservation ($\nabla \cdot \mathbf{J} \neq 0$), arising from the dynamical variability in $\xi = -\nabla \cdot \mathbf{A}$ under this more

complete theory. The ξ -wave boundary condition is:

$$(\nabla \xi)_{n_2} / \mu_2 - (\nabla \xi)_{n_1} / \mu_1 = [\partial \rho_A / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{J}_A]. \quad (17)$$

definitions (Jackson, 1962). An alternative form is (van Vlaenderen and Waser, 2001):

$$\partial v / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{Q} + \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} + \rho \xi / \epsilon \mu = 0, \text{ with}$$

$$v = \frac{1}{2} (\epsilon \mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2 / \mu + \xi^2 / \mu); \mathbf{Q} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / \mu - \xi \mathbf{E} / \mu. \quad (19')$$

The new form for the Lorentz force from equation (18) then is (van Vlaenderen and Waser, 2001):

$$\mathbf{F} = (\rho + \epsilon \partial \xi / \partial t) \mathbf{E} + (\mathbf{J} - \nabla \xi / \mu) \times \mathbf{B}. \quad (20) \text{ Equations (18)–(20) have the current density, } \mathbf{J}, \text{ replaced}$$

by $(\mathbf{J} - \nabla \xi / \mu)$; ρ is replaced by the term, $(\rho + \epsilon \partial \xi / \partial t)$.

These replacements arise from equations (9) and (10), which have the same replacements. Validation of equation

(20) requires measurement of $\epsilon (\partial \xi / \partial t) \mathbf{E}$ and $(\nabla \xi / \mu) \times \mathbf{B}$.

The third wave solution (below) shows that ξ can occur together with a longitudinal $\mathbf{E}$ -wave. Consequently, this theory predicts that long-time-averaged products,

$\langle (\partial \xi / \partial t) \mathbf{E} \rangle$ and $\langle \nabla \xi \times \mathbf{B} \rangle$, in the generalised force of equation (20) will be experimentally observable, due to

correlations between the ξ - and electromagnetic waves, even if the short-time variations in ξ , $\mathbf{B}$, and $\mathbf{E}$ are too fast to observe directly.

5 New wave solutions

This section addresses explicit wave solutions for $\mathbf{B} = \mathbf{E} = 0$. The resultant forms are:

$$-\partial \xi / \partial t = \rho / \epsilon, \text{ for } \mathbf{E} = 0 \text{ in equation (10);} \quad (21)$$

$$\nabla \xi = \mu \mathbf{J}, \text{ for } \mathbf{B} = \mathbf{E} = 0 \text{ in equation (9);} \quad (22)$$

$$\nabla \times \mathbf{J} = 0, \text{ for } \mathbf{B} = 0 \text{ in equation (4);} \quad (23)$$

$$\partial \mathbf{J} / \partial t + \nabla \rho / \mu \epsilon = 0, \text{ for } \mathbf{E} = 0 \text{ in equation (5).} \quad (24) \text{ Equations (21)–(24) have no wave-like solutions for}$$

$\rho = \text{constant}$ or $\mathbf{J} = \text{constant}$. Rather, these conditions are for electrostatics and magnetostatics, respectively. Equations

(21) and (22) are equivalent to equations (23) and (24). Note that equation (22), $\nabla \xi = \mu \mathbf{J}$, implies that the line integral,

$\int \mathbf{J} \cdot d\mathbf{l} = \int \nabla \xi \cdot d\mathbf{l} / \mu$, is independent of the path, and thus is zero around a closed path, corresponding to no circulating

currents for creation of the ξ -wave. Rather, ξ arises from charge fluctuations in equation (13). The condition, $\mathbf{B} = 0$,

implies that $\nabla \times \mathbf{A} = 0$ from equation (2), or $\mathbf{A} = \nabla \chi$ for an arbitrary scalar function, χ . The resultant equation is:

$$\nabla^2 \chi = \mu [\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{J}], \mathbf{A} = \nabla \chi \text{ and } \phi = -\partial \chi / \partial t. \quad (25)$$

Toward a more complete electrodynamic theory

7

Here, the D'Alembertian operator is: $\nabla^2 = \nabla^2 - \partial^2 / \partial c^2 t^2$, where $c = (\epsilon \mu)^{-1/2}$ in the local medium (not necessarily vacuum), as before. Charged fluctuations drive this fourth-order equation. momentum, $\mathbf{Q}$, in equation (19') yields zero for $\mathbf{E} = \mathbf{B} = 0$,

and Ampere's law are based on falsifiability tests for massive photons under the Maxwell-Proca theory, which has an additional term on the RHS of Gauss' law ($-\mu_\gamma \phi$) and an additional term on the RHS of Ampere's law

The

along with an energy density of the form, $v(\mathbf{E}=\mathbf{B}=0)=\xi^2/2\mu$.

2

-51

($-\mu_\gamma \mathbf{A}$). The photon mass is μ_γ , with present experimental

Thus, ξ -waves have energy, but not momentum. The explicit

limits at a level of $\mu_\gamma < 10$

g; see Luo et al. (2003) and

prediction of wave-like phenomena (ξ -waves) with energy, but not momentum, is unprecedented, but is not unlike charged, quantum particle-antiparticle fluctuations having energy, but no net momentum.

Goldhaber and Nieto (2010). Such tests cannot be used to test the new theory, which is incompatible with the Maxwell-Proca formulation. As discussed above, the long-time lower bound on the lifetime for single electron

A second special case for $\mathbf{E}=0$ gives $\mathbf{A}=\nabla\chi$ and $\phi=-\partial\chi/\partial t$.

24

decay, $\tau_e > 10$

years (Belli et al., 1999) does not preclude

However, substitution of $\mathbf{A}=\nabla\chi$ into equation (2) yields $\mathbf{B}=0$. Consequently, $\mathbf{E}=0$ implies $\mathbf{B}=0$, which is the same as

the previous case. Thus, magnetic wave-like solutions cannot occur for $\mathbf{E}=0$ with the ξ -wave.

A third case for $\mathbf{B}=0$ also gives $\mathbf{A}=\nabla\chi$. Equation (4) simplifies to $\nabla \times \mathbf{J}=0$, implying that $\mathbf{J}=\nabla\kappa$ for an arbitrary scalar function, κ . The resultant wave equation is:

$$\epsilon\mu\partial^2\chi/\partial t^2 - \nabla^2\chi = \mu\kappa, \text{ with } \mathbf{J}=\nabla\kappa \text{ and } \mathbf{A}=\nabla\chi. \quad (26) \text{ Two scalar-wave equations are involved: equation (26) for}$$

χ and equation (6) for ϕ . The field is $\mathbf{E}=-\nabla(\phi + \partial\chi/\partial t)$, which has momentum, $\mathbf{Q}(\mathbf{B}=0)=-\xi\mathbf{E}/\mu$, from equation (19'), and an energy density is $v(\mathbf{B}=0)=\frac{1}{2}(\epsilon\mathbf{E}^2 + \xi^2/\mu)$. This solution has a ξ -wave, together with a longitudinal $\mathbf{E}$ -wave, as indicated by the term, $\xi\mathbf{E}$, in equation (19').

These new waves directly drive currents via the gradient of a scalar field, $\mathbf{J}=\nabla\xi/\mu$, from equation (25) for $\mathbf{B}=\mathbf{E}=0$, and $\mathbf{J}=\nabla\kappa$ from equation (26) for $\mathbf{B}=0$. Consequently,

electrical-conductivity losses do not occur for longitudinal and ξ -waves. By contrast, transverse waves under classical electrodynamics drive currents in proportion to the electric field (Jackson, 1962; Corson and Lorrain, 1970), $\mathbf{J}=\sigma\mathbf{E}$, with a corresponding 'skin depth' and longitudinal decay time ($\epsilon/\sigma \sim 10^{-17}$ s) for typical conductive media.

The nature of the ξ -wave can be elucidated further by the fundamental theorem of vector calculus, which states that a sufficiently smooth, decaying vector field, $\mathbf{R}$, has a unique decomposition, as the sum of curl-free and divergence-free components (Danese, 1965):

$$\mathbf{R} = \nabla u + \nabla \times \mathbf{W}. \quad (27)$$

If $\nabla \cdot \mathbf{R} = 0$, then $\mathbf{R} = \nabla \times \mathbf{W}$ from the identity (Danese, 1965), $\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{W} = 0$. Here, $\mathbf{W}$ is the ‘vector’ potential for this ‘solenoidal’ or ‘divergence-free’ case. A solenoidal current, $\nabla \times \mathbf{J} \neq 0$, drives these ‘transverse’ electromagnetic waves, which are well-known in classical electrodynamics (Jackson, 1962; Griffiths, 2007). If $\nabla \times \mathbf{R} = 0$, then equation (27) has the form, $\mathbf{R} = \nabla u$, via the identity (Danese, 1965), $\nabla \times \nabla u = 0$. Here, u is the ‘scalar’ potential for this ‘irrotational’ or ‘curl-free’ case with a current, $\mathbf{J} = \nabla u$, exciting the waves in equations (25) and (26). This gradient-driven current is distinct from the solenoidal current that drives transverse waves.

6 Discussion

How does this theory compare to tests of Gauss’ law, Ampere’s law, and charge conservation? Tests of Gauss’

short-time non-conservation of charge. No short-time tests of charge conservation are known.

Classical theory predicts no LEW in free space. One classical counter-example arises from a stellar explosion, which ejects concentric, spherical, radially expanding shells of fast electrons (outer shell) and slower-moving positive-ions (inner shell). These charged shells form a spherical capacitor with a radial $\mathbf{E}$ -field that is parallel to the shell’s outward radial motion. Spherical symmetry implies that the $\mathbf{E}$ -field varies as $1/R^2$, with R = radial distance from the centre. If the ejecta are not spherically symmetric (e.g., dipole shells from the Crab supernova), an $\mathbf{E}$ -field component still occurs in the outgoing direction. The temporal and radial variations in this propagating $\mathbf{E}$ -field form a LEW. A second example is a nuclear explosion in vacuum that produces an LEW for the same reason (Monstein and Wesley, 2002). A third example is a flat-plate capacitor, which has a longitudinal $\mathbf{E}$ -field that changes in time and space between the conductive plates during (dis)charging, even with edge effects; this example is also valid for other geometries. The temporal variations in charge separation drive the boundary conditions in each of these examples, which can occur (in principle) at infinity, making the propagation medium indistinguishable from free space. (Other classical situations also yield longitudinal electric fields, such as wave propagation at the interface between two dielectric materials, and TE/TM modes in waveguides.) Experimental validation is, therefore, vital.

Giakos and Ishii (1993) measured longitudinal waves in air over many wavelengths from the open end of a rectangular waveguide at 12.25 GHz (free-space wavelength of 2.45 cm), as shown in Figure 1. The entire experiment was elevated 82.5 cm above a wooden tabletop at two different indoor sites to minimise any ground waves and reflections. The $\mathbf{E}$ -field sensor was a 3.5 cm long dipolar antenna of 0.0123 cm thick copper wire, oriented along the Z -axis. The non-decaying, free-space, longitudinal electromagnetic wave has interference oscillations, as shown in Figure 2. On the other hand, the $\mathbf{B}$ -wave sensor was a 3.5 cm, square loop antenna of 0.0123 cm thick copper wire, oriented with the axis of the loop along the Z -axis. A non-decaying longitudinal $\mathbf{B}$ -wave was observed, as shown in Figure 3. This result follows from classical electrodynamics in conversion of the wave-guide modes to low-loss, free-space propagation; see Giakos and Ishii (1993) and references therein. The observed longitudinal components do not decay according to the $1/R^2$ or $1/R^3$ with distance, but at a much slower rate. The interference oscillations probably arose from the coupling

8 *L.M. Hively and G.C. Giakos*

of hybrid TE/TM modes, due to the non-uniformity of the surface impedance of the antennas. The non-evanescent, longitudinal component of the electric wave in free space is not inconsistent with this new theory. However, this experiment needs to be repeated with much more care for validation of the new theory. For example, the cause of the interference oscillations cannot be verified, because the excitation levels of the TE/TM mode(s) were not specified. The antennas had no electromagnetic shielding to avoid interference among the various field components. Vertical (and several different horizontal) waveguide orientations should produce the same results.

Figure 1 Schematic diagram of the experimental arrangement (E =electric dipole; M =magnetic dipole), showing

the angle of observation and orientation of the dipoles. Different orientations are indicated as solid lines for the longitudinal field, and dashed lines for the transverse field (Giakos and Ishii, 1993) (see online version for colours)

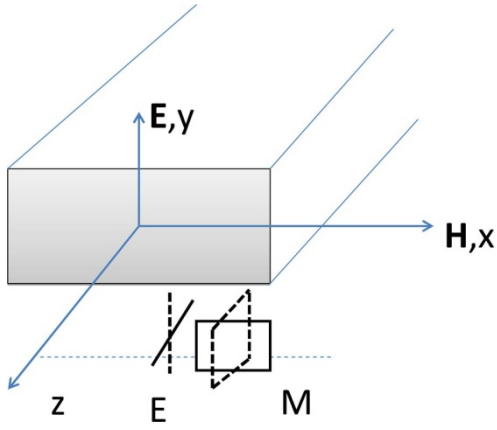
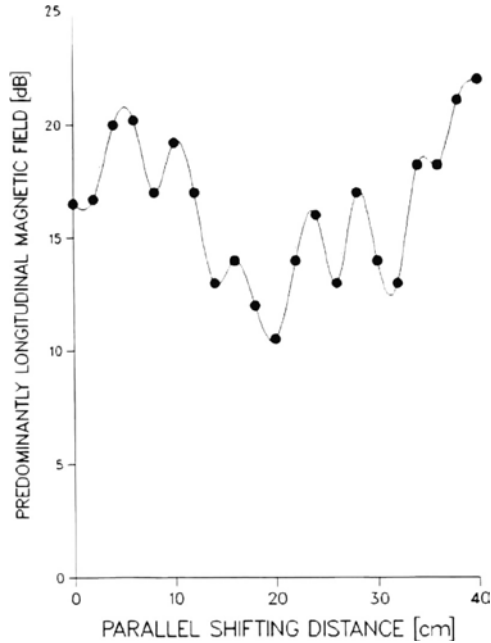


Figure 2 Predominantly longitudinal electric field vs. parallel shifting distance of the detector (rectangular dipole antenna) in air with a line-of-sight distance of 75.5 cm at an operating frequency of 12.25 GHz (Giakos and Ishii, 1993)

Figure 3 Predominantly longitudinal magnetic field vs. parallel shifting distance of the detector (rectangular loop antenna) in air with a line-of-sight distance of 75.5 cm at an operating frequency of 12.25 GHz (Giakos and Ishii, 1993)



Classically, radial oscillations of a charged sphere produce no electromagnetic radiation (Panofsky and Phillips, 1969), because spherical symmetry implies that $-\partial \mathbf{B} / \partial t = \nabla \times \mathbf{E} = 0$, i.e., no magnetic wave. Thus, the Poynting vector, $\mathbf{E} \times \mathbf{B} / \mu$, is zero, yielding no classical electromagnetic radiation. Under

this new theory, a charged, oscillating sphere produces both a LEW and a scalar wave. An experiment by Ignatiev and Leus (2001) used a radially oscillating (120 kHz) charged sphere to generate a longitudinal electric wave, for which the propagation speed was measured at $1.12c$. However, details are unspecified (e.g., laboratory setting, antenna geometry, magnetic-solenoid geometry for excitation of oscillations in the sphere, sensor). Moreover, measurements were in the near-field regime (wavelength = 2.5 km), for which ground reflections and interferences are important. This experiment needs replication to validate the new theory. The reciprocity theorem guarantees transmission and detection by the same geometry.

A computational electromagnetic model can be modified for the new theory, with simulations to guide the above

0

experiments. For example, is a TM

Z

mode (with a large E)
$$Z$$

best to maximise the free-space amplitude of $\mathbf{E}$ in the LEW waveguide experiment? Will coupling to other TE/TM modes in that experiment produce the interference oscillations, as discussed above? An important question for the oscillating-charged-sphere experiment is whether monopole oscillations will produce analogous interference oscillations when coupled with multi-pole oscillations in the sphere. Detailed (graphical) results of such analyses are beyond the scope of the present work.

The present work differs from ‘generalised Maxwell’s equations’, which include magnetic charge and currents,

Toward a more complete electrodynamic theory

9

Table 1 Summary of predictions

The diagram consists of three boxes arranged horizontally. The first box on the left is labeled "Classical prediction". The middle box is labeled "New theory". The third box on the right is labeled "Testable by measurement of ...". A vertical line is positioned between the first and second boxes. A horizontal line is positioned between the second and third boxes. A vertical line is positioned between the first and third boxes. A horizontal line is positioned between the first and second boxes. A vertical line is positioned between the second and third boxes. A horizontal line is positioned between the first and third boxes.

$\epsilon_2 E_{n2} - \epsilon_1 E_{n1} = \rho_A$	$-\epsilon_2 (\nabla \phi)_{n2} + \epsilon_1 (\nabla \phi)_{n1} = \rho_A$	$\epsilon_1 (\partial \mathbf{A} / \partial t)_{n1} - \epsilon_2 (\partial \mathbf{A} / \partial t)_{n2} \neq 0?$
Wave equations for $\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{E}, \phi$	Wave equations for $\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{E}, \phi$	Waves
$\xi = 0$	$\epsilon \mu \partial^2 \xi / \partial t^2 - \nabla^2 \xi = -\mu [\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{J}]$	ξ -wave: energy/no momentum
Evanescent $\mathbf{E}$ -wave	Free space $\mathbf{E}$ -wave	$\mathbf{E}$ -wave: energy+momentum
z	z	z
Charge conservation	Charge conservation at long-time scale	short-time charge conservation
$\mathbf{F} = \rho \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B}$	$\mathbf{F} = (\rho + \epsilon \partial \xi / \partial t) \mathbf{E} + (\mathbf{J} - \nabla \xi / \mu) \times \mathbf{B}$	$\epsilon \mathbf{E} \partial \xi / \partial t$ and $\nabla \xi \times \mathbf{B} / \mu$

beginning with the early work of Dirac (1931). Other recent theoretical work formulates four-potential solutions for $\mathbf{B}$ and $\mathbf{E}$ (Dubovik et al., 2000). More recent work by Nahara (arXiv:1006.5026v5 2010) writes the four-potentials in terms of two scalar potentials (electroscalar and magnetoscalar), and reduces to this new theory for no magnetic charge and no magnetic current.

7 Conclusions

This paper examines the implications of a new electrodynamic theory (Ohmura, 1956; Aharonov and Bohm, 1963; van Vlaenderen and Waser, 2001), with dynamical variation in $\xi = -\nabla \cdot \mathbf{A} - \epsilon \mu \partial \phi / \partial t$. This new theory adds one new term to both Gauss' law ($\partial \xi / \partial t$) and Ampere's law ($-\nabla \xi$). The new theory preserves the classical wave equations, as well as the classical fields in terms of the potentials. The new theory resolves a difference in the matching condition for Gauss' law and the ϕ -wave equation, making $\mathbf{A}$ and ϕ explicitly independent. The new theory predicts a non- evanescent longitudinal-electric wave. Dynamical variability in ξ is interpreted as a scalar wave that is driven by charge fluctuations on fast time scales; charge conservation is preserved for long times. (This interpretation is not unlike energy fluctuations driving mass fluctuations in quantum electrodynamics, and vice versa. The precedent for the latter is supportive of the former.) The new theory predicts modified forms for the Lorentz force, the Poynting vector, and electromagnetic energy density.

Table 1 summarises the predictions of this new theory. Some of these predictions are identical to classical electrodynamics (e.g., wave equations for $\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{E}, \phi$; charge conservation on long time scales). Other predictions are a departure from classical theory. One change involves non-local source terms for current density, $\mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J} - \nabla \xi / \mu$, and charge density, $\rho \rightarrow \rho + \epsilon \partial \xi / \partial t$, which appear in the force and energy balance equations. Another difference is non-conservation of charge on short time scales. Experimental tests of these predictions are needed (Okun, 1989; Belli et al., 1999) and are a subject of future work.

Acknowledgements

Oak Ridge National Laboratory is managed by UT-Battelle, LLC for the US Department of Energy under contract

DE-AC05-00OR22725. The contribution was written by one of the authors (L.M. Hively), acting in his own independent capacity and not on behalf of UT-Battelle, LLC, or its affiliates or successors, or Oak Ridge National Laboratory, or the US Department of Energy. Insightful discussions with R.S. Bennink, J.J. Billings, J.B. Dooley, P.G. Evans, J.D. Jackson, J.K. Munro, Jr., T.L. Nichols, R.C. Pooser, and B.G. Schlicher are gratefully acknowledged.

References

- Aharonov, V. and Bohm, D. (1963) 'Further discussion of the role of electromagnetic potentials in the quantum theory', *Phys. Rev.*, Vol. 130, p.1625.
- Arbab, A.I. and Satti, Z.A. (2009) 'On the generalized Maxwell equations and their prediction of the electroscalar wave', *Prog. Phys.*, Vol. 2, No. 8, pp.8–13.
- Belli, P. *et al.* (1999) 'Charge non-conservation restrictions from the nuclear levels excitation of ^{129}Xe induced by the electron's decay on the atomic shell', *Phys. Lett. B*, Vol. 465, pp.315–322.
- Danese, A.E. (1965) *Advanced Calculus*, Allyn & Bacon, Inc., Boston.
- Dirac, P.A.M. (1931) 'Quantised singularities in the electromagnetic field', *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, Vol. 133, p.60.
- Dubovik, V.M., Martsenyuk, M.A. and Saha, B. (2000) 'Material equations for the electromagnetism with toroidal polarizations', *Phys. Rev. E*, Vol. 61, p.7087.
- Giakos, G.C. and Ishii, T.K. (1993) 'Detection of longitudinal electromagnetic fields in air', *Microwave Optical Techn. Lett.*, Vol. 6, pp.283–287.
- Goldhaber, A.S. and Nieto, M.M. (2010) 'Photon and graviton mass limits', *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 82, pp.939–979.
- Griffiths, D.J. (2007) *Introduction to Classical Electrodynamics*, Prentice-Hall of India, New Delhi.
- Heitler, W. (1984) *The Quantum Theory of Radiation*, Dover Publ., NY.
- Ignatiev, G.F. and Leus, V.A. 2001 'On a superluminal transmission at the phase velocities', in Chubykalo, A.E., Pope, V. and Smirnov-Rueda, R. (Eds.): *Instantaneous Action at a Distance in Modern Physics: 'Pro' and 'Contra'*, Nova Science Publ., NY, pp.203–207.
- Jackson, J.D. (1962) *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, Inc., New York.

- Jackson, J.D. (2002) 'From Lorenz to Coulomb and other explicit gauge transformations', *Am. J. Phys.*, Vol. 70, p.917.
- Jackson, J.D. and Okun, L.B. (2001) 'Historical roots of gauge invariance', *Am. J. Phys.*, Vol. 73, p.663.
- Lorrain, P. and Corson, D.R. (1970) *Electromagnetic Fields and Waves*, W.H. Freeman & Co, San Francisco.
- Luo, J., Tu, L.-C., Hu, Z.-K. and Luan, E.-J. (2003) 'New experimental limit on the photon rest mass with a rotating torsion balance', *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 90, Paper #081801, pp.081801-1–081801-4.
- Maxwell, J.C. (1865) 'A dynamical theory of the electromagnetic field', *Phil. Trans. Royal Soc.*, London, Vol. 155, p.459.
- Monstein, C. and Wesley, J.P. (2002) 'Observation of scalar longitudinal electrodynamic waves', *Europhys. Lett.*, Vol. 59, pp.514–520.
- Ohmura, T. (1956) 'A new formulation on the electromagnetic field', *Prog. Theor. Phys.*, Vol. 16, pp.684–685.
- Okun, L.B. (1989) 'Tests of electric charge conservation and the Pauli principle', *Sov. Phys. Usp.*, Vol. 32, pp.543–547.
- Panofsky, W.K.H. and Phillips, M. (1969) *Classical Electricity and Magnetism*, 2nd ed., Addison-Wesley Publ., Reading, MA.
- Ribaric, M. and Sustersic, L. (1990) *Conservation Laws and Open Questions of Classical Electrodynamics*, World Scientific, Singapore.
- van Vlaenderen, K.J. and Waser, A. (2001) 'Generalisation of classical electrodynamics to admit a scalar field and longitudinal waves', *Hadronic J.*, Vol. 24, pp.609–628.

Int. J. сигнала и подразделения Imaging Systems Engineering, Vol. 5, № 1, 2012
3

К более полной электродинамической теории

L.M. Hively *

Вычислительные науки и Технический отдел, Oak Ridge National Laboratory,

37831-6418, Теннесси Oak Ridge, США

Электронная почта: hivelylm@ornl.gov

* Соответствующий автор

G.C. Giakos

Департамент электротехники и вычислительной техники, Университет
Акрона,

Akron, 44325 OH, USA

Электронная почта: giakos@uakron.edu

Аннотация: уравнения Максвелла требуют калибровки для конкретных решений. Эта неполнота мотивирует использование динамической величины, $\xi = -\nabla \cdot \mathbf{A} - \epsilon \mu \partial \phi / \partial t$. Здесь $\mathbf{A}$ и ϕ являются векторные и скалярные потенциалы, ϵ и μ — проницаемостью и диэлектрической проницаемостью, ϵ и μ соответственно. Результаты:

- релятивистская ковариантность
- классические волновые решения
- устранение несоответствий между согласования медиа-интерфейса для ϕ и для закона Гаусса
- независимое определение $\mathbf{A}$ и ϕ
- прогнозирование двух новых волн, один из которых зар флуктуационно-приводимый скалярную волну, имеющую энергию, но не импульс
- второй продольной электрической волны с энергией и импульсом
- экспериментальные предложения.

Ключевые слова: электродинамика; электромагнетизм; ПРД; продольная электрическая волна; скалярная волна.

Ссылка на этой работе должны быть выполнены следующим образом: Nively, п.м. и Giakos, G.C. (2012) 'К более полной электродинамической теории', Int. J. сигнала и подразделения Imaging Systems Engineering, Vol. 5, № 1, pp.3-10.

Биографическая справка: Ли М. Nively получил степень бакалавра в области технических наук, математики, General искусств и наук (1970, Университет штата Пенсильвания); MS по физике (1971, Университет штата Иллинойс, Урбана); и доктора философии в области ядерной инженерии (1980, Университет штата Иллинойс, Урбана). Его исследование включает в себя миллиметровые волноводы и общую теорию относительности (1970-1974) в Центре инженерных исследований в Western Electric компании, Принстон, Нью-Джерси; управляемого термоядерного синтеза плазмы, нелинейной и теории графов анализ времени последовательные данные и более-полных электродинамика в Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN (1984-настоящее время). Он воспитал много студентов и аспирантов, публикации более 150 рецензируемых работ, в том числе 11 патентов и 5 патентов.

Джордж С. Giakos является профессор электротехники и вычислительной техники и биомедицинской инженерии в Университете Акрона, США. Кроме того, он является директором Imaging Technologies и видеонаблюдения технологий, молекулярной нанофотоники и прикладной нанонауки Laboratories. Он способствовал несколько изобретений, которые были вознаграждены с шестнадцати (16) патентов и более 150 статей, рецензируемых и журнальных публикаций. Он получил многочисленные престижные исследования факультета стипендий от Министерства ВВС, NASA, Национальной академии наук и Морской исследовательской лаборатории. Он является IEEE Fellow и ОНР Выдающийся факультет научный сотрудник.

4 L.M. Hively и G.C. Giakos

1. Введение

Классическая электродинамика занимает центральное место в физике, относящиеся электрическое (E) и магнитного (B) полей с динамикой электрически заряженной материи. Поле E создается зарядами. Движение зарядов создает электрический ток, который затем влияет на B и E поля.

Фундаментальные проблемы мотивации более полное, классический электро-динамической теории. Модель Максвелла представляет собой связанный набор уравнений с частными производными (уравнений в частных производных) в математической точке (Максвелл, 1865 г.). Эквивалентные силы зависят только от локальных значений поля. Однако реальные эксперименты выполняются в течение конечного времени и пространственной области, без каких-либо бесконечностей. Расхождения возникают теоретически в точке пространства-времени. Интегральные формы над конечным пространственно-временной области являются настоящей альтернативой для уравнений Максвелла (Jackson, 1962; Лоррена и Corson, 1970), но не обратиться к другой неполноте, как описано в следующем.

Вторая мотивация является то, что уравнения Максвелла имеют бесконечное множество произвольных решений векторного поля. Решения

требуют калибровочного предположения, такие как $\nabla \cdot \mathbf{A} + \alpha \epsilon \mu \partial \phi / \partial t = 0$.

Одна крайность датчик Лоренц ($\alpha = 1$), подразумевая, что

эффект источника заряда распространяется со скоростью света, с.

Кулоновская калибровка ($\alpha = 0$) дает электростатику с распространением ϕ с бесконечной скоростью. Значения $0 < \alpha < 1$ называются датчик скорости, и может быть истолковано как распространение ϕ со скоростью, $v > c$ (Jackson, 2002). Следовательно, датчик

условие связано с (не) локальностью по его скалярным потенциалом скорости распространения.

Альтернатива предполагает динамическое изменение

$\xi = -\nabla \cdot \mathbf{A} - \epsilon \mu \partial \phi / \partial t$. Ранние работы по Омура (1956) дал

временной производной от ϵ в законе Гаусса и градиент от $\mathbf{A}$

в законе Ампера. Аронов и Бом (1963) добавлен термин,

$\xi^2 / 2\lambda$, к классической электромагнитной лагранжиана для движения частиц, где λ является соответствующим образом отрегулировано константа. При $\lambda > 0$, теория предсказывает нелокальные источники для плотности тока,

$\mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J} - \nabla \xi / \mu$ и плотность заряда, $\rho \rightarrow \rho + \epsilon \partial \xi / \partial t$. Эта

Теория также предсказывает несохранение заряда, который обсуждается ниже более подробно. Как $\lambda \rightarrow 0$, самое низкое состояние возбуждения от ϵ приближается к дельта-функция $\nabla \cdot \mathbf{A} + \epsilon \mu \partial \phi / \partial t$,

позволяя восстановление сохранения заряда и классической электродинамики. При $\lambda = 1$, теория Ааронова-Бома идентична Омура (1956) и ван Vlaenderen и Waser (2001). Термин такой же формы, как $\epsilon^2 / 2\lambda$ могут быть добавлены

независимая, которая явно разрешены этой новой теории. Испытание этого вопроса предполагает одновременное измерение

$\mathbf{A}$ и ϕ в произвольной калибровке ($\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla \Lambda$ и

$\phi \rightarrow \phi - \partial \Lambda / \partial t$). Эта теория также устраняет разницу в

соответствующие условия на границе раздела двух сред, в качестве

полученный из электрического потенциала (ϕ) и из закона Гаусса. Эта работа не учитывает неполноту для диэлектрика

и магнитные материалы, требующие определения

ϵ и μ .

Эти проблемы указывают на необходимость более полного

электродинамической теории, как обсуждалось здесь. В разделе 2 приведены соответствующие части классической электродинамики. Раздел 3 проясняет новую теорию с $\mathbf{A}$ как динамическая величина (Омура, 1956; Аронов и Бом, 1963; ван Vlaenderen и Waser, 2001). Раздел 4 получает уравнение ковариантной волны и новый

формы для импульса и энергии. Раздел 5 описывает явные волновые решения из новой теории. Раздел 6 обсуждает новую теорию против современных экспериментальных испытаний препарата Максвелла-Прока для массивных фотонов и измерения продольных волн в свободном пространстве (Giakos и Исии, 1993). Раздел 7 содержит выводы.

2 Классическая электродинамика

Электродинамика можно смоделировать с помощью уравнений Максвелла (Jackson, 1962). Здесь жирным курсивом обозначает вектор-функцию времени и пространства. Плотность электрического тока и плотность электрического заряда обозначим через $\mathbf{J}$ и ρ , соответственно.

Электрическая проницаемость, ϵ и магнитная проницаемость, μ ,

предполагаются установившегося состояния, однородной, изотропной, и

не обязательно совпадает с их значениями вакуума. Поля $\mathbf{B}$ и $\mathbf{E}$ могут быть записаны в единицах MKS как (Лоррена и Корсоном, 1970):

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}; \quad (2)$$

$$\mathbf{E} = -\partial \mathbf{A} / \partial t - \nabla \phi. \quad (3)$$

Данная статья посвящена волнообразных решений для полей и потенциалов; другие решения (т.е. только время, или только пространства) не

обсуждаются. Волновые уравнения для B и E являются (Лоррен и Corson, 1970):

Калибровочно инвариантный лагранжиан (Jackson и Окунь,

$$\epsilon \mu \partial B / \partial t$$

$$- \nabla B = \mu \nabla \times J; (4)$$

2 2 2

2001); примерами являются датчик Фейнман ($\lambda = 1$) и калибровка Ландау ($\lambda = 0$).

Третья проблема в том, что A и ϕ однозначно и независимо друг от друга определяется операторами классического запаздывающей Грина на J и ρ (Griffiths, 2007). Тем не менее, датчик Лоренц при классической электродинамике следует, что A и ϕ не являются независимыми величинами, а связаны соотношением (Ribarić и Sustersic, 1990):

T

$$\epsilon \mu \partial^2 E / \partial t^2 - \nabla^2 E = -\mu \partial J / \partial t - \nabla \rho / \epsilon. (5)$$

Классические волновые уравнения для ϕ и A имеют вид (Лоррена и Corson, 1970):

$$\epsilon \mu \partial^2 \phi / \partial t^2 - \nabla^2 \phi = \rho / \epsilon; (6)$$

$$\epsilon \mu \partial^2 A / \partial t^2 - \nabla^2 A = \mu J. (7)$$

Форма, $B = \nabla \times A$, в уравнении (2) допускает произвольную функцию калибровочное, L , с помощью вектора идентичности, $\nabla \times \nabla \Lambda = 0$

$$e(r, r) = e(r, s) - c^2 \nabla \cdot A \Delta T.$$

s

(1)

(Danese, 1965), подразумевая, что векторный потенциал произвольно при преобразовании $A \rightarrow A + \nabla \Lambda$, но B

Использование бритвы Оккама по этому вопросу (Ribarić и Sustersic, 1990) выступает за более простую гипотезу A и ϕ как

остается неизменным (калибровочно инвариантным). E в уравнении (3) также должны быть инвариантны относительно этого преобразования, подразумевая

К более полной электродинамической теории 5

что $\phi \rightarrow \phi - \partial \Lambda / \partial t$. Это Бесконечность функциональных форм

может быть выражена как выбор калибровочного преобразования

(Джексон и Окунь, 2001; Jackson, 2002). Одним из вариантов является датчик Лоренца, $\xi = 0$, с дополнительным условием,

$$\epsilon \mu \partial^2 \Lambda / \partial t^2 - \nabla^2 \Lambda = 0:$$

$$\xi = -\nabla \cdot \mathbf{A} - \epsilon \mu \partial \phi / \partial t. \quad (8)$$

Индекс, 'п' обозначает компонент, который является нормальным к интерфейсу. Индексы 1 и 2 указывают на соответствующее значение в средах 1 или 2, соответственно. Плотность поверхностного заряда ρ_A . Условие согласования в уравнении (11) не изменяется

преобразованием Λ -го калибра, так как E не меняется.

Условие согласования для уравнения (6) можно получить, заметив, что $\nabla^2 \phi = \nabla \cdot (\nabla \phi)$:

Использование $\mathcal{E} = 0$ запретит $\partial \xi / \partial t$ при выводе уравнения (6), и $-\nabla \xi$ при выводе уравнения (7).

$$-\epsilon_2 (\nabla \phi) n_2$$

$$+ E_1 (\nabla \phi) n_1$$

$$= \rho_A. \quad (12)$$

3 Новая теория

Аронов и Бом (1963) добавлен термин, $\frac{1}{2} \nabla^2 \Lambda$, к классическому электромагнитному лагранжиану для движения частиц. Здесь Λ является

соответствующим образом отрегулировано константа. E и ξ затем канонически конъюгируют с A и ϕ соответственно.

Поскольку $\lambda \rightarrow 0$, они проверяют, что низшее состояние возбуждения

ξ приближается к дельта-функции δ . Поскольку $\lambda \rightarrow 0$, они также

восстановления и сохранения заряда классических Максвелла

уравнения. Они показывают, что δ в качестве динамической величины

косвенно эквивалентно изменению предположений о

localisability взаимодействия заряда тока, в результате чего стоимость несохранение при $X > 0$. Распределенная (нелокального)

источники возникают при $J \rightarrow J - \nabla \xi / \mu$ и при $\rho \rightarrow \rho + \epsilon \partial \xi / \partial t$, также

в соответствии с настоящей работы. Настоящая работа использует

Полученные уравнения движения для $\lambda = 1$, которые идентичны работе Омуре (1956), и ван Vlaenderen

и Waser (2001). В частности, новая формулировка добавляет один член в каждом неоднородного уравнения для

B и E с $| \neq 0$, а не в отличие от того Максвелла (Maxwell,

1865 г.) от тока смещения:

$$\nabla \times B - \epsilon \mu \partial E / \partial t = \mu (J - \nabla \xi / \mu); \quad (9)$$

$$\nabla \cdot E = (\rho + \epsilon \partial \xi / \partial t) / \epsilon. \quad (10)$$

Однородных уравнений ($\nabla \cdot B = 0$ и $\nabla \times E + \partial B / \partial t = 0$)

остаются неизменными. Завиток уравнения (9) имеет термин,

$\nabla \times \nabla \xi = 0$ (Danese, 1965), что приводит к классической В-волны

уравнение, уравнение (4). Кроме того, ξ не происходит в волновое уравнение для E уравнение (5), так как $\nabla \partial \xi / \partial t - \partial \nabla \xi / \partial t = 0$ из

градиент уравнения (10). Волновые уравнения для ϕ и

А являются также без изменений по отмене сроков, $\partial \xi / \partial t$ и $\nabla \xi$,
 в уравнениях (6) и (7), соответственно. Следовательно, новый
 теория сохраняет классические волновые уравнения для А, В, Е, Ф, а также
 классические выражения для полей в терминах потенциалов, уравнения (2) и
 (3). В то время как новая теория тривиальным согласуется с классическими
 формами при $\epsilon = 0$, ключевым моментом новой теории приписывания
 динамическая изменчивость
 $\xi \neq 0$ (т.е. скалярная волна), вместо того, чтобы сосредоточиться на
 конкретной
 выбор калибровки. Такой подход является значительный пересмотр
 классическая электродинамика.

Соответствующие условия на границе раздела двух сред необходимы для
 решения уравнений Максвелла. Это условие, при классической
 электродинамики для нормальной составляющей Е (Лоррен и Corson, 1970):

$$\epsilon_2 E_{n2} - \epsilon_1 E_{n1} = \epsilon_2 (-\partial A / \partial t - \nabla \phi)_n - \epsilon_1 (-\partial A / \partial t - \nabla \phi)_n = \rho A. \quad (11)$$

Разница между уравнениями (11) и (12)

$$\epsilon_1 (\partial A / \partial t)_n - \epsilon_2 (\partial A / \partial t)_n = 0. \text{ Это различие не является следствием}$$

уравнение (12) записывается в терминах скалярного потенциала, так как
 уравнение (11) является Л-калибровочная инвариант в терминах

потенциальные функции. Ключевым предположением при выводе
 уравнения (12) является выбор $\epsilon = 0$ для получения уравнения

(6). Другие измерительные приборы (например, $\nabla \cdot A = 0$) эквивалентны $\epsilon = 0$
 с

различные физические интерпретации (Jackson и Окунь, 2001;

Джексон, 2002), так что этот вопрос не является выбор калибровки.

Условие согласования для уравнения (6) в рамках новой теории является уравнение (12) (Другие соответствующие условия не изменились). Уравнение (12) может быть также получен путем

заменой E из уравнения (3), $\epsilon \neq 0$ из уравнения (8)

в уравнении (10). Следовательно, разница в согласовании

состояние устраняется с помощью этой новой теории. Кроме того, уравнение (12) является проверяемым предсказанием теории, а именно, что поверхностный заряд на границе раздела производит скачок градиента скалярного потенциала, а не скачком нормальной составляющей E . эксперимент с ненулевым

$\partial A / \partial t$ должна быть в состоянии проверить уравнение (11) по сравнению с уравнением (12).

4 волны, заряд, импульс и энергия

Волновое уравнение для $|$ возникает (van Vlaenderen и Waser, 2001; Арбаб и Satti, 2009) из расходимости уравнения (9), плюс время производная уравнения (10):

$\epsilon \mu \partial^2 \xi / \partial t^2 - \nabla^2 \xi = -\mu [\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{J}]$. (13) сохранения заряда соответствует нулю правой части (RHS) для уравнения (13), которая представляет собой мгновенное уравнение.

Тем не менее, все реальные эксперименты выполняются в течение конечного времени, Δt , соответствующее времени среднего значения. Средних значений для E в течение долгого времени дает $\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ в правой части уравнения (13),

в соответствии с давней экспериментальные доказательства (Окуня, 1989; . Белли и др, 1999) для сохранения заряда, подразумевая:

$\langle \epsilon \mu \partial^2 \xi / \partial t^2 - \nabla^2 \xi \rangle = 0$, Δt & $\Delta \rho$; t & $\Delta \mathbf{J}$; t >>. (14) Нулевая РИТ уравнения (14) следует без потерь кси-волна

распространение в отсутствие источника или тонуть в течение длительных временных масштабах, в течение времени в среднем, $\langle \cdot \rangle$. Тем не менее, долгое время масштаба

сохранение заряда не исключает возможности зарядки несохранение в течение коротких временных масштабах, а также существенное отклонение от

Классическая теория. В этом контексте, "короткие" означает, что $\Delta t \leq \Delta t$,
 Δt ,

где Δt возникает из соотношения неопределенностей Гейзенберга,

$\Delta t \geq \Delta t$; $E \hbar / 2$; Δt ; E энергия заряженных квантовых флуктуаций; а также

$\hbar$ постоянная Планка. Уравнение (13) можно интерпретировать как заряд несохранение вождения кси-волну, и наоборот. (Данная интерпретация не отличается от флуктуаций энергии вождения

6 L.M. Hively и G.C. Giakos

массовые колебания квантовой электродинамики, и наоборот.) Прямое экспериментальное подтверждение таких квантовых флуктуаций заряда потребует наблюдения, в соответствии с соотношением неопределенности Гейзенберга. Например, голый электрон

имеет $E = MEC = 0,51$ МэВ, что соответствует $\Delta t \sim 6 \times 10$

Это условие соответствует разрыву в $\nabla \xi$ от

взимают колебания на границе раздела.

Полученная форма баланса импульса в рамках новой теории (ван Vlaenderen и Waser, 2001):

секунд, что слишком быстро для прямых наблюдений в настоящее время. Тем не менее, эта теория дает проверяемые предсказания для логического вывода кси-волн на коротких временных масштабах, как описано ниже.

Что касается сохранения заряда, Окунь (1989) рассмотрел статус экспериментальных испытаний (например, электронов распада на два гамма-лучей, причем каждый в МЕС / 2). Нижняя граница времени жизни

$$\epsilon \mu (\partial \rho / \partial t) + (\rho + \epsilon \partial \xi / \partial t) E + (J - \nabla \xi / \mu) \times B = \nabla \cdot T. \quad (18)$$

Форма для сохранения энергии в рамках новой теории становится (ван Vlaenderen и Waser, 2001):

$$\partial u / \partial t + \nabla \cdot P + (J - \nabla \xi / \mu) \cdot E = 0, \text{ с и } = \frac{1}{2} (e E^2 + B^2 / \mu). \quad (19) \text{ Вектор Пойнтинга } P = E \times B / \mu; \text{ напряжение Максвелла}$$

электрон $\tau_e > 10$

лет, для сохранения заряда долгое время;

тензор $T = \epsilon [EE - \frac{1}{2}E^2] + [BB - \frac{1}{2}B^2] / \mu$, от классического

см Белли и др. (1999) и в нем цитаты. Окунь (1989) обсудили также продольные фотоны (Е-продольных волн, как обсуждается ниже), которые будут испускаемые в точке на диаграмме Фейнмана, где нарушается закон сохранения заряда (см также Гайтлер, 1984). Следовательно, продольная электрическая волна (ПРД) напрямую связана с сохранения заряда, который в свою очередь, привязанной к кси-волны в этой теории. Как обсуждалось выше, сохранения заряда более долгосрочных временных масштабах не несовместимым с коротким временем зарядки несохранение в соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга, который также позволяет несохранение энергии и импульса.

Уравнение (13) может быть получена непосредственно, с использованием 4-векторную форму уравнений (6) и (7) (Jackson, 1962):

$$\nabla^2 A = \mu_0 J. \quad (15)$$

Здесь плотность 4-вектор тока $J = (J, i c \rho)$. 4-векторный потенциал $A = (A, i \phi / c)$, используя $\square = (-1)^{1/2} \partial / \partial i c t$, и

$C = (\epsilon \mu)^{-1/2}$ в локальной среде (не обязательно вакуум).

Как уже обсуждалось в разделе 3, уравнение (15) получаемого при этом более

полная теория, не предполагая калибровочного условия. 4-дивергенция уравнения (15) $\square \cdot (\nabla^2 A) = \mu_0 \square \cdot J$, в котором

производные по времени коммутируют друг с другом и с пространственным производным. Кроме того, лапласиан коммутирует с

дивергенция, $\nabla \cdot (\nabla^2 A) = \nabla^2 (\nabla \cdot A)$, так как $\nabla \cdot (\nabla \times B) = 0$

и $B = \nabla \times A$. Таким образом, даламбертиана коммутирует с

4-дивергенция с выходом:

$$\nabla^2 (\square \cdot A) = -\mu_0 \square \cdot J. \quad (16)$$

РИТ уравнения (16) можно записать (Jackson, 1962), как в правой части уравнения (13), $-\mu \nabla \cdot \mathbf{J} = -M (\nabla \cdot \mathbf{J} + \partial \rho / \partial t)$. Более того,

$-\xi$ является дивергенция 4-векторного потенциала (Jackson,

1962). Следовательно, уравнение (16) является альтернативной формой для

Уравнение (13). Согласно классической электродинамики, правая и левая части уравнения (16) независимо друг от друга равны нулю. Уравнение (13) эквивалентно уравнению (16) в рамках новой теории, ковариантной форме 4-вектора, который согласуется с релятивистской инвариантности (Jackson, 1962). Этот вывод проливает Ааронова-Бома (1963) утверждение о сохранении классического заряда, что соответствует дельта

Функция $\nabla \cdot \mathbf{A} + \epsilon \mu \partial \phi / \partial t$ ($\xi = 0$) для волновой функции

самое низкое состояние возбуждения. Этот вывод также дает представление о зарядовой несохранение ($\nabla \cdot \mathbf{J} \neq 0$), возникающие в связи с динамической изменчивости $\xi = -\nabla \cdot \mathbf{A}$ под этим более

полная теория. Граничное условие ξ -волна:

$$(\nabla \xi) n_2 / \mu_2 - (\nabla \xi) n_1 / \mu_1 = [\partial \rho A / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{J} A]. \quad (17)$$

Определения (Jackson, 1962). Альтернативная форма (ван Vlaenderen и Waser, 2001):

$$\partial v / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{Q} + \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} + \rho \xi / \epsilon \mu = 0, \text{ с}$$

$$v = \frac{1}{2} (\epsilon E^2 + B^2 / \mu + \xi^2 / \mu); \mathbf{Q} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / m - \xi \mathbf{E} / c. \quad (19')$$

Новая форма для силы Лоренца из уравнения (18), то есть (ван Vlaenderen и Waser, 2001):

$$\mathbf{F} = (\rho + \epsilon \partial \xi / \partial t) \mathbf{E} + (\mathbf{J} - \nabla \xi / \mu) \times \mathbf{B}. \quad (20)$$

Уравнения (18) - (20) имеют плотность тока, $\mathbf{J}$, заменить

по $(\mathbf{J} - \nabla \xi / \mu)$; ρ заменяется термином, $(\rho + \epsilon \partial \xi / \partial t)$.

Эти замены возникают из уравнений (9) и (10),

которые имеют те же замены. Проверка уравнения

(20) требует измерения $\epsilon (\partial \xi / \partial t) E$ и $(\nabla \xi / \mu) \times B$.

Решение третьей волны (ниже) показывает, что ξ может произойти

вместе с продольной электронной волны. Вследствие этого,

эта теория предсказывает, что долгое время усредненные продукты,

$\langle (\partial \xi / \partial t) E \rangle$ и $\langle \nabla \xi \times B \rangle$, в обобщенном силу

Уравнение (20) будет наблюдать экспериментально, вследствие

корреляции между ξ - и электромагнитных волн, даже если изменения

короткого времени в E , B и E являются слишком быстро, чтобы

непосредственно наблюдать.

5 Новые волновые решения

В данном разделе рассматриваются явные волновые решения $B = E = 0$.

Полученные формы:

$-\partial \xi / \partial t = \rho / \epsilon$, при $E = 0$ в уравнении (10); (21)

$\nabla \xi = \mu c J$, при $B = E = 0$ в уравнении (9); (22)

$\nabla \times J = 0$, при $B = 0$ в уравнении (4); (23)

$\partial J / \partial t + \nabla \rho / \mu \epsilon = 0$, при $E = 0$ в уравнении (5). (24) Уравнения (21) - (24) не имеют волнообразные решения

$\rho = \text{постоянная}$ или $J = \text{константа}$. Скорее всего, эти условия для

электростатики и магнитостатики, соответственно. уравнения

(21) и (22) эквивалентны уравнениям (23) и (24). Отметим, что уравнение (22),

$\nabla \xi = \mu c J$, следует, что линейный интеграл,

$\int J \cdot dl = \int \nabla \xi \cdot dl / \mu$, не зависит от пути, и, таким образом,

нуль по замкнутому пути, что соответствует не циркулирующим

токи для создания кси-волны. Скорее всего, ξ возникает из флуктуаций заряда в уравнении (13). Условие, $B = 0$,

означает, что $\nabla \times A = 0$ из уравнения (2), или $A = \nabla \chi$ для

произвольная скалярная функция, χ . Полученное уравнение имеет вид:

$$\nabla^2 \chi = \mu [\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot J], A = \nabla \chi \text{ и } \phi = -\partial \chi / \partial t. \quad (25)$$

К более полной электродинамической теории 7

Здесь оператор даламбертиана является: $\square^2 = \nabla^2 - \partial^2 / \partial c^2 t^2$, где

$C = (\epsilon \mu)^{-1/2}$ в локальной среде (не обязательно вакуум), а

до. Заряженные колебания привода это уравнение четвертого порядка.

импульса, Q , в уравнении (19 ') дает нуль при $E = B = 0$,

и закон Ампера основываются на фальсифицируемости испытаний для массивных фотонов по теории Максвелла-Прока, который имеет дополнительный член в правой части уравнения закон Гаусса ($-\mu \phi$)

и дополнительный член на РИТ закона Ампера

наряду с плотностью энергии вида, $V (E = B = 0) = \xi^2 / 2 \text{ мкм}$.

(μA). Масса фотона равна μ , с настоящим экспериментальным

Таким образом, I-волны имеют энергию, но импульс не. явный

Ограничения на уровне $\gamma < 10$

г; см Ло и др. (2003) и

предсказание волнообразных явлений (g-волны) с энергией, но не импульс, является беспрецедентным, но не в отличие от заряженных, колебаний квантовая частица-античастица, имеющие энергия, но не чистый импульс.

Гольдхабером и Ньюто (2010). Такие тесты не могут быть использованы для проверки новой теории, которая несовместима с формулировкой Максвелла-Прока. Как уже говорилось выше, долгое время нижняя граница жизни для одного электрона

Второй частный случай при $E = 0$ дает $A = \nabla\chi$ и $\phi = -\partial\chi / \partial t$.

распад, $\tau_e > 10$

лет (Белли и др., 1999), не исключает

Тем не менее, замена $A = \nabla\chi$ в уравнение (2) дает

$B = 0$. Следовательно, $E = 0$ означает, $B = 0$, который является таким же, как в предыдущем случае. Таким образом, магнитные волнообразные решения не может произойти при $E = 0$ с кси-волны.

Третий случай для $B = 0$ также дает $\nabla \chi$. Уравнение (4)

упрощается до $\nabla \times J = 0$, подразумевая, что $J = \nabla k$ для произвольного скалярная функция, k . Уравнение результирующая волна:

$\epsilon \mu \partial^2 \chi / \partial t^2 - \nabla^2 \chi = \mu k$, с $J = \nabla k$ и $A = \nabla \chi$. (26) Два скалярных волновых уравнений участвуют: уравнение (26) для

χ и уравнение (6) для ϕ . Поле $E = -\nabla (\phi + \partial \chi / \partial t)$, который

имеется импульс, $Q (B = 0) = -\xi E / \mu$, из уравнения (19'), и

плотность энергии $V (B = 0) = \frac{1}{2} (\epsilon E^2 + \xi^2 / \mu)$. Это решение имеет

ξ -волны, вместе с продольной E -волны, как показано

термин, ξE , в уравнении (19').

Эти новые волны напрямую управлять токами с помощью градиента скалярного поля, $J = \nabla \xi / \mu$, из уравнения (25) для $B = E = 0$, и $J = \nabla k$ из уравнения (26) при $B = 0$. Следовательно,

Потери электрической проводимостью не происходит для продольных и кси-волн. В отличие от этого, поперечные волны под классической электродинамики привода токи в пропорции к электрическому полю (Jackson, 1962; Corson и Лоррена, 1970), $J = \sigma E$, с соответствующей «глубины скин-слоя» и продольного времени затухания ($\epsilon / \sigma \sim 10^{-17}$ лет) для типичных проводящих средах.

Характер кси-волны могут быть выяснены далее

Основная теорема векторного анализа, в котором говорится, что

достаточно гладкая, разлагающихся векторное поле, R , имеет единственное разложение, как сумма безвихревой и бездивергентных компонентов (DANESE, 1965):

$$R = \nabla u + \nabla \times W. \quad (27)$$

Если $\nabla \cdot \mathbf{R} = 0$, то $\mathbf{R} = \nabla \times \mathbf{W}$ из тождества (DANESE, 1965), $\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{W} = 0$. Здесь $\mathbf{W}$ является «вектор» потенциал для этого

'Соленоидальное' или 'бездивергентное' случай. Соленоидальный тока,

$\nabla \times \mathbf{J} \neq 0$, приводит в эти «поперечные электромагнитные волны»,

которые хорошо известны в классической электродинамике (Jackson, 1962; Griffiths, 2007). Если $\nabla \times \mathbf{R} = 0$, то уравнение (27) имеет вид, $\mathbf{R} = \nabla u$, с помощью тождества (DANESE, 1965), $\nabla \times \nabla u = 0$. При этом,

u является "скалярным" потенциал для этого 'безвихревого' или 'безвихревой' случае с током, $\mathbf{J} = \nabla u$, возбуждающие волны в уравнениях

(25) и (26). Этот градиент управляемый ток отличается от соленоидного тока, что приводит поперечные волны.

6 Обсуждение

Как эта теория по сравнению с тестами закона Гаусса, закон Ампера и сохранения заряда? Испытания Гаусс '

кратковременный несохранение заряда. Нет короткого времени испытания сохранения заряда не известны.

Классическая теория не предсказывает не Лью в свободном пространстве. Один классический контрпример возникает из звездного взрыва, который выталкивает концентрические, сферические, радиально расширяющиеся оболочки быстрых электронов (внешняя оболочка) и медленнее движущихся положительности ионы (внутренняя оболочка). Эти заряженные оболочки образуют сферическую конденсатор с радиальным E -поле, которое параллельно наружу радиальное движение оболочки. Сферической симметрии следует, что E -поля изменяется как $1 / R^2$, с R = радиальное расстояние от центра. Если эжекта не сферически симметричными (например, дипольные оболочки из Крабовидной сверхновой), компонент E -

поле по-прежнему происходит в исходящем направлении. Временные и радиальные колебания в этой распространяющейся Е-поля образуют Lew. Вторым примером является ядерный взрыв в вакууме, который производит Лью по той же причине (Monstein и Уэсли, 2002). Третьим примером является плоской пластины конденсатора, которая имеет продольную Е-поле, которое изменяется во времени и в пространстве между проводящими пластинами во время (дез) зарядки, даже с краевыми эффектами; Этот пример также действителен для других геометрий. Временные вариации разделения зарядов привода граничные условия в каждом из этих примерах, которые могут возникнуть (в принципе) на бесконечности, что делает среда распространения неотличимы от свободного пространства. (Другие классические ситуации, также дают продольные электрические поля, такие как распространение волн на границе раздела между двумя диэлектрическими материалами, а также режимы TE / TM в волноводах.) Экспериментальная проверка, поэтому, жизненно важное значение.

Giakos и Ишии (1993), измеренные продольные волны в воздухе в течение многих длин волн от открытого конца прямоугольного волновода на 12,25 ГГц (в свободном пространстве длина волны 2,45 см), как показано на рисунке 1. Весь эксперимент был повышен

82,5 см над деревянной столешницей на двух различных внутренних участках, чтобы минимизировать любые наземные волны и отражения. Датчик Е-поля был длиной 3,5 см дипольная антенна 0,0123 см толщиной медного провода, ориентированных вдоль оси Z. , Не разлагающихся, в свободном пространстве, продольная электромагнитная волна имеет интерференционные колебания, как показано на рисунке 2. С другой стороны, датчик В-волна была 3,5 см, квадратная петля антенны 0,0123 см толщиной медных проводов, ориентированных с ось петли вдоль оси Z. Не-разлагающихся продольной волны В-наблюдалось, как показано на рисунке 3. Этот результат следует из классической электродинамики в конверсии волноводных мод с низким уровнем потерь, свободного пространства распространения; см Giakos и Ишии (1993) и ссылки в них. Наблюдаемые продольные компоненты не распадаются в соответствии с $1/R^2$ или $1/R^3$ с расстоянием, но в гораздо более медленными темпами. Колебания помех, вероятно, возникли из муфты

гибридных режимов TE / TM, из-за неравномерности поверхностного сопротивления антенн. , Не исчезающий, продольная составляющая электрической волны в свободном пространстве не противоречит этой новой теории. Тем не менее, этот эксперимент должен быть повторен с гораздо большей тщательностью, для проверки новой теории. Например, причиной колебаний помех не могут быть проверены, так как не были определены уровни возбуждения в режиме TE / TM (ы). Антенны не имели электромагнитного экранирования, чтобы избежать помех между различными компонентами поля. Вертикальная (и несколько различных горизонтальных) волноводные ориентации должны давать одинаковые результаты.

Рисунок 1 Принципиальная схема экспериментальной установки (E = электрический диполь; M = магнитный дипольный}, показывающий угол наблюдения и ориентации диполей. Различные ориентации обозначены как сплошные линии для продольного поля, а пунктирные линии для поперечного поля (Giakos и Исии, 1993) (см онлайн-версию для цветов)

Рисунок 2 Преобладающе продольное электрическое поле по сравнению с параллельным смещением расстояния детектора (прямоугольная дипольная антенна) в воздухе с линии прямой видимости на расстоянии 75,5 см при рабочей частоте 12,25 ГГц (Giakos и Исии, 1993)

Рисунок 3 Преобладающе продольное магнитное поле по сравнению с параллельным смещением расстояния детектора (прямоугольной рамочной

антенны) на воздухе при прямой видимости на расстоянии 75,5 см при рабочей частоте 12,25 ГГц (Giakos и Ишии, 1993)

Классически, радиальные колебания заряженной сферы не производят электромагнитного излучения (Панофский и Phillips, 1969),

потому что сферическая симметрия означает, что $-\partial V / \partial t = \nabla \times E = 0$, то есть, никакой магнитной волны. Таким образом, вектор Пойнтинга, $E \times B / \text{мкм}$,

равно нулю, не получая не классическое электромагнитное излучение. Под

эта новая теория, заряженная, колеблющаяся сфера производит одновременно Лью и скалярную волну. Эксперимент Игнатъевым и Леус (2001) использовали в радиальном направлении колебательное (120кГц) заряженной сферы для формирования продольной электрической волны, для которой скорость распространения была измерена на 1.12с. Тем не менее, детали не определено (например, лабораторные установки, геометрия антенны, магнитно-соленоид геометрия для возбуждения колебаний в области, датчик). Кроме того, измерения проводились в режиме ближнего поля (длина волны = 2.5km), для которых наземные отражения и помехи имеют важное значение. Этот эксперимент требует репликации для проверки новой теории. Теорема взаимности гарантирует передачу и обнаружение той же геометрии.

Вычислительная электромагнитная модель может быть модифицирована для новой теории, с моделированием, чтобы направлять выше

эксперименты. Например, является ТМ

Режим (с большим E)

все возможное, чтобы максимально свободного пространства амплитуды E в волноводе эксперименте ПРД? Будет ли сопряжения с другими режимами TE / TM в этом эксперименте производят интерференционные осцилляции, как обсуждалось выше?