

Concept of scalar-vector potential in the contemporary electrodynamics

Mende F. F.

<http://fmnauka.narod.ru/works.html>

mende_fedor@mail.ru

Abstract

At present classical electrodynamics consists of two not connected together parts. From one side this of Maxwell equations, which determine wave phenomena in the material media, from other side the Lorentz force, which determines power interaction between the moving charges. Still from the times of Lorenz and Poincare this force is introduced as experimental postulate. And as yet there is no that united basis, which connected together these two odd parts of the electrodynamics. Present article solves this problem on the basis of introduction the concept of scalar-vector potential, which assumes the dependence of the scalar potential of charge on its relative speed.

Keywords: electrodynamics, laws of induction, electric field, scalar potential, magnetic field, vector potential, Maxwell equation, phase aberration, transverse Doppler effect, homopolar induction.

Introduction

At present classical electrodynamics consists of two not connected together parts. From one side this Maxwell equations, which determine wave phenomena in the material media, from other side of Lorentz force, which determines power interaction between the moving charges. Still from the times of Lorenz and Poincare this force is introduced as experimental postulate. And as yet there is no that united basis, which connected together these two odd parts of the electrodynamics. From a physical point of view very concept of Lorentz force causes bewilderment. It is not completely understandable, what reasons can cause the forces, which act on the evenly moving material object, directed normal to direction of its motion. Besides electrodynamics there are no such laws in physics. If there is a static force, then the search for the scalar potential, whose gradient gives this force, is completely

realized, but Lorentz force by this method they did not search for, but they limited only to axiomatics. In better shape do not be matters, also, in a whole series of other questions, when classical electrodynamics cannot explain a number of known phenomena. They include the phase aberration and the transverse Doppler effect. This connected with the fact that in the classical electrodynamics there are no rules of determination pour on upon transfer of one inertial system to another. The theory of relativity (STR), based on the postulates, fills this gap. But the use of postulates indicates that the fact that we do not understand physics of phenomenon itself, being satisfied by the fact that use of postulates gives a good agreement with the experiment. There is a problem of homopolar induction, which is exception from the Faraday law. But, if this is so, that very Faraday law is incomplete. But in the electrodynamics there are such phenomena, which neither within its framework nor within the framework STR explanations find. This appearance of the electric pulse of nuclear explosion and the appearance of constant electrical pour on around the superconductive solenoids and the tori, when in them direct current is introduced by induction method. Present article solves this problem on the basis of introduction the concept of scalar- vector potential, which assumes the dependence of the scalar potential of charge on its relative speed. This concept is built within the framework classical electrodynamics on the basis of the writing of the laws of induction in the complete derived within the framework conversions of Galileo. Its bases are placed in 1988 in work [1] and underwent further development and experimental confirmation in works [2-4]. Unfortunately, the until most recently indicated concept was not published in the official scientific journals, but its bases were presented in the articles of those locating in archives [3-7] and were discussed on the forums. And only most recently appeared publications [8,9], in which the partial data about this concept are contained and its separate practical results are given. This work is called to systematize the data indicated.

1. Dynamic potentials and the field of the moving charges

The fields, which are created in the assigned inertial system (ISC) by the moving charges, we will call dynamic. Can serve as an example of dynamic field the magnetic field, which appears around the moving charges.

In this division will made attempt find the precisely physically substantiated ways of obtaining the conversions pour on upon transfer of one ISC to another, and to also explain what dynamic potentials and fields can generate the moving charges. The first step, demonstrated in works [3-6], was made way of writing of the equations of induction in the total derivatives. These laws are written as follows:

$$\oint \vec{E}' dl' = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} + \oint [\vec{v} \times \vec{B}] dl' ,$$

$$\oint \vec{H}' dl' = \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{s} - \oint [\vec{v} \times \vec{D}] dl' ,$$
(1.1)

or

$$\text{rot} \vec{E}' = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \text{rot} [\vec{v} \times \vec{B}] ,$$

$$\text{rot} \vec{H}' = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} - \text{rot} [\vec{v} \times \vec{D}] .$$
(1.2)

For the constants pour on these relationships they take the form:

$$\vec{E}' = [\vec{v} \times \vec{B}]$$

$$\vec{H}' = -[\vec{v} \times \vec{D}] .$$
(1.3)

In relationships (1.1-1.3), which assume the validity of Galiley conversions, mark and not mark values present fields and elements in moving and fixed ISC respectively. It must be noted, that conversions (1.3) earlier could be obtained only from the conversions of Lorenz.

Relationship (1.3) attest to the fact that in the case of relative motion of frame of references, between the fields \vec{E} and \vec{H} there is a cross coupling, i.e., motion in the fields \vec{H} leads to the appearance pour on \vec{E} and vice versa. From these relationships escape the additional consequences, which were for the first time examined in the work [3]. Electric field $E = \frac{g}{2\pi\epsilon r}$ beyond the limits of the long charged rod diminishes according to the law $\frac{1}{r}$, where g there is the charge, which has the unit of the length of the conductor.

If we in parallel to the axis of rod in the field of E begin to move with the speed Δv another ISC, then in it will appear the additional magnetic field $\Delta H = \epsilon E \Delta v$. If we now with respect to already moving ISC begin to move third frame of reference with the speed Δv , then already due to the motion in the field ΔH will appear additive to the electric field $\Delta E = \mu \epsilon E (\Delta v)^2$. This process can be continued and further, as a result of which can be obtained the number, which gives the value of the electric field $E'_v(r)$ in moving ISC with reaching of the

speed $v = n\Delta v$, when $\Delta v \rightarrow 0$, and $n \rightarrow \infty$. In the final analysis in moving ISC the value of dynamic electric field will prove to be more than in the initial and to be determined by the relationship:

$$E'(r, v_{\perp}) = \frac{gch \frac{v_{\perp}}{c}}{2\pi\epsilon r} = Ech \frac{v_{\perp}}{c}.$$

If speech goes about the electric field of the single charge e , then its electric field will be determined by the relationship

$$E'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi\epsilon r^2},$$

where v_{\perp} - normal component of charge rate to the vector, which connects the moving charge and observation point.

Expression for the scalar potential, created by the moving charge, for this case will be written down as follows:

$$\varphi'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi\epsilon r} = \varphi(r)ch \frac{v_{\perp}}{c}, \quad (1.4)$$

where $\varphi(r)$ - scalar potential of fixed charge. The potential of $\varphi'(r, v_{\perp})$ can be named scalar- vector, since. it depends not only on the absolute value of charge, but also on speed and direction of its motion with respect to the observation point. Maximum value this potential has in the direction normal to the motion of charge itself.

During the motion in the magnetic field, using the already examined method, we obtain

$$H'(v_{\perp}) = Hch \frac{v_{\perp}}{c},$$

where v_{\perp} - speed normal to the direction of the magnetic field.

If we apply the obtained results to the electromagnetic wave and to designate components pour on parallel speeds ISC as E_{\parallel} and H_{\parallel} , and E_{\perp} and H_{\perp} as components normal to it, then conversions pour on they will be written down:

$$\begin{aligned}
\vec{E}'_{\parallel} &= \vec{E}_{\parallel}, \\
\vec{E}'_{\perp} &= \vec{E}_{\perp} ch \frac{v}{c} + \frac{Z}{v} [\vec{v} \times \vec{H}_{\perp}] sh \frac{v}{c}, \\
\vec{H}'_{\parallel} &= \vec{H}_{\parallel}, \\
\vec{H}'_{\perp} &= \vec{H}_{\perp} ch \frac{v}{c} - \frac{1}{vZ} [\vec{v} \times \vec{E}_{\perp}] sh \frac{v}{c},
\end{aligned} \tag{1.5}$$

where $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ - impedance of free space, $c = \sqrt{\frac{1}{\mu \epsilon}}$ - speed of light.

Conversions pour on (3.5) they were for the first time obtained in the work [3].

2. Phase aberration and the transverse Doppler effect

By the aid of relationships (3.5) it is possible to explain the phenomenon of phase aberration, which did not have within the framework existing classical electrodynamics of explanations. We will consider that there are components of the plane wave H_z and E_x , which is extended in the direction y , and primed system moves in the direction of the axis x with the speed v_x . Then components pour on in the [shtrikhovannoy] coordinate system in accordance with relationships (3.5) they will be written down:

$$\begin{aligned}
E'_x &= E_x, \\
E'_y &= H_z sh \frac{v_x}{c}, \\
H'_z &= H_z ch \frac{v_x}{c}.
\end{aligned}$$

thus, is a heterogeneous wave, which has in the direction of propagation the component E'_y .

let us write down the summary field of E' in moving ISC:

$$E' = \left[(E'_x)^2 + (E'_y)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = E_x ch \frac{v_x}{c}, \tag{1.2}$$

if the vector \vec{H}' is as before orthogonal the axis y , then the vector \vec{E}' is now inclined toward it to the angle α , determined by the relationship:

$$\alpha \cong sh \frac{v}{c} \cong \frac{v}{c}. \quad (2.2)$$

This is phase aberration. Specifically, to this angle to be necessary to incline telescope in the direction of the motion of the Earth around the sun in order to observe stars, which are located in the zenith.

The Poynting vector is now also directed no longer along the axis y , but being located in the plane xy , it is inclined toward the axis y to the angle, determined by relationships (2.2). However, the relation of the absolute values of the vectors \vec{E}' and \vec{H}' in both systems they remained identical. However, the absolute value of the Poynting vector increased. Thus, even transverse motion of inertial system with respect to the direction of propagation of wave increases its energy in the moving system.

Is not difficult to show that, if we the polarization of electromagnetic wave change ourselves, then result will remain before. Conversions with respect to the vectors \vec{E} and \vec{H} are completely symmetrical, only difference will be the fact that to now come out the wave, which has to appear addition in the direction of propagation in the component H'_v .

Such waves have in the direction of its propagation additional of the vector of electrical or magnetic field, and in this they are similar to E and H of the waves, which are extended in the waveguides. In fact obtained wave is the superposition of plane wave with the phase speed $c = \sqrt{\frac{1}{\mu\epsilon}}$ and additional wave of plane wave with the infinite phase speed orthogonal to the direction of propagation.

The Doppler transverse effect long ago is discussed sufficiently. For observing the star from moving ISC it is transverse to incline telescope on the motion of motion to the angle, determined by relationship (2.2). But in this case the star, observed with the aid of the telescope in the zenith, will be in actuality located several behind the visible position with respect to the direction of motion. Its angular displacement from the visible position in this case will be determined by relationship (2.2). but this means that this star with respect to the observer has radial velocity, determined by the relationship

$$v_r = v \sin \alpha.$$

For the low values of the angles $\sin \alpha \cong \alpha$, and $\alpha = \frac{v}{c}$, Doppler frequency shift will compose

$$\omega_{d\perp} = \omega_0 \frac{v^2}{c^2}. \quad (2.3)$$

This result numerically coincides with results SRT, but it is principally characterized by of results fact that it is considered into SRT that the Doppler transverse effect, determined by relationship (2.3), there is in actuality, while in this case this only apparent effect.

The SRT conversion, although they were based on the postulates, could correctly explain sufficiently accurately many physical phenomena, which before this explanation did not have. With this circumstance is connected this great success of this theory. Conversions (2.4) and (2.5) are obtained on the physical basis without the use of postulates and they with the high accuracy coincided with SRT. Difference is the fact that in conversions (2.5) there are no limitations on the speed for the material particles, and also the fact that the charge is not the invariant of speed. The experimental confirmation of the fact indicated, which serves as confirmation of the correctness of the proposed conversions, lies in the fact that around the superconductive solenoids and the tori, into which is introduced direct current, appear static electric fields [2-4].

3. Power interaction of the moving charges and unipolar induction

In the classical electrodynamics for calculating interaction between the moving charges it is necessary to know magnetic field, and then, using a Lorentz force, find the forces, which act on the charges, which move in this field. Obscure a question about that remains with this approach, to what are applied the reacting forces with respect to those forces, which act on the moving charges.

The concept of magnetic field arose to a considerable degree because of the observations of power interaction of the current carrying and magnetized systems. Experience with the iron shavings, which are erected near the magnet poles or around the annular turn with the current into the clear geometric figures, is especially significant. These figures served as occasion for the introduction of this concept as the lines of force of magnetic field. In accordance with third Newton's law with any power interaction there is always a equality of effective forces and opposition, and also always there are those elements of the system, to which these forces are applied. A large drawback in the concept of magnetic field is the fact that

it does not give answer to that, counteracting forces are concretely applied to what, since magnetic field comes out as the independent substance, with which occurs interaction of the moving charges.

However, in the existing concept of power interaction of the current carrying systems, based on the concepts of magnetic field and Lorentz force, the positively charged lattice, which is the frame of conductor and to which are applied the forces, it does not participate in the formation of the forces of interaction. That that the positively charged ions take direct part in the power processes, speaks the fact that in the process of compressing the plasma in transit through it direct current (the so-called pinch effect) it occurs the compression also of ions.

Let us examine this question on the basis of the concept of scalar-vector potential [10-12]. We will consider that the scalar- vector potential of single charge is determined by relationship (2.4), and that the electric fields, created by this potential, act on all surrounding charges, including to the charges positively charged lattices.

Let us examine from these positions power interaction between two parallel conductors (Fig. 1), on which move the charges. In this case g_1^+ , g_2^+ and g_1^- , g_2^- present the respectively fixed charges of lattice and the moving electrons, which fall per unit of the length of conductor.

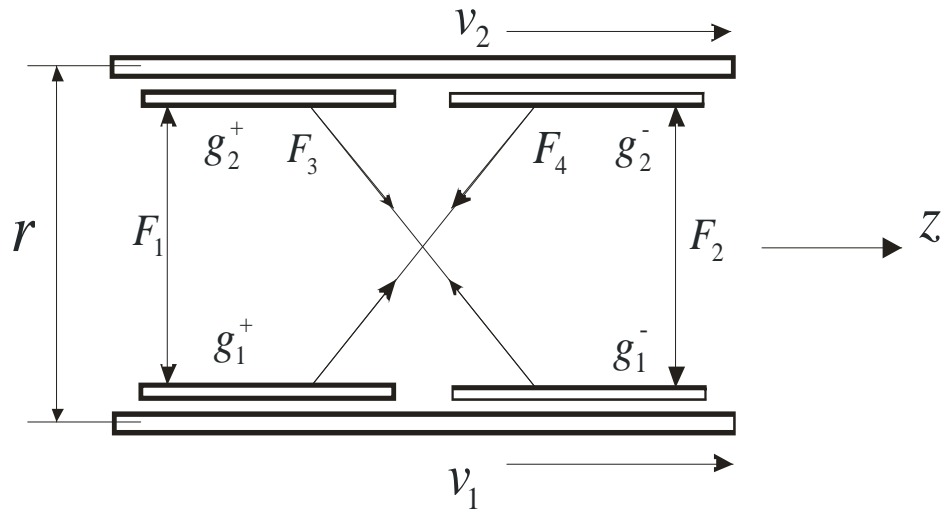


Fig. 1. Schematic of power interaction of the current carrying wires of two-wire circuit taking into account the positively charged lattice.

The charges g_1^+ , g_2^+ present the positively charged lattice in the lower and upper conductors. We will also consider that both conductors prior to the start of charges are electrically neutral, i.e. in the conductors there are two systems of the

mutually inserted opposite charges with the specific density g_1^+ , g_1^- and g_2^+ , g_2^- , which electrically neutralize each other. In Fig. 1 these systems for larger convenience in the examination of the forces of interaction are moved apart along the axis z . Electrons move with the speeds v_1 and v_2 . The force of interaction between the lower and upper conductors we will search for as the sum of four forces, whose designation is understandable from the figure. The repulsive forces F_1 and F_2 we will take with the minus sign, while the attracting force F_3 and F_4 we will take with the plus sign.

The forces, which act in the single section of conductor, will be written down:

$$\begin{aligned}
 F_1 &= -\frac{g_1^+ g_2^+}{2\pi\epsilon r}, \\
 F_2 &= -\frac{g_1^- g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1 - v_2}{c}, \\
 F_3 &= +\frac{g_1^- g_2^+}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1}{c}, \\
 F_4 &= +\frac{g_1^+ g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_2}{c}.
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Adding all force components, we will obtain the amount of the composite force, which falls per unit of the length of conductor,

$$F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(ch \frac{v_1}{c} + ch \frac{v_2}{c} - ch \frac{v_1 - v_2}{c} - 1 \right). \tag{3.2}$$

In this expression g_1 and g_2 are undertaken the absolute values of charges, and the signs of forces are taken into account in the bracketed expression. For the case $v \ll c$, let us take only two first members of expansion in the series $ch \frac{v}{c}$, i.e., we

will consider that $ch \frac{v}{c} \cong 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}$. From relationship (3.2) we obtain

$$F_{\Sigma 1} = \frac{g_1 v_1 g_2 v_2}{2\pi\epsilon c^2 r} = \frac{I_1 I_2}{2\pi\epsilon c^2 r} \tag{3.3}$$

where g_1 and g_2 are undertaken the absolute values of specific charges, and v_1 and v_2 take with its signs.

Since the magnetic field of straight wire, along which flows the current I , we determine by the relationship

$$H = \frac{I}{2\pi r}.$$

From relationship (3.2) we obtain

$$F_{\Sigma 1} = \frac{I_1 I_2}{2\pi \epsilon c^2 r} = \frac{H_1 I_2}{\epsilon c^2} = I_2 \mu H_1,$$

where H_1 - magnetic field, created by lower conductor in the location of upper conductor.

It is analogous

$$F_{\Sigma 1} = I_1 \mu H_2,$$

where H_2 - the magnetic field, created by upper conductor in the region of the arrangement of lower conductor.

These relationships completely coincide with the results, obtained on the basis of the concept of magnetic field.

Relationship (3.3) represents the known rule of power interaction of the current carrying systems, but is obtained it not by the phenomenological way on the basis of the introduction of phenomenological magnetic field, but on the basis of completely intelligible physical procedures, under the assumption that that the scalar potential of charge depends on speed. In the formation of the forces of interaction in this case the lattice takes direct part, which is not in the model of magnetic field. In the model examined are well visible the places of application of force. The obtained relationships coincide with the results, obtained on the basis of the concept of magnetic field and by the axiomatically introduced Lorentz force. In this case is

undertaken only first member of expansion in the series $ch \frac{v}{c}$. For the speeds $v \sim c$ should be taken all terms of expansion. In terms of this the proposed method is differed from the method of calculation of power interactions by the basis of the concept of magnetic field. If we consider this circumstance, then the connection between the forces of interaction and the charge rates proves to be nonlinear. This, in particular it leads to the fact that the law of power interaction of the current carrying systems is asymmetric. With the identical values of currents, but with their different directions, the attracting forces and repulsion become unequal. Repulsive forces prove to be greater than attracting force. This difference is small and is determined by the expression

$$\Delta F = \frac{v^2}{2c^2} \frac{I_1 I_2}{2\pi\epsilon c^2 \epsilon},$$

but it is manifested with the speeds of the charge carriers of close ones to the speed of light.

Let us remove the lattice of upper conductor (Fig. 1), after leaving only free electronic flux. In this case will disappear the forces F_1 and F_3 , and this will indicate interaction of lower conductor with the flow of the free electrons, which move with the speed v_2 on the spot of the arrangement of upper conductor. In this case the value of the force of interaction is defined as:

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(ch \frac{v_2}{c} - ch \frac{v_1 - v_2}{c} \right). \quad (3.4)$$

Lorentz force assumes linear dependence between the force, which acts on the charge, which moves in the magnetic field, and his speed. However, in the obtained relationship the dependence of the amount of force from the speed of electronic flux will be nonlinear.

Let us note still one interesting result. From relationship (3.3), with an accuracy to quadratic terms, the force of interaction of electronic flux with the rectilinear wire to determine according to the following dependence:

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{v_1 v_2}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right). \quad (3.5)$$

From expression (3.5) follows that with the unidirectional electron motion in the conductor and in the electronic flux the force of interaction with the fulfillment of conditions $v_1 = \frac{1}{2} v_2$ is absent.

Should be focused attention still to one important special feature of relationship (3.5). If we assume that in the upper conductor there is no lattice, and electrons are fixed, then nevertheless remains the force, which acts on the fixed electrons from the side of the lower conductor, along which flows the current, which is equivalent to the presence around the lower conductor of electric field. This force is determined by the second member of bracketed expression. This force is small for the normal conductors, since. the electron velocities in them are small, and cannot be revealed it. There is no such force in the concept of magnetic field, since fixed electrons with the magnetic field do not interact. But in the superconductors of current density on many orders exceed current densities in the metals, and therefore around them the electric field, connected with the electron motion, which yields to measurement, is formed. With this it is connected the fact that around the superconductive solenoids

and the tori, into which the current is introduced, electric field is formed. And this fact obtained experimental confirmation in works [2-4].

Since the speed of the electronic flux usually much higher than speed of current carriers in the conductor, the second term in the brackets in relationship (3.5) can be disregarded. Then, since

$$H_1 = \frac{g_1 v_1}{2\pi\epsilon c^2 r},$$

we will obtain the magnetic field, created by lower conductor in the place of the motion of electronic flux:

$$F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \frac{v_1 v_2}{c^2} = g_2 \mu v_2 H.$$

In this case, the obtained value of force exactly coincides with the value of Lorentz force.

Taking that

$$F_\Sigma = g_2 E = g_2 \mu v_2 H,$$

it is possible to consider that on the charge, which moves in the magnetic field, acts the electric field E , directed normal to the direction of the motion of charge. This result also with an accuracy to of the quadratic terms $\frac{v^2}{c^2}$ completely coincides with

the results of the concept of magnetic field and is determined the Lorentz force, which acts from the side of magnetic field to the flow of the moving electrons.

As was already said, one of the important contradictions to the concept of magnetic field is the fact that two parallel beams of the like charges, which are moved with the identical speed in one direction, must be attracted. In this model there is no this contradiction already. If we consider that the charge rates in the upper and lower wire will be equal, and lattice is absent, i.e., to leave only electronic fluxes, then will remain only the repulsive force F_2 .

Regularly does appear a question, and does create magnetic field most moving electron stream of in the absence compensating charges of lattice or positive ions in the plasma? The diagram examined shows that the study of the problem about power interaction between the conductors requires the calculation of the positively charged lattice. Therefore most moving electronic flux cannot create that effect, which is created during its motion in the positively charged lattice. At the same time, if we examine two in parallel moving electron streams, then appears the extra force of interaction, which depends on the relative speed of these flows.

Let us demonstrate still one approach to the problem of power interaction of the current carrying systems. The statement of facts of the presence of forces between

the current carrying systems indicates that there is some field of the scalar potential, whose gradient ensures the force indicated. But that this for the field? Relationship (3.3) gives only the value of force, but he does not speak about that, the gradient of what scalar potential ensures these forces. We will support with constants the currents I_1 and I_2 , and let us begin to draw together or to move away conductors. The work, which in this case will be spent, and is that potential, whose gradient gives force. After integrating relationship (3.3), we obtain the value of the energy:

$$W = \frac{I_1 I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}.$$

This energy, depending on that to move away conductors from each other, or to draw together, can be positive or negative. When conductors move away, then energy is positive, and this means that, supporting current in the conductors with constant, generator returns energy. This phenomenon is the basis the work of all electric motors. If conductors converge, then work accomplish external forces, on the source, which supports in them the constancy of currents. This phenomenon is the basis the work of all electric motors.

Relationship for the energy can be rewritten and thus:

$$W = \frac{I_1 I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2} = I_2 A_{z1} = I_1 A_{z2},$$

where

$$A_{z1} = \frac{I_1 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}$$

is z - component of vector potential, created by lower conductor in the location of upper conductor, and

$$A_{z2} = \frac{I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}$$

is z - component of vector potential, created by upper conductor in the location of lower conductor.

The approach examined demonstrates that large role, which the vector potential in questions of power interaction of the current carrying systems and conversion of electrical energy into the mechanical plays. This approach also clearly indicates that the Lorentz force is a consequence of interaction of the current carrying systems with the field of the vector potential, created by other current carrying systems. Important circumstance is the fact that the formation of vector potential is obliged to the dependence of scalar potential on the speed. The moving charges, in connection with the presence of the dependence of their scalar potential on the speed, create the scalar field, whose gradient gives force.

In spite of simplicity and the obviousness of this approach, this simple mechanism up to now was not finally realized. For this reason the Lorentz force, until now, was introduced in the classical electrodynamics by axiomatic way.

4. The homopolar induction

The homopolar induction was discovered still Faraday almost 200 years ago, but in the classical electrodynamics of final answer to that as and why work some constructions of unipolar generators, there is no up to now [10]. Is incomprehensible the work even of that generator, which was opened still by Faraday, when there is a magnetized conducting cylinder, during rotation of which between the fixed contacts, connected to its axis and generatrix, appears the electromotive force. Is still more incomprehensible the case, when together with the cylindrical magnet revolves the conducting disk, which does not have galvanic contact with the magnet, but fixed contacts are connected to the axis of disk and its generatrix. In some sources [11] it is indicated that the answer can be obtained within the framework STR, but there are no concrete answers as STR to apply to the revolving magnet. Let us show that the concrete answers to all these questions can be obtained within the framework the concept of scalar- vector potential.

Let us examine the case, when there is a single long conductor, along which flows the current. We will as before consider that in the conductor is a system of the mutually inserted charges of the positive lattice g^+ and free electrons g^- , which in the absence current neutralize each other (Fig.3).

The electric field, created by rigid lattice depending on the coordinate r , takes the form:

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r}, \quad (4.1)$$

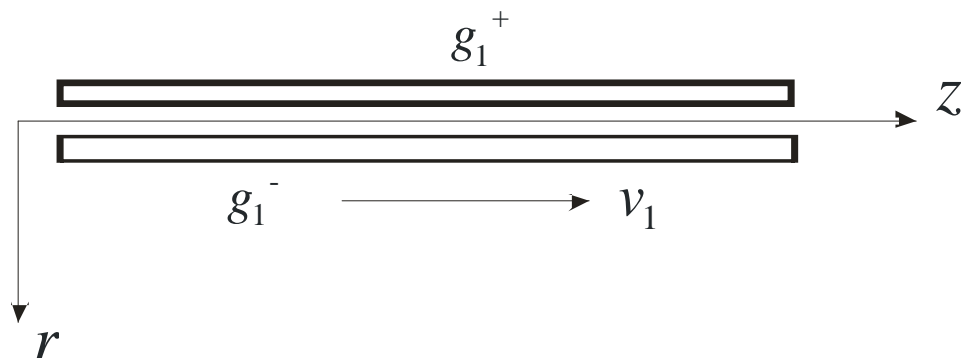


Fig. 3. Section is the conductor, along which flows the current.

We will consider that the direction of the vector of electric field coincides with the direction r . If electronic flux moves with the speed v_1 , then the electric field of this flow is determined by the equality

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1}{c} \simeq -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right). \quad (4.2)$$

Adding (4.1) and (4.2), we obtain:

$$E^- = -\frac{g^- v_1^2}{4\pi\epsilon c^2 r}$$

This means that around the conductor with the current is an electric field, which corresponds to the negative charge of conductor. However, this field has insignificant value, since in the real conductors $v \ll c$.

Let us examine the case, when very section of the conductor, on which with the speed v_1 flow the electrons, moves in the opposite direction with speed v (Fig. 4). In this case relationships (2) and (3) will take the form

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right) \quad (4.3)$$

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(v_1 - v)^2}{c^2} \right) \quad (4.4)$$

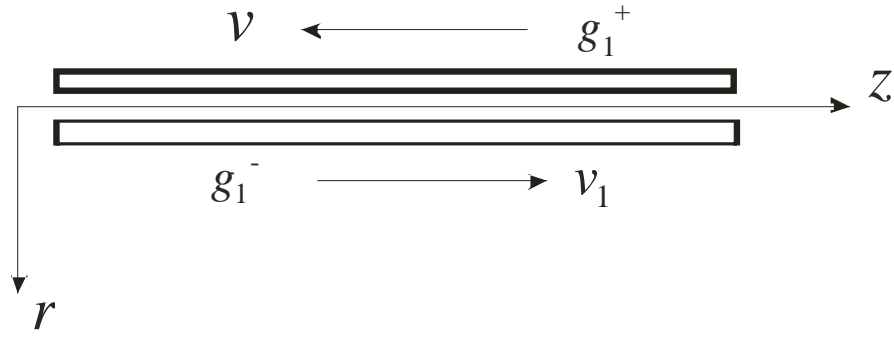


Fig. 4. Moving conductor with the current.

Adding (4.3) and (4.4), we obtain:

$$E^+ = \frac{g}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{v_1 v}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right). \quad (4.5)$$

Since the speed of the mechanical motion of conductor is considerably more than the drift velocity of electrons, the second term in the brackets can be disregarded. In this case from (4.5) we obtain

$$E^+ = \frac{g v_1 v}{2\pi\epsilon c^2 r} \quad (4.6)$$

The obtained result means that around the moving conductor, along which flows the current, with respect to the fixed observer is formed the electric field, determined by relationship (4.6), which is equivalent to appearance on this conductor of the specific positive charge of the equal

$$g^+ = \frac{g v_1 v}{c^2}$$

as is obtained the homopolar induction, with which on the fixed contacts a potential difference is obtained, it is easy to understand from Fig. 5.

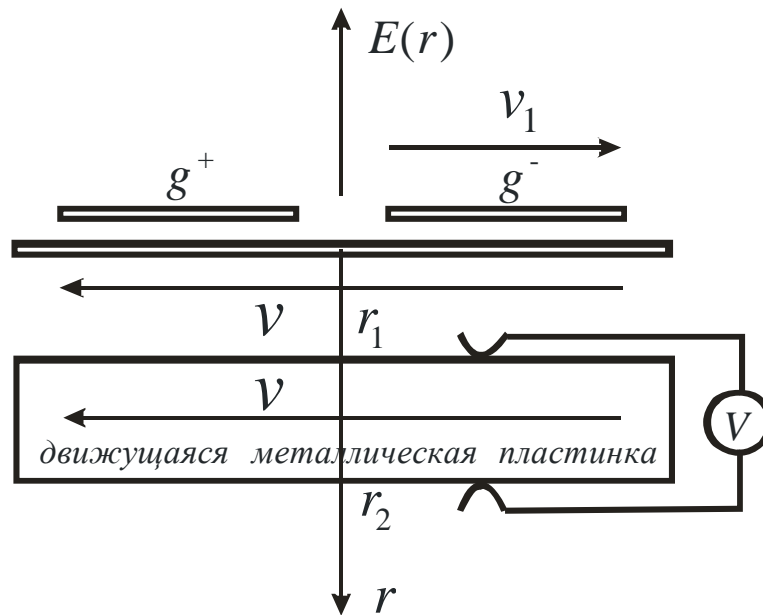


Fig. 5. Diagram of formation electromotive force homopolar induction.

We will consider that r_1 and r_2 of the coordinate of the points of contact of the tangency of the contacts, which slide along the edges of the metallic plate, which moves with the same speed as the conductor, along which flows the current. For convenience in the examination the positive ions in the conductor and the moving electrons are spread on the coordinate z . Contacts are connected to the voltmeter, which is also fixed. Then, it is possible to calculate a potential difference between these contacts, after integrating relationship (4.6):

$$U = \frac{gv_1v}{2\pi\epsilon c^2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{gv_1v}{2\pi\epsilon c^2} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

But in order to the load, in this case to the voltmeter, to apply this potential difference, it is necessary sliding contacts to lock by the cross connection, on which there is no potential difference indicated. But since metallic plate moves together with the conductor, a potential difference is absent on it. It serves as that cross connection, which gives the possibility to convert this composite outline into the unipolar generator.

Now it is possible wire to roll up into the ring (Fig. 6) of one or several turns, and to feed it from the current source. Moreover contacts 1 should be derived on the collector rings, which are located on the rotational axis and to them joined the friction fixed brushes. Thus, it is possible to obtain the revolving magnet. In this magnet should be placed the conducting disk with the opening, which revolves

together with the turns of the wire, which serves as magnet, and with the aid of the fixed contacts, that slide on the generatrix of disk, tax voltage on the voltmeter. As the limiting case it is possible to take continuous metallic disk and to connect sliding contacts to the generatrix of disk and its axis. Instead of the revolving turn with the current it is possible to take the disk, magnetized in the axial direction, which is equivalent to turn with the current, in this case the same effect will be obtained.

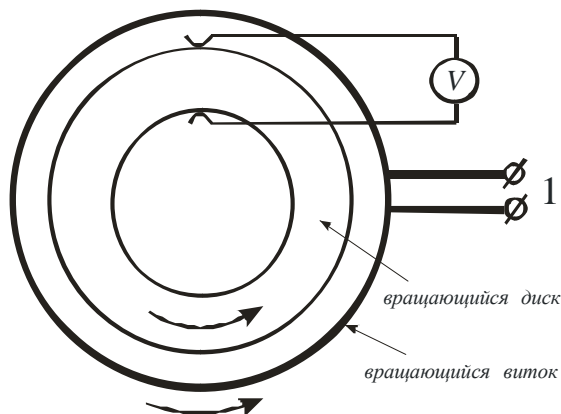


Fig. 6 . Schematic of unipolar generator with the revolving turn with the current and the revolving conducting ring.

Different combinations of the revolving and fixed magnets and disks are possible. The case with the fixed magnet and the revolving conducting disk is characterized by the diagram, depicted in Fig. 7, if the conducting plate was rolled up into the ring.

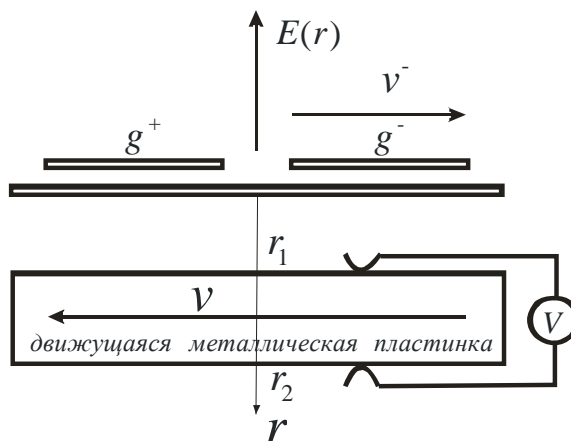


Fig. 7. Case of fixed magnet and revolving disk.

In this case the following relationships are fulfilled:

The electric field, generated in the revolving disk by the electrons, which move along the conductor, is determined by the relationship

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1 - v}{c} = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(v_1 - v)^2}{c^2} \right),$$

and by the fixed ions

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v}{c} = \frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right).$$

The summary tension of electric field in this case will comprise

$$E_\Sigma = \frac{g}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{v v_1}{c^2} \right),$$

and a potential difference between the points r_1 and r_2 in the coordinate system, which moves together with the plate, will be equal

$$U = \frac{g(r_2 - r_1)}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{v v_1}{c^2} \right).$$

Since in the fixed with respect to the magnet of the circuit of voltmeter the induced potential difference is absent, the potential difference indicated will be equal by the electromotive force of the generator examined. As earlier moving conducting plate can be rolled up into the disk with the opening, and the wire, along which flows the current into the ring with the current, which is the equivalent of the magnet, magnetized in the end direction.

Thus, the concept of scalar-vector potential gives answers to all presented questions, which are concerned all known constructions of unipolar generators.

5. Emission laws of the moving charge

Since pour on any process of the propagation of electrical and potentials it is always connected with the delay, let us introduce the being late scalar- vector potential, by considering that the field of this potential is extended in this medium with a speed of light:

$$\varphi(r,t) = \frac{g \, ch \frac{v_{\perp} \left(t - \frac{r}{c} \right)}{c}}{4\pi \varepsilon_0 r}, \quad (5.1)$$

where $v_{\perp} \left(t - \frac{r}{c} \right)$ - component of the charge rate g , normal to the vector \vec{r} at the moment of the time $t' = t - \frac{r}{c}$, r - distance between the charge and the point.

Using a relationship $\vec{E} = -grad \varphi(r,t)$, let us find field at point 1 (Fig. 8.)

The gradient of the numerical value of a radius of the vector of is a scalar function of two points: the initial point of a radius of vector and its end point (in this case this point 1 on the axis of and point 0 at the origin of coordinates). Point 1 is the point of source, while point 0 - by observation point. With the determination of gradient from the function, which contains a radius depending on the conditions of task it is necessary to distinguish two cases:

- 1) The point of source is fixed and \vec{r} is considered as the function of the position of observation point.
- 2) The observation point is fixed and \vec{r} is considered as the function of the position of the point of source.

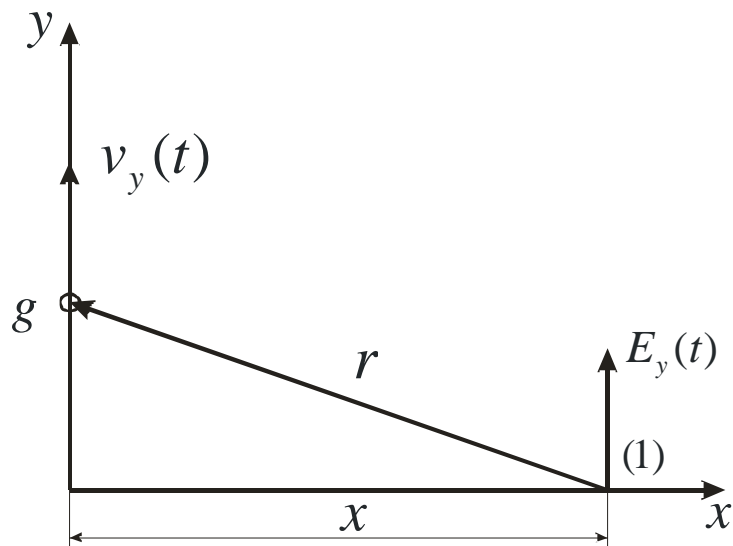


Fig. 8. Diagram of shaping of the induced electric field.

We will consider that the charge e accomplishes fluctuating motion along the axis y , in the environment of point 0, which is observation point, and fixed point 1 is the point of source and \vec{r} is considered as the function of the position of charge. Then we write down the value of electric field at point 1:

$$E_y(1) = -\frac{\partial \varphi_{\perp}(r,t)}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y} \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r(y,t)} ch \frac{v_y \left(t - \frac{r(y,t)}{c} \right)}{c}$$

When the amplitude of the fluctuations of charge is considerably less than distance to the observation point, it is possible to consider a radius vector constant. We obtain with this condition:

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 cx} \frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial y} sh \frac{v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{c}, \quad (5.2)$$

where x - some fixed point on the axis x .

Taking into account that
$$\frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial y} = \frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t} \frac{1}{v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}$$

we obtain from (5.2):

$$E_y(x,t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 cx} \frac{1}{v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)} \frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t} sh \frac{v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{c}. \quad (5.3)$$

This is a complete emission law of the moving charge.

if we take only first term of the expansion of , then we will obtain from (5.3):

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2 x} \frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t} = -\frac{ea_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{4\pi\epsilon_0 c^2 x} \quad (5.4)$$

where $a_y\left(t - \frac{x}{c}\right)$ - being late acceleration of charge. This relationship is wave equation and defines both the amplitude and phase responses of the wave of the electric field, radiated by the moving charge.

If we as the direction of emission take the vector, which lies at the plane xy , and which constitutes with the axis y the angle α , then relationship (5.4) takes the form:

$$E_y(x, t, \alpha) = -\frac{ea_y\left(t - \frac{x}{c}\right)\sin\alpha}{4\pi\epsilon_0 c^2 x}. \quad (5.5)$$

Relationship (5.5) determines the radiation pattern. Since in this case there is axial symmetry relative to the axis y , it is possible to calculate the complete radiation pattern of this emission. This diagram corresponds to the radiation pattern of dipole emission.

since $\frac{ev_z\left(t - \frac{x}{c}\right)}{4\pi x} = A_H\left(t - \frac{x}{c}\right)$ - being late vector potential, relationship (5.5) it is possible to rewrite

$$E_y(x, t, \alpha) = -\frac{ea_y\left(t - \frac{x}{c}\right)\sin\alpha}{4\pi\epsilon_0 c^2 x} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial A_H\left(t - \frac{x}{c}\right)\sin\alpha}{\partial t}.$$

Complete agreement with the equations of the being late vector potential is again obtained, but vector potential is introduced here not by phenomenological method, as this was done earlier, but with the use of a concept of the being late scalar-vector potential.

Conclusion

Correctness and the usefulness of any theory consists in that, how it unambiguously predicts and are described physical phenomena. We showed that the concept of scalar-vector potential correctly predicts and are described all known to us electrodynamic phenomena. It correctly describes those phenomena, which none of the existing theories describe can, such phenomena include the appearance of

electric pulse with the nuclear explosion and the electrization of superconductive tori [3,4]. The proposed concept is simple and intelligible, therefore it successfully can be accepted as the working tool of electrodynamics.

Thus, the construction of electrodynamics should have been begun from the acknowledgement of the dependence of scalar potential on the speed. But nature very deeply hides its secrets, and in order to come to this simple conclusion, it was necessary to pass way by length almost into two centuries. The grit, which so harmoniously were erected around the magnet poles, in a straight manner indicated the presence of some power pour on potential nature, but to this they did not turn attention; therefore it turned out that all examined only tip of the iceberg, whose substantial part remained invisible of almost two hundred years.

Taking into account the aforesaid one should consider that the basis of contemporary electrodynamics is formula (5.1). From this formula it follows and static interaction of charges, and laws of power interaction in the case of their mutual motion, and emission laws and scattering. After entire aforesaid it is possible to remove construction forests, such as magnetic field and magnetic vector potential, which do not allow here already almost two hundred years to see the building of electrodynamics in entire its sublimity and beauty.

Reference

1. Менде Ф. Ф. К вопросу об уточнении уравнений элетромагнитной индукции. - Харьков, депонирована в ВИНТИ, №774-В88 Деп., 1988.-32с.
2. Mende F. F. Experimental corroboration and theoretical interpretation of dependence of charge value on DC flow velocity through superconductors. Proceedings International Conference "Physics in Ukraine", Kiev, 22-27 Jne, 1993, p. 167-170.
3. Менде Ф. Ф. Великие заблуждения и ошибки физиков XIX-XX столетий. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2010, – 176 с.
4. Менде Ф. Ф. Новая электродинамика. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2012, – 172 с.
5. Conception of the scalar-vector potential in contemporary electrodynamics arxiv.org/abs/physics/0506083
6. On refinement of certain laws of classical electrodynamics arxiv.org/abs/physics/0402084

7. The theory of pinch-effect in the concept scalar-vector potential
arxiv.org/abs/physics/0506082
8. Менде Ф. Ф. Новые подходы в современной классической электродинамике. Часть II, Инженерная физика, №2, 2013.
9. Менде Ф. Ф. Электрический импульс космического термоядерного взрыва Инженерная физика, №5, 2013
10. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М: Мир, 1977.
11. Тамм И. Е. Основы теории электричества М.: Наука, 1989 – 504 с.

Концепция скалярно-векторного потенциала в современной электродинамике

Ф. Ф. Менде

В настоящее время классическая электродинамика состоит из двух не связанных между собой частей. С одной стороны это уравнения Максвелла, которые определяют волновые явления в материальных средах, с другой стороны сила Лоренца, которая определяет силовое взаимодействие между движущимися зарядами. Ещё со времён Лоренца и Пуанкаре эта сила вводится как экспериментальный постулат. И пока нет той единой основы, которая связала воедино эти две разрозненные части электродинамики. Настоящая статья решает эту проблему на основе введения концепции скалярно-векторного потенциала, предполагающей зависимость скалярного потенциала заряда от его относительной скорости.

Ключевые слова: электродинамика, законы индукции, электрическое поле, скалярный потенциал, магнитное поле, векторный потенциал, уравнения Максвелла, фазовая абберация, поперечный эффект Доплера, униполярная индукция.

Введение

В настоящее время классическая электродинамика состоит из двух не связанных между собой частей. С одной стороны это уравнения Максвелла, которые определяют волновые явления в материальных средах, с другой стороны сила Лоренца, которая определяет силовое взаимодействие между движущимися зарядами. Ещё со времён Лоренца и Пуанкаре эта сила вводится как экспериментальный постулат. И пока нет той единой основы, которая связала воедино эти две разрозненные части электродинамики. С физической точки зрения само понятие силы Лоренца вызывает недоумение. Совершенно не понятно, какие причины могут вызывать силы, действующие на равномерно движущийся материальный объект, направленные нормально к направлению его движения. Кроме электродинамики таких законов в физике нет. Если имеется статическая сила, то вполне осозанным является поиск скалярного потенциала, градиент которого и даёт такую силу, но силу

Лоренца на этом пути не искали, а ограничились только аксиоматикой. Не лучшим образом обстоят дела и в целом ряде других вопросов, когда классическая электродинамика не может объяснить ряд известных явлений. К ним относится фазовая абберрация и поперечный эффект Доплера. Это связано с тем, что в классической электродинамике отсутствуют правила определения полей при переходе из одной инерциальной системы в другую. Этот пробел восполняет теория относительности (СТО), основанная на постулатах. Но использование постулатов означает то, что мы не понимаем физики самого явления, довольствуясь тем, что использование постулатов даёт хорошее согласие с экспериментом. Существует и проблема униполярной индукции, которая является исключением из закона Фарадея. Но, если это так, то сам закон Фарадея неполон. Но в электродинамике имеются и такие явления, которые ни в её рамках, ни в рамках СТО объяснения не находят. Это возникновение электрического импульса ядерного взрыва и возникновение постоянных электрических полей вокруг сверхпроводящих соленоидов и торов, когда в них индукционным способом вводится постоянный ток. Предлагаемая статья решает весь комплекс затронутых проблем на основе введения концепции скалярно-векторного потенциала, предполагающего зависимость скалярного потенциала заряда от его относительной скорости. Эта концепция построена в рамках классической электродинамики на основе записи законов индукции в полных производных в рамках преобразований Галилея. Её основы заложены в 1988 году в работе [1] и получили дальнейшее развитие и экспериментальное подтверждение в работах [2-4]. К сожалению, до самого последнего времени указанная концепция не публиковалась в официальных научных журналах, а её основы были изложены в статьях находящихся в архивах [3-7] и обсуждались в блогах и на форумах. И только в самое последнее время появились публикации [8,9], в которых содержатся отрывочные данные об этой концепции и приведены её отдельные практические результаты. Настоящая работа призвана систематизировать указанные данные.

1. Динамические потенциалы и поля движущихся зарядов.

Поля, которые создаются в заданной инерциальной системе (ИСО) движущимися зарядами, будем называть динамическими. Примером динамического поля может служить магнитное поле, которое возникает вокруг движущихся зарядов.

В данном разделе будет сделана попытка найти физическое обоснованные преобразования полей при переходе из одной ИСО в другую, а также выяснить какие динамические потенциалы и поля могут генерировать движущиеся заряды. Первый шаг, продемонстрированный в работах [3-6], был сделан путём записи уравнений индукции в полных производных. Эти законы записываются следующим образом:

$$\oint \vec{E}' dl' = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} + \oint [\vec{v} \times \vec{B}] dl' ,$$

$$\oint \vec{H}' dl' = \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{s} - \oint [\vec{v} \times \vec{D}] dl'$$
(1.1)

или

$$\text{rot} \vec{E}' = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \text{rot} [\vec{v} \times \vec{B}]$$

$$\text{rot} \vec{H}' = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} - \text{rot} [\vec{v} \times \vec{D}]$$
(1.2)

Для постоянных полей эти соотношения имеют вид:

$$\vec{E}' = [\vec{v} \times \vec{B}]$$

$$\vec{H}' = - [\vec{v} \times \vec{D}]$$
(1.3)

В соотношениях (1.1-1.3), предполагающих справедливость преобразований Галилея, штрихованные и не штрихованные величины представляют поля и элементы в движущейся и неподвижной ИСО соответственно. Следует заметить, что преобразования (1.3) ранее можно было получить только из преобразований Лоренца.

Соотношения (1.3) свидетельствуют о том, что в случае относительного движения систем отсчета, между полями \vec{E} и \vec{H} существует перекрестная связь, т.е. движение в полях \vec{H} приводит к появлению полей \vec{E} и наоборот. Из этих соотношений вытекают дополнительные следствия, которые впервые были рассмотрены в работе [1]. Электрическое поле $E = \frac{g}{2\pi\epsilon r}$ за пределами заряженного длинного стержня, на единицу длины которого приходится заряд g , убывает по закону $\frac{1}{r}$, где r - расстояние от центральной оси стержня до точки наблюдения.

Если параллельно оси стержня в поле E начать со скоростью Δv двигать другую ИСО, то в ней появится дополнительное магнитное поле $\Delta H = \varepsilon E \Delta v$. Если теперь по отношению к уже движущейся ИСО начать двигать третью систему отсчета со скоростью Δv , то уже за счет движения в поле ΔH появится добавка к электрическому полю $\Delta E = \mu \varepsilon E (\Delta v)^2$. Данный процесс можно продолжать и далее, в результате чего может быть получен ряд, дающий величину электрического поля $E'_v(r)$ в движущейся ИСО при достижении скорости $v = n\Delta v$, когда $\Delta v \rightarrow 0$, а $n \rightarrow \infty$. В конечном итоге в движущейся ИСО величина динамического электрического поля окажется больше, чем в исходной и определится соотношением:

$$E'(r, v_{\perp}) = \frac{gch \frac{v_{\perp}}{c}}{2\pi \varepsilon r} = Ech \frac{v_{\perp}}{c}.$$

Если речь идет об электрическом поле одиночного заряда e , то его электрическое поле будет определяться соотношением:

$$E'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi \varepsilon r^2},$$

где v_{\perp} - нормальная составляющая скорости заряда к вектору, соединяющему движущийся заряд и точку наблюдения.

Выражение для скалярного потенциала, создаваемого движущимся зарядом, для этого случая запишется следующим образом:

$$\varphi'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi \varepsilon r} = \varphi(r) ch \frac{v_{\perp}}{c}, \quad (1.4)$$

где $\varphi(r)$ - скалярный потенциал неподвижного заряда. Потенциал $\varphi'(r, v_{\perp})$ может быть назван скалярно-векторным, т.к. он зависит не только от абсолютной величины заряда и его скорости, но и от направления его движения по отношению к точке наблюдения. Максимальное значение этот потенциал имеет в направлении нормальном к движению заряда.

При движении в магнитном поле, применяя уже рассмотренный метод, получаем:

$$H'(v_{\perp}) = Hch \frac{v_{\perp}}{c}.$$

где v_{\perp} - скорость нормальная к направлению магнитного поля.

Если полученные результаты применить к электромагнитной волне и обозначить компоненты полей параллельные скорости ИСО, как E_{\parallel} и H_{\parallel} , а E_{\perp} и H_{\perp} , как компоненты нормальные к ней, то преобразования полей запишутся:

$$\begin{aligned}\vec{E}'_{\parallel} &= \vec{E}_{\parallel}, \\ \vec{E}'_{\perp} &= \vec{E}_{\perp} ch \frac{v}{c} + \frac{Z}{v} [\vec{v} \times \vec{H}_{\perp}] sh \frac{v}{c}, \\ \vec{H}'_{\parallel} &= \vec{H}_{\parallel}, \\ \vec{H}'_{\perp} &= \vec{H}_{\perp} ch \frac{v}{c} - \frac{1}{vZ} [\vec{v} \times \vec{E}_{\perp}] sh \frac{v}{c},\end{aligned}\tag{1.5}$$

где $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ – импеданс пространства, $c = \sqrt{\frac{1}{\mu \epsilon}}$ – скорость света.

Преобразования полей (1.5) были впервые получены в работе [1].

2. Фазовая абберация и поперечный эффект Доплера.

Покажем, как при помощи соотношений (1.5) можно объяснить явление фазовой абберации, которое в рамках классической электродинамики объяснений не имело. Будем считать, что имеются компоненты плоской волны H_z и E_x , распространяющейся в направлении y , а штрихованная система движется в направлении оси x со скоростью v_x . Тогда компоненты полей в штрихованной системе в соответствии с соотношениями (1.5) запишутся:

$$\begin{aligned}E'_x &= E_x, \\ E'_y &= H_z sh \frac{v_x}{c}, \\ H'_z &= H_z ch \frac{v_x}{c}.\end{aligned}$$

Таким образом, имеется неоднородная волна, имеющая в направлении распространения компоненту E'_y .

Запишем суммарное поле E' в движущейся ИСО:

$$E' = \left[(E'_x)^2 + (E'_y)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = E_x ch \frac{v_x}{c}. \quad (2.1)$$

Если вектор \vec{H}' по-прежнему ортогонален оси y , то вектор \vec{E}' теперь наклонен к ней на угол α , определяемый соотношением:

$$\alpha \cong sh \frac{v}{c} \cong \frac{v}{c}. \quad (2.2)$$

Это и есть фазовая абберрация. Именно на такой угол приходится наклонять телескоп по ходу движения Земли вокруг Солнца, чтобы наблюдать звезды, находящиеся в зените.

Вектор Пойнтинга теперь направлен уже не по оси y , а находясь в плоскости xu , наклонен к оси y на угол, определяемый соотношениями (2.2). Отношение же абсолютных величин векторов \vec{E}' и \vec{H}' в обеих системах остались одинаковыми. Однако абсолютная величина самого вектора Пойнтинга увеличилась. Таким образом, даже поперечное движение инерциальной системы по отношению к направлению распространения волны увеличивает ее энергию в движущейся системе.

Нетрудно показать, что, если поляризация электромагнитной волны измениться, то результат останется прежним. Преобразования по отношению к векторам \vec{E} и \vec{H} полностью симметричны, единственным отличием будет то, что теперь получится волна, у которой появится прибавка в направлении распространения у компонента H'_v .

Полученные волны имеют в направлении своего распространения дополнительные вектора электрического или магнитного поля, и в этом они похожи на E и H волны, распространяющиеся в волноводах. Полученная волна является суперпозицией плоской волны с фазовой скоростью

$c = \sqrt{\frac{1}{\mu\epsilon}}$ и дополнительной волны с бесконечной фазовой скоростью ортогональной к направлению распространения плоской волны.

Поперечный эффект Доплера обсуждается достаточно давно. Для наблюдения звезды из движущейся ИСО необходимо наклонять телескоп по ходу движения на угол, определяемый соотношением (2.2). Но в данном случае звезда, наблюдаемая при помощи телескопа в зените, будет в действительности находиться несколько позади видимого положения по отношению к направлению движения. Ее угловое смещение от видимого

положения будет определяться соотношением (2.2). Но это будет означать, что такая звезда по отношению к наблюдателю имеет радиальную скорость, определяемую соотношением

$$v_r = v \sin \alpha$$

Поскольку для малых значений углов $\sin \alpha \cong \alpha$, а $\alpha = \frac{v}{c}$, то доплеровский сдвиг частоты составит

$$\omega_{d\perp} = \omega_0 \frac{v^2}{c^2}. \quad (2.3)$$

Данный результат численно совпадает с результатами СТО, но он принципиально отличается от её результатов тем, что в СТО считается, что поперечный эффект Доплера, определяемый соотношением (2.3), существует в действительности, в то время как в данном случае это только кажущийся эффект.

Преобразования СТО, хотя и были основаны на постулатах, но смогли правильно объяснить многие физические явления, которые до этого объяснения не имели. С этим обстоятельством и связан такой большой успех СТО. Преобразования (2.4) и (2.5) получены на физической основе без использования постулатов и оказалось, что они с высокой точностью совпали с СТО. Отличием является то, что в преобразованиях (2.5) нет ограничений по скорости зарядов, а также то, что заряд не является инвариантом скорости. Экспериментальное подтверждение указанного факта, служащее подтверждением правильности предлагаемых преобразований, состоит в том, что вокруг сверхпроводящих соленоидов и торов, в которые вводится постоянный ток, возникают статические электрические поля [2-4].

3. Силовое взаимодействие движущихся зарядов и униполярная индукция.

В классической электродинамике для расчета взаимодействия между движущимися зарядами нужно знать магнитное поле, а затем, используя силу Лоренца, находят силы, действующие на заряды, движущиеся в этом поле. При таком подходе неясным остается вопрос о том, к чему приложены силы реакции по отношению к тем силам, которые действуют на движущиеся заряды.

Концепция магнитного поля возникла в значительной степени благодаря наблюдениям за силовым взаимодействием намагниченных систем. Особенно показательным является опыт с железными опилками, которые выстраиваются около полюсов магнита или вокруг кольцевого витка с током в чёткие геометрические фигуры. Эти фигуры и послужили поводом для введения такого понятия, как силовые линии магнитного поля. При любом силовом взаимодействии, в соответствии с третьим законом Ньютона, всегда существует равенство сил действия и противодействия, а также всегда имеются те элементы системы, к которым эти силы приложены. Большим недостатком концепции магнитного поля является то, что она не даёт ответа на то, к чему конкретно приложены силы действия и противодействия, т.к. магнитное поле выступает как самостоятельная субстанция, с которой и происходит взаимодействие движущихся зарядов.

В концепции силового взаимодействия, основанной на понятиях магнитного поля и силы Лоренца, положительно заряженная решетка, которая является остовом проводника и к которой приложены силы, не участвует в формировании сил взаимодействия. То, что положительно заряженные ионы принимают непосредственное участие в силовых процессах, говорит тот факт, что в процессе сжатия плазмы, при протекании через нее постоянного тока происходит увеличение плотности ионов (так называемый пинч-эффект).

Рассмотрим этот вопрос на основе концепции скалярно-векторного потенциала. Будем считать, что скалярно-векторный потенциал одиночного заряда определяется соотношением (1.4), и что электрические поля, создаваемые этим потенциалом, действуют на все окружающие заряды, в том числе и на заряды положительно заряженной решетки.

Разберем с этих позиций силовое взаимодействие между двумя параллельными проводниками (рис. 1), по которым движутся заряды. В данном случае g_1^+ , g_2^+ и g_1^- , g_2^- представляют соответственно неподвижные заряды решетки и движущиеся электроны, приходящиеся на единицу длины проводника.

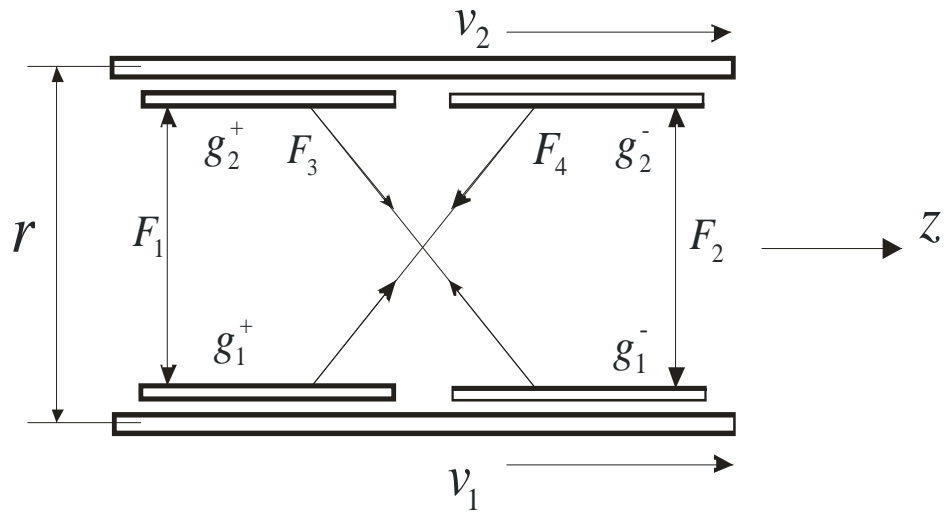


Рис. 1. Схема силового взаимодействия проводов с учетом положительно заряженной решетки.

Заряды g_1^+ , g_2^+ представляют положительно заряженную решетку в нижнем и верхнем проводниках. Будем также считать, что оба проводника до начала движения зарядов являются электронейтральными, т.е. в проводниках имеется две системы взаимно вложенных разноименных зарядов с удельной плотностью g_1^+ , g_1^- и g_2^+ , g_2^- , которые электрически нейтрализуют друг друга. На рис. 1 эти системы для большего удобства рассмотрения сил взаимодействия разнесены по оси z . Электроны двигаются со скоростями v_1 и v_2 . Силу взаимодействия между нижним и верхним проводниками будем искать как сумму четырех сил, обозначение которых понятно из рисунка. Силы отталкивания F_1 и F_2 будем брать со знаком минус, а силы притяжения F_3 и F_4 будем брать со знаком плюс.

Силы, действующие на единичный участок проводника, запишутся:

$$\begin{aligned}
F_1 &= -\frac{g_1^+ g_2^+}{2\pi\epsilon r}, \\
F_2 &= -\frac{g_1^- g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1 - v_2}{c}, \\
F_3 &= +\frac{g_1^- g_2^+}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1}{c}, \\
F_4 &= +\frac{g_1^+ g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_2}{c}.
\end{aligned} \tag{3.1}$$

Складывая силы, получим величину суммарной силы, действующей на единицу длины проводника,

$$F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(ch \frac{v_1}{c} + ch \frac{v_2}{c} - ch \frac{v_1 - v_2}{c} - 1 \right). \tag{3.2}$$

В данном соотношении в качестве g_1 и g_2 взяты абсолютные величины зарядов, а знаки сил учтены в выражении в скобках. Для случая $v \ll c$, возьмем только два первых члена разложения в ряд $ch \frac{v}{c}$, т.е. будем считать,

что $ch \frac{v}{c} \cong 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}$. Из соотношения (3.2) получаем

$$F_{\Sigma 1} = \frac{g_1 v_1 g_2 v_2}{2\pi\epsilon c^2 r} = \frac{I_1 I_2}{2\pi\epsilon c^2 r}, \tag{3.3}$$

где в качестве g_1 и g_2 взяты абсолютные величины удельных зарядов, а v_1 и v_2 берут со своими знаками.

Поскольку магнитное поле прямого провода, по которому течёт ток I , определяем соотношением

$$H = \frac{I}{2\pi r},$$

то из соотношения (3.3) получаем:

$$F_{\Sigma 1} = \frac{I_1 I_2}{2\pi\epsilon c^2 r} = \frac{H_1 I_2}{\epsilon c^2} = I_2 \mu H_1,$$

где H_1 - магнитное поле, создаваемое нижним проводником, по которому течёт ток I_1 , в месте расположения верхнего проводника.

Аналогично

$$F_{\Sigma 1} = I_1 \mu H_2,$$

где H_2 - магнитное поле, создаваемое верхним проводником в районе расположения нижнего проводника.

Эти соотношения полностью совпадают с результатами концепции магнитного поля.

Соотношение (3.3) представляет известное правило силового взаимодействия между проводниками, по которым течёт ток, но получено оно не путем введения феноменологического магнитного поля, а на основе вполне понятных физических процедур, в предположении того, что скалярный потенциал заряда зависит от скорости. В формировании сил взаимодействия в данном случае непосредственное участие принимает и решетка, чего нет в концепции магнитного поля. В рассмотренной модели определены места приложения сил. Полученные соотношения совпадают с результатами, полученными на основе аксиоматически введённой силой Лоренца. В данном

случае взят только первый член разложения в ряд $ch \frac{v}{c}$. Для скоростей $v \sim c$ следует брать и остальные члены разложения. Этим предлагаемый метод отличается от метода расчёта силовых взаимодействий на основе концепции магнитного поля. Если учесть это обстоятельство, то связь между силами взаимодействия и скоростями зарядов оказывается нелинейной. Это приводит к тому, что закон силового взаимодействия является асимметричным. При одинаковых значениях токов, но при разных их направлениях, силы притяжения и отталкивания становятся неодинаковыми. Силы отталкивания оказываются большими, чем силы притяжения. Эта разница невелика и определяется выражением

$$\Delta F = \frac{v^2}{2c^2} \frac{I_1 I_2}{2\pi \epsilon c^2 \epsilon},$$

но проявляется при скоростях носителей зарядов близких к скорости света.

Уберем решетку верхнего проводника (рис. 1), оставив только свободный электронный поток. При этом исчезнут силы F_1 и F_3 , и это будет означать взаимодействие нижнего проводника с потоком свободных электронов, движущихся со скоростью v_2 . При этом значение силы взаимодействия определяется из соотношения

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi \epsilon r} \left(ch \frac{v_2}{c} - ch \frac{v_1 - v_2}{c} \right). \quad (3.4)$$

Сила Лоренца предполагает линейную зависимость между силой, действующей на заряд, и его скоростью. Однако в полученном соотношении зависимость величины силы от скорости электронного потока будет нелинейной.

Отметим ещё один интересный результат. Из соотношения (3.3), с точностью до квадратичных членов, сила взаимодействия электронного потока с прямолинейным проводником, по которому течёт ток, можно определить из соотношения

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{v_1 v_2}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right). \quad (3.5)$$

Отсюда следует, что при однонаправленном движении электронов в проводнике и в электронном потоке сила взаимодействия при выполнении условия $v_1 = \frac{1}{2} v_2$ отсутствует.

Следует обратить внимание ещё на одну важную особенность соотношения (3.5). Если положить, что в верхнем проводнике отсутствует решетка, а электроны неподвижны, то всё равно остаётся сила, действующая на неподвижные электроны со стороны нижнего проводника, по которому течёт ток, что эквивалентно наличию вокруг нижнего проводника электрического поля. Эта сила определяется вторым членом выражения в скобках. Для нормальных проводников эта сила мала, т.к. скорости электронов в них невелики, и обнаружить её невозможно. Такой силы в концепции магнитного поля нет, т.к. неподвижные электроны с магнитным полем не взаимодействуют. Но в сверхпроводниках плотности токов на много порядков превосходят плотности токов в нормальных металлах, и поэтому вокруг них образуется электрическое поле, связанное с движением электронов, которое поддаётся измерению. С этим и связан тот факт, что вокруг сверхпроводящих соленоидов и торов, в которые вводится ток, образуется электрическое поле. И этот факт получил экспериментальное подтверждение в работах [2-4].

Поскольку скорость электронного потока обычно гораздо выше скорости носителей тока в проводнике, то вторым членом в скобках в соотношении (3.5) можно пренебречь. Тогда, поскольку

$$H_1 = \frac{g_1 v_1}{2\pi\epsilon c^2 r}$$

магнитное поле, создаваемое нижним проводником в месте движения электронного потока, получим:

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \frac{v_1 v_2}{c^2} = g_2 \mu v_2 H .$$

В данном случае, полученное значение силы в точности совпадает со значением силы Лоренца.

Учитывая, что

$$F_{\Sigma} = g_2 E = g_2 \mu v_2 H ,$$

можно считать, что на заряд, движущийся в магнитном поле, действует электрическое поле E , направленное нормально к направлению движения заряда. Данный результат также с точностью до квадратичных членов $\frac{v^2}{c^2}$ полностью совпадает с результатами концепции магнитного поля и определяет силу Лоренца, действующую со стороны магнитного поля на поток движущихся электронов.

Одним из существенных противоречий концепции магнитного поля является то, что два параллельных пучка одноименных зарядов, двигающихся с одинаковой скоростью в одном направлении, должны притягиваться. В рассмотренной модели этого противоречия уже нет. Если считать, что скорости зарядов в верхнем и нижнем проводе будут равны, а решетка отсутствует, т.е. оставить только электронные потоки, то останется только сила отталкивания F_2 независимо от того движутся заряды или нет.

Возникает вопрос, а создаёт ли магнитное поле сам движущийся поток электронов в отсутствии компенсирующих зарядов решетки. Рассмотренная схема показывает, что рассмотрение вопроса о силовом взаимодействии между проводниками требует учёта положительно заряженной решетки. Поэтому сам движущийся электронный поток не может создавать того эффекта, который создаётся при его движении в положительно заряженной решетке. В то же время, если рассмотреть два параллельно движущихся потока электронов, то возникает дополнительная сила взаимодействия, зависящая от относительной скорости этих потоков.

Продемонстрируем ещё один подход к проблеме силового взаимодействия. Констатация факта наличия сил между системами указывает на то, что существует какое-то поле скалярного потенциала, градиент которого и обеспечивает указанную силу. Но что это за поле? Соотношение (3.3) даёт только значение силы, но не говорит о том, градиент какого скалярного потенциала эти силы обеспечивает. Будем поддерживать постоянными токи I_1 и I_2 , и начнём сближать или удалять проводники. Работа, которая при этом

будет затрачена, и есть тот потенциал, градиент которого даёт силу. Проинтегрировав соотношение (3.3) по r , получаем величину энергии:

$$W = \frac{I_1 I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}.$$

Эта энергия, в зависимости от того, удаляются проводники, или сближать, может быть положительной или отрицательной. Когда проводники удаляют, то энергия положительна, а это означает, что, поддерживая ток в проводниках постоянным, генератор отдаёт энергию. Это явление и лежит в основе работы всех электродвигателей. Если проводники сближаются, то работу совершают внешние силы, над источником, поддерживающим в них постоянство токов. Это явление лежит в основе работы электрогенераторов.

Соотношение для энергии можно переписать и так:

$$W = \frac{I_1 I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2} = I_2 A_{z1} = I_1 A_{z2},$$

где

$$A_{z1} = \frac{I_1 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}$$

есть z - компонента векторного потенциала, создаваемая нижним проводником в месте расположения верхнего проводника, а

$$A_{z2} = \frac{I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}$$

есть z - компонента векторного потенциала, создаваемая верхним проводником в месте расположения нижнего проводника.

Рассмотренный подход демонстрирует ту большую роль, которую играет векторный потенциал и его зависимость от скорости в вопросах силового взаимодействия и преобразования электрической энергии в механическую. Такой подход также ясно указывает на то, что сила Лоренца есть следствие взаимодействия с полем векторного потенциала, создаваемого другими проводниками. И важным обстоятельством является то, что формирование векторного потенциала обязано зависимости скалярного потенциала от скорости. Движущиеся заряды, в связи с наличием зависимости их скалярного потенциала от скорости, создают скалярное поле, градиент которого и даёт силу.

Несмотря на простоту и очевидность такого подхода, этот простой механизм до настоящего времени не был окончательно осознан. По этой причине сила Лоренца до сих пор вводилась аксиоматическим путём.

4. Униполярная индукция

Униполярная индукция была открыта ещё Фарадеем почти 200 лет тому назад, но в классической электродинамике окончательного ответа на то, как и почему работают некоторые конструкции униполярных генераторов, нет до настоящего времени [10]. Непонятна работа даже того генератора, который был открыт ещё Фарадеем, когда имеется намагниченный проводящий цилиндр, при вращении которого между неподвижными контактами, подключёнными к его оси и образующей, возникает электродвижущая сила. Ещё более непонятен случай, когда вместе с цилиндрическим магнитом вращается проводящий диск, не имеющий гальванического контакта с магнитом, а неподвижные контакты подключены к оси диска и его образующей. В некоторых источниках [11] говорится, что ответ может быть получен в рамках СТО, но нет конкретных ответов, как СТО применить к вращающемуся магниту. Покажем, что конкретные ответы на все эти вопросы могут быть получены в рамках концепции скалярного-векторного потенциала.

Рассмотрим случай, когда имеется одиночный длинный проводник, по которому течёт ток. Будем по-прежнему считать, что в проводнике имеется система взаимно вложенных зарядов положительной решетки g^+ и свободных электронов g^- , которые в отсутствие тока нейтрализуют друг друга (рис.3). Электрическое поле, создаваемое неподвижной решеткой в зависимости от координаты r имеет вид:

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} \quad (4.1)$$

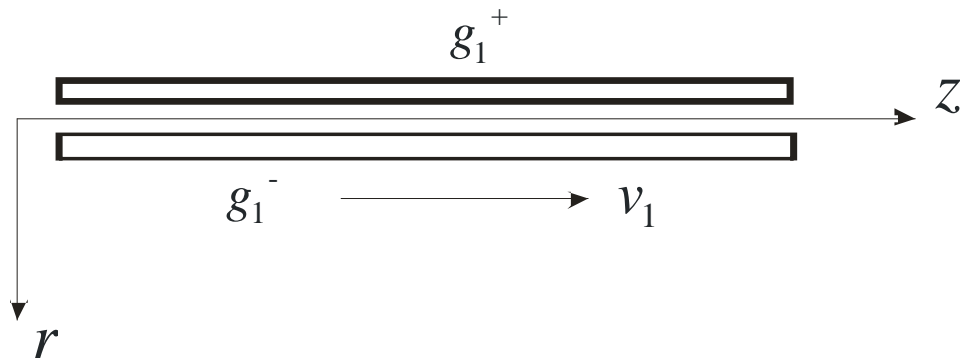


Рис. 3. Проводник, по которому течёт ток.

Будем считать, что направление вектора электрического поля совпадает с направлением r . Если электронный поток движется со скоростью v_1 , то электрическое поле этого потока определяется равенством

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1}{c} \approx -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2}\right). \quad (4.2)$$

Складывая (4.1) и (4.2), получаем:

$$E^- = -\frac{g^- v_1^2}{4\pi\epsilon c^2 r}$$

Это означает, что вокруг проводника с током имеется электрическое поле, соответствующее отрицательному заряду проводника. Однако это поле имеет незначительную величину, поскольку в реальных проводниках $v \ll c$.

Рассмотрим случай, когда проводник, по которому со скоростью v_1 текут электроны, движется в обратном направлении со скоростью v (Рис. 4). В этом случае соотношения (4.1) и (4.2) примут вид:

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (4.3)$$

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(v_1 - v)^2}{c^2}\right) \quad (4.4)$$

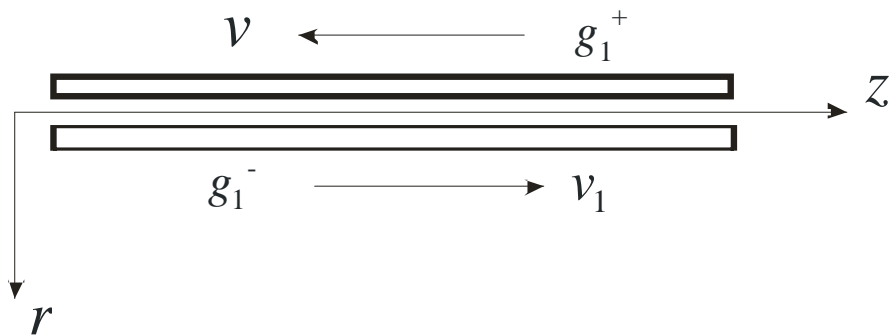


Рис. 4. Движущийся проводник с током.

Складывая (14.3) и (4.4), получаем:

$$E^+ = \frac{g}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{v_1 v}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right) \quad (4.5)$$

Поскольку скорость механического движения проводника значительно больше, чем дрейфовая скорость электронов, вторым членом в скобках можно пренебречь. При этом из (4.5) получаем

$$E^+ = \frac{g v_1 v}{2\pi\epsilon c^2 r} \quad (4.6)$$

Полученный результат означает, что вокруг движущегося проводника, по которому течёт ток, по отношению к неподвижному наблюдателю образуется электрическое поле, определяемое соотношением (4.6), что равнозначно появлению на этом проводнике удельного положительного заряда равного

$$g^+ = \frac{g v_1 v}{c^2}$$

Как получается униполярная индукция, при которой на неподвижных контактах получается разность потенциалов, легко понять из рис. 5.

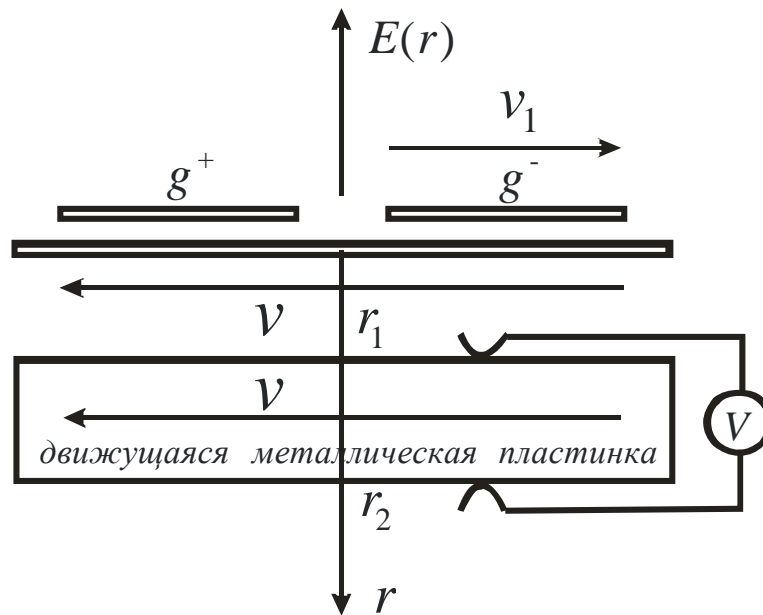


Рис. 5. Схема формирования э.д.с. униполярной индукции.

Будем считать, что r_1 и r_2 координаты точек касания контактов, которые скользят по краям металлической пластины, движущейся с такой же скоростью что и проводник, по которому течёт ток. Для удобства рассмотрения положительные ионы в проводнике и движущиеся электроны разнесены по координате z . Контакты подключены к вольтметру, который также неподвижен. Тогда, можно вычислить разность потенциалов между этими контактами, проинтегрировав соотношение (4.6):

$$U = \frac{gv_1v}{2\pi\epsilon c^2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{gv_1v}{2\pi\epsilon c^2} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Но чтобы к нагрузке, в данном случае к вольтметру, приложить эту разность потенциалов, необходимо скользящие контакты замкнуть перемычкой, на которой нет указанной разности потенциалов. Но поскольку металлическая пластина движется совместно с проводником, то на ней разность потенциалов отсутствует. Она и служит той перемычкой, которая даёт возможность превратить такой составной контур в униполярный генератор.

Теперь можно проволоку свернуть в кольцо (рис. 6) из одного или нескольких витков, и запитать его от источника тока. Причём контакты 1 следует вывести на кольцевые коллекторы, находящиеся на оси вращения и к ним присоединить трущиеся неподвижные щётки. Таким образом, можно получить вращающийся магнит. В этот магнит следует поместить

проводящий диск с отверстием, вращающийся совместно с витками проволоки, служащей магнитом, и при помощи неподвижных контактов, скользящим по образующим диска, подать напряжение на вольтметр. В качестве предельного случая можно взять сплошной металлический диск и подключить скользящие контакты к образующей диска и его оси. Вместо вращающегося витка с током можно взять диск, намагниченный в осевом направлении, который эквивалентен витку с током, при этом будет получен такой же эффект.

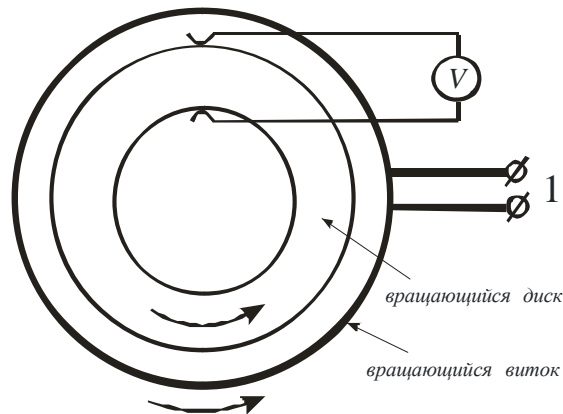


Рис. 6. Схема униполярного генератора с вращающимся магнитом и вращающимся проводящим кольцом.

Возможны различные сочетания вращающихся магнитов и дисков. Случай с неподвижным магнитом и вращающимся проводящим диском характеризуется схемой (рис. 7), если проводящую пластину свернуть в кольцо.

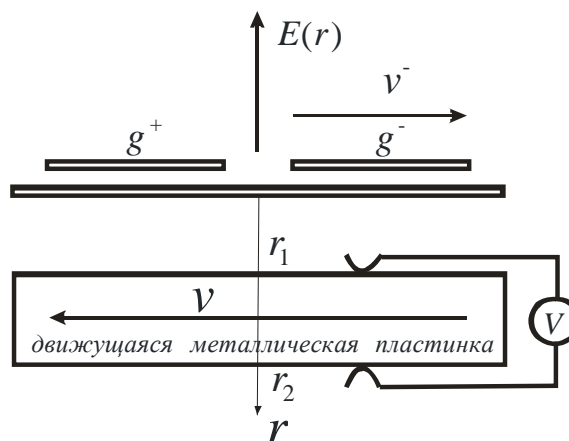


Рис. 19. Случай неподвижного магнита и вращающегося диска.

В этом случае выполняются следующие соотношения.

Электрическое поле, генерируемое во вращающемся диске электронами, движущимися по проводнику, определяется соотношением

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1 - v}{c} = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(v_1 - v)^2}{c^2} \right),$$

а неподвижными ионами

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v}{c} = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right).$$

Суммарная напряженность электрического поля при этом составит

$$E_\Sigma = \frac{g}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{vv_1}{c^2} \right),$$

а разность потенциалов между точками r_1 и r_2 в системе координат, движущейся вместе с пластиной, будет равна

$$U = \frac{g(r_2 - r_1)}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{vv_1}{c^2} \right).$$

Поскольку в неподвижной по отношению к магниту цепи вольтметра индуцированная разность потенциалов отсутствует, то указанная разность потенциалов и будет равна электродвижущей силой рассмотренного генератора. Как и ранее движущуюся проводящую пластинку можно свернуть в диск с отверстием, а проволоку, по которой течёт ток в кольцо с током, которое является эквивалентом магнита, намагниченного в торцевом направлении.

Таким образом, концепция скалярно-векторного потенциала даёт ответы на все поставленные вопросы, касающиеся всех известных конструкций униполярных генераторов.

5. Законы излучения движущегося заряда

Поскольку любой процесс распространения электрических полей и потенциалов всегда связан с запаздыванием, введём запаздывающий скалярно-векторный потенциал, считая, что поле этого потенциала распространяется в данной среде со скоростью света:

$$\varphi(r,t) = \frac{g \, ch \frac{v_{\perp} \left(t - \frac{r}{c} \right)}{c}}{4\pi \varepsilon_0 r}, \quad (5.1)$$

где $v_{\perp} \left(t - \frac{r}{c} \right)$ – составляющая скорости заряда g , нормальная к вектору \vec{r}

в момент времени $t' = t - \frac{r}{c}$, r – расстояния между зарядом и точкой, в которой определяется поле, в момент времени t .

Используя соотношение $\vec{E} = -grad \varphi(r,t)$, найдём поле в точке 1 (рис. 8). Градиент числового значения радиуса вектора \vec{r} есть скалярная функция двух точек: начальной точки радиуса вектора и его конечной точки (в данном случае это точка 1 на оси x и точка 0 в начале координат). Точка 1 является точкой истока, а точка 0 – точкой наблюдения. При определении градиента от функции, содержащей радиус в зависимости от условий задачи необходимо различать два случая:

- 1) точка истока фиксирована и \vec{r} рассматривается как функция положения точки наблюдения.
- 2) точка наблюдения фиксирована и \vec{r} рассматривается как функция положения точки истока.

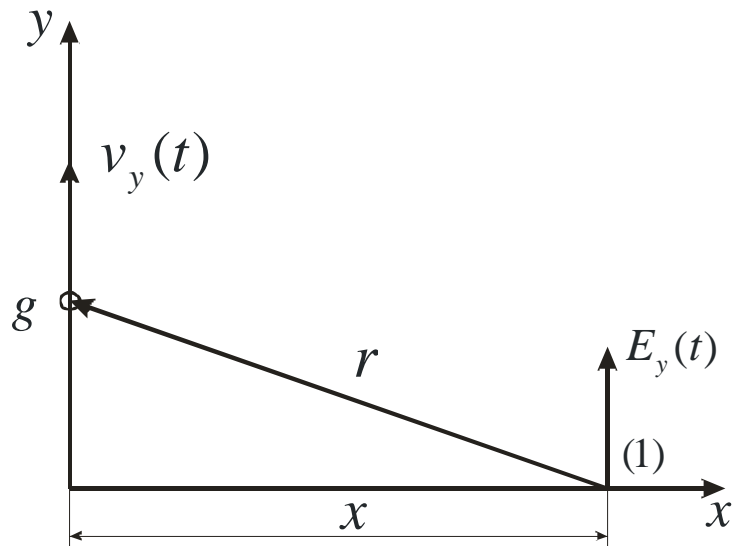


Рис. 8. Схема формирования индуцированного электрического поля.

Будем считать, что заряд e совершает колебательное движение вдоль оси y , в окрестности точки 0, которая является точкой наблюдения, а точкой истока является фиксированная точка 1 и \vec{r} рассматривается как функция положения заряда. Тогда значение электрического поля в точке 1 запишем:

$$E_y(1) = -\frac{\partial \varphi_{\perp}(r,t)}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y} \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r(y,t)} ch \frac{v_y \left(t - \frac{r(y,t)}{c} \right)}{c}$$

При условии, что амплитуда колебаний заряда значительно меньше, чем расстояние до точки наблюдения, можно считать радиус вектор является постоянной величиной. При этом условии получаем:

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 cx} \frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial y} sh \frac{v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{c}, \quad (5.2)$$

где x - какая-то фиксированная точка на оси x .

Учитывая, что
$$\frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial y} = \frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t} \frac{1}{v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}$$

из (5.2) получаем:

$$E_y(x,t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 cx} \frac{1}{v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)} \frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t} sh \frac{v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{c}. \quad (5.3)$$

Это и есть закон излучения движущегося заряда.

Если взять только первый член разложения $sh \frac{v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{c}$, то из (5.3) получим

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2 x} \frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t} = -\frac{ea_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{4\pi\epsilon_0 c^2 x}, \quad (5.4)$$

где $a_y \left(t - \frac{x}{c} \right)$ - запаздывающее ускорение заряда. Это соотношение является волновым уравнением и определяет как амплитудные, так и фазовые характеристики волны электрического поля, излучаемого движущимся зарядом.

Если в качестве направления излучения взять вектор, лежащий в плоскости xu , и составляющий с осью y угол α , то соотношение (5.4) принимает вид:

$$E_y(x,t,\alpha) = -\frac{ea_y \left(t - \frac{x}{c} \right) \sin \alpha}{4\pi\epsilon_0 c^2 x}. \quad (5.5)$$

Соотношение (5.5) определяет диаграмму направленности излучения. Поскольку в данном случае есть осевая симметрия относительно оси y , то можно вычислить полную диаграмму направленности рассмотренного

излучателя. Эта диаграмма соответствует диаграмме направленности дипольного излучателя.

Поскольку $\frac{ev_z\left(t - \frac{x}{c}\right)}{4\pi x} = A_H\left(t - \frac{x}{c}\right)$ - запаздывающий векторный

потенциал, то соотношение (5.5) можно переписать

$$E_y(x, t, \alpha) = -\frac{ea_y\left(t - \frac{x}{c}\right)\sin\alpha}{4\pi\epsilon_0 c^2 x} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial A_H\left(t - \frac{x}{c}\right)\sin\alpha}{\partial t}$$

Опять получено полное согласие с уравнениями запаздывающего векторного потенциала, но векторный потенциал введён здесь не феноменологическим способом, как это делалось ранее, а с использованием понятия запаздывающего скалярно-векторного потенциала.

Заключение

Правильность и полезность любой теории заключается в том, насколько она однозначно предсказывает и описывает физические явления. Мы показали, что концепция скалярно-векторного потенциала правильно предсказывает и описывает все известные нам электродинамические явления. Она правильно описывает и те явления, которые ни одна из существующих теорий описать не может, к таким явлениям относится возникновение электрического импульса при ядерном взрыве и электризация сверхпроводящих торов [3,4]. Предлагаемая концепция проста и понятна, поэтому она с успехом может быть принята как рабочий инструмент электродинамики.

Таким образом, построение электродинамики нужно было начинать с признания зависимости скалярного потенциала от скорости. Но природа очень глубоко прячет свои секреты, и, чтобы прийти к такому простому выводу, пришлось пройти путь почти в два столетия. Металлические опилки, которые так дружно выстраивались вокруг полюсов магнита, прямым образом указывали на наличие каких-то силовых полей потенциального характера, но на это не обратили внимания, поэтому и оказалось, что все разглядели только верхушку айсберга, значительная часть которого оставалась невидимой почти двести лет.

С учётом сказанного следует считать, что основой современной электродинамики является формула (5.1). Из неё следует и статическое взаимодействие зарядов, и законы силового взаимодействия в случае их взаимного движения, и законы излучения. После всего сказанного можно снять строительные конструкции, такие как магнитное поле и магнитный векторный потенциал, которые до сих пор не позволяли увидеть здание электродинамики во всём его величии и красоте.

Литература

1. Менде Ф. Ф. К вопросу об уточнении уравнений элетромагнитной индукции. - Харьков, депонирована в ВИНТИ, №774-В88 Деп., 1988.-32с.
2. Mende F. F. Experimental corroboration and theoretical interpretation of dependence of charge value on DC flow velocity through superconductors. Proceedings International Conference “Physics in Ukraine”, Kiev, 22-27 Jne, 1993, p. 167-170.
3. Менде Ф. Ф. Великие заблуждения и ошибки физиков XIX-XX столетий. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2010, – 176 с. ISBN 978-617-578-010-7.
4. Менде Ф. Ф. Новая электродинамика. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2012, – 172 с.
5. Conception of the scalar-vector potential in contemporary electrodynamics <http://arxiv.org/abs/physics/0506083>
6. On refinement of certain laws of classical electrodynamics <http://arxiv.org/abs/physics/0402084>
7. The theory of pinch-effect in the concept scalar-vector potential <http://arxiv.org/abs/physics/0506082>
8. Менде Ф. Ф. Новые подходы в современной классической электродинамике. Часть II, Инженерная физика, №2, 2013.
9. Менде Ф. Ф. Электрический импульс космического термоядерного взрыва Инженерная физика, №5, 2013
10. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М: Мир, 1977.
11. Тамм И. Е. Основы теории электричества М.: Наука, 1989 – 504 с.

12. Знакомый и незнакомый Зельдович (в воспоминаниях друзей, коллег, учеников), М: Наука, 1993, 352 с. (под редакцией С. С. Герштейна и Р.А. Сюняева)
13. Менде Ф. Ф. Электрический импульс космического термоядерного взрыва. Инженерная физика, №5, 2013.