New method of obtaining the wave equation and the physical substantiation of Huygens's principle

Mende F. F.

http://fmnauka.narod.ru/works.html mende_fedor@mail.ru

Abstract

In contemporary radio engineering questions of the propagation of electric potentials and currents in the long lines is solved with the aid of the equations of telegraphy, in which are used the second derivatives of the parameters indicated. However, there are such cases, when such derivatives be absent. This is the case, when dc power supply is connected to the line, or when this stress changes according to the linear law. Work presents the new method of obtaining the wave of equations, which solves the problems indicated. It consists in the use of a concept of parametric reactive self-induction. Is given also the physical substantiation of Huygens's principle, who previously was introduced as postulate.
Keywords: Laws of self-induction, wave equation, reactive self-induction, wave drag, Huygens's principle.

1. Introduction

Let us refine the concept of reactive self-induction. By reactive self-induction we will understand capacitive reactance and inductances with the constant parameters to the connection to them of the power sources. To the reactive self-induction let us carry also the case, when with the presence of that connected to the capacity or the inductance of the power source or with energy accumulated in these elements can change their parameters. This self-induction we will call parametric.

Subsequently we will use these concepts: as current generator and the voltage generator. By ideal voltage generator we will understand such source, which ensures on any load the lumped voltage, internal resistance in this generator equal to zero. By ideal current generator we will understand such source, which ensures in any load the assigned current, internal resistance in this generator equally to infinity. The ideal current generators and voltage in nature there does not exist, since both the current generators and the voltage generators have their internal resistance, which limits their possibilities.

2. Capacitive self-induction

If the capacity C is charged to a potential difference U, then the charge Q, accumulated in it, is determined by the relationship

$$Q = CU . \quad (2.1)$$

If capacitance value or voltage drop across it depend on time, then the current strength is determined by the relationship:

$$I = \frac{dQ}{dt} = C\frac{dU}{dt} + U\frac{dC}{dt} .$$

This expression determines the law of electrical self-induction. Thus, current in the circuit, which contains capacitor, can be obtained by two methods, changing voltage across capacitor with its constant capacity either changing capacity itself with constant voltage across capacitor, or to produce change in both parameters simultaneously.

For the case, when the capacity C_1 is constant, we obtain known expression for the current, which flows through the capacity:

$$I = C_1\frac{dU}{dt} . \quad (2.2)$$

when changes capacity, and at it is supported the constant stress U_1, we have:

$$I = U_1\frac{dC}{dt} . \quad (2.3)$$

This case to relate to the parametric capacitive self-induction, since the current strength it is connected with a change in the capacitance value.

If we to the capacity connect the direct-current generator I_0, then stress on it will change according to the law:

$$U = \frac{I_0 t}{C_1} . \quad (2.4)$$

Thus, the capacity, connected to the source of direct current, presents for it the effective resistance

$$R = \frac{t}{C_1} \quad (2.5)$$

which increases in the course of time in the linear law. It should be noted that obtained result is completely obvious; however, such properties of capacity, which customary to assume by reactive element they were for the first time noted in the work [1]. This property of capacity is understandable from a physical point of view, charging capacity, source it expends energy.

The power, output by current source, is determined in this case by the relationship:

$$P(t)=\frac{I_0^{\,2}t}{C_1}. \tag{2.6}$$

The energy, accumulated by capacity in the time t, we will obtain, after integrating relationship (2.6) with respect to the time:

$$W_C=\frac{I_0^{\,2}t^2}{2C_1}.$$

Substituting here the value of current from relationship (2.4), we obtain the dependence of the value of the accumulated in the capacity energy from the instantaneous value of stress on it:

$$W_C=\frac{1}{2}C_1U^2.$$

Now we will support at the capacity constant stress U_1, and change capacity itself, then

$$I=U_1\frac{dC}{dt}. \tag{2.7}$$

Value

$$\left(\frac{dC}{dt}\right)^{-1}=R_C \tag{2.8}$$

plays the role of the effective resistance. This result is also physically intelligible, since. With an increase in the capacitance increases the energy accumulated in it, and thus, capacity extracts in the voltage source energy, presenting for it resistive load. The power, expended in this case by source, is determined by the relationship:

$$P(t)=\frac{dC}{dt}U_1^{\,2}. \tag{2.9}$$

From relationship (2.9) is evident that depending on the sign of derivative the expendable power can have different signs. When the derived positive, expendable power goes for the accomplishment of external work. If derived negative, the work on the external circuits accomplishes capacity.

let us examine one additional process, which falls under for the determination of capacitive self-induction. From relationship (2.1) it is evident that if the charge, accumulated in the capacity, remains constant, then stress on it can be changed by changing the capacity. In this case is fulfilled the relationship

$$CU = C_0 U_0 = const\,,$$

where C and U - instantaneous values, and C_0 and U_0 - initial values of these parameters.

The stress on the capacity and the energy, accumulated in it, will be in this case determined by the relationships:

$$U = \frac{C_0 U_0}{C}, \qquad (2.10)$$

$$W_C = \frac{1}{2}\ \frac{\left(C_0 U_0\right)^2}{C}\ .$$

This process of self-induction is connected with a change in the capacity, therefore it includes the determination of parametric self-induction.

3. Inductive self-induction

Let us introduce the concept of the flow of the inductive self-induction

$$\Phi = LI\ .$$

Stress on the inductance is equal to the derivative of the flow of current induction on the time:

$$U = \frac{d\Phi}{dt} = L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}.$$

Let us examine the case, when the inductance of is constant

$$U = L_1\frac{dI}{dt}. \qquad (3.1)$$

After integrating expression (1.3) on the time, we will obtain:

$$I = \frac{Ut}{L_1}. \tag{3.2}$$

Thus, the capacity, connected to the source of direct current, presents for it the effective resistance

$$R = \frac{L_1}{t} \tag{3.3}$$

which decreases inversely proportional to time. It should be noted that obtained result is completely obvious, however such properties of capacity, which customary to assume by reactive element they were for the first time noted in the work [1].

The power, expended in this case by source, is determined by the relationship:

$$P(t) = \frac{U^2 t}{L_1} . \tag{3.4}$$

This power linearly depends on time. After integrating relationship (3.4) on the time, we will obtain the energy, accumulated in the inductance

$$W_L = \frac{1}{2}\frac{U^2 t^2}{L_1}. \tag{3.5}$$

After substituting into expression (3.2) the value of stress from relationship (3.5), we obtain:

$$W_L = \frac{1}{2} L_1 I^2 .$$

Let us examine the case, when the current I_1, which flows through the inductance, is constant, and inductance itself can change. In this case we obtain the relationship

$$U = I_1 \frac{dL}{dt}. \tag{3.6}$$

Thus, the value

$$R(t) = \frac{dL}{dt} \tag{3.7}$$

plays the role of the effective resistance. As in the case the electric flux, effective resistance can be (depending on the sign of derivative) both positive and negative. This means that the inductance can how derive energy from without, so also return it into the external circuits.

If inductance is made from superconductor and is bridged, then

$$\Phi = L_1 I_1 = const ,$$

where L_1 and I_1- initial values of these parameters, which are located at the moment of the short circuit of inductance with the presence in it of current.

This regime we will call the regime of the frozen flow. In this case the relationship is fulfilled:

$$I = \frac{I_1 L_1}{L}, \qquad (3.8)$$

where I and L - the instantaneous values of the corresponding parameters.

In flow regime examined of current induction remains constant, however, in connection with the fact that current in the inductance it can change with its change, this process falls under for the determination of parametric self-induction. The energy, accumulated in the inductance, in this case will be determined by the relationship

$$W_L = \frac{1}{2}\frac{\left(L_1 I_1\right)^2}{L}.$$

.

§ 4. New method of obtaining the wave equation

In contemporary radio engineering questions of the propagation of electric potentials and currents in the long lines is solved with the aid of the telegraphic equations, in which are used the second derivatives of the parameters indicated.

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -L_0 \frac{\partial I}{\partial t}$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -C_0 \frac{\partial U}{\partial t},$$

where L_0 - running of inductance and C_0 - linear of capacitance.

Wave equations for the voltages and the currents are obtained from these equations

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2}\ \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2}\ \frac{\partial^2 I}{\partial t^2},$$

where $v = \dfrac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$ - wave propagation velocity in the long line.

The knowledge second derivative voltages and currents is required. But as to enter, when to incoming line is supplied voltage, whose second derivative is equal to zero, when the voltage of source changes according to the linear law or when dc power supply is connected to the line. Answer to this question the given wave equations do not give.

The processes, examined in two previous paragraphs, concern chains with the lumped parameters, when the distribution of potential differences and currents in the elements examined can be considered uniform. However, there are chains, for example the long lines, in which this condition is not observed.

We will use the results, obtained in the previous paragraphs for examining the processes, proceeding in the long lines.

Let us examine the line, which has the running of inductance, L_0 and the linear of capacitance C_0. If we to this line connect the dc power supply, then its front will be extended in the line some by the speed of , and the moving coordinate of this front will be determined by the relationship of . In this case the total quantity of the charged capacity and the value of the summary inductance, along which it flows current, calculated from the beginning lines to the location of the front of stress, will change according to the law:

$$C(t) = zC_0 = vt\ C_0,$$

$$L(t) = zL_0 = vt\ L_0.$$

The source of voltage U will in this case charge the being increased capacity of line, for which from the source to the charged line in accordance with relationship (2.7) must leak the current:

$$I = U\frac{dC(t)}{dt} = vUC_0. \tag{4.1}$$

This current there will be the leak through the conductors of line, that possess inductance, on what the energy of the voltage source will be also expended. But, since the inductance of line in connection with the motion of the front of stress, also increases, in accordance with relationship (3.6), on it will be observed a voltage drop:

$$U_L = I\frac{dL(t)}{dt} = vIL_0 = v^2UC_0L_0.$$

But a voltage drop across the conductors of line in the absolute value is equal to the stress, applied to its entrance; therefore in the last expression should be placed $U_L = U$. We immediately find taking this into account that the rate of the motion of the front of stress with the assigned linear parameters and when, on, the incoming line of constant stress of is present, must compose

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_0C_0}}. \tag{4.2}$$

this expression corresponds to the velocity of propagation of wave processes in the long line, obtained from the telegraphic equations. But for obtaining relationship

(4.2) we should know no derived potentials or currents. Using this procedure easy to show that any change in the voltage of the source, connected to the entrance of long line will be extended on it at a velocity, determined by relationship (4.2). Consequently, if we to the infinitely long line connect the voltage source, then in it will occur the self-expansion of electrical pour on and the currents, which fill line with energy. The speed of the front of constant stress and current in this case will be equal to the velocity of propagation of electromagnetic vibrations in the line. This wave we will call elektrocurent wave.

It is interesting to note that the obtained result does not depend on the form of the function, i.e. to the line can be connected both the dc power supply and the source, whose voltage changes according to any law. In all these cases the value of the local value of voltage on incoming line will be extended along it with the speed, which follows from relationship (4.2). This result could be, until now, obtained only from the wave equations, obtained by the method of solution of telegraphic equations, it is for which necessary to know the second derivatives of potentials and currents in the line. This examination indicates the physical cause for this propagation, and it gives the physical picture of process itself. This process occurs in such a way that the wave front, being extended with the speed of v, leaves after itself the line, charged to a potential difference U, which corresponds to the filling of line with electrostatic electric field energy. However, in the section of line from the voltage source also to the wave front flows the current I, which corresponds to the filling of line in this section with energy, which is connected with the motion of the charges along the conductors of line, which possess inductance.

the current strength in the line can be obtained, after substituting the values of the velocity of propagation of the wave front, determined by relationship (4.2), into relationship (4.1). After making this substitution, we will obtain

$$I = U\sqrt{\frac{C_0}{L_0}},$$

where $Z = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$ - line characteristic.

Thus, the processes of the propagation of a potential difference along the conductors of long line and current in it are connected and mutually supplementing each other, and to exist without each other they do not can. This process can be called a spontaneous elektrocurent parametric self-induction. This name connected with the fact that flow expansion they occur arbitrarily and characterizes the rate of the process of the filling of line with energy.

5. Physical substantiation of Huygens's principle

The Huygens principle says, that each element of wave front can be examined as the center of the second disturbance, which generates second spherical waves, and the resulting light field at each point of space will be determined by the interference of these waves. This principle is the basic postulate of geometric optics; however, it does not reveal physical nature of this phenomenon. From geometric optics it is known that any beam of light is dispersing and that the area of its section in the process of propagation always increases, i.e., the field of electromagnetic wave moving in the direction of propagation, with the same speed they are enlarged in the transverse direction. The lateral expansion of the beam of electromagnetic waves is also the consequence of Huygens's principle.

But is there any physical explanation of this principle? It occurs, there exists.

Let us examine flat monochromatic TEM the wave, passing through the slot, whose width is considerably longer more than wavelength (Fig. 1).

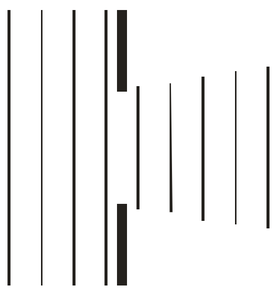

Fig. 1. Passage of the plane wave through the slot.

After passage through the slot wave begins to be enlarged in the transverse direction, and this expansion is subordinated To Huygens's principle. In this case in the expanding wave the ends of the paths of constant phase in the process of their motion move with the speed of light still, also, in the transverse direction. But since with this expansion increases beam section, begins to decrease Poynting's vector, which indicates the decrease of electrical and magnetic field on the paths of constant phase. This process of the transverse self-expansion of electric vectors on the paths of constant phase is such to the elektrocurent spontaneous parametric self-induction, described in the fourth paragraph.

Difference is only the fact that in the line the wave of transverse electric field is propagated, and self-expansion occurs in the direction of propagation. In this case occurs the self-expansion of the vector of electric field still, also, in the transverse direction. In the long line there is no such expansion, since wave in the transverse direction I limit the conductors of line. The transverse transformation of wave is accompanied by the fact that, beginning from the center of path of constant phase along it begins leak bias current. This process is very similar to the expansion of the compressed elastic, when all its sections begin evenly to be enlarged. In this case the energy density of electromagnetic wave begins to decrease, being evenly distributed in the increasing volume, occupied by the expanding wave.

This simple examination, he indicates the physical causes for Huygens's postulate and is in fact new physical law.

Reference

Менде Ф. Ф. Великие заблуждения и ошибки физиков XIX-XX столетий. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2010, – 176 с.

Новый способ получения волнового уравнения и физическое обоснование принципа Гюйгенса

Ф. Ф. Менде

В современной радиотехнике вопросы распространения электрических потенциалов и токов в длинных линиях решается при помощи телеграфных уравнений, в которых используются вторые производные указанных параметров. Однако существуют такие случаи, когда такие производные отсутствуют. Это случай, когда к линии подключен источник постоянного напряжения, или когда это напряжение меняется по линейному закону. В работе представлен новый способ получения волнового уравнений, который решает указанные проблемы. Он заключается в использовании понятия параметрической реактивной самоиндукции. Приведено также физическое обоснование принципа Гюйгенса, который ранее вводился как постулат.
Ключевые слова: Законы самоиндукции, волновое уравнение, реактивная самоиндукция, волновое сопротивление, принцип Гюйгенса.

1. Законы реактивной самоиндукции

Уточним понятие реактивной самоиндукции. Под реактивной самоиндукцией будем понимать реакцию ёмкостей и индуктивностей с неизменными параметрами на подключение к ним источников питания. К реактивной самоиндукции отнесём также случай, когда при наличии подключенного к ёмкости или индуктивности источника питания или накопленной в этих элементах энергией могут изменяться их параметры. Такую самоиндукцию будем называть параметрической.

В дальнейшем будем использовать такие понятия как генератор тока и напряжения. Под идеальным генератором напряжения будем понимать такой генератор, который обеспечивает на любой нагрузке заданное напряжение, внутреннее сопротивление у такого генератора равно нулю. Под идеальным генератором тока будем понимать такой генератор, который обеспечивает в любой нагрузке заданный ток, внутреннее сопротивление у такого генератора равно бесконечности. Идеальных генераторов тока и напряжения в природе не существует, поскольку и генераторы тока и генераторы напряжения имеют конечное внутреннее сопротивление, что и ограничивает их возможности.

2. Ёмкостная самоиндукция

Если ёмкость C заряжена до разности потенциалов U, то заряд Q, накопленный в ней, определяется соотношением

$$Q = CU\ . \tag{2.1}$$

Если величина емкости или разности потенциалов зависят от времени, то величина тока определяется соотношением

$$I = \frac{dQ}{dt} = C\frac{dU}{dt} + U\frac{dC}{dt}\,.$$

Это выражение определяет закон ёмкостной самоиндукции. Ток в цепи, содержащей конденсатор, можно получить двумя способами: изменяя напряжение на конденсаторе при постоянной ёмкости, или изменяя величину ёмкости при неизменном напряжении на ней, или производить изменение обоих параметров одновременно.

Для случая, когда емкость C_1 постоянна, получаем известное выражение для тока, текущего через емкость:

$$I = C_1\frac{dU}{dt}. \tag{2.2}$$

В том случае, когда изменяется емкость, и на ней поддерживается постоянное напряжение U_1, имеем:

$$I = U_1\frac{dC}{dt}. \tag{2.3}$$

Этот случай относиться к параметрической ёмкостной самоиндукции, поскольку величина тока связан с изменением величины ёмкости.

Если к емкости подключить генератор постоянного тока I_0, то напряжение на ней будет изменяться по закону:

$$U = \frac{I_0 t}{C_1}. \tag{2.4}$$

Следовательно, емкость, подключенная к источнику постоянного тока, представляет для него активное сопротивление

$$R = \frac{t}{C_1}, \tag{2.5}$$

которое увеличивается со временем по линейному закону. Следует отметить, что полученный результат является очевидным, однако такие свойства ёмкости, которую принято считать реактивным элементом, впервые были отмечены в работе [1]. С физической точки зрения такое свойство ёмкости понятно, заряжая емкость, источник расходует энергию.

В этом случае мощность, отдаваемая источником тока, определяется соотношением

$$P(t) = \frac{I_0^2 t}{C_1}. \tag{2.6}$$

Энергию, накопленную емкостью за время t, получим, проинтегрировав соотношение (2.6):

$$W_C = \frac{I_0^{\,2} t^2}{2C_1}.$$

Подставляя сюда значение тока из соотношения (2.4), получаем зависимость величины энергии, накопленной в емкости от текущего значения напряжения на ней:

$$W_C = \frac{1}{2} C_1 U^2.$$

Если поддерживать на емкости постоянное напряжение U_1, а изменять саму ёмкость, тогда

$$I = U_1 \frac{dC}{dt}. \tag{2.7}$$

Величина

$$\left(\frac{dC}{dt}\right)^{-1} = R_C \tag{2.8}$$

в соотношении (2.7) играет роль активного сопротивления. Этот результат тоже понятен, т.к. при увеличении емкости увеличивается накопленная в ней энергия, и ёмкость отбирает у источника напряжения энергию, представляя для него активную нагрузку. Мощность, расходуемая при этом источником, определяется соотношением:

$$P(t) = \frac{dC}{dt} U_1^{\,2}. \tag{2.9}$$

Из соотношения (2.9) видно, что в зависимости от знака производной расходуемая генератором мощность может иметь разные знаки. Когда производная положительная, расходуемая мощность идёт на совершение внешней работы. Если производная отрицательная, работу над внешними цепями совершает ёмкость.

Рассмотрим еще один процесс, который подпадает под определение ёмкостной самоиндукции. Из соотношения (2.1) видно, что если заряд, накопленный в ёмкости, остаётся неизменным, то напряжение на ней можно изменять путем изменения ёмкости. В этом случае выполняется соотношение

$$CU = C_0 U_0 = const,$$

где C и U - текущие значения, а C_0 и U_0 - начальные значения этих параметров.

Напряжение на емкости и энергия, накопленная в ней, будут определяться соотношениями:

$$U = \frac{C_0 U_0}{C}, \tag{2.10}$$

$$W_C = \frac{1}{2}\ \frac{\left(C_0 U_0\right)^2}{C}\ .$$

Данный процесс самоиндукции связан с изменением ёмкости, поэтому к нему относится определение параметрической самоиндукции.

§ 3. Индуктивная самоиндукция.

Введем понятие потока индуктивной самоиндукции

$$\Phi = LI\ .$$

Напряжение на индуктивности, равно производной этого потока по времени:

$$U = \frac{d\Phi}{dt} = L\frac{dI}{dt} + I\,\frac{dL}{dt}.$$

Рассмотрим случай, когда индуктивность L_1 постоянна, тогда

$$U = L_1\frac{dI}{dt}. \qquad (3.1)$$

Проинтегрировав выражение (3.1) по времени, получим:

$$I = \frac{Ut}{L_1}. \qquad (3.2)$$

Таким образом, индуктивность, подключенная к источнику постоянного напряжения, представляет для него активное сопротивление

$$R = \frac{L_1}{t}, \qquad (3.3)$$

которое уменьшается обратно пропорционально времени. Следует отметить, что полученный результат является очевидным, однако такие свойства индуктивности, которую принято считать реактивным элементом, впервые были отмечены в работе [1].

Мощность, расходуемая при этом источником питания, определится соотношением:

$$P(t) = \frac{U^2 t}{L_1}\ . \qquad (3.4)$$

Эта мощность линейно зависит от времени. Проинтегрировав соотношение (3.4) по времени, получим энергию, накопленную в индуктивности

$$W_L = \frac{1}{2}\frac{U^2 t^2}{L_1}. \qquad (3.5)$$

Подставив в выражение (3.5) значение напряжения из соотношения (3.2), получаем:

$$W_L = \frac{1}{2} L_1 I^2 .$$

Теперь рассмотрим случай, когда ток I_1, текущий через индуктивность, постоянен, а сама индуктивность может изменяться. В этом случае получаем соотношение

$$U = I_1 \frac{dL}{dt} . \tag{3.6}$$

Таким образом, величина

$$R(t) = \frac{dL}{dt} \tag{3.7}$$

играет роль активного сопротивления. Это сопротивление может быть (в зависимости от знака производной), как положительным, так и отрицательным. Это означает, что изменяющаяся во времени индуктивность может получать энергию извне, или отдавать её во внешние цепи.

Если индуктивность выполнена из сверхпроводника и закорочена, то

$$\varPhi = L_1 I_1 = const ,$$

где L_1 и I_1- начальные значения этих параметров, которые имеются в момент короткого замыкания индуктивности.

Этот режим будем называть режимом замороженного тока. При этом выполняется соотношение:

$$I = \frac{I_1 L_1}{L} , \tag{3.8}$$

где I и L - текущие значения соответствующих параметров.

В рассмотренном режиме поток остается неизменным, однако, в связи с тем, что ток в индуктивности может изменяться при ее изменении, такой процесс подпадает под определение параметрической самоиндукции. Энергия, накопленная в индуктивности, при этом будет определяться соотношением

$$W_L = \frac{1}{2} \frac{\left(L_1 I_1\right)^2}{L} .$$

.

4. Новый способ получения волнового уравнения

В радиотехнике вопросы распространения электрических потенциалов и токов в длинных линиях решается при помощи телеграфных уравнений

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -L_0 \frac{\partial I}{\partial t}$$
$$\frac{\partial I}{\partial z} = -C_0 \frac{\partial U}{\partial t},$$

где L_0 - погонная индуктивность (running inductance) и C_0 - погонная ёмкость (linear capacitance).

Из этих уравнений получают волновые уравнения для напряжений и токов

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}$$
$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 I}{\partial t^2},$$

где $v = \dfrac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$ - скорость распространения волн в длинной линии.

но в данном случае требуется знание вторых производных напряжений и токов.

Но как поступать, когда на вход линии подаётся напряжение, у которого вторая производная равна нулю, когда напряжение источника меняется по линейному закону или когда к линии подключён источник постоянного напряжения. Ответа на этот вопрос приведенные волновые уравнения не дают.

Процессы, рассмотренные в трёх предыдущих параграфах, касаются цепей с сосредоточенными параметрами, когда распределение разностей потенциалов и токов можно считать однородным. Однако имеются цепи, например длинные линии, в которых это условие не соблюдается.

Воспользуемся результатами, полученными в предыдущих параграфах для рассмотрения процессов, происходящих в длинных линиях.

Рассмотрим линию, которая имеет погонную индуктивность (running inductance) L_0 и погонную ёмкость (linear capacitance) C_0.

Если к такой линии подключить источник постоянного напряжения U_1, то его фронт будет распространяться в линии с какой-то скоростью v, и текущая координата этого фронта определится соотношением $z = vt$. При этом суммарная величина заряженной ёмкости и суммарной индуктивности, по которой течёт ток, отсчитываемые от начала линии до места нахождения фронта напряжения, будут изменяться по закону:

$$C(t) = zC_0 = vt\ C_0,$$
$$L(t) = zL_0 = vt\ L_0.$$

Источник напряжения U будет при этом заряжать увеличивающуюся емкость линии, расходуя свою энергию, для чего от источника в заряжаемую линию в соответствии с соотношением (2.7) будет течь ток:

$$I = U\frac{dC(t)}{dt} = vUC_0. \qquad (4.1)$$

Этот ток будет течь через проводники линии, обладающие индуктивностью, на что также будет расходоваться энергия источника напряжения. Но, поскольку индуктивность линии в связи с движением фронта напряжения, тоже увеличивается, то в соответствии с соотношением (3.6), на ней будет наблюдаться падение напряжения:

$$U_L = I\frac{dL(t)}{dt} = vIL_0 = v^2UC_0L_0.$$

Но падение напряжения на проводниках линии по абсолютной величине равно напряжению, приложенному к её входу, поэтому в последнем выражении следует положить $U_L = U$. С учетом этого сразу находим, что скорость движения фронта напряжения должна составлять

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_0C_0}}. \qquad (4.2)$$

Это выражение соответствует скорости распространения волновых процессов в длинной линии, полученной из телеграфных уравнений. Но для получения соотношения (4.2) нам не нужно знать никаких производных потенциалов или токов. Пользуясь этой методикой легко показать, что любое изменение напряжения источника, подключённого к входу длинной линии будет распространяться по ней со скоростью, определяемой соотношением (4.2). Следовательно, если к бесконечно длинной линии подключить источник напряжения, то в ней будет иметь место саморасширение и электрических потенциалов и токов, заполняющих линию энергией. Скорость фронта постоянного напряжения и тока при этом будет равна скорости распространения электромагнитных колебаний в линии. Такую волну будем называть электротоковой.

Интересно отметить, что полученный результат не зависит от вида функции U, т.е. к линии может быть подключен как источник постоянного напряжения, так и источник, напряжение которого меняется по любому закону. Во всех этих случаях величина локального значения напряжения на входе линии будет распространяться вдоль неё со скоростью, определяемому соотношением (4.2). Такой результат мог быть до сих пор получен только из волновых уравнений, полученных путём решения телеграфных уравнений, для чего необходимо знать вторые производные потенциалов и токов в линии. Приведенное рассмотрение указывает на физическую причину такого распространения, и даёт физическую картину самого процесса. Он показывает, что сам процесс распространения связан с энергетическими процессами заполнения линии двумя видами энергии и происходит таким образом, что фронт волны, распространяясь со скоростью v, оставляет за собой линию, заряженную до разности потенциалов U, что соответствует заполнению линии электростатической энергией электрического поля. На участке же линии от источника напряжения и до фронта волны течет ток I , что соответствует заполнению линии на этом участке энергией, которая связана с токами, текущими через индуктивность линии.

Величину тока в линии можно получить, подставив значения скорости распространения фронта волны, определяемого соотношением (4.2), в соотношение (4.1). Сделав эту подстановку, получим

$$I = U\sqrt{\frac{C_0}{L_0}},$$

где $Z = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$ - волновое сопротивление линии.

Таким образом, процессы распространения разности потенциалов вдоль проводников длинной линии и постоянного тока в ней являются связанными и взаимно дополняющими друг друга, и существовать друг без друга не могут. Такой процесс можно называть электротоковой самопроизвольной параметрической самоиндукцией. Такое название связано с тем, что расширение электрических полей и токов происходят самопроизвольно и характеризует скорость процесса заполнения линии энергией.

5. Физическое обоснование принципа Гюйгенса и теорема взаимности приёмных и передающих антенн

Принцип Гюйгенса гласит, что каждый элемент волнового фронта можно рассматривать, как центр вторичного возмущения, порождающего вторичные сферические волны, а результирующее световое поле в каждой точке пространства будет определяться интерференцией этих волн. Этот принцип является основным постулатом геометрической оптики, дающего прекрасное совпадение с экспериментом, однако он не раскрывает физической природы этого явления. Из геометрической оптики известно, что любой пучок света является расходящимся и что площадь его сечения в процессе распространения всё время увеличивается, т.е. поля электромагнитной волны двигаясь в направлении распространения, с такой же скоростью расширяются в поперечном направлении. Поперечное расширение пучка электромагнитных волн также является следствием принципа Гюйгенса.

Но существует ли какое-либо физическое объяснение этого принципа? Оказывается, существует.

Рассмотрим плоскую монохроматическую ТЕМ волну, проходящую через щель, ширина которой значительно дольше больше длины волны (рис. 1).

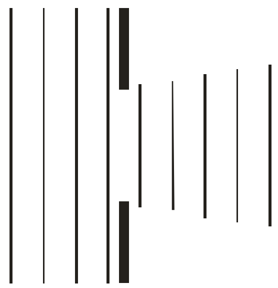

Рис. 1. Прохождение плоской волны через щель.

После прохождения через щель волна начинает расширяться в поперечном направлении. При этом в расширяющейся волне концы линий постоянной фазы в процессе их движения двигаются со скоростью света ещё и в поперечном направлении. Но поскольку при таком расширении увеличивается и сечение пучка, то начинает уменьшаться вектор Пойнтинга, что означает уменьшение электрического и магнитного поля на линиях постоянной фазы. Этот процесс поперечного саморасширения электрических векторов на линиях постоянной фазы подобен электротоковой самопроизвольной параметрической самоиндукции, описанной в четвёртом параграфе.

Отличием является лишь то, что в линии распространяется волна поперечного электрического поля, и саморасширение происходит в направлении распространения. В данном же случае происходит саморасширение электрического поля ещё и в поперечном направлении. В длинной линии такого расширения нет, поскольку волну в поперечном направлении ограничиваю проводники линии. Поперечная трансформация волны сопровождается тем, что, начиная от центра линии постоянной фазы вдоль неё начинает течь ток смещения. Этот процесс очень похож на расширение сжатого резинового шнура, когда все его участки начинают равномерно расширяться. При этом плотность энергии электромагнитной волны начинает уменьшаться, равномерно распределяясь в возрастающем объёме, занимаемом расширяющейся волной.

Это простое рассмотрение, указывает на физические причины постулата Гюйгенса и по сути дела является новым физическим законом.

1. Менде Ф. Ф. Великие заблуждения и ошибки физиков XIX-XX столетий. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2010, – 176 с.