ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LXVII 1978 4

УДК 53.01.45 : 537 : 538

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Академик АН Армянской ССР А. Г. Иосифьян

О принципах энергообмена в электромагнитном осцилляторе (LC-контур)

(Представлено 21/VII 1978)

Электромагнитный осциллятор LC рассматривается как механически фиксированная система вещественных тел. Эта вещественная система состоит из электродов, образующих емкость „C", и из сверхпроводникового (без потерь) контура индуктивности „L", замыкающего электроды емкости. Система отсчета 0, x_0, y_0, z_0, t_0 расположена в центре масс контура (рис. 1).

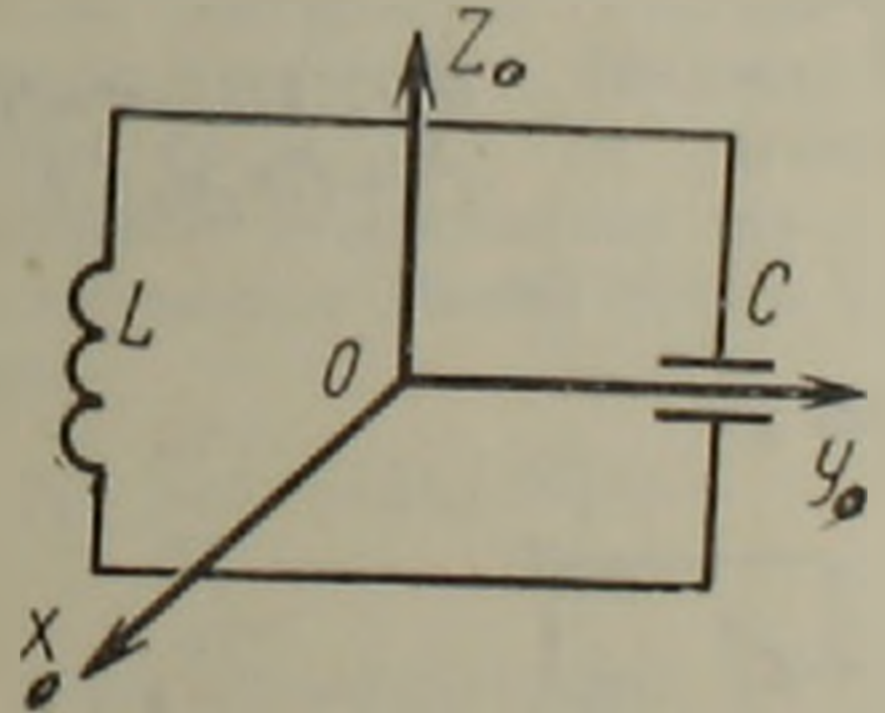

Рис. 1

Электромагнитную энергию в LC-контур можно ввести и вывести в трех относительных пространственно-временных подобластях энергообмена при $\lambda = 2\pi c\sqrt{LC} \gg \int ds/\int dl$* в LC и сохранением законов Кирхгофа через эфир-поле:

а) относительной магнитоиндукционной подобласти энергообмена „Ф" в системе отсчета $(\bar{r}, t) - (0, x, y, z, t)$ (рис. 2), когда, пренебрегая электрическими потоками взаимоиндукции, энергия вводится и выводится только через изменяющийся магнитный поток взаимоиндукции $\Psi_f = \int \bar{B} \cdot d\bar{s}$ в зоне индуктивности с образованием в замкнутом LC—

* $\lambda f_{рез} = c = 3 \cdot 10^8$ м/с; $\int ds \cdot \int dl$—условный параметр геометрии LC.

контуре тока $i(t) = \oint H \cdot dl$; при замыкании „C" энергообмен невоз-можен вследствие магнитной поляризации L-контура в условиях сверхпроводимости ($R=0$);

б) относительной электроиндукционной подобласти энергообмена „Q" в системе отсчета $(\bar{r}'t') - (0', x', y', z', t')$ (рис. 3), когда, пренебрегая магнитными потоками взаимоиндукции, энергия вводится и

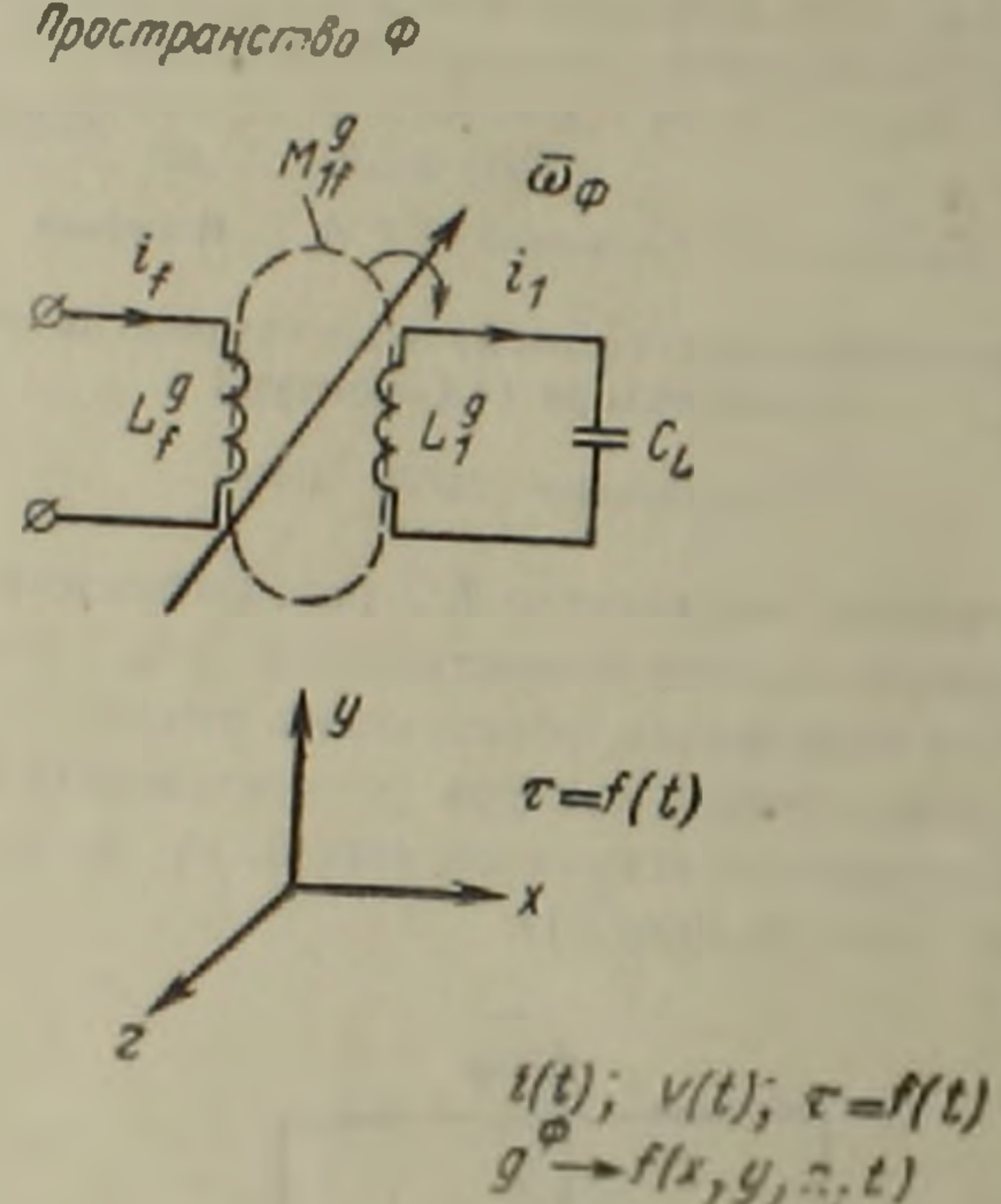

Рис. 2

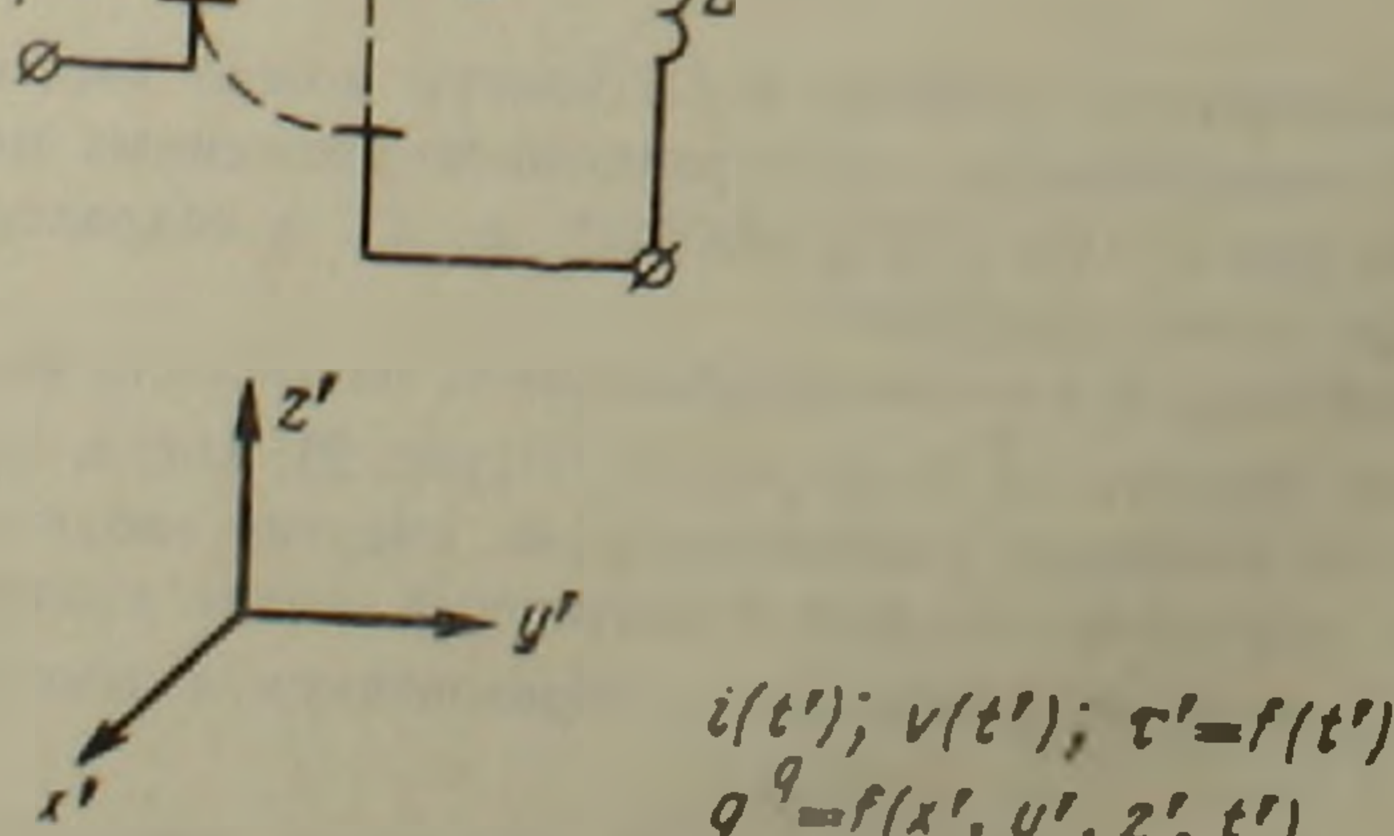

Рис. 3

выводится только через изменяющийся электрический поток взаимоиндукции $Q_f=\int\limits_s \bar{D}^* \, d\bar{s}^*$ в зоне емкости „C" с образованием в замкнутом LC-контуре напряжения $V=\oint \bar{E}^* d\bar{l}^*$; при размыкании „L" энергообмен невозможен вследствие электрической поляризации индуктивности L-контура и условиях абсолютной изоляции ($R=\infty$):

в) относительной электромагнитоиндукционной подобласти „QФ", когда энергообмен осуществляется единым электромагнитным полем с участием как магнитных, так и электрических потокосцеплений.

Пространство „Ф". Магнитоиндукционная подобласть энергообмена описывается уравнениями Лагранжа—Максвелла. При этом в системе отсчета $\bar{r}, t$ с измеряемыми параметрами $i(t)$; $v(t)$; $\tau=f(t)$ обобщенной координатой является электрический заряд $q(t)$ $(A \cdot c)$, обобщенной скоростью—ток $i(t)=\dfrac{dq}{dt}(A)$, электрокинетической энергией $T_e^{\Phi}=f(i_1, i_f)$—функция от квадратов и произведений токов с коэффициентами, зависящими от геометрических координат в виде

$$T_e^{\Phi}=\frac{1}{2}L^g i_1^2+\frac{1}{2}L_f^g i_f^2+M_{1f} i_f i_1, \tag{1}$$

где g—геометрические координаты в системе отсчета $(\bar{r}, t)$;

L^g, M^g—индуктивности, зависящие от геометрических координат.

В этом обобщенном пространстве Максвелл пренебрег внешними электрическими полями, как полями, не вызывающими энергообмен или механическое движение вещественных тел.

Из (1) следует выражение динамического импульса как магнитного потокосцепления:

$$\Psi_1=\frac{\partial T_e^{\Phi}}{\partial q_1}=L_1^g i_1+M_{1f}^g i_f,$$

$$\Psi_f=\frac{\partial T_e^{\Phi}}{\partial q_f}=L_f^g i_f+M_{1f}^g i_1,$$

а обобщенные силы—

$$Э_1=-\frac{d\Psi_1}{dt};\qquad Э_f=-\frac{d\Psi_f}{dt}.$$

По гипотезе Максвелла ЭДС в вещественном контуре совершает работу $\delta A=Э\delta q$ по „передвижению" электрического заряда в контуре. Максвелл постулировал, что обобщенная сила $Э=-\dfrac{d\Psi}{dt}$ в форме электродвижущей силы не зависит от природы, свойств и структуры проводников, в которых эта обобщенная сила возникает ([1], § 534). Она в обобщенном пространстве „Ф" существует независимо от вещественного контура и определяется интегралом вектора напряженности по геометрическому контуру, охватывающему магнитный поток (ось электрической мощности „axis of power" Фарадея).

Как известно, в LC —контуре возбужденная магнитным потокосцеплением Ψ энергия W^{Φ} свободных колебаний подчиняется как уравнению энергии

$$\Psi(t)i(t)+q(t)v(t)=2W^{\Phi},$$

так и уравнению Действия (энергия x время) в фазовом пространстве $(\Psi(q),\ q)$ в виде

$$S^{\Phi}=\int\int d\Psi dq=\int \Psi(q)dq,\ дж\cdot c$$

где q — координата $(A\cdot c)$;

$\Psi(q)$—динамический импульс $(B\cdot c)$.

Это выражение интеграла Действия, в свое время использованное Планком, можно обобщить и выразить Действие в форме вариации

$$\delta S^{\Phi}=\Psi\delta q. \tag{2}$$

Дифференцируя (2) по времени с учетом правил вариационного исчисления, получим выражение приращения энергии

$$\frac{d\delta S^{\Phi}}{dt}=\Psi\delta\frac{dq}{dt}+\delta q\frac{d\Psi}{dt}=\Psi\delta i+v\delta q, \tag{3}$$

т. е.

$$\delta W^{\Phi}=\frac{d(\Psi\delta q)}{dt}=\delta T_{e}^{\Phi}+\delta A^{\Phi}.$$

В соответствии с принципом наименьшего Действия Гамильтона, интегрируя (3) по t в пределах от t_0 до t_1 при условии, что при

$$t=t_0;\ t=t_1;\ \delta q=0, \tag{4}$$

а также учитывая, что по Максвеллу $v\delta q$ может быть „функцией состояния", если внешние силы удовлетворяют условиям существования потенциальной энергии, т. е. $\delta A^{\Phi}=-dU$, получим:

$$\int_{t_0}^{t_1}(\delta T_{e}^{\Phi}+\delta A^{\Phi})dt=\delta\int(T_{e}^{\Phi}-U^{\Phi})dt=\delta\int L^{\Phi}dt=0,$$

где $L^{\Phi}=T_{e}^{\Phi}-U^{\Phi}$ — кинетический потенциал, т. е. лагранжиан.

Следовательно, в пространстве „Φ" $v\delta q$ выступает как приращение потенциальной энергии, а $\Psi\delta i$—как приращение кинетической энергии.

Пространство „Q". Относительная электроиндукционная подобласть энергообмена „Q"* описывается уравнениями автора, приведенными в ([2,9]), в соответствии с измеряемыми параметрами $I(t')$; $v(t')$; $\bar{r}(t')$, $\tau'=f(t')$.

---

* Максвелл при $T=T_e+T_m+T_{em}$ это пространство не рассматривал.

Пространство „Q" рассматривается как обобщенное относительное пространство переменных (сопряженное пространству „Ф"), в котором координатой является „магнитный заряд" „ψ", обобщенной скоростью — производная от „магнитных зарядов", т. е. напряжение $V=\frac{d\psi}{dt'}$, кинетической энергией $T^Q_e = f(V_1, V_f)$ — как функция от квадратов и произведений обобщенных скоростей с коэффициентами, зависящими от геометрических координат в виде

$$T^Q_e = \frac{1}{2} C^{g'}_1 V_1^2 + \frac{1}{2} C^{g'}_f V_f^2 + N^{g'}_{1f} V_1 V_f, \tag{5}$$

где g' — геометрические координаты;

V_1 — напряжение в LC — контуре;

V_f — напряжение возбужденной системы;

$C^{g'}_1$; $C^{g'}_f$; $N^{g'}_{1f}$ — емкости, зависящие от геометрических координат.

Из (5) следует, что мы в пространстве „Q" пренебрегаем *внешними* магнитными полями, как полями, *не вызывающими энергообмен*.

В этом втором, сопряженном первому обобщенном пространстве динамический импульс определяется как электрическое потокосцепление емкостной „само — и взаимоиндукции":

$$Q_1 = \frac{\partial T^Q_e}{\partial \dot{\psi}_1} = C^{g'}_1 V_1 + N^{g'}_{1f} V_f \qquad V_1 = \frac{d\psi_1}{dt'},$$

$$Q_f = \frac{\partial T^Q_e}{\partial \dot{\psi}_f} = C^{g'}_f V_f + N^{g'}_{1f} V_1 \qquad V_f = \frac{d\psi_f}{dt'}.$$

Соответственно обобщенные МДС:

$$\mathrm{M}_1 = -\frac{dQ_1}{dt'}; \quad \mathrm{M}_f = -\frac{dQ_f}{dt'}.$$

Обобщенная сила М должна совершать работу $\delta A^Q = \mathrm{M}\delta\psi$ по „передвижению" „магнитных зарядов" вдоль контура оси мощности магнитных сил:

$$\mathrm{M} = \oint \bar{H}^* \, d\bar{l}^*.$$

Магнитодвижущую силу или вернее „токодвижущую" силу М (A) определяем как интеграл вектора напряженности магнитного поля по геометрическому контуру, охватывающему электрический поток:

$$\mathrm{M} = \oint \bar{H}^* \, d\bar{l} = -\frac{d}{dt}\int_s \bar{D}^* \, d\bar{s}.$$

По методу Максвелла ([1] § 499) МДС не зависит от природы, свойств и структуры магнитных проводников, в которых эта обобщенная сила возникает.

Возбужденная электрическим потокосцеплением свободная энергия в LC—контуре подчиняется как уравнению энергии W_0^Q:

$$2W_0^Q=Q(t')V(t')+I(t')\psi(t'),$$

так и уравнению Действия (энергия х время) в фазовом пространстве в виде

$$S^Q=\int\int dQd\psi=\int Q(\dot{\psi})\,d(\psi),$$

где ψ—координата, $(B\cdot c)$.

$Q(\dot{\psi})$ — динамический „магнитоэлектрический импульс"—электрическое потокосцепление.

Обобщая этот принцип в форме вариации элементарного Действия в фазовом пространстве переменных (Q,ψ), имеем:

$$\delta S^Q=Q\delta\psi,$$

где $\delta\psi$—приращение „магнитного заряда".

Дифференцируя δS^Q по времени, имеем выражение

$$\frac{d\delta S^Q}{dt'}=\frac{d(Q\delta\psi)}{dt'}=Q\frac{d\delta\psi}{dt'}+\delta\psi\frac{dQ}{dt'}=Q\delta V+I\delta\psi, \tag{6}$$

$$\delta W^Q=\frac{d}{dt'}(Q\delta\psi)=\delta T_e^Q+\delta A^Q.$$

Интегрируя аналогично (4) в системе отсчета $(\bar{r}',t')$, имеем:

$$\int_{t_0'}^{t_1'}(\delta T_e^Q+\delta A^Q)dt'=0.$$

Если $\delta A^Q=-dU^Q$, то $\delta\int_{t_0'}^{t_1'}(T_e^Q-U^Q)dt'=0$ и $\delta\oint L^Q dt'=0,$

где $L^Q=(T_e^Q-U^Q)$—электрокинетический потенциал, т. е. лагранжиан для второй подобласти энергообмена.

Следовательно, в пространстве „Q" $I\delta\psi$ выступает как приращение потенциальной энергии, а $Q\delta V$— как приращение кинетической энергии.

Таким образом, из (5) и (6) следует, что выражение приращения энергии, полученное с помощью принципа Действия в системах „Q" и „Φ", имеет различный вид:

$$\delta W^\Phi=W\delta l+v\delta q;$$

$$\delta W^Q=Q\delta V+I\delta\psi.$$

Очевидно, что в общем случае $Q\delta V \neq v\delta q$ и $\Psi\delta i \neq I\delta\varphi$.

Из (3) и (6) непосредственно следует выражение механической силы f_e, действующей на массовую частицу m_e, несущую монопольный заряд „e" электрона (по Лоренцу) и силы f_g, действующей на массовую частицу m_φ, несущую монопольный заряд „g" (по Дираку) вдоль координаты ∂x в форме

$$f_x^e = m_e \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial W^\Phi}{\partial x} = e\frac{\partial V}{\partial x} + I\frac{\partial \varphi}{\partial x} = e(\bar{E} + [\bar{v} \times \bar{B}])_x$$

при $I = \bar{j}\,\bar{s} = Ne\bar{v} \cdot \bar{s}$

$$f_x^g = m_g \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial W^Q}{\partial x} = g\frac{\partial i}{\partial x} + v\frac{\partial q}{\partial x} = g(\bar{H} + [\bar{v} \times \bar{D}])_x.$$

Существенное различие принципов энергообмена в пространствах „Q" и „Ф" особенно ярко проявляется в том случае, когда коэффициенты L^g, M^g, $C^{g'}$, $N^{g'}$, зависящие от геометрических координат, входящие в выражение кинетической энергии, отражают преобразование механической энергии в электромагнитную, или имеет место ваттное излучение или поглощение электроэнергии.

В первом пространстве при $d\bar{g} = \bar{\mathfrak{v}}dt$ или $d\bar{g} = \bar{\omega}dt$, где $\bar{\omega}(t)$ — угловые скорости ($1/c$), $\mathfrak{v}$ ($м/c$) — линейные скорости, коэффициенты L^g, M^g отражают пространственное изменение коэффициентов самоиндукции и взаимоиндукции магнитных потокосцеплений и соответствуют магнитоиндукционным электрическим машинам и аппаратам, в которых механические процессы движения обусловлены изменением магнитных потоков ([2]).

Во втором пространстве при $d\bar{g}' = \bar{\mathfrak{v}}'dt$ или $d\bar{g}' = \bar{\omega}'dt'$ коэффициенты $C^{g'}$, $N^{g'}$ отражают изменение емкостной „самоиндукции" и емкостной „взаимоиндукции" электрических потокосцеплений в зоне диполя емкости и соответствуют электроиндукционным электрическим машинам и аппаратам, в которых механические процессы обусловлены изменением электрических потокосцеплений. В технике иногда уравнение $Э = -\dfrac{d\Psi}{dt}$ определяют как уравнение „индукционных генераторов напряжений", а уравнение $M = -\dfrac{dQ}{dt}$ — уравнение „индукционных емкостных генераторов тока".

В том случае, когда осциллятор, взаимодействуя с внешними источниками, излучает или поглощает электромагнитную энергию, система становится неконсервативной, подчиняясь, однако, общим законам сохранения энергии и динамических импульсов. Этот процесс энергообмена соответствует электромагнитной подобласти ($Q\Phi$), когда энергетические процессы осуществляются единым электромагнитным полем с участием как магнитного, так и электрического потокосцеплений, что описано в работе ([3]), включая резонансные явления.

Таким образом, анализ электродинамики движущихся тел в LC-контуре с помощью двух сопряженных обобщенных пространств показывает, что имеются две независимые системы дифференциальных уравнений макроскопической электродинамики, которые можно использовать для решения различных задач общей электромеханики и электродинамики.

Эти системы представляются в следующем виде:

$$Э = -\frac{d\Psi}{dt}, \qquad i = +\frac{dq}{dt}, \quad F^{\Phi}_{g} = \frac{\partial T^{\Phi}_{e}}{\partial g}. \tag{7}$$

$$M = -\frac{dQ}{dt'}, \qquad I = +\frac{dV}{dt'}, \qquad F^{Q}_{g} = \frac{\partial T^{Q}_{e}}{\partial g'}. \tag{8}$$

Анализ энергообмена в LC-контуре, который привел к уравнениям приращения энергии δW^{Φ} и δW^{Q}, позволяет составить соответствующие эквивалентные системы векторных интегральных уравнений на основе математической классификации физических величин Максвелла [4]:

$$\delta W^{\Phi} = \int\limits_{s} \overline{B}\ \overline{ds} \cdot \delta \oint \overline{H}\ \overline{dl} + \int\limits_{a}^{b} \overline{E}\ \overline{dl}_{e} \delta \int\limits_{s} \overline{D}\ \overline{ds}_{e},$$

$$\delta W^{Q} = \int \overline{D}^{*} \overline{ds}^{*} \cdot \delta \oint \overline{E}^{*}\ \overline{dl}^{*} + \int\limits_{a'}^{b'} \overline{H}^{*} \overline{dl}^{*}_{\varphi} \delta \int\limits_{s'} \overline{B}^{*} \overline{ds}^{*}_{\varphi}.$$

Полагая $\overline{ds} \cdot \overline{dl} = \delta 0$, $\overline{ds}_{e} \cdot \overline{dl}_{e} = \delta 0_{e}$; $\overline{ds}^{*} \cdot \overline{dl}^{*} = \delta 0^{*}$, $\overline{dl}^{*}_{\varphi} \cdot \overline{ds}^{*}_{\varphi} = \delta 0^{*}_{\varphi}$ и что $\delta 0 = \delta 0_{e} = \delta 0$, $\delta 0^{*} = \delta 0^{*}_{\varphi} = \delta 0^{*}$, мы, с известным приближением, учитывая независимость операций „δ“ и „d“, можем выразить плотность энергии p^{Φ}, p^{Q} в виде

$$p^{\Phi} = \frac{\delta W^{\Phi}}{\delta 0} = \overline{B} \delta \overline{H} + \overline{E} \delta \overline{D}, \qquad p^{Q} = \frac{\delta W^{Q}}{\delta 0^{*}} = \overline{D}^{*} \delta \overline{E}^{*} + \overline{H}^{*} \delta \overline{B}^{*},$$

отражающие энергетические характеристики электромагнитного поля.

Отметим, что имея одинаковую размерность, векторы $\overline{E}, \overline{H}, \overline{B}, \overline{D}$ и $\overline{E}^{*}, \overline{H}^{*}, \overline{B}^{*}, \overline{D}^{*}$ принадлежат к различным обобщенным пространственно-временным континуумам, отражая различные свойства взаимодействия вещества и поля, подчиняясь в то же время каждый в своем пространстве закономерностям соответствующего энергообмена, а это приводит, как указано в работе [5] при использовании систем уравнений (7) и (8), описывающих различные явления электродинамики движущихся тел, к двум независимым системам дифференциальных уравнений электромагнитного поля без учета теории электронов и флюксоидов в двух системах отсчета $\overline{r}$, t и $\overline{r}'$ t':

$$\operatorname{rot}\overline{E} = -\frac{\partial\overline{B}}{dt} - \operatorname{rot}[\overline{B}\times\overline{u}]$$
$$\operatorname{rot}\overline{H} = \overline{j} + \frac{\partial\overline{D}}{dt}$$
$$\overline{j} = \sigma_e\overline{E};\ \overline{B} = \operatorname{rot}\overline{A} \qquad (9)$$
$$\operatorname{div}\overline{D} = \rho_e$$

$$\operatorname{rot}\overline{H}^* = -\frac{\partial\overline{K}}{\partial t'} - \operatorname{rot}[\overline{D}^*\times\overline{u}^*]$$
$$\operatorname{rot}\overline{E}^* = \overline{\varkappa} + \frac{\partial\overline{B}^*}{\partial t^*}$$
$$\overline{\varkappa} = \sigma_m\overline{H}^*\ \ \overline{D}^* = \operatorname{rot}\overline{K} \qquad (10)$$
$$\operatorname{div}\overline{B}^* = \rho_m$$

и как следствие:

$$\overline{E} = -\frac{\partial\overline{A}}{\partial t} - \operatorname{grad}\varphi_e - [\overline{B}\times\overline{u}]$$

$$\operatorname{div}\overline{j} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$$

и как следствие

$$\overline{H}^* = -\frac{\partial\overline{K}^*}{\partial t} - \operatorname{grad}\varphi_\varphi - [\overline{D}^*\times\overline{u}^*]$$

$$\operatorname{div}\overline{\varkappa} + \frac{\partial\rho_m}{\partial t'} = 0.$$

При изложении теории цепей с точки зрения уравнений поля для решения различных задач электротехники и радиотехники для двух контуров в пространстве Ф, связанных магнитной взаимоиндукцией и соответствующими ваттными потерями при зависимости вектора-потенциала магнитного поля $\overline{A}$ в каждой точке от тока в обеих контурах, как это изложено в ([6]), интегральные уравнения имеют следующий вид:

$$V^\Phi = \oint\frac{\overline{j}\cdot\overline{dl}}{\sigma_e} + \frac{\partial}{\partial t}\oint\overline{A}\,\overline{dl} + \oint\operatorname{grad}\varphi_e^\Phi\,\overline{dl} + \int[\overline{B}\times\overline{u}]\overline{dl}. \qquad (11)$$

В случае двух контуров в пространстве „Q", связанных электрической взаимоиндукцией (емкостной) и соответствующими потерями, при наличии зависимости вектора-потенциала электрического поля $\overline{K}$ в каждой точке от напряжений в обеих контурах интегральное уравнение теории цепей для каждого контура можно представить в форме:

$$I^Q = \oint\frac{\overline{\varkappa}\cdot\overline{dl}}{\sigma_m} + \frac{\partial}{\partial t'}\oint\overline{K}\,\overline{dl}^* + \oint\operatorname{grad}\overline{\varphi}_\varphi\,\overline{dl}^* + \int[\overline{D}^*\times\overline{u}^*]\,\overline{dl}^*. \qquad (12)$$

В общем случае в уравнении (11) необходимо учитывать для $\overline{A}$ ток с запаздыванием $i_r(t) = i\left(t - \frac{r}{c}\right)$, а в уравнении (12) для $\overline{K}$ — напряжение V с запаздыванием $V(t') = V\left(t' - \frac{r'}{c}\right)$.

Из этих уравнений следует, что использование двух векторов-потенциалов $\overline{A}$ и $\overline{K}$ в одном обобщенном пространстве переменных Лагранжа и в одной системе отсчета без учета пространственно-временного фазового сдвига является несовместимым, так как физически интеграл $\int \bar{A}\,d\bar{l}$ и интеграл $\oint \bar{K}\,d\bar{l}^*$ при $\bar{B} = rot\,\bar{A}$ и $\bar{D}^* = rot\bar{K}$ в этих уравнениях образуют двусвязное пространство в форме взаимно охватывающих друг друга вихревых потока, как два соседние звена цепи. В таком двусвязном пространстве теорема Стокса неприменима и, стало быть, прямой и обратный переход интегральных форм уравнений поля по контуру к ее дифференциальным формам в точке математически является непоследовательным.

Следует также отметить, что введенные Хэвисайдом так называемые дуальные (двойственные) уравнения Максвелла, которыми пользуются при различных расчетах не только в исследованиях радиотехнических явлений, но и плазменных, как это изложено *L. B. Felsen* и *N. Marchvitz* в форме:

$$\mathrm{rot}\,\bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} - \bar{j}_m \qquad \mathrm{div}\,\bar{B} = \rho_m$$

$$\mathrm{rot}\,\bar{H} = \bar{j} + \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \qquad \mathrm{div}\,\bar{D} = \rho_e$$

является совершенно непоследовательным, тем более, что, как указывает Стреттон, при использовании этих уравнений в однородном пространстве необходимо их рассматривать как фиктивные, не имеющие реального физического существования ([6], стр. 439).

Между тем системы уравнений (7) и (8) и соответственно (9) и (10) в двух независимых неоднородных обобщенных пространствах „Ф" и „Q" отражают в пределах классической электродинамики реальные закономерности физических явлений в соответствии с принципом Лагранжа—Гамильтона, удовлетворяя закономерностям энергообмена ([8]).

Таким образом, исследование энергетических явлений в идеальном *LC* –контуре с использованием принципов классической электродинамики показывает, что процессы энергообмена в электромагнитных осцилляторах являются неэквивалентными при преобразовании энергии с помощью магнитных или электрических полей. Эта неэквивалентность требует двух взаимно не связанных гамильтонианов и соответственно лагранжианов, действующих в разных относительных системах отсчета.

Эта неэквивалентность с неизбежностью требует введения двух пространств векторных функций электромагнитного поля –одного основного и второго инверсно-сопряженного.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт электромеханики

Ա. Գ. ԻՈՍԻՖՅԱՆ

Էլեկտրամագնիսական օսցիլյատորում (LC-կոնտուր) էներգափոխանակման հիմունքների մասին

Ելնելով կլասիկ էլեկտրադինամիկայի հիմունքներից, հետազոտվում են էներգետիկական երևույթները իդեալական LC-կոնտուրում։ Ցույց է տրվում, որ էներգիայի վերափոխման պրոցեսը մագնիսական կամ էլեկտրական դաշտի միջոցով էլեկտրամագնիսական օսցիլյատորների մեջ ոչ սիմետրիկ է։ Այդ ոչսիմետրիկությունը պահանջվում է օգտագործել երկու ոչ կապակցված համիլտոնյաններ և համապատասխանող լագրանժներ, որոնք գործում են երկու հարաբերական տարբեր հաշվարկային սիստեմներում։ Այդ անսիմետրիկությունը անխուսափելիորեն պահանջում է օգտագործել էլեկտրամագնիսական դաշտի երկու տարածական վեկտորային ֆունկցիաներ- մեկը՝ հիմնական և երկրորդը՝ ինվերսիոն-համալուծ։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Д. К. Максвелл*, Избранные сочинения по теории электромагнитного поля ГИТТЛ, М., 1954. [2] *А. Г. Иосифьян*, ДАН Арм. ССР, т. VII, № 3 (1947) [3] *А. Г. Иосифьян*, ДАН Арм. ССР, т. LIX, № 1 (1974), т. LV, № 2 (1972). [4] *Д. К. Максвелл*. Статьи и речи. Изд. «Наука», М., 1968 [5] *А. Г. Иосифьян*, ДАН Арм. ССР. т. LI, № 1 (1970). [6] *С. Рамо, Д. Ж. Уиннери*, Поля и волны в современной радиотехнике. ОГИЗ, М., 1948. [7] *Л. Фелсен, М. Маркулиц*. Излучение и рассеяние волн, т. I, «Наука», 1978 [8] *Д. Ж. А. Стреттон*, Теория электромагнетизма, ОГИЗ, 1948. [9] *А. А. Бальчитис*. Емкостная подобласть индукционных процессов преобразования потоков энергии. Изд. «Минтис», Вильнюс, 1973.