

УДК 621-539-53.10.45+537+538

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Академик АН Армянской ССР А. Г. Иосифьян

О необратимых процессах в электромагнитном
осцилляторе

(Представлено 21/XII 1984)

Проблема необратимых явлений в электромагнитных процессах была поставлена в начале нашего столетия Л. Планком в свете выдвинутой им идеи о возможности формулирования первого и второго законов для физических процессов электромагнитного осциллятора по аналогии с первым и вторым законами термодинамики. Физическая гипотеза формулировки таких законов исходила из теории, трактующей явления излучения света и тепла как электромагнитные процессы, происходящие в ансамбле возбужденных идеальных электромагнитных осцилляторов ⁽¹⁾.

Исследуя процессы излучения и поглощения электромагнитными осцилляторами энергии в некотором замкнутом объеме с отражательными стенками, Планк из обобщения опыта экспериментальных исследований спектральных характеристик теплового излучения вывел значение средней энергии (W) и „энтропии“ (S) ⁽¹⁾:

$$W = \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}; \quad (1)$$

$$\frac{1}{T} = \frac{dS}{dW}; \quad S = f\left(\frac{W}{\nu}\right) (S \text{ по Вину,}) \quad (2)$$

где значения h , ν , T , k общезвестны, S —электромагнитная энтропия Планка.

В уравнениях (1) и (2) Планк рассматривал h как параметр, определяющий величину элементарной области вероятности в виде универсальной постоянной с размерностью: энергия $\times$ время (в системе МКСАВ) в форме

$$\iint dq dp = h \quad (\text{Дж} \cdot \text{с}), \quad (3)$$

где q (АС)—координата, а p (BC)—динамический импульс в фазовом пространстве (q, p).

Однако в дальнейшем теоретически ⁽²⁾ и экспериментально ⁽³⁾ была установлена взаимосвязь между куперовской парой электронов «2с» (А. С.), флюксонидом « Φ » (В. С.) и постоянной Планка:

$$h = 2e\varphi. \quad (3a)$$

С другой стороны, теоретически ⁽⁴⁾ была установлена связь постоянной Планка (h) с параметрами электромагнитного поля классической электродинамики.

Для «вмороженного» максимального магнитного потокосцепления в контуре $2e \oint \mathbf{A} d\mathbf{l} = nh$ (Дж · с); $n = 1, 2, 3 \dots$

$$\psi_m = \oint \mathbf{A}_m d\mathbf{l} \quad \mathbf{B}_m = \text{rot} \mathbf{A}_m \quad \text{div} \mathbf{A}_m = 0. \quad (4)$$

а для кванта $\mathbf{A} = \psi_m \times \mathbf{Q}_m$.

Для «вмороженного» максимального электрического потокосцепления в контуре $\oint \mathbf{K} d\mathbf{l}^* = mh$ (Дж · с); $m = 1, 2, 3 \dots$

$$\mathbf{Q}_m = \oint \mathbf{K} d\mathbf{l}^* \quad \mathbf{D}_m^* = \text{rot} \mathbf{K} \quad \text{div} \mathbf{K}_m = 0. \quad (5)$$

Параметры, входящие в (4) и (5) для LC контура, были рассмотрены в работе (4) с использованием принципа разбения единого процесса электромагнитного поля идеального осциллятора (LC) на два пространственно-временных процесса — магнитно-индукционный (r, t) и электроиндукционный (r', t'), связанных с двумя физически различными методами ввода и вывода энергии в контур с учетом математической классификации физических величин Максвелла.

Для магнитно-индукционных явлений (5):

в Лагранжево-Максвелловском пространстве

$$\begin{aligned} \Theta &= -\frac{d\psi}{dt}; \quad t = \frac{dq}{dt}; \quad \delta W = \Theta \delta q \quad (\text{Дж}); \\ \delta H_h &= \psi \delta q \quad (\text{Дж} \cdot \text{с}); \end{aligned} \quad (6)$$

в Максвелловском пространстве

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \int \mathbf{B} ds; \\ i &= \oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int \mathbf{j} ds + \int \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} ds; \quad \int \mathbf{D} ds = \int \rho_e dO \quad \text{div} \mathbf{D} = \rho_e. \end{aligned} \quad (7)$$

Для электроиндукционных явлений (6):

в Лагранжевом инверсном сопряженном обобщенном пространстве

$$\begin{aligned} \theta &= -\frac{dQ}{dt'}; \quad v = \frac{d\Phi}{dt'}; \quad \delta W^* = \theta \delta \Phi \quad (\text{Дж}); \\ \delta H_h^* &= Q \delta \Phi \quad (\text{Дж} \cdot \text{с}); \end{aligned} \quad (8)$$

в полево инверсно-сопряженном пространстве автора

$$\begin{aligned} \theta &= \oint \mathbf{H}^* d\mathbf{l}^* = -\frac{d}{dt'} \int \mathbf{D}^* ds^*; \quad (\text{А}) \\ v &= \oint \mathbf{E}^* d\mathbf{l}^* = \int \mathbf{x} ds^* + \int \frac{\partial \mathbf{B}^*}{\partial t^*} ds^*; \quad (9) \\ \int \mathbf{B}^* ds &= \int \rho_m dO; \quad \text{div} \mathbf{B}^* = \rho_m. \quad (\text{Б}) \end{aligned}$$

Векторы без звездочек относятся к правовращающей системе отсчета, а со звездочками — к левовращающей (инверсно-сопряженной) системе отсчета.

В работе (6) при анализе процессов энергообмена в LC -контуре

был введен параметр плотность «Действия» $\left(\frac{\text{энергия} \times \text{время}}{\text{м}^3} \right)$ для механически фиксированного LC-контура

$$\rho^h = \rho_e^h + \rho_\phi^h \text{ (Дж} \cdot \text{с/м}^3\text{); } \rho_e^h = \frac{A_m D_m}{2}; \quad \rho_\phi^h = \frac{K_m B_m^*}{2}, \quad (10)$$

где A_m, D_m, K_m, B_m^* — амплитудные значения полей и потенциалов в двух инверсно-сопряженных системах дифференциальных уравнений электромагнитодинамики, вытекающие из уравнения (7) и (9) при свертке контура для характеристики точечных событий в электромагнитном поле.

Фазовое пространство (r, t) электрона „e“ (4)

$$E = - \frac{\partial A}{\partial t} - [\mathbf{B} \times \mathbf{U}] - \text{grad } \varphi \quad (\text{В/м});$$

$$\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{А/м}); \quad \mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A} \quad (\text{Вс/м}^2); \quad (11)$$

$$\text{div} \mathbf{D} = \rho \quad (\text{Ас/м}^3); \quad \mathbf{j} = \rho \mathbf{v} \simeq N e \mathbf{v} \quad (\text{А/м}^2).$$

Фазовое пространство (r', t') флюксоида „Ф“ (4)

$$\mathbf{H}^* = - \frac{\partial \mathbf{B}^*}{\partial t} - [\mathbf{D}^* \times \mathbf{U}^*] - \text{grad } \varphi^* \quad (\text{А/м});$$

$$\text{rot} \mathbf{E}^* = \mathbf{x} + \frac{\partial \mathbf{B}^*}{\partial t} \quad (\text{В/м}^2); \quad \mathbf{D}^* = \text{rot} \mathbf{K} \quad (\text{Ас/м}^2); \quad (12)$$

$$\text{div} \mathbf{B}^* = \rho_m \quad (\text{Вс/м}^3); \quad \mathbf{x} = \rho_m \mathbf{v} \simeq M \varphi \mathbf{v}.$$

Интегральные выражения $H_h^e = \int \psi dq, H_h^Q = \int Q d\rho$ (Дж/с) могут образовывать соответствующие гамильтонианы (время не варьируется), характеризующие процессы в LC-контуре при различных способах энергообмена.

Если теперь составить уравнение „Действия“ H_h^e в фазовом пространстве „Ф“ в форме $H^e = \int \psi dq = \pi \psi_m q_m$ при условии, когда активное магнитное потокосцепление $\psi_m = \sqrt{2L_f W_0} q_m = \sqrt{2C W_0}$, то $H_h^e = W_0 \nu$; $\nu^{-1} = 2\pi \sqrt{L_f C}$.

С другой стороны, $\pi \psi_m q_m = \pi \int A_m d\mathbf{l} \cdot \int \mathbf{D}_m d\mathbf{s}_m = \pi \int d\mathbf{l} \int d\mathbf{s} A_m(\omega) D(\omega) = \rho^h V_0$, где $\pi \int d\mathbf{l} \int d\mathbf{s} = V_0$ и $\rho_\psi^h = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\delta \pi \int d\mathbf{l} \int d\mathbf{s} \cdot \mathbf{A}(\omega) D(\omega)}{\Delta V}$ в некотором эквивалентном сопряженном объеме V_0 .

Аналогично в фазовом пространстве $H_h^Q = \int Q d\varphi = \pi Q_m \varphi_m$ при условии, когда активное электрическое потокосцепление $Q_m = \sqrt{2C_f W_0^*}$, $\varphi_m = \sqrt{2L W_0^*}$, то $H^Q = \frac{W_0^*}{\nu}$; $\nu^{-1} = 2\pi \sqrt{L C_f}$; с другой стороны, $\pi Q_m \varphi_m = \pi \int K_m d\mathbf{l} \int B_m^* d\mathbf{s} \approx \pi K_m(\omega) B_m^*(\omega) \int d\mathbf{l} \int d\mathbf{s}^*$, где $\pi \int d\mathbf{l} \int d\mathbf{s}^* = V_0^*$ и $\rho_Q^h = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\delta [\int d\mathbf{l} \int d\mathbf{s}^* \cdot \pi K_m(\omega) B_m^*(\omega)]}{\Delta V}$ в некотором эквивалентном сопряженном объеме.

Тогда можно утверждать, что в реальном LC -контуре в целом будет действовать сумма действия в виде $H=H^h+H^Q$; полагая, что $V_0^*=V_0=V$, для LC -контура получим следующие соотношения: $H^h=H^Q+H_{\bar{h}}=\frac{W_0^*}{\nu^Q}+\frac{W_0}{\nu^{\bar{Q}}}$; при $\nu^Q=\nu^{\bar{Q}}$

$$2W_0/\nu V=A_m(\omega)D_m(\omega)+K(\omega)B^*(\omega) \text{ и } \rho^h=\frac{A(\omega)D(\omega)+K(\omega)B^*(\omega)}{2}=\rho_Q^h+\rho_{\bar{Q}}^h. \quad (13)$$

Таким образом, состояние всей системы (LC) при фиксированной энергии (W) определяется параметрами ρ^h

$$V_0(M^3), \quad \nu(1/c) \quad (\text{Дж} \cdot \text{см}^{-3}), \quad (14)$$

а уравнение состояния электромагнитного поля в конечном объеме осциллятора имеет вид

$$f(\rho^h, V, \nu)=0. \quad (15)$$

Это соотношение аналогично уравнению состояния в термодинамике: $f(P, V, T)=0$.

Теперь мы можем рассматривать процессы в LC -контуре при постоянных: *плотностях действия* $\rho^h=\text{const}$ — *изопланковый*, *объемах* $V=\text{const}$ — *изообъемный*, *частотах* $\nu=\text{const}$ — *изочастотный*.

При этом вводится понятие «уравнения состояния» в виде

$$\rho^h=f(V, \nu); \quad V=f(\rho^h, \nu); \quad \nu=f(\rho^h, V) \text{ и т. д.} \quad (16)$$

Однако по физическому смыслу уравнения (15) резко отличаются от термодинамических.

Если термодинамика описывает статистически неупорядоченные, с соударением частиц, вероятностные процессы, подчиняющиеся уравнению сохранения энергии

$$\delta Q_T=dU_T+dA_T=dU_T+pdV, \quad (17)$$

где dA отражает «работу» теплоносителя, и второму началу термодинамики

$$\delta S_T \geq \frac{\delta Q_T}{T}, \quad (18)$$

то электромагнитодинамика параметрами ρ^h, V, ν (16) описывает *квазистатистические*, упорядоченные процессы в фазовом пространстве $[\psi, Q]$ (4) и (5) с квантованными магнитными и электрическими потокоцеплениями. При этом сохраняется «Действие», математическое выражение которого представляется в виде

$$\delta H^h=dH_h+\delta A_h=dH_h+pdV \quad (19)$$

(δK — «работа» носителя поля в *энерговременных обменных процессах* механически фиксированного (LC)-контура).

В этом же пространстве выполняется закон, характеризующий направление изменения процесса, описываемый уравнением

$$\delta S \geq \frac{\delta H}{\nu} \quad (\text{Дж} \cdot \text{с})^{-1} \quad (20)$$

вместо уравнения электромагнитной энтропии Планка ⁽²⁾. Можно показать, что в пространстве существования вещество—поле (19) сохраняется. Сохраняется также энергия, математической формой которой является уравнение

$$\operatorname{div} U + \frac{d\phi^h}{d\tau} = 0 \quad (\text{Дж/м}^3), \quad (21)$$

где U —некоторый вектор, действующий по нормали к поверхности, охватывающей LC -контур.

В (21) производная $\frac{d\phi^h}{d\tau}$ по „местному“ времени выражает плотность энергии в эквивалентном объеме энергообмена. Действительно, в системе электромагнитного осциллятора в части пространства, ограниченного при квазистатическом состоянии максимальным значением замороженного магнитного и максимальным значением электрического поля, можно ввести два параметра времени: текущее t с ($t = \int dt$) и параметрическое τ (он входит в соотношение, связывающее поля и потенциалы) при $T = \int_0^T d\tau = 2\pi\sqrt{LC}$.

Дифференцируя по τ выражение для $A_m K_m$ в ρ^h , получим выражение для плотности энергии

$$\frac{d\rho^h}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} (A_m D_m + K_m B^*) = \frac{ED + B^* H^*}{2} \quad \text{Дж/м}^3.$$

Таким образом, уравнения сохранения «Действия» (19) отражают обратимые и необратимые процессы, протекающие в электромагнитном осцилляторе, в то время как уравнение (20) характеризует направление изменения энергетических обменных процессов, в том числе процессов излучения, поглощения, преобразования в соответствии с изложенными в работе ⁽⁹⁾ физическими принципами изучения и распространения электромагнитной энергии и действия ⁽¹⁾.

СКБ НКГСПС

Академии наук Армянской ССР

Հայկական ՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս Ա. Դ. ԻՍՈԻԶՅԱՆ

Լիկելադամագնիսական օսցիլյատորում կատարվող անդադնելի պրոցեսների մասին

Էլեկտրամագնիսական օսցիլյատորում տեղի ունեցող անդադնելի պրոցեսների համար դուրս եկն բերված «Դործողության» պահպանման, ինչպես նաև էներգաթափանկալին պրոցեսների փոփոխման ուղղությունը նկարագրող հավասարումներ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ М. Планк, Избранные труды, Наука М., 1975. ² А. Г. Иосифьян, ДАН АрмССР, т. 20, 33 (1955). ³ В. Бунке, Сверхпроводимость, Мир, М., 1975. ⁴ А. Г. Иосифьян, ДАН АрмССР, т. 42, 49 (1972). ⁵ Д. К. Максвелл, Избранные произведения, ГИТЛ, М., 1938; М., 1936; Статьи и речи, Наука, М., 1978. ⁶ А. Г. Иосифьян, ДАН АрмССР, т. 41, 33 (1970). ⁷ А. Г. Иосифьян, ДАН АрмССР, т. 71, 95 (1980). ⁸ А. Г. Иосифьян, ДАН АрмССР, т. 57, 83 (1978). ⁹ А. Г. Иосифьян, ДАН АрмССР, т. 49, 67 (1974).