

УДК 53.01.45+517+338

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Академик АН Армянской ССР А. Г. Носифьян

# О динамике электромагнетона как кванта действия

(Представлено 21/VII 1972)

В настоящем исследовании излагается теория электромагнетона как кванта Действия, который проявляется при взаимодействии с атомно-кристаллической решеткой пещественных масс либо как электрон в поле векторного потенциала  $\vec{A}$ , либо как флюксонид в поле векторного потенциала  $\vec{K}$  в системе дуальных инверсно-сопряженных дифференциальных уравнений <sup>(1)</sup> пространства «Q» и «Ф» в форме:

фазовое  
пространство электрона

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0; \quad \text{div } \vec{D} = \rho_e \quad (3)$$

$$\vec{J} = \rho_e \vec{V} \cong Nq\vec{V} \quad (4)$$

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} \quad (5)$$

$$m_e \frac{d\vec{V}_e}{dt} = q(\vec{E} + [\vec{V}_e \times \vec{B}]) \quad (6)$$

$$L_e = T_e - e\Phi_e + e(\vec{V}_e \vec{A})$$

фазовое  
пространство флюксонида

$$\text{rot } \vec{E}^* = \vec{x} + \frac{\partial \vec{B}^*}{\partial t} \quad (1')$$

$$\text{rot } \vec{H}^* = -\frac{\partial \vec{D}^*}{\partial t} \quad (2')$$

$$\text{div } \vec{B}^* = \rho_i; \quad \text{div } \vec{D}^* = 0 \quad (3')$$

$$\vec{x} = \rho_i \vec{V}^* \cong N^* \vec{V}^* \quad (4')$$

$$\vec{D}^* = \text{rot } \vec{K} \quad (5')$$

$$m_i \frac{d\vec{V}_i}{dt} = z(\vec{H}^* - [\vec{D}^* \times \vec{V}_i^*]) \quad (6')$$

$$L_i = T_i - z\Phi_i + z(\vec{V}_i^* \vec{K})$$

Значения параметров электромагнитного поля и параметров, входящих в уравнение Лоренца и в лагранжианы, общеизвестны. Их значения в дуально-сопряженной системе обозначены звездочкой.

Вопрос о введении магнитного заряда был рассмотрен с других физических позиций рядом авторов <sup>(2)</sup>. Основным источником многих трудностей в этих теориях является тот факт, что в них используются обычные уравнения Максвелла с двумя источниками. До сих пор не удалось на основе подобных теорий построить лагранжиан, приводящий к этим уравнениям. Кроме того, в квантовой теории возникает вопрос о наблюдаемости «сингулярной нити» векторного потенциала и некоторые другие вопросы. Подробное обсуждение этих проблем и трудностей теории с двумя источниками изложено в <sup>(2)</sup>.

Предлагаемая нами система уравнений, по-видимому, сможет преодолеть эти трудности, поскольку дается новая физическая интерпретация магнитных и электрических источников. Теория становится лагранжевой, благодаря использованию двух векторных потенциалов и представлению о двух сопряженных фазовых пространствах. Наличие второго векторного потенциала в развиваемой здесь теории дает возможность получить условия квантования электрического заряда независимо от квантования магнитного заряда подобно условиям квантования магнитного потока в теории сверхпроводимости. Дальнейшее развитие излагаемой теории, связанное с процессом образования кванта Действия, предусматривает анализ электромагнитных явлений при деформациях и изменениях контуров интегрирования векторных потенциалов.

Рассматривая электродинамику движущихся сред, Максвелл (3) на основании анализа изменения магнитного потока  $\Phi = \oint \vec{A} d\vec{l}_r$ , обусловленного движением и деформацией контура интегрирования, заменил уравнение (1) уравнением:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \text{rot} [\vec{B} \times \vec{u}_r]; \\ \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \Phi_r - [\vec{B} \times \vec{u}_r], \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\vec{u}_r$  — скорость деформации контура в точке действия векторного потенциала магнитного поля.

Максвелл предполагал, что контур интегрирования неподвижно связан с контуром движущихся тел, что обуславливает увлечение поля движущимися телами, как это имеет место во всех электромеханических системах в виде линейных двигателей и генераторов, когда цепь возбуждения и цепь нагрузки (контур интегрирования) двигаются поступательно или деформируются со скоростью  $\vec{u}_r$  в абсолютном пространстве и времени континууме  $(r, t)$ .

В соответствии с принципами, изложенными ранее (1), рассмотрим движущуюся среду и изменение электрического поля диполя (электрического потокосцепления)  $q = \oint \vec{K} d\vec{l}_r$ , обусловленного движением и деформацией контура. Заменим уравнение (2') с учетом (5') уравнением:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H}^* &= -\frac{\partial \vec{D}^*}{\partial t} + \text{rot} [\vec{u}_r \times \vec{D}^*]; \\ \vec{H}^* &= -\frac{\partial \vec{K}}{\partial t} - \text{grad } \Phi_r + [\vec{u}_r \times \vec{D}^*]. \end{aligned} \quad (8)$$

Подставляя (7) и (8) в уравнения (6,6'), характеризующие взаимодействие вещественных тел (частиц) с электромагнитным полем, имеем:

$$\begin{aligned} m_r \frac{d\vec{V}_r}{dt} &= q \left( -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \Phi_r - [\vec{B} \times \vec{u}_r] - [\vec{B} \times \vec{V}_r] \right); \\ m_r \frac{d\vec{V}_r}{dt} &= q \left( -\frac{\partial \vec{K}}{\partial t} - \text{grad } \Phi_r + [\vec{u}_r \times \vec{D}^*] + [\vec{V}_r \times \vec{D}^*] \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Интегрируя эти уравнения в пределах от 0 до  $t$ , определяющих времена нарастания скоростей  $\vec{V}_r$ ,  $\vec{u}_r$ ,  $\vec{V}_r$ ,  $\vec{u}_r$  от 0 до их значений в мо-

мент  $t$  в неподвижной системе отсчета, определяем выражения динамических импульсов в пространстве  $Q$  и  $\Phi$  в форме:

$$m_e \vec{V}_e + q \vec{A} = e \left( - \int_0^t \text{grad } \Phi_e dt - \int_0^t [\vec{B} \times \vec{u}_e] dt - \int_0^t [\vec{B} \times \vec{V}_e] dt \right);$$

$$m_e \vec{V}_e + e \vec{K} = e \left( - \int_0^t \text{grad } \Phi_e dt - \int_0^t [\vec{D}^* \times \vec{u}_e] dt - \int_0^t [\vec{D}^* \times \vec{V}_e] dt \right) \quad (10)$$

При рассмотрении процессов взаимодействия электромагнитного поля с силовыми центрами кристаллической решетки идеального (без потерь) гармонического осциллятора, индуктивности  $L$  и емкости  $C$ , находящегося в условиях сверхпроводимости, приводятся, как указано в работе (1), две функции Шредингера  $\Psi_e, \Psi_e^*$  и  $\Psi_\mu, \Psi_\mu^*$  соответственно для электронов и флюксоидов. Учитывая возможность использования функций Шредингера в классическом смысле для явлений сверхпроводимости в форме связи плотности электрического заряда  $\rho_e$  и магнитного заряда  $\rho_\mu$  с  $\Psi_e, \Psi_\mu$ ,

$$\Psi_e = \sqrt{\rho_e(r)} \exp(iH_e(r)); \quad \Psi_\mu = \sqrt{\rho_\mu(r)} \exp(iH_\mu(r)), \quad (11)$$

можно получить значения динамических импульсов, используемых в математическом формализме квантовой электродинамики в виде:

$$m_e \vec{V}_e + q \vec{A} = \nabla H_e \hbar; \quad m_e \vec{V}_e + e \vec{K} = \nabla H_\mu \hbar; \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}. \quad (12)$$

где  $\nabla H_e$  и  $\nabla H_\mu$  — градиенты фазы функций Шредингера, имеющие классический физический смысл.

Отметим, что в общем случае система уравнений V, описывающих взаимодействие электромагнитного поля с веществом V, является нелинейной. Именно этой нелинейностью можно объяснить необратимость процессов излучения электромагнитной энергии из открытого LC колебательного контура.

В условиях сверхпроводимости идеальный гармонический осциллятор является линейной системой и обладает следующими свойствами:

а) квазистатическим состоянием, в котором максимален магнитный поток:

$$\Phi_0 = \left| \int \vec{A} d\vec{l} \right|_{\max}$$

с энергией

$$W = \frac{1}{2} \left| \int \vec{A} d\vec{l} \cdot \int \vec{j} ds \right|_{\max} = \frac{\Phi_0 I_{\max}}{2}, \quad (13)$$

где  $I$  — ток в  $L$ ;

б) квазистатическим состоянием, в котором максимален электрический заряд диполя  $C$

$$q_c = \left| \int \vec{K} d\vec{l} \right|_{\max}$$

с энергией

$$W = \frac{1}{2} \left| \int \vec{K} d\vec{l} \cdot \int \vec{z} ds \right|_{\max} = \frac{q_0 V_{\max}}{2}, \quad (14)$$

где  $V_{\max}$  — напряжение в  $C$ .

Умножая выражения динамических импульсов (12) на элементы контуров  $dl_1$  и  $dl_2$  в ортогональных фазовых пространствах «В» и «Ф» и интегрируя по замкнутым контурам векторные потенциалы, имеем:

$$\begin{aligned} \int m_1 \vec{V}_1 d\vec{l}_1 + q \int \vec{A} d\vec{l}_1 &= \hbar \int \vec{\nabla} \Phi_1 d\vec{l}_1; \\ \int m_2 \vec{V}_2 d\vec{l}_2 + z \int \vec{K} d\vec{l}_2 &= \hbar \int \vec{\nabla} \Phi_2 d\vec{l}_2. \end{aligned} \quad (15)$$

Применяя лагранжев принцип экстремума Действия (4)

$$\delta \Sigma \int m \vec{V} d\vec{l} = 0,$$

получаем с точностью до постоянной условия квантования «замороженного» магнитного потока в форме флюксонада через куперовскую пару электронов  $q=2e$  и условия квантования электрического «замороженного» потока через флюксонид  $q$ :

$$q \int \vec{A} d\vec{l}_1 = 2\pi n \hbar; \quad z \int \vec{K} d\vec{l}_2 = 2\pi m \hbar, \quad n=1,2,\dots,n, \quad m=1,2,\dots,m \quad (16)$$

Как известно, электромагнитные процессы идеального сверхпроводникового осциллятора являются обратимыми, связанными с прямым и обратным преобразованием магнитного поля в электрическое и миграцией энергии в соответствии с выражениями (13) и (14). Для этих условий контуры интегрирования векторных потенциалов  $\vec{A}$  и  $\vec{K}$  являются неизменными и фиксированными. Изменение во времени этих потенциалов определяется дифференциальными уравнениями:

$$\ddot{\Phi} + \omega^2 \Phi = 0, \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}; \quad \ddot{q} + \omega^2 q = 0,$$

и следовательно,

$$\ddot{\vec{A}} + \omega^2 \vec{A} = 0; \quad \ddot{\vec{K}} + \omega^2 \vec{K} = 0,$$

где  $\Phi$  — мгновенное значение магнитного потока;

$q$  — мгновенное значение электрического заряда.

Если контур  $LC$  по своей геометрической конфигурации является открытым с излучением электромагнитной энергии, то система  $LC$  становится нелинейной и соответствующие контуры интегрирования векторных потенциалов  $\vec{A}$  и  $\vec{K}$  уже не могут быть неизменными и фиксированными. Их деформация — изменение во времени и пространстве вместе с потенциалами — должна отразить нелинейный процесс образования кванта Действия, связанный с квантованной поверхностью и квантованным объемом.

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы.

Введение в теорию электричества и магнетизма двух источников электромагнитного поля в форме электрона для электрического поля и флюксонада для магнитного поля, движение которых в двух сопряженных фазовых пространствах описывается двумя Лоренц-инвариантными системами уравнений электромагнитного поля, позволяет определить два сопряженных лагранжиана, характеризующих электрические процессы в соответствующих полях скалярного и векторного потенциалов электромагнитного поля.

Наличие системы двух лагранжианов дает основание формулировать принцип дуально-сопряженных уравнений (15), (16), в которых квант Действия проявляется себя как электромагнетон.

Электромagnetизму соответствуют две константы связи, характеризующие взаимодействие электромагнитного поля с веществом, особенно проявляющим себя в условиях сверхпроводимости: одна — в форме квантованного заряда электричества в поле векторного потенциала  $A$  магнитного поля, другая — в форме квантованного заряда магнетизма (флюксонада) в поле векторного потенциала  $K$  электрического поля.

Автор выражает глубокую благодарность участникам семинара лаборатории теоретической физики института за активное обсуждение представленной работы.

Всесомзний научно-исследовательский  
институт электромеханики

Հայկական ՍՍՀ-ի ակադեմիկոս Ա. Ղ. ԻՍԽԱԶՅԱՆ

Էլեկտրամագնեստոնի դինամիկայի մասին ուրու Ազդեցության Բիւնտի

Աշխատանքում տրվում է մաղնիսական և էլեկտրական ազդեցութեան նոր ֆիզիկական մեկնաբանութիւն:

Շնորհիվ մագնիսական դաշտի վեկտոր-պոտենցիալի  $A$  և էլեկտրական դաշտի վեկտոր-պոտենցիալի  $K$  մտցմանը երկու համապատասխան հավասարումների սխեմայում, որոնք զրկած են էլեկտրոնի տարածութիւնում « $Q$ » և ֆլյուկսոնի տարածութիւնում « $\Phi$ », տեսութիւնը դառնում է լազրանժային: Այդ հավասարումների սխեմաները հանդիսանում են էլեկտրոդինամիկայի երկակի շրջադարձային համայութ համասարումներ, որոնք շարադրված են (1)-ում:

Երկրորդ վեկտորային պոտենցիալի առկայութիւնն այստեղ պարզացվող տեսութիւն մէջ հնարավորութիւն է տալիս պայմաններ ստանալ էլեկտրական լիցքի քվանտացման համար, անկախ մաղնիսական լիցքի քվանտացումից, որը նման է մաղնիսական հոսքի քվանտացման պայմանին դեր ազդորդականութեան տեսութեան մէջ:

Շարադրվող տեսութեան հետագա զարգացումը, որը կապված է աղատ քվանտի Ազդեցության (ֆոտոնի) դոյացման հետ, նախատեսում է էլեկտրական Երևոյթների անալիզ  $A$  և  $K$  վեկտոր-պոտենցիալների ինտեգրման տիրույթների դեֆորմացիաների և փոփոխութիւնների դեպքում:

Երկու լազրանժների մտցումը տեսութեան մէջ հիմք է առնել ձեւակերպելու Շրեդինգերի երկակի համայութ հավասարումների սկզբունքը, որոնց մէջ Ազդեցության քվանտն իրեն ցուցաբերում է ուրուս էլեկտրամագնեստոն: Էլեկտրամագնեստոնին համապատասխանում են կապի երկու հաստատութեան, որոնք բնութագրում են էլեկտրամագնիսական դաշտի և նյութի փոխազդեցութիւնը դեր ազդորդականութեան պայմաններում, մեկը՝ էլեկտրական լիցքի քվանտացման ձեւով (էլեկտրոնի կուպլերովյան դոյդ)  $A$  վեկտորական պոտենցիալի դաշտում, երկրորդը՝ մագնիսական դաշտի քվանտացման լիցքի ձեւով (ֆլյուկսոնի)  $K$  վեկտորական պոտենցիալի դաշտում:

#### ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

А. Г. Носицкий, ДАН Арм. ССР, т. LI, № 1, 1970; Монотония Дирака, Сборник статей, изд-во «Мир», М., 1970; Д. А. Максвелл, Избранные сочинения по теории электромагнитного поля, ГИИЭЛ, М., 1954; Ж. Л. Дакронж, Вариационные принципы механики, ГИИЭЛ, 1960.