DOI: 10.18698/1812-3368-2016-2-42-50

УДК 538.945

О ПОТЕНЦИАЛАХ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ ЛОНДОНОВ

И.Н. Алиев, **Д.Г. Меликянц**

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация
e-mail: lion_paint@mail.ru

Рассмотрена модель многосвязного сверхпроводника, для которой введено понятие флуксоида. Проведена классификация флуксоидов. Показано, что для односвязных контуров первого рода флуксоиды равны нулю, а для контуров второго типа окружающий одно и то же отверстие флуксоид одинаков. С использованием условия квантования Бора – Зоммерфельда установлено правило квантования магнитного потока в сверхпроводниках. Для этого случая рассмотрена структура канонического импульса. Введено понятие сверхпотенциала. Выяснен вопрос о калибровке введенного потенциала. Установлено, что соотношения, связывающие в каждой точке плотность сверхпроводящего тока и векторный потенциал постоянного магнитного поля, взятый в выбранной калибровке в случае односвязных сверхпроводников, являются простой записью обоих материальных уравнений Лондонов.

Ключевые слова: сверхпроводимость, уравнения Максвелла, уравнения Лондонов, флуксоиды, квантование магнитного потока, канонический импульс, скалярный потенциал, векторный потенциал, сверхпотенциал.

ON POTENTIALS IN LONDONS' ELECTRODYNAMICS

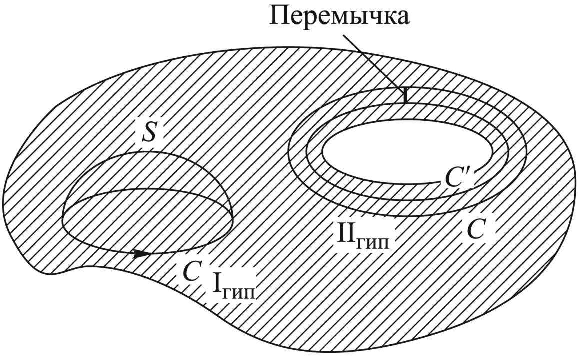
I.N. Aliev, **D.G. Melikyants**

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation
e-mail: lion_paint@mail.ru

The study tested the model of a multiply connected superconductor, for which we introduce the concept of fluxoids and present the classification of fluxoids. The findings of the research show that for simply connected circuits of the first type fluxoids equal to zero, but for the circuits of the second type, surrounding one and the same hole, fluxoid is even. By taking the quantization condition of Bohr-Sommerfeld into consideration, we established quantization of the magnetic flux in superconductors. For this condition, we examined the structure of the canonical momentum and introduced the concept of overpotential. Moreover, we clarified the problem of calibration of the introduced potential. As a result, we established that the relation binding at each point the density of the superconducting current and the vector potential of a constant magnetic field, taken in the selected calibration in the case of a simply connected superconductor, is a simple account of both material Londons' equations.

Keywords: superconductivity, Maxwell equations, Londons' equations, fluxoid, quantization of magnetic flux, canonical momentum, scalar potentials, vector potentials, superpotential.

В течение последних лет большое число экспериментальных и теоретических работ было посвящено физике сверхпроводящего состояния. Такие исследования заслуживают внимания, поскольку



Многосвязный сверхпроводник и контуры флуксоидов

они возродили интерес к некоторым фундаментальным электродинамическим проблемам, а также тесно связаны с применением этого явления в магнитах и других устройствах [1].

Рассмотрим многосвязный сверхпроводник в виде тела с одной полостью (рисунок). Выделим внутри тела замкнутые контуры C. Они могут быть двух видов. Контуром первого типа назовем такой, что на него можно натянуть поверхность S, полностью лежащую внутри тела. Если на тело нельзя натянуть такую поверхность, то это контур второго типа. Запишем уравнение Максвелла $\mathrm{rot}\,\vec{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ и проинтегрируем его по поверхности, ограниченной контуром произвольного типа $\int\limits_S \mathrm{rot}\vec{E}\,d\vec{S} = \oint\limits_C \vec{E}d\vec{l} = -\int\limits_S \dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} = -\dfrac{d}{dt}\int\limits_S \vec{B}d\vec{S}$.

В 1935 г. была опубликована работа (авторы — ученые, занимавшиеся в то время сверхпроводимостью), в которой были обозначены успехи и перспективы означенной тематики на тот момент [2]. Одним из авторов был Ф. Лондон, который совместно с братом Г. Лондоном в этом же году, представил нетривиальную теорию сверхпроводимости приповерхностных слоев, объясняющую появление базовой величины — глубины проникания постоянного магнитного поля в толщу сверхпроводника. Используя первое уравнение Лондонов [3]

$$\frac{\partial\left(\Lambda\vec{j}\right)}{\partial t} = \vec{E}; \tag{1}$$

$$\Lambda = \frac{m}{e^2 n}; \quad \vec{j} = en\vec{v}, \tag{2}$$

получаем

$$0 = \oint_C \vec{E}d\vec{l} + \frac{d}{dt}\int_S \vec{B}d\vec{S} =$$

$$= \oint_C \vec{E} d\vec{l} + \frac{d}{dt}\int_S \vec{B} d\vec{S} = \oint_C \frac{\partial\left(\Lambda\vec{j}\right)}{\partial t} d\vec{l} + \frac{d}{dt}\int_S \vec{B} d\vec{S} =$$
$$= \frac{d}{dt}\left(\oint_C \Lambda\vec{j} d\vec{l} + \int_S \vec{B} d\vec{S}\right).$$

Здесь и далее $\vec{j}$ — плотность тока сверхпроводящих электронов.

Исходя из полученного соотношения, вводим новую физическую величину — флуксоид $\Phi_C = \oint\limits_C \Lambda\,\vec{j} d\vec{l} + \int\limits_S \vec{B} d\vec{S}$, для которого имеет место условие $\dfrac{d\Phi_C}{dt} = 0$. Следовательно, при любых пространственных трансформациях сверхпроводника, флуксоид контура C любого типа остается неизменным во времени: $\Phi_C = \text{const}$.

Рассмотрим контур C первого типа и затянем его поверхностью S, полностью лежащей внутри сверхпроводящего материала (см. рисунок). Проинтегрируем по поверхности S второе уравнение Лондонов [4]

$$\text{rot}\left(\Lambda\,\vec{j}\right) + \vec{B} = 0 \tag{3}$$

и применим теорему Стокса

$$\int\limits_S \text{rot}\left(\Lambda\vec{j}\right) d\vec{S} + \int\limits_S \vec{B} d\vec{S} = 0;$$
$$\oint\limits_C \Lambda\vec{j} d\vec{l} + \int\limits_S \vec{B} d\vec{S} = 0.$$

Таким образом, флуксоид любого контура C первого типа равен нулю: $\Phi_C = 0$.

Теперь для одного из отверстий рассмотрим два контура второго типа с противоположными направлениями обхода C и C'. Если выполнить перемычку между этими контурами (см. рисунок), то из этих контуров можно составить комбинированный контур $C{-}C'$, который будет уже контуром первого типа (его можно затянуть поверхностью, полностью лежащей внутри сверхпроводящего материала). Как было показано выше, для этого контура $\Phi_{C-C'} = 0$, и, следовательно (исходя из линейности флуксоида), $\Phi_C - \Phi_{C'} = 0$; $\Phi_C = \Phi_{C'}$. Для любых контуров C_K второго типа, окружающих одно и то же отверстие K в сверхпроводнике, флуксоид будет один и тот же: $\Phi_{C_K} = \Phi_K$, $K = 1, 2$.

Отметим еще одно интересное обстоятельство [5]. Поскольку флуксоид, являющийся функцией, связанной со сверхпроводящими носителями, однозначен вдоль любой замкнутой траектории, описывающей отверстие, по аналогии со случаем волновых функций атомных электронов можно принять правило квантования Бора–Зоммерфельда и потребовать, чтобы для каждого сверхпроводящего электрона выполнялось условие [6]: $\oint\limits_L \vec{p}_s d\vec{l} = n\hbar$, т.е. $\oint\limits_L e\Lambda\vec{j}d\vec{l} + \oint\limits_L e\vec{A}d\vec{l} = \oint\limits_L e\Lambda\vec{j}d\vec{l} + e\Psi = n\hbar$, где Ψ — полный магнитный поток. На больших расстояниях от отверстия, превышающих глубину проникания поля, первое слагаемое близко к нулю. Тогда получаем правило квантования магнитного потока в сверхпроводниках: $\Psi = \dfrac{n\hbar}{e}$.

Как неоднократно упоминалось [7], уравнения Максвелла являются универсальными, поэтому в случае сверхпроводников можно ввести скалярный и векторный потенциалы по стандартным формулам

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\nabla\varphi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}; \\ \vec{B} &= \mathrm{rot}\vec{A}. \end{aligned} \tag{4}$$

Далее из второго уравнения Лондонов (3) с учетом (2) определяем

$$0 = \mathrm{rot}\left(\Lambda\vec{j}\right) + \vec{B} = \mathrm{rot}\left(\Lambda\vec{j}\right) + \mathrm{rot}\vec{A} =$$
$$= \mathrm{rot}\left(\Lambda\vec{j} + \vec{A}\right) = \mathrm{rot}\left(\frac{m}{e^2 n} en\vec{v} + \vec{A}\right) = \frac{1}{e}\,\mathrm{rot}\left(m\vec{v} + e\vec{A}\right).$$

Краткая запись полученного соотношения имеет вид $\mathrm{rot}\,\vec{p}_s = 0$, где

$$\vec{p}_s = e\Lambda\vec{j} + e\vec{A} = m\vec{v} + e\vec{A} \tag{5}$$

так называемый канонический импульс сверхпроводящего электрона в электромагнитном поле.

Обратимся к первому уравнению Лондонов (1) и с помощью (2), (4) и (5) запишем следующие соотношения:

$$-\nabla\varphi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t} = \vec{E} = \frac{m}{e^2 n}\frac{\partial}{\partial t}\left(en\vec{v}\right) = \frac{1}{e}\frac{\partial}{\partial t}\left(m\vec{v}\right) = \frac{1}{e}\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{p}_s - e\vec{A}\right),$$

отсюда $\dfrac{1}{e}\dfrac{\partial\vec{p}_s}{\partial t} = -\nabla\varphi$.

С помощью последнего соотношения получается закон сохранения флуксоида

$$\Phi_C = \oint\limits_C \Lambda\vec{j}d\vec{l} + \int\limits_S \vec{B}d\vec{S} =$$
$$= \oint\limits_C \Lambda\vec{j}d\vec{l} + \int\limits_S \mathrm{rot}\vec{A}d\vec{S} = \oint\limits_C \left(\Lambda\vec{j} + \vec{A}\right)d\vec{l} = \oint\limits_C \left(\frac{m}{e^2 n} en\vec{v} + \vec{A}\right)d\vec{l} =$$

$$= \oint\limits_C \left(\frac{m\vec{v}}{e} + \vec{A} \right) d\vec{l} = \frac{1}{e} \oint\limits_C \vec{p}_S d\vec{l}.$$

Откуда

$$\frac{d}{dt}\Phi_C = \frac{1}{e}\frac{d}{dt} \oint\limits_C \vec{p}_S d\vec{l} = \frac{1}{e} \oint\limits_C \frac{\partial}{\partial t}\vec{p}_S d\vec{l} = - \oint\limits_C \nabla\varphi d\vec{l} =$$
$$= - \oint\limits_C \frac{d\varphi}{dl} dl = - \oint\limits_C d\varphi = 0,$$

так как $\varphi\left(\vec{r}\right)$ — однозначная функция.

Векторное поле $\vec{p}_s$ определено лишь внутри сверхпроводника, поскольку при его введении были использованы уравнения Лондонов, которые вне сверхпроводящей среды не имеют смысла. Поскольку $\operatorname{rot}\vec{p}_s = 0$, можно ввести внутри сверхпроводника некоторую скалярную функцию χ, определенную следующим образом:

$$\vec{p}_s = \nabla\chi \tag{6}$$

(свойство потенциальных полей). Введенную функцию χ назовем *сверхпотенциалом.* Если сверхпроводник многосвязный, то функция χ в общем случае многозначна. Векторное поле $\vec{p}_s$ однозначно, несмотря на возможную многозначность функции χ. По аналогии с методом, изложенным в работе [8], вычислим скачок $\langle\chi\rangle_k$ значений сверхпотенциала χ при обходе один раз по контуру, окружающему k-е отверстие многосвязного сверхпроводника. Опишем это отверстие контуром C_k, для которого запишем флуксоид

$$\Phi_{C_k} \equiv \Phi_k = \frac{1}{e} \oint\limits_{C_k} \vec{p}_S d\vec{l} = \frac{1}{e} \oint\limits_{C_k} \nabla\chi d\vec{l} = \frac{1}{e} \oint\limits_{C_k} \frac{d\chi}{dl} dl = \frac{1}{e}\langle\chi\rangle_k$$

— разность значений функции χ в начальной и конечной точках при обходе контура, т.е. искомый скачок χ. Из соотношения $\langle\chi\rangle_k = e\Phi_k$ следует, что, если $\Phi_k \neq 0$, то сверхпотенциал действительно является многозначной функцией.

Разберем вопрос о выборе калибровки потенциалов. Допустим, для разбираемой ситуации существуют два векторных потенциала $\vec{A}$ и $\vec{A}\,'$, подчиняющихся одному и тому же соотношению (4). Тогда имеет место соотношение $\operatorname{rot}\left(\vec{A}\,' - \vec{A}\right) = 0$, из которого следует, что существует некая функция γ, удовлетворяющая соотношению

$$\vec{A}\,' - \vec{A} = \nabla\gamma. \tag{7}$$

Причем функция γ определена во всем пространстве и регулярна, поэтому γ — это однозначная функция. Тогда $\vec{p}\,'_s = e\Lambda\vec{j} + e\vec{A}\,' = e\Lambda\vec{j} +$

$+ e\vec{A} + e\nabla\gamma = \vec{p}_s + e\nabla\gamma$. Откуда с учетом (6) для сверхпотенциала запишем условие $\nabla\chi' = \nabla\chi + e\nabla\gamma$, поэтому (отвлекаясь от несущественной аддитивной постоянной) $\chi' = \chi + e\gamma$. Это соотношение показывает, как изменяется сверхпотенциал при переходе к другой калибровке. Поскольку функция γ однозначна и для нее $\langle\gamma\rangle_k = 0$, то $\langle\chi'\rangle_k = \langle\chi\rangle_k$.

Рассмотрим калибровку потенциалов в случае постоянного магнитного поля. Наложим на векторный потенциал $\vec{A}$ дополнительное условие

$$\operatorname{div}\vec{A} = 0, \tag{8}$$

которое позволяет фиксировать калибровку векторного потенциала. Если от функции γ потребовать, чтобы она удовлетворяла уравнению Лапласа

$$\Delta\gamma = 0, \tag{9}$$

то и $\operatorname{div}\vec{A} = 0$. Однако условие (8) определяет калибровку неоднозначно. Чтобы сделать ее однозначной, используем еще одно дополнительное условие — условие Лондона

$$A_n\big|_S = 0, \tag{10}$$

означающее, что нормальная компонента векторного потенциала на поверхности сверхпроводника равна нулю. Если и потенциал $\vec{A}'$ удовлетворяет аналогичному условию $A'_n|_S = 0$, то согласно (7) функция γ должна быть такой, что

$$\left.\frac{d\gamma}{dn}\right|_S = 0. \tag{11}$$

Итак, полю внутри сверхпроводника можно приписать однозначную функцию γ, удовлетворяющую уравнению (9) и граничному условию (11). Отвлекаясь от несущественной аддитивной постоянной и учитывая однозначность функции, получаем $\gamma = 0$. Таким образом, условия (8) и (10) однозначно определяют калибровку векторного потенциала.

Условие (10) накладывает на векторное поле $\vec{p}_s$ ограничение: $p_{sn}|_S = 0$. Действительно, $p_{sn}|_S = e\Lambda j_n|_S + eA_n|_S = 0$, так как $j_n|_S = 0$ (условие невозможности протекания электрического тока через поверхность проводника), а второе слагаемое согласно (10) равно нулю. Условие (8) накладывает на векторное поле $\vec{p}_s$ еще одно ограничение $\operatorname{div}\vec{p}_s = 0$, которое следует из уравнения неразрывности тока $\operatorname{div}\vec{j} = 0$. При выборе калибровки с помощью условий (8) и (10) векторное поле $\vec{p}_s$ канонического импульса сверхпроводящих электронов, определенное только в точках внутри сверхпроводника, оказывается полем без вихрей и источников, поскольку

$$\operatorname{rot}\vec{p}_s = 0 \;\text{ и }\; \operatorname{div}\vec{p}_s = 0. \tag{12}$$

Кроме того, на поверхности сверхпроводника

$$p_{sn}|_S = 0. \tag{13}$$

В случае многосвязного сверхпроводника уравнения (12), (13) внутри сверхпроводника имеют много решений. Чтобы это понять, достаточно обратиться к невихревым течениям несжимаемой жидкости в многосвязном сосуде с непроницаемыми стенками. Для односвязного сверхпроводника указанная система уравнений имеет внутри сверхпроводника единственное нулевое решение: $\vec{p}_s = 0$. Это означает, что внутри односвязного сверхпроводящего материала $e\Lambda\vec{j} + e\vec{A} = 0$, или

$$\vec{j} = -\frac{\vec{A}}{\Lambda} = -\frac{e^2 n}{m}\vec{A}. \tag{14}$$

Соотношение (14), связывающее в каждой точке плотность сверхпроводящего тока и векторный потенциал постоянного магнитного поля, взятый в специально выбранной калибровке в случае односвязных сверхпроводников, является простой записью материальных уравнений Лондонов. Действительно, применив операцию ротора к двум частям соотношения (14), получим первое уравнение Лондонов $\operatorname{rot}\vec{j} = -\operatorname{rot}\frac{\vec{A}}{\Lambda} = -\frac{1}{\Lambda}\vec{B}$. Продифференцировав (14) по времени, запишем второе уравнение Лондонов $\frac{\partial}{\partial t}\vec{j} = -\frac{1}{\Lambda}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} = -\frac{1}{\Lambda}\vec{E}$.

Отметим, что даже в достаточно солидных изданиях условие односвязности опускается. В связи с этим делается неверный вывод о том, что и в случае многосвязного сверхпроводника выполняется условие $\vec{p}_s = 0$ и в результате могут быть получены уравнения Лондонов (например, см. работу [9]).

В настоящей работе сделаем еще одно замечание. Вывод и полученные соотношения выписывались в системе единиц СИ. В отличие от теории монополей Дирака и вывода основных уравнений классической теории сверхпроводимости, указанное применение не вызвало никаких трудностей, хотя в задачах магнетизма эта трудность всегда присутствует. Означенная проблема довольно подробно разобрана в предыдущих работах авторов настоящей статьи [8, 10–12]. В частности, в работе [11] также был предложен вывод уравнений Лондонов в системе СИ.

Авторы выражают благодарность С.О. Юрченко, при обсуждении с которым результатов работы [13] и родилась идея настоящего исследования.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № 3.1526.2014/К).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Линтон Э.*, *Мак-Лин У.* Сверхпроводники II рода // УФН. 1969. Т. 97. Вып. 3. С. 495–523.
2. *A discussion* on supraconductivity and other low temperature phenomena / J.C. McLennan, J.D. Cockcroft, D. Shoenberg, W.H. Keesom, W. Meissner, De Kronig R.L., L. Brillouin, N. Kurti, F. Simon, R. Peierls, F. London, R. Mendelssohn, J.D. Bernal, N.F. Mott, M. Blackman // Proc. Roy. Soc. 1935. Vol. 152. P. 1–46.
3. *London F.* The electromagnetic equations of supracondactor // Proc. Roy. Soc. 1935. Vol. 149. P. 71–88.
4. *London F.* Macroscopical interpretation of supracondactivity // Proc. Roy. Soc. 1935. Vol. 152. P. 24–34.
5. *Алиев И.Н.*, *Толмачев В.В.* Оптико-механическая аналогия и уравнение Шрёдингера. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1998. 80 с.
6. *Абрагам М.*, *Беккер Р.* Теория электричества. М., Л.: ОНТИ, 1936. 281 с.
7. *Алиев И.Н.*, *Копылов И.С.* Применение метода множителей Лагранжа к вычислению магнитного поля постоянного тока // Динамика сложных систем. 2015. № 4. С. 3–10.
8. *Алиев И.Н.*, *Самедова З.А.* О поведении электрического диполя в пульсирующем поле // Электромагнитные волны и электронные системы. 2015. № 8. С. 59–65.
9. *Тинкхам М.* Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980. 310 с.
10. *Алиев И.Н.*, *Копылов И.С.* Использование формализма монополей Дирака в некоторых задачах магнетизма // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2015. № 6. С. 25–39.
11. *Митрохин В.Н.* Электродинамические свойства материальных сред. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 120 с.
12. *Кравченко В.Ф.* Электродинамика сверхпроводящих структур. Теория, алгоритмы и методы вычислений. М.: Физматлит, 2006. 280 с.
13. *Yurchenko S.*, *Komarov K.*, *Pustovoit V.* Multilayer-graphene-based amplifier of surface acoustic waves // AIP advanced. 2015. Vol. 5. P. 057144.

REFERENCES

[1] Linton E., Mak-Lin U. Hard Superconductors. *Usp. Fiz. Nauk* [Physics-Uspekhi], 1969, vol. 97, iss. 3, pp. 495–523 (in Russ.).

[2] McLennan J.C., Cockcroft J.D., Shoenberg D., Keesom W.H., Meissner W., De L. Kronig R., Brillouin L., Kurti N., Simon F., Peierls R., London F., Mendelssohn R., Bernal J.D., Mott N.F., Blackman M. A discussion on supraconductivity and other low temperature phenomena. *Proc. Roy. Soc.*, 1935, vol. 152, pp. 1–46.

[3] London F. The electromagnetic equations of supracondactor. *Proc. Roy. Soc.*, 1935, vol. 149, pp. 71–88.

[4] London F. Macroscopical interpretation of supracondactivity. *Proc. Roy. Soc.*, 1935, vol. 152, p. 24–34.

[5] Aliev I.N., Tolmachev V.V. Optiko-mekhanicheskaya analogiya i uravnenie Shredingera [Optical-Mechanical Analogy and the Schrädinger Equation]. Moscow, MGTU im. N.E. Baumana Publ., 1998. 80 p.

[6] Abragam M., Becker R. Theorie der Elekrizität, Bd. 1. Einführung in die Maxwellsche theorie der Elektrizität. Leipzig, Berlin, B.G. Teubner, 1932.

[7] Aliev I.N., Kopylov I.S. Applying the Lagrange multipliers method to the calculation of DC magnetic field. *Dinamika slozhnykh sistem* [Dynamics of Complex Systems], 2015, no. 4, pp. 3–10 (in Russ.).

[8] Aliev I.N., Samedova Z.A. The behavior of an electric dipole in a pulsating field. *Elektromagnitnye volny i elektronnye sistemy* [Electromagnetic Waves and Electronic Systems], 2015, no. 8, pp. 59–65 (in Russ.).

[9] Tinkham M. Vvedenie v sverkhprovodimost' [Introduction to Superconductivity]. Moscow, Atomizdat Publ., 1980. 310 p.

[10] Aliev I.N., Kopylov I.S. Use of Dirac monopoles formalism in some magnetism problems. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2015, no. 6, pp. 25–39 (in Russ.). DOI: 10.18698/1812-3368-2015-6-25-39

[11] Mitrokhin V.N. Elektrodinamicheskie svoystva material'nykh sred [The Electrodynamic Properties of Material Media]. Moscow, MGTU im. N.E. Baumana Publ., 2006. 120 p.

[12] Kravchenko V.F. Elektrodinamika sverkhprovodyashchikh struktur. Teoriya, algoritmy i metody vychisleniy [Electrodynamics of Superconducting Structures. Theory, Algorithms and Computational Methods]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2006. 280 p.

[13] Yurchenko S., Komarov K., Pustovoit V. Multilayer-graphene-based amplifier of surface acoustic waves. *AIP advanced*, 2015, vol. 5, p. 057144.

Статья поступила в редакцию 06.10.2015

Алиев Исмаил Новруз оглы — д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры "Физика" МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5).

Aliev I.N. — Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor of Physics Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation).

Меликянц Давид Георгиевич — магистрант кафедры "Физика" МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5).

Melikyants D.G. — Master of Physics Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation).

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Алиев И.Н., Меликянц Д.Г. О потенциалах в электродинамике Лондонов // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2016. № 2. С. 42–50.
DOI: 10.18698/1812-3368-2016-2-42-50

Please cite this article in English as:

Aliev I.N., Melikyants D.G. On potentials in Londons' electrodynamics. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2016, no. 2, pp. 42–50. DOI: 10.18698/1812-3368-2016-2-42-50