РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2022, том 67, № 11, с. 1140–1145

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 621.382+621.391.822

РОЛЬ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ И ПОЛЕЙ В ТЕОРЕМЕ ШОКЛИ–РАМО В СЛУЧАЕ НЕОДНОРОДНЫХ ЛОКАЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ ОБРАЗЦОВ С ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

С. Г. Дмитриев*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московской обл., 141190 Российская Федерация

**E-mail: sgd@ms.ire.rssi.ru*

Поступила в редакцию 16.03.2022 г.
После доработки 16.03.2022 г.
Принята к публикации 25.03.2022 г.

Рассмотрена роль вспомогательных функций в теореме Шокли–Рамо и в ее обобщениях в случае неоднородных локально анизотропных образцов с поляризацией.

DOI: 10.31857/S003384942211002X

1. ТЕОРЕМА ШОКЛИ–РАМО

Изначально теорема Шокли–Рамо (ТШР) [1, 2] и ее обобщения [3, 4] на случай произвольного числа неподвижных и подвижных зарядов была предназначена для описания токов из внешней цепи на металлические электроды, индуцированных движением зарядов в электровакуумных приборах (в первых работах рассматривалось движение одного точечного заряда в системе без других зарядов). При выводе ТШР использовалась теорема Грина и уравнения Максвелла; соединительные провода (с их неэквипотенциальными поверхностями) не рассматривались. То есть во внимание принималось произвольное число N металлических (эквипотенциальных) электродов и подвижные и неподвижные заряды в вакууме. Формула для общего тока на отдельный α-й электрод имеет вид

$$I_\alpha = \iiint (\vec{E}^{(\alpha)} \cdot \vec{j}_\text{п}) dV, \tag{1}$$

где

$$\vec{j}_\text{п} = \vec{j} + \partial \vec{D}/\partial t, \tag{2}$$

– полный ток, $\vec{j}(t,\vec{r})$ – плотность конвективного тока, $\vec{D}(t,\vec{r})$ – электрическая индукция, равная в вакууме

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}, \tag{3}$$

(ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума, $\vec{E}$ – электрическое поле),

$$\vec{E}^{(\alpha)} = \vec{E}^{(1\alpha)}/\Phi_0, \tag{4}$$

– вспомогательное нормированное электрическое поле, $\varphi^{(1\alpha)}(t,\vec{r})$, $\vec{E}^{(1\alpha)} = -\text{grad}\varphi^{(1\alpha)}$ – соответственно потенциал и электрическое поле из вспомогательной краевой задачи для той же системы, но без пространственных зарядов и с потенциалами электродов

$$\Phi_\beta^{(1\alpha)} = 0 \quad \text{при } \beta \neq \alpha, \quad \Phi_\alpha^{(1\alpha)} = \Phi_0 = 1\ \text{В}. \tag{5}$$

Интегрирование проводится по всему пространству без электродов.

В работах [1, 2] рассматривался только вклад в (1) от конвективного тока (соответствующий первому слагаемому в (2)) для случая одиночного точечного заряда q, двигающегося со скоростью $\vec{v}$ в точке $\vec{r}_0$ и создающего конвективный ток с плотностью

$$\vec{j}_0 = q\vec{v}\delta(\vec{r} - \vec{r}_0), \tag{6}$$

где $\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ – дельта-функция. Эта плотность тока $\vec{j}_0$ индуцирует на α-м электроде ток

$$I_{\alpha 0} = \iiint (\vec{E}^{(\alpha)} \cdot \vec{j}_0) dV = q(\vec{E}^{(\alpha)} \cdot \vec{v}). \tag{7}$$

Тогда, в случае двух плоскопараллельных электродов, например, нормированное поле для одного из них (индекс “0”) равно

$$\vec{E}^{(0)} = \vec{n}/d, \tag{8}$$

где d – расстояние между электродами, $\vec{n}$ – вектор внешней нормали к поверхности выбранного электрода (направленный в сторону второго электрода), а индуцированный ток равен

$$I_0 = q(\vec{v} \cdot \vec{n})/d. \tag{9}$$

При приближении заряда к рассматриваемому электроду получаем $qI_0 < 0$, т.е. ток из внешней цепи привносит в электрод заряд другого знака, экранирующий поле заряда q, а при удалении от электрода знаки заряда и тока совпадают.

Формулы (6)–(9) и выражают содержание собственно ТШР, хотя под ТШР иногда понимают и более общие выражения. Одно из таких полезных соотношений имеет вид

$$\sum_{k=1}^{N} \Phi_k^{(1)} I_k = \iiint (\vec{E}^{(1)} \cdot \vec{j}_\text{п}) dV, \tag{10}$$

где $\Phi_k^{(1)}(t)$ – потенциал k-го электрода из вспомогательной задачи ($k = 1, 2, ..., N$), $\vec{E}^{(1)}$ – вспомогательное поле в этом случае, а I_k – ток, втекающий в k-й электрод из внешней цепи. При этом формула (1) представляет собой частный случай равенства (10) при условиях (5), который целесообразно записать в виде

$$I_\alpha = I_{\alpha 1} + \iiint (\vec{E}^{(\alpha)} \cdot \partial\vec{D}/\partial t) dV, \tag{11}$$

где

$$I_{\alpha 1} = \iiint (\vec{E}^{(\alpha)} \cdot \vec{j}) dV \tag{12}$$

– полный индуцированный (движением зарядов в вакууме) ток на α-й электрод (а собственно ТШР из [1, 2] описывает вклад от точечного заряда в эту компоненту тока).

ТШР и ее обобщения использовались для описания работы вакуумных сверхвысокочастотных (СВЧ) приборов (см., например, [3–8]). В работах [5, 6] рассматривались квазистационарные (достаточно медленные) режимы изменения полей.

2. ОБОБЩЕНИЯ ТШР И УСЛОВИЯ ЕЕ ПРИМЕНИМОСТИ

Доказывать ТШР и ее обобщения можно разными способами. Удобно, например, использовать (производящий) функционал

$$F_1 = -\iiint \operatorname{div}(\varphi^{(1)} \vec{j}_\text{п}) dV, \tag{13}$$

преобразования которого с помощью теоремы Остроградского–Гаусса и уравнений Максвелла (в их интегральной форме), вполне аналогичные соответствующим преобразованиям в работах [1, 2], приводят к левой части уравнения (10). Вместе с тем дифференцирование в (13) с учетом равенства

$$\operatorname{div} \vec{j}_\text{п} = 0, \tag{14}$$

дает правую часть в (10) ($\vec{E}^{(1)} = -\operatorname{grad}\varphi^{(1)}$) и завершает вывод.

Отметим, что такое доказательство не требует никаких дополнительных ограничений, так как в нем кроме математики используются только уравнения Максвелла в самой общей их форме. В частности, связь между электрической индукцией и электрическим полем не конкретизируется, а потенциальность электрического поля не предполагается (в отличие от теоремы Грина, которая использовалась в первых работах), что обеспечивает применимость ТШР к описанию систем с высокочастотными, в том числе СВЧ-полями. Кроме того, от функции $\varphi^{(1)}$ требуется лишь постоянство вдоль поверхностей металлических электродов (что обеспечивает возможность выделения формул для зарядов электродов и токов на них). Применение вспомогательных функций для вывода ТШР и (других соотношений) было предложено в [9] и развито в [10] на случай произвольных функций (но с требуемыми граничными условиями, конечно) с целью применения ТШР к высокочастотным (т.е. в том числе и непотенциальным) полям. Использование в качестве вспомогательных функций потенциалов (т.е. функций, являющихся решением соответствующих краевых задач для потенциалов) безусловно удобно и ближе к практике. Однако краевые задачи для них можно выбирать, из соображений полезности, с отличными от основной задачи зарядами, параметрами образцов, граничными условиями и т.п.

С формальной точки зрения расширения ТШР на образцы с диэлектриками связаны с усложнениями вакуумной формулы (3) для электрической индукции, которая фигурирует в выражениях для полного тока (2), токов на электроды (1), (10), (11) и функционала (13). Так, в работах [9–15] было развито обобщение ТШР вплоть до случая неоднородного диэлектрика с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\vec{r}, t)$ и индукцией

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E}. \tag{15}$$

Вид формул при этом сохраняется. ТШР для диэлектриков применялась для описания датчиков ионизирующего излучения в работах [11, 12, 15, 16]. Весьма интересны также применения ТШР в биологии для изучения транспорта зарядов в протеинах [17].

Выделим теперь влияние поляризации. Представим с этой целью электрическую индукцию в виде

$$\vec{D} = \vec{P} + \vec{D}_0, \tag{16}$$

где $\vec{P}(\vec{r}, t)$ – плотность дипольного момента, которая может быть связана со спонтанной поляризацией в пироэлектриках (см., например, [18]), с различными неоднородностями (включая границы раздела и поверхности), с дефектными образованиями атомного масштаба, с отдельными молекулами и т.п. Тогда вместо (11), (12) можно записать следующие формулы:

$$I_\alpha = I_{\alpha 1} + \iiint (\vec{E}^{(\alpha)} \cdot \partial \vec{D}_0/\partial t) dV, \tag{17}$$

где

$$I_{\alpha 1} = \iiint (\vec{E}^{(\alpha)} \cdot (\vec{j} + \partial \vec{P}/\partial t)) dV. \tag{18}$$

Здесь вклад в ток с $\partial\vec{P}/\partial t$ отнесен к индуцированным токам (к ТШР), поскольку он имеет ту же природу и размерность (см. [19, 20]). В частности, вектор $\partial\vec{P}/\partial t$ играет роль плотности тока для связанного (с поляризацией) заряда $(-\mathrm{div}\vec{P})$, как это явствует из закона сохранения этого заряда

$$\frac{\partial(-\mathrm{div}\vec{P})}{\partial t} + \mathrm{div}\left(\frac{\partial \vec{P}}{\partial t}\right) = 0. \tag{19}$$

В случае точечного диполя с дипольным моментом $\vec{p}$ плотность поляризации равна

$$\vec{P}_д = \vec{p}\delta(\vec{r} - \vec{r}_0), \tag{20}$$

а вклад от нее в индуцированный ток –

$$I_{\alpha д} = \iiint (\vec{E}^{(\alpha)} \cdot \partial \vec{P}_д/\partial t) dV = \vec{E}^{(\alpha)}(\vec{r}_0) \cdot \partial \vec{p}/\partial t. \tag{21}$$

Если токи малы, то удобнее измерять изменение заряда на электроде. При диагностике пленок (плоскопараллельный случай (7)) из (21) следует

$$\Delta Q = \int I_{\alpha д} dt = (\vec{n} \cdot \vec{p}_0)/d, \tag{22}$$

где d – толщина пленки, а $\vec{p}_0$ – изменение дипольного момента. Например, индуцированные токи при генерации (или отжиге) дипольных дефектов в диэлектрике в составе структуры МДП (металл–диэлектрик–полупроводник) приводят к вполне ощутимым изменением заряда металлического электрода, что можно использовать для диагностики дефектов с помощью ТШР [21].

Разумеется, ТШР остается справедливой и в локально анизотропном случае с тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ik}(\vec{r}, t)$

$$D_{0i} = \varepsilon_{ik} E_k, \tag{23}$$

(по повторяющимся тензорным индексам предполагается суммирование) [22, 23].

В работах [19, 21–23] ТШР использовалась в задачах диагностики дефектов в кремниевых структурах МОП (металл–окисел–полупроводник) и в интегральных схемах.

3. ЕМКОСТНЫЕ И НЕЕМКОСТНЫЕ ТОКИ

В реальных условиях вклад в токи из внешней цепи на металлические электроды может быть связан не только с индуцированными токами (из ТШР), но и с токами иной природы. В случае потенциальных электрических полей это емкостные токи, которые обсуждались уже в работах [5, 6] и рассматривались в прямой связи с ТШР в [9, 14]. Отметим по этому поводу, что ТШР можно рассматривать как развитие законов Кирхгофа [24, 25] для электрических цепей (в работе [25] сделано важное замечание относительно роли потенциала в законе Ома [26], а сами законы кратко сформулированы в приложении к работе [24]). Емкость в качестве элемента электрической цепи и соответствующие ей токи рассматривал исходя из энергетических соображений, У. Томсон (впоследствии лорд Кельвин) в своей знаменитой работе по электрическим колебаниям, где получена формула для их периода [27]. Эти работы были опубликованы до открытия уравнений Максвелла, хотя их результаты могут быть, конечно, получены и из самих уравнений (см., например, [28]). И все же именно ТШР, и в особенности ее обобщения, открывают широкие возможности для вывода законов электрических цепей непосредственно из уравнений Максвелла. С этим, очевидно, и связан рост интереса к обсуждаемой тематике.

Отметим далее, что емкостные токи хорошо известны в теории не только электровакуумных, но также и полупроводниковых приборов (см., например, [29–31]), включая в этом случае и токи, связанные с изменением самих емкостей. Естественно поэтому ожидать, что токи указанной природы (т.е. индуцированные и емкостные) полностью исчерпывают токи в правой части формулы (17), т.е. второе слагаемое в этой формуле соответствует чисто емкостным токам (в случае достаточно медленных (квазистационарных) режимов, конечно, когда электрическое поле потенциально $\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi$).

Выделим для проверки емкостное слагаемое в формуле (17) для токов из ТШР в явном виде (см. также [19, 23]). Рассмотрим с этой целью функционал с потенциальными полями

$$F_2 = -\iiint \mathrm{div}\left[\varphi^{(1)}\vec{j}_п - \frac{\partial}{\partial t}(\vec{D}^{(1)}\varphi)\right] dV, \tag{24}$$

где вспомогательный потенциал $\varphi^{(1)}$ рассматривается в том же (геометрическом) пространстве с теми же границами на поверхностях металлических электродов, но без заряда и поляризации, т.е.

$$\mathrm{div}\vec{D} = \rho, \quad \vec{D} = \vec{D}_0 + \vec{P}, \quad \mathrm{div}\vec{D}^{(1)} = 0, \tag{25}$$

где ρ, $\vec{D}$, $\vec{P}$ – соответственно плотность заряда, электрическая индукция и плотность поляризации в основной задаче, а $\vec{D}^{(1)}$ – электрическая индукция во вспомогательной. Диэлектрические свойства среды в вспомогательной задаче тоже не оговариваются, а связь между индукциями и полями ($\vec{D}$, $\vec{E}$ и $\vec{D}^{(1)}$, $\vec{E}^{(1)}$) не конкретизируется. Преобразуем далее функционал F_2 аналогично преобразованию функционала F_1 из (13) (т.е. с помощью формул векторного анализа):

$$\sum_{\beta=1}^{N}\Phi_\beta^{(1)}I_\beta - \sum_{\beta=1}^{N}\frac{\partial}{\partial t}(Q_\beta^{(1)}\Phi_\beta) = \iiint\left\{\vec{E}^{(1)}\cdot\left(\vec{j}+\frac{\partial\vec{P}}{\partial t}\right)+ + \vec{E}^{(1)}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\vec{D}_0 - \frac{\partial}{\partial t}(\vec{D}^{(1)}\cdot\vec{E})\right\}dV, \tag{26}$$

где $\Phi_\beta(t)$ – потенциалы электродов в основной задаче, а $Q_\beta^{(1)}(t)$ – заряд β-го электрода во вспомогательной. Отметим, что последние два слагаемых под интегралом можно представить в более симметричном и удобном для дальнейшего, виде:

$$\vec{E}^{(1)}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\vec{D}_0 - \frac{\partial}{\partial t}(\vec{D}^{(1)}\cdot\vec{E}) = = -\frac{\partial\vec{E}^{(1)}}{\partial t}\cdot\vec{D}_0 + \frac{\partial}{\partial t}(\vec{E}^{(1)}\cdot\vec{D}_0 - \vec{D}^{(1)}\cdot\vec{E}). \tag{27}$$

Теперь для случая (5) формула (26) приобретает следующий вид:

$$\Phi_0 I_\alpha = \sum_{\beta=1}^{N}\frac{\partial}{\partial t}(Q_\beta^{(1\alpha)}\Phi_\beta) + \iiint\left\{\vec{E}^{(1\alpha)}\cdot\left(\vec{j}+\frac{\partial\vec{P}}{\partial t}\right) - -\left(\frac{\partial\vec{E}^{(1\alpha)}}{\partial t}\cdot\vec{D}_0\right) + \frac{\partial}{\partial t}(\vec{E}^{(1\alpha)}\cdot\vec{D}_0 - \vec{D}^{(1)}\cdot\vec{E})\right\}dV, \tag{28}$$

где $Q_\beta^{(1\alpha)}$, $\vec{E}^{(1\alpha)}$ и $\vec{D}^{(1\alpha)}$ – соответственно заряд β-го электрода, поле и индукция во вспомогательной задаче в рассматриваемом случае. Наконец, после деления на Φ_0, получаем искомую формулу для тока на α-й электрод в общем виде:

$$I_\alpha = \iiint\left\{\vec{E}^{(\alpha)}\cdot\left(\vec{j}+\frac{\partial\vec{P}}{\partial t}\right) + \sum_{\beta=1}^{N}\frac{\partial}{\partial t}(C_\beta^\alpha\Phi_\beta) - -\left(\frac{\partial\vec{E}^{(\alpha)}}{\partial t}\cdot\vec{D}_0\right) + \frac{\partial}{\partial t}(\vec{E}^{(\alpha)}\cdot\vec{D}_0 - \vec{D}^{(\alpha)}\cdot\vec{E})\right\}dV, \tag{29}$$

где

$$C_\beta^\alpha = Q_\beta^{(1\alpha)}/\Phi_0 \tag{30}$$

– емкостные коэффициенты в рассматриваемом случае (в электростатике это коэффициенты емкости (C_α^α) и коэффициенты электростатической индукции (C_β^α, $\beta \neq \alpha$) [18]),

$$\vec{E}^{(\alpha)} = \vec{E}^{(1\alpha)}/\Phi_0 \quad \text{и} \quad \vec{D}^{(\alpha)} = \vec{D}^{(1\alpha)}/\Phi_0 \tag{31}$$

– нормированные поле и индукция во вспомогательной задаче. Слагаемое

$$I_{\alpha 2} = \sum_{\beta=1}^{N}\frac{\partial}{\partial t}(C_\beta^\alpha\Phi_\beta) \tag{32}$$

здесь описывает, очевидно, токи емкостной природы, включая и токи, обусловленные изменениями самих емкостных коэффициентов (которые могут быть индуцированы , например, изменениями диэлектрической проницаемости).

Итак, кроме привычных слагаемых (индуцированных и емкостных токов) в формуле (16) для полного тока на электрод присутствуют и другие слагаемые, которые можно записывать в разном виде. Природа дополнительных токов рассматривалась в [20, 32, 33]. В работе [32] приведен простой иллюстрирующий пример с неоднородно заполненным конденсатором, диэлектрическая проницаемость в котором (неоднородно же) изменяется таким образом, что емкость остается постоянной. Кроме того, в конденсаторе присутствует неподвижный заряд. В таком случае, при постоянных потенциалах на обкладках, индуцированные и емкостные токи отсутствуют, но общий ток все же не равен нулю и связан с перераспределением между электродами зарядов, обеспечивающих экранирование поля, создаваемого зарядами образца.

Исходя из этого наблюдения в работах [20, 33] предложено представление дополнительных токов в виде двух слагаемых, как в уравнении (16), т.е.

$$I_\alpha = I_{\alpha 1} + I_{\alpha 2} + I_{\alpha 3} + I_{\alpha 4}, \tag{33}$$

где $I_{\alpha 1}$ и $I_{\alpha 2}$ – индуцированные и емкостные токи (см. (18) и (32)), а

$$I_{\alpha 3} = -\iiint\left(\frac{\partial\vec{E}^{(\alpha)}}{\partial t}\cdot\vec{D}_0\right)dV \tag{34}$$

и

$$I_{\alpha 4} = \iiint\frac{\partial}{\partial t}(\vec{E}^{(\alpha)}\cdot\vec{D}_0 - \vec{D}^{(\alpha)}\cdot\vec{E})dV \tag{35}$$

– дополнительные токи другой природы, записанные в том же общем виде. Основанием для этого служат следующие обстоятельства. Во-первых, формулу (34) можно, не уменьшая общности, преобразовать к виду [20, 33]

$$I_{\alpha 3} = -\iiint\frac{\partial\varphi^{(\alpha)}}{\partial t}\rho_0 dV, \tag{36}$$

где $\varphi^{(\alpha)}$ – нормированный потенциал во вспомогательной задаче

$$\varphi^{(\alpha)} = \varphi^{(1\alpha)}/\Phi_0, \tag{37}$$

а плотность заряда ρ_0 определяется равенствами

$$\rho_0 = \rho - \mathrm{div}\vec{P} = \mathrm{div}\vec{D}_0. \tag{38}$$

То есть ρ_0 – это полная плотность свободного ρ и связанного с поляризацией ($-\mathrm{div}\vec{P}$) зарядов. Изменения со временем нормированного вспомогательного потенциала $\varphi^{(\alpha)}$ могут быть связаны с неоднородными в пространстве изменениями диэлектрической проницаемости. При этом могут, конечно, изменяться и емкостные коэффициенты, но возможны варианты (см. [32]), когда нормированный потенциал в (36) зависит от времени, а емкость постоянна. То есть формулы (32) и (36) описывают разные, независимые, вообще говоря, эффекты, и токи из (36) аномальны в этом смысле. Если образцы в двух задачах (и диэлектрические проницаемости в них) одинаковы, формула (36) описывает, разумеется, токи из приведенного в [32] примера с конденсатором (см. [33]).

Кроме того, формула (35) для случая (23), когда тензоры диэлектрической проницаемости в обеих задачах одинаковы, имеет вид

$$I_{\alpha 4} = \iiint \frac{\partial}{\partial t}(E_i^{(\alpha)}\varepsilon_{ij}E_j - E_i\varepsilon_{ij}E_j^{(\alpha)})dV, \qquad (39)$$

а после перестановки местами индексов i и j (по которым производится суммирование) во втором слагаемом под интегралом она принимает вид

$$I_{\alpha 4} = \iiint \frac{\partial}{\partial t}\{E_i^{(\alpha)}E_j(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ji})\}dV. \qquad (40)$$

Отсюда видно, что природа четвертой компоненты тока связана с асимметрией тензора ε_{ij}. В термодинамически равновесном случае тензор симметричен, и в низкочастотных процессах его асимметрия мала [18]. На достаточно высоких частотах ω (когда процессы поляризации неравновесны) симметрия тензора $\varepsilon_{ij}(\omega)$ определяется (см. [18]) обобщенным принципом симметрии кинетических коэффициентов (см., например, [18, 34]). Обычно тензор симметричен $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$ (и тогда $I_{\alpha 4} = 0$), но в некоторых случаях (при наличии магнитного поля, например) симметрия может нарушаться.

Итак, в обычной ситуации, когда параметры образца не меняются со временем, а $I_{\alpha 4} = 0$, полные токи на электроды определяются только первыми двумя слагаемыми, т.е емкостными токами (с постоянными емкостными коэффициентами) и индуцированными токами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теорема Шокли–Рамо [1, 2] и ее обобщения описывают только ту часть токов из внешней цепи на металлические электроды, которая индуцирована конвективными токами в образце (включая и случай, когда единственный точечный заряд двигается в образце или в вакууме). Теорему можно доказывать разными способами. При доказательстве применение таких функций, которые формально не связаны с основной задачей (или связаны лишь частично), в качестве вспомогательных функций расширяет область применимости теоремы и открывает новые возможности для развития законов Кирхгофа при описании современных электрических цепей. В общем случае, без уточнения вида связи между электрической индукцией и полем, полные токи на металлические электроды (см. формулы (29), (33)) состоят из четырех компонент разной природы (см. (18), (32), (34)–(36)), включая, конечно, индуцированные токи из ТШР (18) и токи емкостной природы (32). При этом поляризация (плотность дипольного момента) участвует в формулах (18), (36).

В обычной ситуации, когда параметры образца постоянны, а $I_{\alpha 4} = 0$, полные токи на электроды определяются, как и следовало ожидать, только первыми двумя слагаемыми, т.е емкостными токами (с постоянными емкостными коэффициентами) и индуцированными токами.

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shockley W.* // J. Appl. Phys. 1938. V. 9. № 10. P. 635.
2. *Ramo S.* // Proc. IRE. 1939. V. 27. № 9. P. 584.
3. *Beck A.H.W.* Thermionic Valves: Their Theory and Design. Cambridge: Univ. Press, 1953.
4. *Jen C.K.* // Proc. IRE. 1941. V. 29. № 6. P. 345.
5. *Гвоздовер С., Лопухин В.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1946. Т. 10. № 1. С. 29.
6. *Лопухин В.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1946. Т. 10. № 1. С. 111.
7. *Коваленко В.Ф.* Введение в электронику сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1955.
8. *Лопухин В.М.* Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. М.: Гостехиздат, 1953.
9. *Pellegrini B.* // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. № 8. P. 5921.
10. *Yoder P.D., Gärtner K., Fichtner W.* // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. № 4. P. 1951.
11. *Cavalleri G., Fabri G., Gatti E., Svelto V.* // Nucl. Instr. Meth. 1963. V. 21. P. 177.
12. *Cavalleri G., Gatti E., Fabri G., Svelto V.* // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 92. № 1. P. 137.
13. *Visschere P. De.* // Sol. State Electronics. 1990. V. 33. № 4. P. 455.
14. *Kim H., Min H.S., Tang T.W., Park Y.J.* // Sol. State Electronics. 1991. V. 34. № 11. P. 1251.
15. *He Z.* // Nucl. Instr. Meth. 2001. V. A463. № 1–2. P. 250.
16. *Tavernier S.* Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics. L.: Springer, 2010.
17. *Eisenberg B., Nonner W.* // J. Comput. Electron. 2007. V. 6. № 1–3. P. 363.
18. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2005.

19. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2019. Т. 64. № 9. С. 926.
20. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2022. Т. 67. № 4. С. 411.
21. *Дмитриев С.Г.* // ФТП. 2009. Т. 43. № 6. С. 854.
22. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2012. Т. 57. № 11. С. 1229.
23. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 10. С. 1115.
24. *Kirchhoff G.* // Ann. Phys. 1845. B. 140. H. 4. S. 497.
25. *Kirchhoff G.* // Ann. Phys. 1849. B. 154. H. 12. S. 506.
26. *Ohm G.S.* // J. Chem. Phys. 1826. B. 46. H. 2. S. 137.
27. *Thomson W.* // Phil. Mag. 1853. V. 5. № 34. P. 393.
28. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. 3. Электричество. М.: Физматлит, 2002.
29. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990.
30. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984.
31. *Nicollian E.R., Brews J.R.* MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology. N.Y.: J. Wiley & Sons, 1982.
32. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2020. Т. 65. № 7. С. 725.
33. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2022. Т. 67. № 2. С. 181.
34. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Ч. 1. М.: Физматлит, 2002.