01;07

РОЛЬ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕНОСА В ЛАЗЕРНОМ ФОРМИРОВАНИИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

И.А.Дорофеев, М.Н.Либенсон

Институт физики микроструктур РАН,
603600, Нижний Новгород, Россия
(Поступило в Редакцию 22 февраля 1995 г.)

Предложена модель образования периодических структур дефектов в твердых телах, подверженных лазерному воздействию. Показано, что в неравновесных условиях, в частности при наличии градиентов температуры или концентрации носителей заряда, в пространственно-периодических температурных и световых полях возможна организация дефектов в периодические структуры. Период и ориентация таких структур определяются свойствами мишени и характеристиками световых интерференционных полей.

Генерация периодического рельефа на поверхности твердого тела под действием мощных световых потоков исследовалась в последние годы достаточно интенсивно. На основе богатого экспериментального материала предложены различные теоретические модели изучаемого процесса, объясняющие в основном наблюдаемые эффекты. Наиболее плодотворной, на наш взгляд, явилась модель, включающая в себя процессы, возникающие в интерференционном световом поле, локализованном вблизи поверхности облучаемой мишени. Такое поле образуется в результате сложения падающего излучения и рассеянного вдоль поверхности, частным случаем которого может быть поверхностная электромагнитная волна (ПЭВ) [1]. Вопросу возбуждения ПЭВ на неоднородной поверхности посвящено много работ, в которых показано, что преобразование объемного излучения в поверхностные волны может быть достаточно высоким [2]. Образование периодических поверхностных структур (ППС), как правило, связывается с явлениями активационного типа, такими как испарение, сублимация, окисление и т. д., разыгрывающимися в пространственно-периодическом тепловом поле. При этом период и ориентация ППС жестко определяются когерентными свойствами падающего излучения, создающего вместе с ПЭВ интерференционное световое поле на поверхности образца.

Наряду с этим в ряде работ разрабатывался механизм деформационно-диффузионной неустойчивости, приводящей к генерации и упорядочению дефектов на поверхности полупроводников, подвергнутых лазерному облучению [3].

В нашей работе предложен механизм организации периодических структур, в основе которого лежат явления переноса, возникающие в неравновесных условиях при наличии градиентов температуры и концентрации носителей заряда в веществе в пространственно-периодических температурных и световых полях. В результате пространственного разделения зарядов в неравновесной среде, в термоэлектрических и фотоэлектрических полях могут упорядочиваться точечные дефекты, в том числе и на поверхности облучаемой мишени. Период и ориентация подобных структур определяются свойствами образца и характеристиками интерференционного поля.

Постановка задачи

В качестве облучаемых мишеней будем рассматривать металлы и полупроводники, подразумевая в дальнейшем очевидность привлечения к рассмотрению того или иного термо- или фотоэлектрического явления. Считаем, что в приповерхностной области облучаемой мишени задано пространственно-периодическое распределение интенсивности излучения и температуры. Оно может быть создано искусственно, путем сведения двух лазерных пучков, либо в результате возбуждения ПЭВ и интерференции с объемной волной. В любом случае суммарное световое поле должно содержать модуляционный член. Представим световое интерференционное поле в виде

$$q(x,z) = q_0[1 + \xi\cos(gx + \psi)]\exp(-\alpha z), \qquad (1)$$

где q_0 — средняя интенсивность, $g = 2\pi/d$, d — период световой решетки, α — коэффициент поглощения, ψ — фазовый сдвиг.

Величина ξ определяет глубину модуляции и в частном случае интерференции объемной волны с ПЭВ зависит от типа поляризации света и его коэффициента преобразования в ПЭВ [1,4]. Объемная плотность мощности f связана с $q(x,z)$ соотношением $f = \alpha q(x,z)$, и решение соответствующей задачи теплопроводности содержит одну составляющую, не зависящую от x и вторую, которая переносит пространственную модуляцию интенсивности на распределение температуры [2,5],

$$T(x,z,t) = T_1(x,z) + \theta(z,t)\cos(gx + \psi), \qquad (2)$$

где $\theta(z,t) = \theta(z) = q_0\xi\exp(-\alpha z)$; для металлов $T_1(z,t) = 2q(at)^{0.5}\mathrm{erfc}[z/2(at)^{0.5}]/x$; для полупроводников $T_1(z,t) = q_0\alpha t\exp\times(-\alpha z)/\rho c$; x, c, a — коэффициенты теплопроводности, теплоемкости и температуропроводности, ρ — плотность вещества.

Таким образом, распределение температуры представляется суммой "фонового" нагрева T_1 и стационарной модуляционной добавки $\theta(z)$.

Неоднородное распределение интенсивности света (1) и температуры (2) по образцу приводит к возникновению потока электронов, вызывая пространственное разделение зарядов. В частности, при наличии градиента температуры в выражении для потока заряженных частиц содержится наряду с омической составляющей часть, вызываемая действием термоэлектрического поля $E_i^* = -S_{ik}\partial T/\partial x_m$ [6],

$$j_i = \sigma_{ik}E_k - \sigma_{ik}S_{km}\partial T/\partial x_m, \qquad (3)$$

где σ_{ik}, S_{ik} — компоненты тензора удельной электропроводности и термоэдс.

В однородной изотропной среде, когда $\sigma_{ik} = \sigma\delta_{ik}$, $S_{ik} = S\delta_{ik}$, термоэлектрическое поле является потенциальным при локальной и линейной связи между векторами $\mathbf{j}$, $\mathbf{E}$ и $\mathbf{E}^\star$, в противном случае возможно появление эдс из-за явления Бенедикса [7].

В неоднородной изотропной среде, когда коэффициент термоэдс явно зависит от координат, в частности из-за внутренних неоднородностей вещества, возможно появление объемно-градиентной термоэдс, а в однородной анизотропной среде наряду с продольным появляется поперечный (перпендикулярно градиенту температуры) эффект Зеебека [8].

Замкнутые токи в неизотермической проводящей среде описываются обобщенным законом Ома (3), при этом необходимым условием их возникновения является вихревой характер термоэлектрического поля $\mathbf{E}^\star$, т.е. $\operatorname{rot}\mathbf{E}^\star \neq 0$. В общем случае это условие приводит к требованию наличия неоднородностей в термоэлектрической среде либо к анизотропии коэффициента термоэдс. С учетом этого даже в однородной изотропной среде путем наложения внешних деформирующих усилий, магнитного поля или других воздействий возможна генерация вихревого термоэлектрического тока. В нашем случае это происходит из-за больших градиентов температуры в приповерхностной области облучаемой мишени.

Наряду с токами вихревой природы при нагреве вещества существуют потоки заряда из-за ричардсоновской эмиссии электронов с поверхности мишени. В стационарном случае общий ток подчиняется уравнению непрерывности

$$\operatorname{div}(\mathbf{j} + \mathbf{j}^\star) = 0,$$

где $\mathbf{j}^\star = \sigma \sum\limits_i \mathbf{E}_i^\star$, $\mathbf{E}_i^\star$ — сторонние поля. С учетом того что $\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\varphi$, где φ — потенциал, получаем уравнение для определения пространственного распределения поля в образце, подвергнутом неизотермическому нагреву и неоднородному фотовозбуждению,

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = \frac{\operatorname{div}\mathbf{j}^\star}{\sigma}. \tag{4}$$

Рассмотрим образец, в котором наведены термо- и фотоэлектрические поля. В этом случае $\mathbf{E}_1^\star = -S\operatorname{grad}T$ и $\mathbf{E}_2^\star = A\operatorname{grad}n$, где $A = (D_p - D_n)/(n\mu_n + p\mu_p)$, D_n, D_p, μ_n, μ_p, n, p — коэффициенты диффузии, подвижности и концентрации электронов и дырок. Подставляя в (4), получим с учетом температурной зависимости коэффициента термоэдс, следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = -S\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) - \frac{\partial S}{\partial T}\left[\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2\right] + A\left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}\right). \tag{5}$$

В исходно неоднородной среде, или в среде, неоднородность которой индуцируется лазерным воздействием, в правой части (5) появятся члены, связанные с явной зависимостью S и A от координат.

Если вещество мишени обладает анизотропными характеристиками, т.е. σ, S и A являются тензорами, а $j_i = \sigma_{ik}E_k$, $j^*_{1i} = -\sigma_{ik} \times$ $\times\ S_{km}\partial T/\partial x_m$, $j^*_{2i} = \sigma_{ik}S_{km}\partial n/\partial x_M$, то необходимо решить уравнение

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\sigma_{ik}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k}\right) = -\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\sigma_{ik}S_{km}\frac{\partial T}{\partial x_m}\right) + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\sigma_{ik}A_{km}\frac{\partial n}{\partial x_m}\right).$$

Анизотропия термоэдс, в частности, может наблюдаться, если одновременно конкурирует несколько механизмов рассеяния, причем их эффективность различна для разных направлений, или если имеется несколько сортов носителей и при этом парциальные электропроводности по-разному анизотропны [9].

Решение (5), очевидно, должно быть ограниченным при $x, z \to \infty$. Граничное условие при $z = 0$ найдем, учитывая, что в результате лазерного нагрева мишени происходит испускание электронов ее поверхностью. Поток электронов, как известно в этом случае [10], описывается формулой Ричардсона

$$j = \frac{4\pi mek^2}{h}T^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right),$$

где ϕ — работа выхода электрона; m, e — его масса и заряд; k — константа Больцмана.

Полагая, согласно (2), $T(x,0) = T_1 + \theta\cos gx$ и учитывая, что $\theta \ll T_1$, получим

$$j = j_0\left[1 + \left(2 + \frac{\phi}{kT_1}\right)\frac{\theta}{T_1}\cos gx\right], \tag{6}$$

где

$$j_0 = \frac{4\pi mk^2}{h}T_1^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT_1}\right).$$

Потребуем, чтобы искомое решение (5) удовлетворяло найденному граничному условию (6).

Решение

Найдем решение (5) для металлов, учитывая, естественно, в неизотермически нагретом материале только наличие термоэлектрического поля. Используя (2) для металлов, получим

$$\frac{\operatorname{div} \mathbf{j}^*}{\sigma} = -\frac{Sq_0 z}{2k\pi at}\exp\left(-\frac{z^2}{4at}\right) - \frac{\partial S}{\partial T}\left[\theta^2 g^2 \exp(-2gz) + \frac{q^2}{\varkappa^2\pi}\operatorname{erfc}^2\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right) - \right.$$
$$\left. -\frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\theta g q_0}{\varkappa}\operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right)\cos gx(-gz)\right]. \tag{7}$$

Нетрудно заметить, что в стационарном случае ($t \to \infty$) правая часть уравнения (7) отлична от нуля только при существовании зависимости коэффициента термоэдс от температуры $S = S(T)$. Тогда с учетом того, что $\theta_g \gg q/x$, имеем

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = -\frac{\partial S}{\partial T}\left[(\theta g)^2\exp(-2gz) - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\theta g\frac{q_0}{\varkappa}\exp(-gz)\cos gx\right]. \tag{8}$$

Решение ищем в виде

$$\varphi(x,z) = a\exp(-2gz) + b(1+gz)\cos(gx)\exp(-gz).$$

Подставляя это выражение в (8), определяем a и b, в результате имеем

$$\varphi(x,z) = -\frac{\partial S}{\partial T}\frac{\theta^2}{4}\exp(-2gz) - \frac{\partial S}{\partial T}\frac{\theta q}{\varkappa\sqrt{\pi}g}(1+gz)\cos(gx)\exp(-gz).$$

Нетрудно видеть, что нормальная компонента тока $-\sigma\partial\varphi/\partial z$ удовлетворяет граничному условию при $z \to 0$ (6). Для модуляционных составляющих поля в приповерхностной области $z \to 0$ получим

$$E_x \simeq -\frac{\partial S}{\partial T}\frac{\theta q_0}{\varkappa\sqrt{\pi}}\sin(gx)\exp(-gz),$$

$$E_z \simeq -\frac{\partial S}{\partial T}\frac{\theta q_0}{\varkappa\sqrt{\pi}}\cos(gx)\exp(-gz). \tag{9}$$

Для оценки величины электрического поля используем справочные данные [11], а также выражение для коэффициента термоэдс в случае простой параболической зонной структуры и степенной зависимости длины свободного пробега электрона λ от энергии ($\lambda \propto \varepsilon^r$) [12]. Для вырожденного электронного газа $S = \pi^2k^2T(r+1)/3\lambda\mu$. При типичных $\theta = 10$–10^2 град, $q = 10^{12}$ эрг/см^{2}с, $\varkappa = 10^7$ эрг/с $\cdot$ см $\cdot$ град, $\partial S/\partial T \simeq 10^{-8}$–$10^{-9}$ В/град^2 величина поля может достигать значений $E \simeq 10^{-2}$–10^{-1} В/см.

Рассматривая в качестве облучаемых мишеней полупроводники, учтем возможность возникновения фотоэлектрических полей при воздействии на материал светом с энергией фотонов больше ширины запрещенной зоны.

При облучении полупроводника излучением, длина волны которого больше, чем длина волны, соответствующая краю поглощения данного материала, также возможны фотовольтаичные эффекты, которые соответствуют переходам электронов между примесной зоной, находящейся в запрещенной зоне полупроводника, и валентной зоной, или зоной проводимости, если в примесной зоне носители тока имеют некоторую подвижность. Рассмотрим фотогенерацию носителей в световом поле, интенсивность которого описывается формулой (1). Замечая, что скорость генерации носителей $v = \beta\alpha q/\hbar\omega$, где β — квантовый выход, получим $v = [v_0 + v_{01}\cos(gx)]\exp(-\alpha z)$, где $v_0 = \beta\alpha q_0/\hbar\omega$, $v_{01} = \beta\alpha q_0\xi/\hbar\omega$, где $\hbar\omega$ — энергия квантов света. В облученной мишени индуцируются потоки электронов и дырок

$$\mathbf{j}_n = e(\mu_n n\boldsymbol{\mathcal{E}} + D_n \operatorname{grad} n),$$

$$\mathbf{j}_p = e(\mu_p p\boldsymbol{\mathcal{E}} + D_p \operatorname{grad} p),$$

где μ_n, μ_p, n, p, D_n, D_p — подвижности, концентрации и коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно; $\boldsymbol{\mathcal{E}} = (D_n - D_p) \times \operatorname{grad} n/(n\mu_n + p\mu_p)$.

Учитывая, что $\mathbf{j}_n = -\mathbf{j}_p = \mathbf{j}$, получим $\mathbf{j} = eD_{\text{eff}} \operatorname{grad} n$, где $D_{\text{eff}} = D_n D_p(n+p)/nD_n + D_p$. Используя уравнение непрерывности, получаем уравнение для нахождения пространственного распределения генерируемых электронов

$$\frac{dn}{dt} = v - \frac{n - n_0}{\tau} + \frac{1}{e}\operatorname{div}\mathbf{j},$$

где n_0 — темновая концентрация электронов, τ — время фоторекомбинации.

В стационарном случае имеем

$$\left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}\right) - \frac{n - n_0}{D_{\text{eff}}\tau} + \frac{v}{D_{\text{eff}}} = 0$$

или

$$\frac{\partial^2(n - n_0)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(n - n_0)}{\partial z^2} - \frac{n - n_0}{L^2} = -\frac{[v_0 + v_{01}\cos(gx)]\tau}{L^2}\exp(-\alpha z), \quad (10)$$

где $L^2 = D_{\text{eff}}\tau$.

Легко показать, что частным решением этого уравнения будет

$$n - n_0 = -\left[\frac{v_0\tau}{(\alpha^2 L^2 - 1)} + \frac{v_{01}\tau\cos(gx)}{(\alpha^2 L^2 - g^2 L^2 + 1)}\right]\exp(-\alpha z). \quad (11)$$

Подставляя (2) для полупроводников и (11) в (5), получим

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = S\frac{q\alpha^3 t}{\rho c}\exp(-\alpha z) + \frac{\partial S}{\partial T}\left[\frac{q^2\alpha^4 t^2}{\rho^2 c^2}\exp(-2\alpha z) + \right.$$

$$\left. + \theta^2 g^2\exp(-2gz) + \frac{2\theta q g\alpha t}{\rho c}\cos(gx)\exp[-(\alpha + g)z]\right] -$$

$$-A\left[\frac{\alpha^2 v_0\tau}{(\alpha^2 L^2 - 1)} + \frac{\left(\alpha^2 - g^2\right)v_{01}\tau}{(\alpha^2 L^2 - g^2 L^2 + 1)}\cos(gx)\right]\exp(-\alpha z).$$

Ограничиваясь рассмотрением только случая фотогенерации электрических полей в облучаемой мишени, получаем решение в виде

$$\varphi(x, z) = -A\left[\frac{v_0\tau}{(\alpha^2 L^2 - 1)} + \frac{v_{01}\tau\cos(gx)}{(\alpha^2 L^2 - g^2 L^2 + 1)}\right]\exp(-\alpha z).$$

Для модуляционной составляющей поля имеем

$$\mathcal{E}_x \simeq -\frac{Av_{01}\tau g}{(\alpha^2 L^2 - g^2 L^2 + 1)}\sin(gx)\exp(-\alpha z),$$

$$\mathcal{E}_z \simeq -\frac{Av_{01}\tau g}{(\alpha^2 L^2 - g^2 L^2 + 1)}\cos(gx)\exp(-\alpha z). \quad (12)$$

При $\alpha \simeq 10^{5\,\text{см}^{-1}}$, $g \simeq 6 \cdot 10^4$ см$^{-1}$, $L^2 \simeq D_{\text{eff}}\tau \simeq 10^{-1}$ см^2, $\tau \simeq 10^{-3}$ с, $A \simeq 10^{-23}$ В $\cdot$ см^4, $v_{01} \simeq 10^{26}$ см$^{-3} \cdot$ с$^{-1}$ имеем $|\mathcal{E}| \simeq 10$ В/см.

Следует отметить, что при облучении полупроводникового образца наряду с эффектом Дембера могут происходить другие фотовольтаичные явления, например в изначально неоднородном материале. Неоднородный нагрев и деформация полупроводника могут приводить к модуляции ширины запрещенной зоны E_g. Условие $dE_g/dx \neq 0$ вызывает при фотовозбуждении эдс, пропорциональную разнице E_g в соседних областях материала, или так называемый фотопьезоэлектрический эффект [13].

Требует дополнительного исследования вопрос взаимовлияния термо- и фотоэлектрических явлений при лазерном воздействии на полупроводники. Здесь мы отметим лишь, что величина термоэдс полупроводника при освещении меняется мало [13] и, например, для германия лежит в интервале 1–10 мкВ/град.

Как известно, в процессе лазерного воздействия в мишени генерируются точечные дефекты [14,15]. В индуцированных термо- и фотоэлектрических полях возможно их упорядочение, при этом поток дефектов описывается следующим образом:

$$\mathbf{j} = -D^* \operatorname{grad} N + \mathbf{u}N,$$

где D^*, N — коэффициент диффузии и концентрация дефектов; $\mathbf{u} = \mu^* \boldsymbol{\mathcal{E}}$ — скорость дрейфа дефектов в поле $\mathbf{E}$, m^* — их подвижность.

Из уравнения непрерывности следует уравнение для определения $N(x,z)$

$$-D^* \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} \right) + u_x \frac{\partial N}{\partial x} + u_z \frac{\partial N}{\partial z} + N \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = 0. \tag{13}$$

В случае анизотропных свойств облучаемого кристалла необходимо решить уравнение

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(D^*_{ik} \frac{\partial N}{\partial x_k} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i N),$$

где $u_i = \mu_{ik} \mathcal{E}_k$, коэффициент диффузии и подвижность в этом случае являются тензорами.

Учитывая вид выражений для $\mathcal{E}_x$ и $\mathcal{E}_z$, например (9), искомое решение представляется в форме

$$N(x,z) = N_0[1 + \cos(gx + \pi/2) \exp(-gz)],$$

где N_0 — исходное распределение дефектов.

Таким образом, в стационарных интерференционных световых и тепловых полях точечные дефекты могут организовываться в упорядоченные структуры, в том числе и на поверхности материала. Период и ориентация образующихся решеток дефектов в изотропных материалах задаются периодом и ориентацией интерференционных полей. Следует отметить, что в термо- и фотоэлектрических полях могут перераспределяться как заряженные точечные дефекты, так и нейтральные. В последнем случае дефекты, обладающие собственным или индуцированным дипольным моментом, будут перераспределяться в неоднородном поле, образуя структуры в соответствие с его симметрией.

Заключение

Необходимым условием рассмотренного механизма образования периодических структур дефектов является наличие в приповерхностной области мишени интерференционных полей, индуцирующих термо- и фотоэлектрические эффекты, в основе которых лежат кинетические явления. Общий нагрев образца ускоряет диффузионные процессы из-за аррениусовской зависимости коэффициентов диффузии от температуры. Пространственное распределение дефектов в образце получено в соответствии с уравнением полевой диффузии и может быть заморожено в результате быстрого охлаждения мишени после выключения светового источника, создающего интерференционные поля. Ориентация и период образующихся решеток дефектов задаются характеристиками интерференционных полей, в частности, при несовпадении "теплового" и "светового" пространственно-периодических полей, ориентация структур дефектов будет зависеть от угла рассогласования между ними и в общем случае определяться анизотропными свойствами облучаемого кристалла. Сама решетка дефектов может выявляться путем селективного травления поверхности мишени в структурно-чувствительном травителе.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (грант № R3W000).

Список литературы

[1] *Бонч-Бруевич А.М., Либенсон М.Н., Макин В.С.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 1. С. 3–8.
[2] *Бонч-Бруевич А.М., Коченгина М.К., Либенсон М.Н.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 6. С. 1186–1193.
[3] *Емельянов В.И.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1992. Т. 56. № 4. С. 76–90.
[4] *Бонч-Бруевич А.М., Либенсон М.Н., Макин В.С.* // Тез. докл. XII Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике. М., 1985. Ч. 1. С. 368–369.
[5] *Вейко В.П., Имас Я.А., Либенсон М.Н.* // Физ. и хим. обраб. материалов. 1967. № 1. С. 27–32.
[6] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
[7] *Баранский П.И., Коноплясова Н.С.* // ЖТФ. 1958. Т. 28. Вып. 8. С. 1621–1630.
[8] *Анатычук Л.И.* Справочник. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Киев: Наукова думка, 1979. 766 с.
[9] *Стильбанс Л.С.* Физика полупроводников. М.: Сов. радио, 1967. 451 с.
[10] *Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В.* Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
[11] Справочник. Физические величины / Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
[12] *Аскеров Б.М.* Электронные явления переноса в полупроводниках. М.: Наука, 1985. 320 с.
[13] *Тауц Я.* Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках. М.: ИЛ, 1962. 253 с.
[14] *Моин М.Д.* ФТТ. 1984. Т. 26. С. 2742–2750.
[15] *Emelyanov V.I., Kashkarov P.K.* // Appl. Phys. A. 1992. Vol. 55. P. 161–166.