

01;06

Ударно-тепловой механизм захвата горячих электронов в сильных скрещенных электромагнитных полях

© З.С. Качлишвили, Э.Г. Хизанишвили, М.Г. Хизанишвили, Т.О. Дидберидзе

Тбилисский государственный университет им. И. Джавахишвили,
380028 Тбилиси, Грузия
e-mail: esma@tsu.ge

(Поступило в Редакцию 7 ноября 2005 г. В окончательной редакции 19 мая 2006 г.)

Исследовано действие ударно-теплого механизма захвата в скрещенных электромагнитных полях ($\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$). Установлены области электрических и магнитных полей, в которых рассмотрение этого механизма можно считать справедливым. Вычислены соотношения коэффициентов рекомбинации, соответствующих ударно-тепловому и лэксковскому механизмам захвата, при разных степенях компенсации. Вычисления проводились при низкой температуре ($T = 4.2$ К), для n -типа образцов.

PACS: 72.20.Jv

Авторами данной работы теоретически была доказана возможность существования так называемого ударно-теплого (УТ) механизма рекомбинации [1]. При низкой температуре ($T = 4.2$ К) и достаточно большой концентрации нейтральных атомов примеси ($N_0 \geq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) в n -типе полупроводников может возникнуть еще один, комбинационный канал захвата на положительно заряженные примесные центры: если приложенное электрическое поле такое, что энергия газа свободных носителей заряда достигает величины энергии возбуждения нейтральных примесных центров $1s \rightarrow 2p$, горячие электроны испытывают неупругое рассеяние на них, теряют энергию $\Delta\epsilon$ и захватываются на положительно заряженные центры. В работе [1] были установлены области электрических полей, в которых этот механизм захвата может войти в силу вместе с лэксковским и, что еще интереснее — стать доминирующим над ним при определенных, строго установленных, параметрах образца.

По аналогии с общеизвестной моделью Гантмахера и Левинсона [2], суть предложенной нами новой модели захвата в импульсном пространстве можно представить по следующей схеме (рис. 1): электроны, имеющие возможность возбудить нейтральные центры примеси, находятся вне сферы с радиусом Δp и имеют импульс p . Рассеиваясь, они оказываются внутри маленькой сферы с радиусом $(p - \Delta p)$, после чего эти электроны могут [1]:

- 1) рассеяться квазиупруго за время τ_{ak} и выйти из этой сферы;
- 2) ускориться в поле E за время $\tau_E = \frac{\Delta p}{eE}$ и снова приобрести импульс Δp ;
- 3) быть захваченными за время τ_c притягивающим N_+ центром.

При определенных условиях должен существовать такой интервал электрических полей, чтобы

$$\tau_3 < \tau_E, \tau_{ak}. \quad (1)$$

За время ускорения электрона от $\epsilon = 0$ до $\Delta\epsilon$ (в пассивной области), двигаясь под влиянием поля по прямой,

параллельной \mathbf{E} , до точки Δp , в среднем за τ' (время рассеяния в пассивной области на акустических фонах или других видах примеси) может произойти рассеяние электрона внутри пассивной области (1). После этого, ускорившись по побочной траектории 2 до $\epsilon = \Delta\epsilon$, электрон, совершив неупругое рассеяние на нейтральный центр, попадет в сферу $(p - \Delta p)$ (3).

Хорошо известно, что включение магнитного поля может оказать большое влияние как на темп релаксации энергии в кристаллах, так и на кинетические эффекты в общем. Целью настоящей работы является установление областей доминирования УТ-механизма рекомбинации над лэксковским в скрещенных электромагнитных полях и выявление тех физических эффектов, которые могут возникнуть при включении магнитного поля.

Установим сначала условия, при которых действие УТ-механизма захвата можно считать справедливым, т. е. выполняются неравенства (1) в скрещенных электромаг-

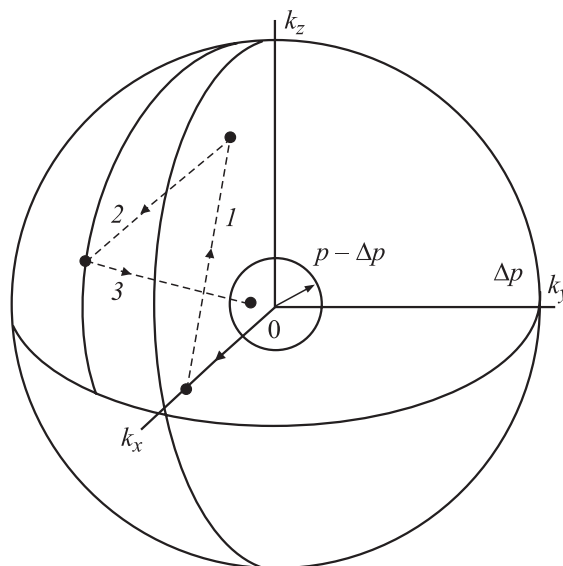


Рис. 1. Движение электрона в k -пространстве при $H = 0$.

нитных полях ($\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$). Влияние магнитного поля на кристалл в этом случае является максимальным. Рассмотрим задачу в двух вариантах: 1) при фиксированном магнитном поле происходит изменение электрического поля; 2) при фиксированном электрическом поле изменяется магнитное.

1) Решение задачи начинаем с установления вида функции распределения. Расчеты по-прежнему проводятся в области квазиупругого приближения, когда в функции распределения учитывается рассеяние как на ионных, так и на нейтральных центрах примеси. В электромагнитном поле для вышеуказанных механизмов рассеяния $f_0(x)$ приобретает вид [3]:

$$f_0(x) = \exp \left\{ - \int \frac{dx}{1 + \frac{E^2}{E_0^2} \frac{1}{(l_N^0 \sqrt{x + l_N^0} \frac{1}{x})} \frac{1}{1 + \frac{H^2}{H_0^2} \frac{1}{(l_N^0 + l_N^0 \frac{1}{x\sqrt{x}})^2}} \right\}, \quad (2)$$

где

$$\frac{1}{E_0^2} = \frac{e^2 l_N^0 l_{Nk}^0}{3(k_0 T)^2}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{H_0^2} = \frac{e^2 (l_N^0)^2}{2mc^2 k_0 T}, \quad (4)$$

E_0 и H_0 — не зависящие от энергии носителей заряда постоянные, $x = \frac{\epsilon}{kT}$.

Схема расчетов остается той же, что и в [1], однако для τ_3 , τ_E и τ_{ak} можно написать

$$\tau_3 = \frac{1}{N_+ \langle \sigma(\epsilon - \Delta\epsilon) v_+(\epsilon - \Delta\epsilon) \rangle}, \quad (5)$$

$$\tau_{ak} = \frac{\pi \hbar \rho}{2\sqrt{2} m^{\frac{5}{2}} E_c^2 (k_0 T)^{\frac{1}{2}}} (\bar{x})^{-\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

$$\tau_E = \frac{\sqrt{2\Delta x m k_0 T}}{e(\mathbf{E} + [\mathbf{v}\mathbf{B}])}. \quad (7)$$

Для вычисления (5) и (6) усреднение проводится с применением функции распределения (2). Что же касается τ_E (время, за которое электрон снова может преобрести импульс Δp в электромагнитном поле), с учетом условия $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$

$$\tau_E = \frac{\sqrt{2\Delta x m (k_0 T)}}{e(E + \langle v \rangle B)},$$

поскольку $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, для n - Ge имеем

$$\tau_E = \frac{1.28 \cdot 10^{-7}}{E + \langle v \rangle 1.26 \cdot 10^{-6} H}, \quad (8)$$

где

$$\langle v \rangle = 2.52 \cdot 10^4 \frac{\int_0^\infty \sqrt{x(x - \Delta x)} f_0(x) dx}{\int_0^\infty \sqrt{x} f_0(x) dx}.$$

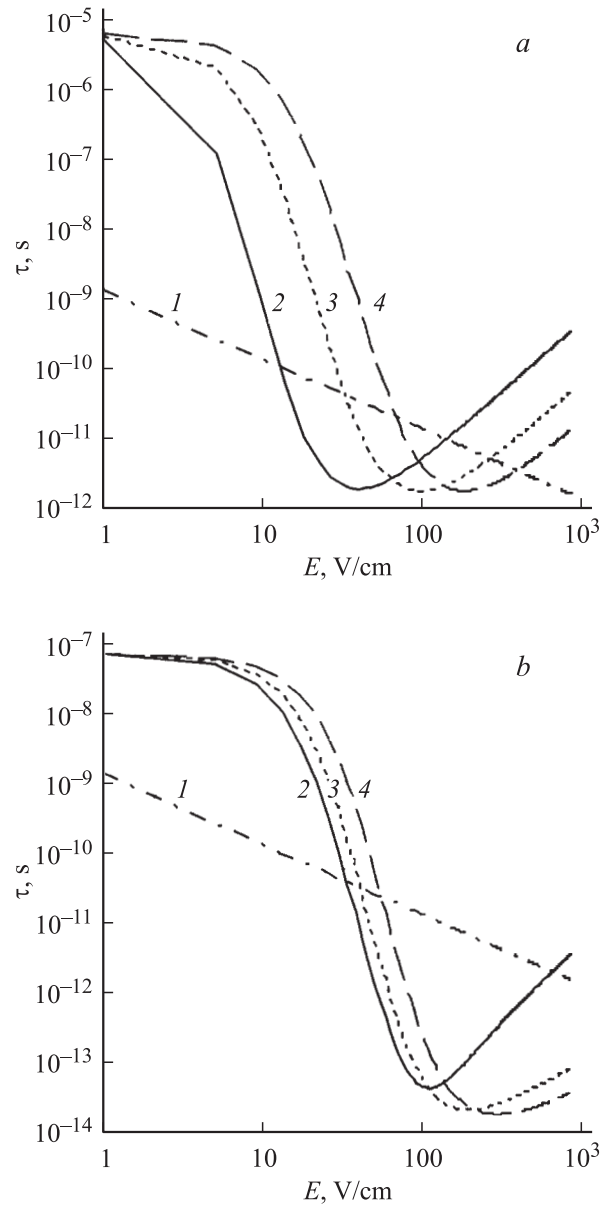


Рис. 2. Зависимости $\tau_E(E)$ (1) и $\tau_3(E)$ (2–4) при разных фиксированных значениях магнитного поля H : a — 2 — $H = 0$; 3 — 5; 4 — 10 Ое; b — 2 — $H = 0$; 3 — 20; 4 — 40 Ое.

Результаты проведенных нами расчетов для первого варианта представлены на рис. 2. Здесь построены графики зависимостей $\tau_c(E)$ и $\tau_E(E)$ — величин, входящих в (1). Поскольку условие $\tau_c < \tau_{ak}$ для образцов с разными параметрами выполняется достаточно строго (см. [1]), графики $\tau_{ak}(E)$ на рис. 2 не приводятся (чтобы избежать перегрузки рисунков). Концентрация нейтральных атомов примеси в обоих случаях $N_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, что же касается степени компенсации образца, на рис. 1, a — $K = 0.1$; b — 0.9. Графики построены при разных значениях магнитного поля, хотя для сравнения приведены результаты и для $H = 0$. Здесь же отметим, что наши расчеты справедливы для некантованных магнитных

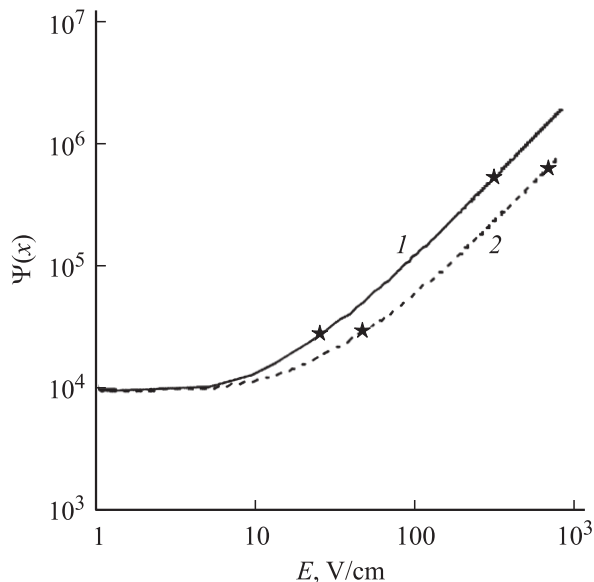


Рис. 3. Зависимость функции $\psi(x)$ от приложенного электрического поля ($1 - H = 5; 2 - 10$ Oe).

полей, это условие ограничивает их величину сверху

$$\hbar \frac{eB}{mc} \ll \bar{\epsilon}, \tag{9}$$

для $n-Ge$ это дает

$$H \ll \psi(x) = \frac{\bar{x}}{1.6 \cdot 10^{-4}}. \tag{10}$$

Правая часть уравнения (10) для каждого конкретного случая вычисляется отдельно. На рис. 3 приведены зависимости $\Psi(x)$ функции от электрического поля при различных фиксированных значениях магнитного поля. Графики построены для образцов с теми же параметрами, что и на рис. 2, $a - N_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ и $K = 0.1$ (* — области, где действие УТ-механизма справедливо). Как видно из рис. 3, уравнение (10) выполняется вполне удовлетворительно. Для образцов с большими степенями компенсации правая часть уравнения (10) постепенно уменьшается для тех же значений магнитных полей, но параллельно с этим область действия УТ-механизма передвигается в сторону больших полей. Так что выбор величин магнитных полей во время расчетов не вызывает затруднений.

Проанализировав рис. 2, можно сделать вывод: включение магнитного поля H и его дальнейший рост передвигает границы области действия УТ-механизма захвата в сторону больших электрических полей. Для образцов с большими (> 0.5) K эти области значительно расширяются, а с малыми — несколько уменьшаются, но действие УТ-механизма и в этом случае можно рассматривать в довольно широком диапазоне приложенных полей.

В импульсном пространстве влияние магнитного поля можно представить следующим образом: если носитель

заряда движется по уже искривленной траектории, ему понадобится большее время для достижения точки Δp , чем при $H = 0$. Следуя [2], можно сказать: с ростом H все большее число электронов переходит на таких траекториях и это задерживает их выход в пространства $p > \Delta p$ до следующего процесса рассеяния.

2) Результаты расчетов приведены на рис. 4, где построены кривые $\tau_c(H)$ и $\tau_E(H)$ — величин, входящих в неравенства (1), для различных значений электрических полей. На рис. 4, a — степень компенсации образца $K = 0.1$, а на рис. 4, b — 0.9 , в обоих случаях $N_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Рост электрического поля вызывает существенное расширение области действия УТ-механизма. Не следует, однако, забывать, что мы ограничены неравенством (10) для магнитных полей

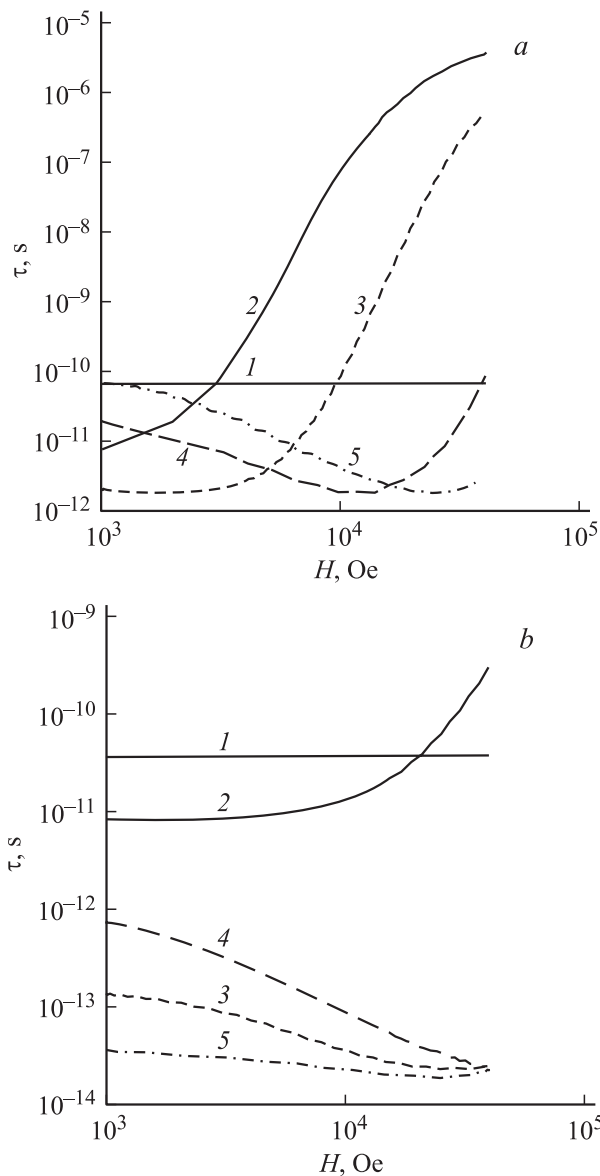


Рис. 4. Время жизни $\tau_E(H)$ (1) и $\tau_3(H)$ (2–5) при разных фиксированных значениях электрического поля E : $a - 2 - E = 20; 3 - 50, 4 - E = 200; 5 - 400$ V/cm; $b - 2 - E = 40; 3 - 200; 4 - 400; 5 - 600$ V/cm.

и поэтому те значения E , которые переводят правую границу в область квантования, нас не интересуют.

С ростом электрического поля как при малых ($K = 0.1$), так и при больших ($K > 0.5$) компенсациях появляется левая граница интересующей нас области. Она постепенно передвигается в сторону больших полей и ограничивает возможность рассмотрения УТ-механизма слева. При больших K эта граница появляется для очень больших значений электрических полей, и ее рассмотрение выходит за рамки использованных нами приближений.

Коэффициент рекомбинации при УТ-механизме захвата

На основании проведенных исследований были установлены области электромагнитных полей, при которых УТ-механизм захвата входит в силу и рассмотрение его действия является справедливым. Целью нашей работы являлось также вычисление коэффициента рекомбинации, соответствующего данному механизму захвата, и установление областей его доминирования над коэффициентом, соответствующим лэксковскому захвату.

По определению

$$B_{tc}(E, H) = \frac{\int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) v(\varepsilon) f_0(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{\int_0^{\infty} f_0(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}, \quad (11)$$

где [1]:

$$\sigma_d(\varepsilon) = \frac{\sigma_0(\varepsilon) \sigma_+(\varepsilon - \sqrt{\varepsilon}) \sqrt{1 - \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}}}{(1 - K)\sigma_0(\varepsilon) + K\sqrt{1 - \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}} \sigma_+(\varepsilon - \Delta\varepsilon)}, \quad (12)$$

$\sigma_0(\varepsilon)$ — сечение неупругого рассеяния на нейтральный центр [4], $\sigma_+(\varepsilon - \Delta\varepsilon)$ — вероятность каскадного захвата с энергией $(\varepsilon - \Delta\varepsilon)$ на положительный центр [5]. Входящая в (11) функция распределения $f_0(x)$ определяется (2).

Для коэффициента рекомбинации, соответствующего прямому лэксковскому механизму захвата, имеем

$$B_d(E, H) = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_d(\varepsilon) v(\varepsilon) f_0(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{\int_0^{\infty} f_0(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}, \quad (13)$$

где $\sigma_d(\varepsilon)$ — определенное в [5] сечение захвата на положительный центр

$$\sigma_+(\xi) = \frac{1}{3} \frac{4^6 \sigma_1}{\gamma^3 \xi (\xi/\gamma + \delta_0)^3} \left(1 - \exp\left(-\frac{\xi/\gamma + \delta_0}{8}\right) \right), \quad (14)$$

$\xi = \frac{2\varepsilon}{mS^2}$; $\gamma = \frac{2k_0T}{mS^2}$; S — скорость звука в полупроводнике, δ_0 — минимальная энергия связи, σ_1 — величина размерности сечения.

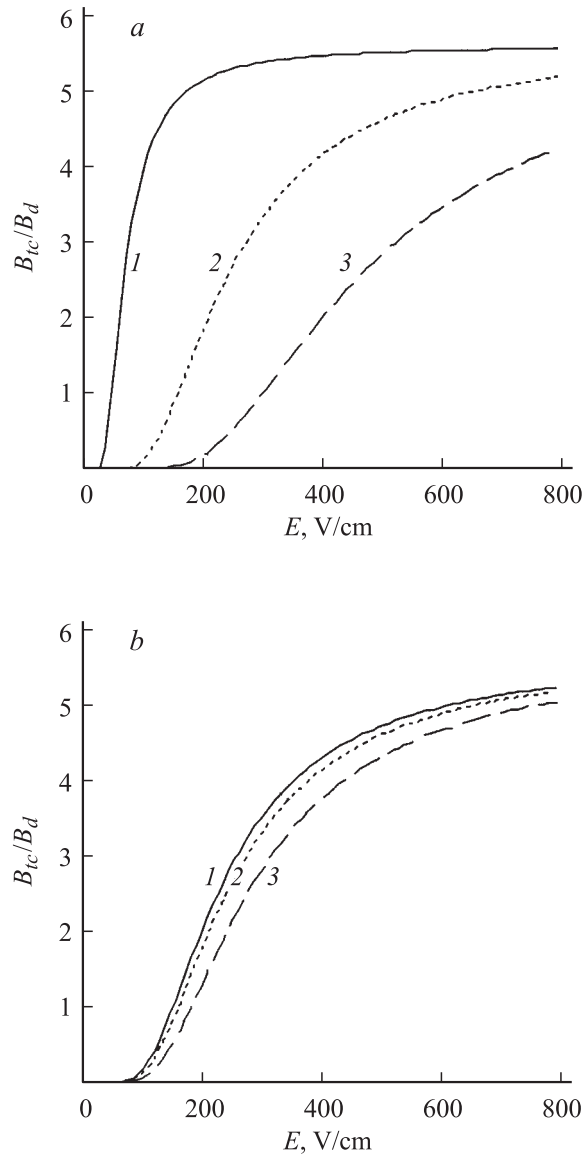


Рис. 5. Зависимость соотношений $B_{YT}(E, H)/B_{np}(E, H)$ от электрического поля при разных значениях фиксированного магнитного поля H , для образцов с разными степенями компенсации K (1 — $H = 1$; 2 — 5; 3 — 10 Oe).

На рис. 5 представлены зависимости соотношений $B_{tc}(E, H)/B_d(E, H)$ от электрического поля для образцов, с разными степенями компенсаций. Величина фиксированного магнитного поля H менялась от 1 до 20 Oe. Отличие B_{tc} от B_d состоит в том, что в определенной области роста электрического поля она является растущей функцией. В этой области энергия большей части системы свободных электронов достигает значения той пороговой энергии $\Delta\varepsilon$, начиная с которого более интенсивно происходит УТ-захват. Это приводит к резкому возрастанию коэффициента рекомбинации, затем захват идет по закону Лэкса, и графики проходят через насыщение.

На образцах с малой степенью компенсации (рис. 5, *a*; $K = 0.1$) влияние магнитного поля более сильное, чем на образцах с большими K (рис. 5, *b*; $K = 0.9$). Это обусловлено спецификой соответствующих функций распределения. Можно заключить: с ростом магнитного поля область насыщения наступает для больших значений электрического поля, что и неудивительно: для достижения порогового значения $\Delta\epsilon$ нужны сравнительно большие электрические поля.

Резюмируя наши исследования, можно сказать: в приведенных условиях, вне зависимости от степени компенсации образца, доминирование УТ-механизма захвата над лэксонским в электромагнитных полях не вызывает сомнения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Департамента науки и технологии Грузии (грант № 65).

Список литературы

- [1] *Качлишвили З.С., Хизанишвили М.Г., Хизанишвили Э.Г.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 2. С. 13.
- [2] *Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б.* Рассеяние носителей тока в полупроводниках. М.: Наука. 1984. С. 304.
- [3] *Kachlishvili Z.S.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1976. Vol. 33. P. 15.
- [4] *Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
- [5] *Gegechkory T.O., Jackeli V.G., Kachlishvili Z.S.* // Phys. Stat. Sol. (b). 1982. Vol. 112. N 2. P. 379.