

Эффект компенсации роста времени жизни носителей заряда в полупроводниках в магнитном поле

© Т.Т. Муратов

Ташкентский государственный педагогический университет им. Низами,
100185 Ташкент, Узбекистан

E-mail: temur-muratov@yandex.ru

Поступила в Редакцию 21 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 22 ноября 2022 г.

Принята к публикации 22 ноября 2022 г.

Анализируются условия регулирования роста времени жизни носителей заряда при рекомбинационных процессах в полупроводниках при низких температурах (1–10) К и классических „сильных“ магнитных полях ($3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$) Гс. Значения концентрации носителей ($10^{10} - 10^{14}$) см^{-3} соответствуют условиям проявления как каскадного, так и резонансного захвата. Указывается на необходимость учета рассеяния электронов на акустических фононах, наряду с электрон-электронными столкновениями, при их каскадном захвате на кулоновские центры. Как показано (на основе конкретных оценок), именно учет рассеяния на акустических фононах стабилизирует время жизни и контролирует динамику его роста в присутствии „сильного“ магнитного поля.

Ключевые слова: эффективный коэффициент захвата, каскадный захват, рекомбинация, классическое „сильное“ магнитное поле, „мелкие“ акустические фононы, электрон-электронные столкновения, время жизни.

DOI: 10.21883/FTP.2022.11.54255.4350

1. Введение

При низких температурах (1–10) К в примесных полупроводниках рекомбинация носителей заряда может осуществляться через $D^-(A^+)$ -центры [1,2]. Рекомбинация при этом может происходить благодаря резонансному захвату либо электрона нейтральным донором (образование D^- -центра) с последующим захватом дырки притягивающим D^- -центром, либо дырки нейтральным акцептором (образование A^+ -центра) с последующим захватом электрона [3]. В области температур (1–10) К при концентрациях носителей заряда ($10^{10} - 10^{14}$) см^{-3} захват носителей на нейтральные и заряженные центры может иметь как резонансный [3], так и каскадный характер [4]. Экспериментальные и теоретические результаты работ [1–4] лучше соответствуют такой схеме: носитель заряда резонансно захватывается нейтральным центром с образованием притягивающего центра, на котором после происходит каскадный захват второго носителя, с последующей рекомбинацией пары. Описанную схему можно выразить уравнениями: $e^- + D^0 \rightarrow D^- + e^+ \rightarrow D^0$, $e^+ + A^0 \rightarrow A^+ + e^- \rightarrow A^0$. Кинетическое уравнение процесса имеет вид

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (1)$$

где Δn — изменение концентрации фотоэлектронов, G — интенсивность генерации фотоэлектронов под действием внешнего света, $\Delta n/\tau$ — темп рекомбинации фотоносителей, τ — время жизни фотоэлектрона. В работе [4] на примере германия было показано,

что в области температур $T = (1-10)$ К концентраций носителей $n_e = (10^{10} - 10^{14}) \text{см}^{-3}$ и значений индукции магнитного поля $B = (3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4)$ Гс время жизни неосновных носителей заряда при доминировании межэлектронного взаимодействия может быть увеличено более чем в 100 раз. Значения индукции соответствуют области „сильных“ магнитных полей, в указанном температурном интервале. Тогда из уравнения (1) следует, что $\Delta n = G\tau [1 - \exp(-t/\tau)]$, и в итоге — значительный рост фотопроводимости полупроводника. Однако на практике отмеченный рост, как правило, не наблюдается, за исключением механизмов пробоя $p-n$ -перехода. Следует также отметить довольно специфические условия рассмотрения (низкоомный германий, низкий уровень фотовозбуждения) процесса рекомбинации носителей в работе [4].

Результаты работы [4] базируются на модели Томсона из физики низкотемпературной плазмы [5] и носят предварительный (оценочный) характер. При этом спорным моментом работы [4] является переоценка роли электрон-электронных столкновений при каскадном захвате на кулоновские центры.

В полупроводниках с сильным электрон-фононным взаимодействием определенную роль при каскадном захвате играет испускание носителем „мелких“ акустических фононов. Именно учет этого обстоятельства приводит в конечном итоге к стабилизации скорости рекомбинации и установившемуся режиму процесса. В невырожденном электронном газе $\sim 39\%$ числа электронов имеют энергию выше средней энергии $3/2k_B T$, и электрон-фононное взаимодействие выступает как главный фактор, ограничивающий быстрый рост времени жизни, и тем самым стабилизирует динамику роста тем-

па межэлектронной релаксации, сменяя ее на электрон-фононную.

Цель данной работы — получение расчетных формул для коэффициента захвата в условиях каскадного захвата носителей, путем испускания „мелких“ акустических фононов ($k_B T \gg m^* s^2$) и наличии „сильного“ магнитного поля, с учетом результатов работы [4]. Здесь же уместно, сразу отметить, что в работе [4] для приведенного коэффициента захвата было получено соотношение

$$(C_B/C)_{e-c} = (r_B/r_T)^2 \propto B^{-2}, \quad (r_B \leq r_T), \quad (2)$$

где $r_B = \sqrt{2E/m^* \omega_B^2}$ — ларморовский радиус электрона, $m^* = m_\perp$ — эффективная масса электрона ($m_\perp = 0.082m_e$), E — энергия электрона ($\sim 10^{-4} - 10^{-2}$ эВ) [4], $\omega_B = eB/m^*c$ — циклотронная частота, $r_T = e^2/2\kappa k_B T$ — радиус захвата электрона на A^+ -центр, κ — диэлектрическая проницаемость полупроводникового кристалла, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с — скорость света в вакууме, s — скорость звука в кристалле ($\sim 10^5$ см/с).

Целесообразно провести предварительные оценки основных параметров теории. Например, можно оценить радиус захвата электрона независимо от формулы $r_T = e^2/2\kappa k_B T$. Среднее расстояние между ридберговскими уровнями $\Delta E \propto n^{-3}$, где n — главное квантовое число высоковозбужденного уровня.

Согласно закону сохранения энергии, максимальная энергия испущенного „мелкого“ акустического фонона равна

$$(\epsilon_{ph})_{\max} = \sqrt{8m^*s^2\epsilon} \approx \sqrt{8m^*s^2k_B T} \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}. \quad (3)$$

Максимальная энергия испущенного „мелкого“ акустического фонона несколько больше или сравнима с энергией, передаваемой свободному электрону при электрон-электронных соударениях. Следовательно, наряду с электрон-электронными соударениями, как уже отмечалось, нужно учитывать также и электрон-фононные столкновения. Поскольку $(\epsilon_{ph})_{\max} \leq 2I/n^3$ (I — энергия ионизации $\sim 10^{-2}$ эВ), то следует ограничение $n \leq 7$. Тогда $r_T \approx n^2 r_B \approx 10^{-5}$ см. Длина свободного пробега электрона при рассеянии на акустических фононах $\ell_{e-ph} = A/k_B T$ (A — постоянная, определяемая тепловыми флуктуациями решетки) при температуре 10 К равна $3 \cdot 10^{-5}$ см, что сравнимо со значением r_T , и условие применимости модели каскадного захвата с испусканием „мелких“ акустических фононов хорошо соблюдается [5]. Длина волны электрона $\lambda = \hbar/\sqrt{2m^*k_B T} \approx 10^{-7}$ см и $\lambda \ll r_T$, т.е. приемлемо квазиклассическое рассмотрение.

2. Методика расчета

С теоретической точки зрения каскадный захват носителя на заряженный центр удобно рассматривать как диффузию в абстрактном энергетическом пространстве.

В отличие от обычного координатного пространства, энергетическое пространство, в математическом отношении, более удобно для проведения расчетов. Кинетическое уравнение Фоккера–Планка для функции распределения в энергетическом представлении имеет вид

$$\rho_E \frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial E}, \quad (4)$$

где ρ_E — плотность электронных состояний в пространстве полной энергии, J — поток носителей заряда в пространстве полной энергии:

$$J = -B(E) \left(f + k_B T \frac{\partial f}{\partial E} \right). \quad (5)$$

Здесь $B(E)$ — коэффициент энергетического „трения“ равный

$$B(E) = \int d\epsilon \epsilon \rho(\epsilon) \frac{1}{\tau(\epsilon)} \int_V \delta(E - \epsilon - U(r)) dV, \quad (6)$$

где $\tau(\epsilon)$ — время энергетической релаксации при испускании „мелкого“ акустического фонона в модели изотропного квадратичного закона дисперсии $\tau(\epsilon) = \ell_0 \sqrt{m^*/2\epsilon}$, ℓ_0 — характерная длина свободного пробега при рассеянии на длинноволновых акустических фононах (для германия $\ell_0 = 3.2 \cdot 10^{-3}$ см), $\rho(\epsilon) = \frac{(2m^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{\epsilon}$ — плотность электронных состояний, $U(r) = -\frac{\alpha}{r}$ — кулоновский потенциал мелкой примеси, $\alpha = Ze^2/\kappa$, Ze — заряд $D^-(A^+)$ -центра.

Стационарное решение уравнения Фоккера–Планка (4), соответствующее $J = \text{const}$, с тем чтобы искомое решение переходило в равновесное распределение при $E = 0$ (черная стенка), имеет вид

$$f(E = 0) = \frac{J}{k_B T} \int_{-\infty}^{E=0} \frac{\exp(\epsilon/k_B T)}{B(\epsilon)} d\epsilon. \quad (7)$$

С другой стороны, $f(E = 0) = n_e/N(T)$, $N(T) = (m^*k_B T/2\pi\hbar^2)^{3/2}$ — эффективное число свободных состояний в единице объема с $E_k \leq k_B T$. Выражая рекомбинационный поток через сечение захвата $J = n_e \sigma v_T$, где σ — сечение каскадного захвата, $v_T = \sqrt{8k_B T/\pi m^*}$ — средняя тепловая скорость электронов, и используя (7), можно прийти к формуле

$$\sigma = \frac{\pi^2 \hbar^3}{2k_B T m^*} \left[\int_{-\infty}^0 \frac{\exp(\epsilon/k_B T)}{B(\epsilon)} d\epsilon \right]^{-1}. \quad (8)$$

При наличии магнитного поля время энергетической релаксации уменьшается, что можно учесть заменой $\tau(\epsilon) \rightarrow \tau(\epsilon)[1 + \omega_B^2 \tau^2(\epsilon)]^{-1}$.

Соответственно этому выражение (6) можно переписать следующим образом:

$$B_B(E) = \int d\varepsilon \varepsilon \rho(\varepsilon) \frac{1 + \omega_B^2 \tau^2(\varepsilon)}{\tau(\varepsilon)} \times \int_V \delta(E - \varepsilon - U(r)) dV. \quad (9)$$

Энергия взаимодействия слабосвязанного электрона с магнитным полем ($W_B = \mu_e B$) при $B = 5 \cdot 10^3$ Гс составляет $3 \cdot 10^{-5}$ эВ, что сравнимо с максимальной энергией испускаемого „мелкого“ акустического фонона (3). Следовательно, в выражении (9) под аргументом δ -функции можно пренебречь энергией взаимодействия слабосвязанного электрона с магнитным полем.

Вычисляя интеграл (9) с кулоновским потенциалом и подставляя результат интегрирования в (8), можно прийти к квадратуре:

$$\sigma_B = \frac{4\pi}{3\ell_0} \left(\frac{Ze^2}{\kappa} \right)^3 \frac{1}{(k_B T)^3} \left[\int_0^\infty \frac{x^2 \exp(-x)}{x + x_0} dx \right]^{-1}. \quad (10)$$

Здесь $x_0 = \bar{E}_k / 2k_B T$, $\bar{E}_k = m^*(\omega_B \ell_0)^2 / 2$ — средняя кинетическая энергия электрона в магнитном поле на длине свободного пробега ℓ_0 . Интеграл в (10) может быть выражен через интегральный логарифм:

$$\int_0^\infty \frac{x^2 \exp(-x)}{x + x_0} dx = 1 - x_0 L(x_0), \quad (11)$$

где $L(x_0) = 1 - x_0 \exp(x_0) [-Ei(-x_0)]$.

Пользуясь разложением в ряд и асимптотическим выражением для $-Ei(-x_0)$, можно показать, что

$$L(x_0) \approx 1/x_0 - 2/x_0^2 + \dots, \quad (x_0 \gg 1), \quad (12)$$

$$L(x_0) \approx 1 + x_0 \ln x_0 + \dots, \quad (x_0 \ll 1), \quad (13)$$

Подстановка асимптотических разложений (12) и (13) в (10) с учетом (11) дает

$$\sigma_B \approx \frac{4\pi}{3\ell_0} \left(\frac{Ze^2}{\kappa} \right)^3 \frac{1}{(k_B T)^3} \frac{\bar{E}_k}{4k_B T}, \quad (\bar{E}_k / 2 \gg k_B T); \quad (14)$$

$$\sigma_{B \rightarrow 0} \approx \frac{4\pi}{3\ell_0} \left(\frac{Ze^2}{\kappa} \right)^3 \frac{1}{(k_B T)^3}, \quad (\bar{E}_k / 2 \ll k_B T). \quad (15)$$

Как и следовало ожидать, „слабое“ магнитное поле практически не влияет на темп захвата, тогда как „сильное“ (14) меняет темп самого захвата. Коэффициент захвата выражается через сечение захвата: $C = \langle v \rangle \sigma = v_T \sigma$, $C_B = v_T \sigma_B = v_\perp \sigma_B$. Тогда на основе предельных формул (14) и (15) получается соотношение

$$(C_B/C)_{e-ph} = \bar{E}_k / 4k_B T \propto B^2. \quad (16)$$

Прямое вычисление интеграла (9) с эффективным временем релаксации энергии $\tau^* = \tau_{e-e} \tau_{ph} / (\tau_{e-e} + \tau_{ph})$ довольно сложно. Однако ясно, что в одном предельном случае расчет интегралов (9) и (10) должен соответствовать результату (2) работы [4], в другом предельном случае, как было показано, — результату (16). Поэтому можно ввести интерполяционную формулу для эффективного коэффициента захвата:

$$C_B^* = \left(\frac{1}{C_{B(e-e)}} + \frac{1}{C_{B(e-ph)}} \right)^{-1}, \quad (17)$$

которая в предельных случаях соответствует формулам (2) и (16). Формулы для коэффициентов $C_{B(e-e)}$ и $C_{B(e-ph)}$ [4,5] имеют вид

$$C_{B(e-e)} = C_{e-e} \left(\frac{r_B}{r_T} \right)^2 = C_{e-e} \frac{2E}{m^* \omega_B^2} \left(\frac{2\kappa k_B T}{e^2} \right)^2, \quad (18)$$

$$C_{e-e} = \frac{1}{3} (2\pi)^{3/2} n_e \left(\frac{e^2}{\kappa} \right)^5 \frac{Z^3 \Lambda}{\sqrt{m^*} (k_B T)^{9/2}}, \quad (19)$$

где Λ — кулоновский логарифм (ориентировочно $\Lambda \approx 8$),

$$C_{B(e-ph)} = C_{e-ph} \frac{m^*(\omega_B \ell_0)^2}{8k_B T}, \quad (20)$$

$$C_{e-ph} = \langle v \rangle \sigma_{e-ph} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m^*}} \frac{4\pi}{3\ell_0} \left(\frac{Ze^2}{\kappa} \right)^3 \frac{1}{(k_B T)^3}. \quad (21)$$

Подстановка формул (18) и (20) в выражение (17) с учетом (19) и (21) приводит к соотношению ($Z = 1$) (см. Приложение):

$$C_B^* = \frac{ab(k_B T)^{-5/2}}{4k_B T a B^{-2} + b B^2} [\text{см}^3/\text{с}], \quad (22)$$

$$a = \frac{4}{3} \left(\frac{e^2}{\kappa} \right)^3 \frac{2E \Lambda c^2}{e^2} \sqrt{2\pi m^*} 2\pi n_e \approx 1.08 \cdot 10^{-34} [\text{СГСЭ}], \quad (23)$$

$$b = \frac{4}{3} \left(\frac{e^2}{\kappa} \right)^3 \sqrt{\frac{2\pi}{m^*}} \frac{\ell_0 e^2}{m^* c^2} \approx 1.27 \cdot 10^{-59} [\text{СГСЭ}] \quad (24)$$

(для оценок положено $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $E = 10^{-3}$ эВ, $B = 10^3$ Гс, $\kappa = 16$). Численные значения (23) и (24) приведены для германия [4].

В отсутствие магнитного поля (или очень слабых магнитных полях)

$$C_{e-e} / C_{e-ph} \approx 4.5 \cdot 10^{-5} / 10^{-5} = 4.5. \quad (25)$$

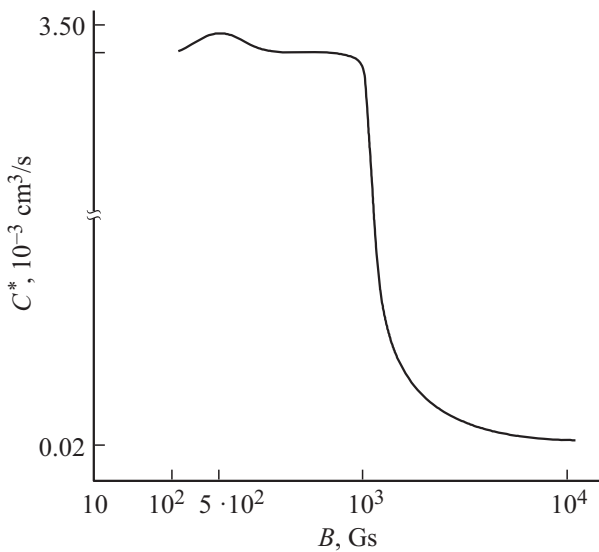
При наличии „сильного“ магнитного поля ситуация меняется радикально:

$$C_{B(e-e)} / C_{B(e-ph)} \approx 0.3 \cdot 10^{-2}. \quad (26)$$

Результат (26) примерно соответствует результату работы [4]:

$$C_{B(e-e)} / C_{e-e} \approx 10^{-2}, \quad (27)$$

что позволяет сделать важный вывод: темп энергетических потерь при электрон-электронных столкновениях



Идеализированный график зависимости эффективного коэффициента захвата от индукции магнитного поля. Наличие характерного плато указывает на достижение эффекта стабилизации времени жизни [7], при котором темп энергетических потерь за счет электрон-электронных столкновений примерно равен темпу энергетических потерь при электрон-фононных столкновениях.

без магнитного поля примерно соответствует темпу энергетических потерь при электрон-фононных столкновениях в присутствии „сильного“ магнитного поля.

Для оценки C_B^* в актуальной области параметров следует подставить в формулу (22) значения $T = 10\text{ К}$, $B = 10^3\text{ Гс}$, в результате получается значение $C_B^* \approx 1.46 \cdot 10^{-3}\text{ см}^3/\text{с}$. Оценка времени жизни $\tau_B^* = 1/NC_B^*$ для концентрации центров захвата $N = 10^{13}\text{ см}^{-3}$ дает значение $\tau_B^* \approx 6.8 \cdot 10^{-11}\text{ с}$, которое почти совпадает со значением $5.7 \cdot 10^{-11}\text{ с}$ при $T = 10\text{ К}$, для того же германия [6]. Это вполне понятно, так как электрон-фононная релаксация, даже при „сильном“ магнитном поле, успевает стабилизировать (компенсировать) рост времени жизни до преобладания межэлектронной релаксации: оценки (25)–(27). Для германия при $T = 10\text{ К}$ это начинается примерно с концентраций $n_e = 3 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-3}$.

Как видно из таблицы, наблюдается прямо противоположная динамика, что вполне естественно, так как оценки были сделаны для $n_e = 2 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-3}$, когда еще

Учет относительного вклада электрон-фононной релаксации в общий баланс энергетических потерь (для $n_e = 2 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-3}$, $E = 10^{-3}\text{ эВ}$, $T = 10\text{ К}$)

$B, \text{ Гс}$	$C_{B(e-e, e-ph)}^*$ $\text{см}^3/\text{с}$	$C_{(e-e, e-ph)}^*$ $\text{см}^3/\text{с}$	$\frac{C_{B(e-e, e-ph)}^*}{C_{(e-e, e-ph)}^*}$	$\frac{C_{B(e-e)}}{C_{e-e}}$, из работы [4]
10^2	$0.32 \cdot 10^{-3}$	$8.2 \cdot 10^{-6}$	$0.39 \cdot 10^2$	1
10^3	$1.46 \cdot 10^{-3}$	$8.2 \cdot 10^{-6}$	$1.78 \cdot 10^2$	10^{-2}
10^4	$1.52 \cdot 10^{-5}$	$8.2 \cdot 10^{-6}$	1.85	10^{-4}

межэлектронное взаимодействие не столь эффективно для захвата. Во всяком случае можно заключить, что результаты [4] справедливы, строго говоря, для концентраций $n_e \geq 3 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-3}$, т. е. для области $(10^{12} - 10^{14})\text{ см}^{-3}$, однако и в этом случае следует учитывать электрон-фононное взаимодействие для уточнения динамики роста времени жизни.

Функция (22) достигает максимального значения при

$$B_c = \sqrt[4]{4ak_B T/b} \approx 4.7 \cdot 10^2\text{ Гс}. \quad (28)$$

Подстановка значения (28) в (22) дает

$$C_o^* = \frac{1}{4} \sqrt{ab}(k_B T)^{-3} \approx 3.5 \cdot 10^{-3}\text{ см}^3/\text{с}. \quad (29)$$

Таким образом, эффективный коэффициент захвата достигает максимального значения уже при начальных значениях индукции магнитного поля и резко убывает в области $(10^3 - 10^4)\text{ Гс}$. В области $(10^2 - 10^3)\text{ Гс}$ он меняется довольно слабо (см. рисунок).

3. Заключение

Основной результат работы можно резюмировать интерполяционной формулой (22). Совпадение рассчитанного значения $\tau_B^* \approx 6.8 \cdot 10^{-11}\text{ с}$ результатами теоретических расчетов других работ [4,6] можно рассматривать как подтверждение заключения о существенной роли энергетических потерь за счет испускания „мелких“ акустических фононов, наряду с электрон-электронными столкновениями, при каскадном захвате носителей в „сильном“ магнитном поле. Согласно численным значениям (см. таблицу), эффективное время жизни неравновесных электронов падает в ~ 40 раз ($B = 10^2\text{ Гс}$) по сравнению с его значением в отсутствие магнитного поля, однако этот эффект может иметь место при достаточно низких концентрациях неравновесных электронов ($n_e \leq 2 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-3}$).

Происхождение предельных полевых зависимостей (2) и (16) имеет простое физическое объяснение: в первом случае (при доминировании электрон-электронной релаксации) „сильное“ магнитное поле „сжимает“ радиус циклотронной орбиты до радиуса захвата ($r_B \leq r_T$), во втором — увеличивает вероятность захвата на центр, так как электрон, движущийся по циклотронной орбите с центростремительным ускорением, стремительно теряет энергию и может даже испустить „крупный“ акустический фонон в окрестности центра.

Приложение

Среднее значение эффективного коэффициента захвата (22) на интервале $E = (10^{-4} - 10^{-2})\text{ эВ}$:

$$\begin{aligned} \langle C_B^* \rangle_E &= \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} C_B^*(E) dE \\ &= \frac{bB^2}{4(k_B T)^{7/2}} \left(1 - \frac{E_o}{E_2 - E_1} \ln \frac{E_2 + E_o}{E_1 + E_o} \right). \end{aligned}$$

Здесь

$$E_0 = \frac{\ell_0}{16\pi\Lambda} \frac{m^*2\omega_B^4}{n_e k_B T}.$$

Для значений $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $B = 10^3 \text{ Гс}$, $T = 10 \text{ К}$ расчет дает $E_0 = 0.021 \text{ эВ}$. В итоге $\langle C_B^* \rangle_E \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{с}$, что больше максимального значения (29) примерно в 1.7 раза. Следовательно, существенное изменение энергетического параметра E слабо отражается на динамике изменения эффективного коэффициента захвата. Это соответствует тому, что фотоэлектроны термализуются до того, как будут захвачены, так что $E \propto k_B T$, и тем самым оправдывается процедура получения формулы (22), предполагающая свободное варьирование параметром E в области классического описания движения [4].

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Е.М. Гершензон, Г.Н. Гольцман, А.П. Мельников. Письма ЖЭТФ, **14** (5), 281 (1971).
- [2] Е.М. Гершензон, Ю.П. Ладыжинский, А.П. Мельников. Письма ЖЭТФ, **14** (9), 380 (1971).
- [3] Т.Т. Муратов. ФТП, **53** (12), 1609 (2019).
- [4] Б.Б. Зеленер, Б.В. Зеленер, Э.А. Манькин. Письма ЖЭТФ, **95** (3), 164 (2012).
- [5] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., ФТИ, 1997).
- [6] А.Г. Залужный, А.З. Варисов, В.И. Графутин, О.В. Илюхина, Г.Г. Мяснищева, Е.П. Прокопьев, С.П. Тимошенко, Ю.В. Фунтиков. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **2**, 15 (2008).
- [7] Б.М. Ашкинадзе, Н.Р. Тевс. ФТП, **19** (6), 1122 (1985).

Редактор Г.А. Оганесян

Compensation effect of growth of the lifetime of charged carriers in semiconductors at a magnetic field

T.T. Muratov

Tashkent State Pedagogical University
named after Nizami,
100185 Tashkent, Uzbekistan

Abstract The conditions of regulation of increasing of carrier lifetime by recombination processes in semiconductors at low temperatures (1–10) K and classical „strong“ magnetic fields ($3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$) G are analyzed. The values of carrier concentrations ($10^{10} - 10^{14}$) cm^{-3} correspond to conditions of manifestation as cascade as resonant capture. It is indicated on necessarily to take into account of scattering of electrons on acoustic phonons along with electron-electron collisions, by it cascade capture on coulomb centers. As showed (on the basis of concrete estimates) namely scattering on acoustic phonons at cascade capture, stabilities of lifetime and controls of dynamics it increases in the presence of „strong“ magnetic field.