

УДК 537.311.33
PACS 72.20.Dr

Поправки к транспортному сечению рассеяния носителей заряда в полупроводниках

Т. Т. Муратов

Ташкентский государственный педагогический университет им. Низами
100070, г. Ташкент, ул. Ю. Х. Хожиб, 103, Узбекистан
email: temur-muratov@yandex.ru

В работе вычислены и исследованы аналитические выражения для поправок к транспортному сечению упругого рассеяния носителей заряда на ионах примеси. Поправки обусловлены влиянием полей других примесных центров, искажающих поле иона примеси на «больших» расстояниях от него (малые углы рассеяния). Разработана «перенормированная» методика расчета поправок к транспортному сечению, значительно упрощающая промежуточные вычисления. Обсуждается область применимости полученных формул.

Ключевые слова: транспортное сечение рассеяния; поправки к транспортному сечению; центрально-симметричное поле; интегралы движения; фазовые сдвиги

Поступила в редакцию 10.12.2015; принята к опубликованию 27.01.2016

Correction to transport cross-section of charged carriers in semiconductors

T. T. Muratov

Tashkent State Pedagogical University named after Nizami
100070, Tashkent, Iu. Kh. Khozhib street, 103, Uzbekistan
email: temur-muratov@yandex.ru

The analytical expressions for the corrections to transport cross-section for elastic scattering of charged carriers on the impurity ions are found. The corrections are connected with the influence of another impurity fields, distorting the ground (primly) ion's field at long distance from it (small scattering angular). The renormalized method of corrections calculation to transport cross-section is developed, it's considerably simplifying of intermediate calculations. The applicability of the formulas obtained is discussed. The main purpose of given investigation is to developing the new theoretical method for correct calculation of local corrections to transport cross-section of mobile carriers, scattering on ionized centers. The actuality of this theoretical investigation is connected with new achievements in the field of experimental physics and intensive development of effective theoretical methods calculation of kinetic parameters as well: charged carrier mobility, electronic conductivity. The results obtained can be applied in the physics of condensed matter, physics of plasma, state solid physics. Methods of research is based on the perturbative methods of classical and quantum mechanics, simple variational methods.

Keywords: transport cross-section of scattering; corrections to transport cross-section; centrally symmetric field; integrals of motion; phase shifts.

Received 10.12.2015; accepted 27.01.2016

doi: 10.17072/1994-3598-2016-1-11-17

1. Введение

В реальных объемных полупроводниках кулоновские потенциалы множества случайно распределенных заряженных примесей и других дефектов «суммируются», формируя рельеф случайного потенциала, в поле которого движутся носители заряда. В зависимости от характера химической связи между атомами матрицы и примеси «блуждающий» случайный потенциал можно рассматривать как поправку к основному кулоновскому потенциалу заряженной примеси:

$$U + \delta U, \quad U \gg |\delta U|, \\ |\delta U| \propto r^{-n}, \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

Как известно, ион примеси создает вокруг себя кулоновское поле с потенциалом

$$U(r) = \pm \frac{Ze^2}{\epsilon r},$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость кристалла. Вследствие медленного спада этого потенциала на бесконечности транспортное сечение рассеяния носителей заряда σ_{tr} на таком потенциале расходится. Расходимость обычно устраняется методом Брукса–Херринга (введением экранированного кулоновского потенциала) или методом Конуэлл–Вайскопфа (учитывающего компенсирующее действие полей соседних ионов) [1]. Использование этих методов приводит к идентичным формулам для σ_{tr} с небольшим отличием аргумента логарифма (из-за менее последовательного учета эффекта экранировки в методе Конуэлл–Вайскопфа). Точная форма закона экранировки при этом не очень существенна, ибо параметр экранировки (радиус или прицельное расстояние) входит только в аргумент медленно меняющейся функции – логарифма. Существенно другое, а именно, метод Брукса–Херринга предполагает выполнение условия применимости борновского приближения, в котором само кулоновское (основное) поле рассматривается как слабое возмущение к движению носителей, в то время как в методе Конуэлл–Вайскопфа вводится верхний предел для прицельного расстояния [2]:

$$\rho_{max} \propto N_I^{-1/3},$$

где N_I – концентрация ионов примеси, причем поле иона примеси при этом вовсе не слабое и сохраняет структуру центрально-симметричного поля. Все

это позволяет эффективно воспользоваться интегралами движения для расчета локальных поправок к транспортному сечению рассеяния носителей заряда. Актуальность вычисления поправок к транспортному сечению с позиций теории рассеяния носителей можно пояснить следующим образом: поправка к σ_{tr} приводит к смещению края инфракрасного спектра поглощения [3], которое можно обнаружить методами инфракрасной спектроскопии, что позволяет надежно идентифицировать возбужденные состояния примеси в отличие от стандартных методов идентификации. Следует отметить, что различные включения, дефекты, заряженные $D^-(A^+)$, F^\pm , V^\pm -центры в полупроводниках образуют комплексы, поле которых на больших расстояниях можно представить асимптотикой $\propto r^{-n}$ [4]. Очевидно, что при определенных условиях поля таких центров могут вносить существенные вклады в транспортное сечение рассеяния электронов на ионах примеси (основного поля). Задача заключается лишь в выработке корректного подхода к вычислению таких вкладов.

В ряде работ [5–8] реальный примесный потенциал заменяется модельным. Например, в работах [5, 6] потенциал F -центра содержит короткодействующую часть, ответственную за $2s$ -возбужденное состояние центра. В работах [7, 8] примесный потенциал заменяется потенциалом нулевого радиуса. При этом игнорируются вклады p -волн в сечение резонансного рассеяния [7] и локализационные поправки к проводимости [8]. При не слишком низких температурах (≈ 50 К) поправки к проводимости невырожденных полупроводников можно рассчитать в рамках квазиклассического подхода: поправка к транспортному сечению рассеяния электрона в кулоновском поле приводит к относительному изменению времени свободного пробега (или электронной проводимости). Эти поправки весьма существенны в ионных полупроводниках.

Как правило, вычисление поправки $\delta\sigma_{tr}$ к транспортному сечению реализуется как в квантовом, так и в классическом случаях посредством вычисления изменения угла рассеяния (фазовых сдвигов) $\delta\theta$ при заданном δU [9, 10].

Целью данной работы является теоретический расчет поправок к транспортному сечению рассеяния носителей заряда на ионах примеси ($\propto r^{-1}$), обусловленных возмущающим влиянием полей вторичных заряженных центров, имеющих характер случайного поля (с асимптотикой $\propto r^{-n}$). При

этом угол рассеяния θ нормируется «симметричным» образом для $\delta\sigma_{ir} < \infty$.

Основу расчета составляет квадратура изменения угла отклонения частицы в поле $U(r)$ за счет влияния поля вторичных центров рассеяния [9]:

$$\delta\theta(\rho) = -\frac{1}{E} \frac{\partial}{\partial \rho} \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{\delta U(r) dr}{\sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r^2} - \frac{U(r)}{E}}}, \quad (1.1)$$

где $U(r) = \frac{\alpha}{r}$, $\rho^2 = \left(\frac{\alpha}{2E} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}\right)^2$, а также введены

следующие обозначения: ρ – прицельное расстояние, r_{min} – расстояние наименьшего сближения электрона с ионом примеси, $E = E_{\infty}$ – кинетическая энергия электрона на бесконечности, $\delta U(r)$ – асимптотика поля вторичных центров рассеяния, $U(r)$ – основное поле, незранированное, центрально-симметричное.

2. Обоснование метода расчета

Для применения формулы (1.1) необходимо выполнение условия

$$\delta\theta(\rho) > \frac{\hbar}{\rho \bar{p}},$$

где $\bar{p} = \sqrt{m^* kT}$ – характерное значение квазиимпульса электрона, m^* – его эффективная масса. Для случайных потенциалов, убывающих с расстоянием быстрее, чем кулоновский, классический угол рассеяния уменьшается с ростом ρ быстрее, чем $1/\rho$. Поэтому всегда найдется прицельный параметр ρ_* , для которого

$$\delta\theta(\rho_*) \leq \frac{\hbar}{\rho_* \bar{p}}.$$

Следовательно, поправки к транспортному сечению рассеяния для прицельных параметров рассеяния, больших ρ_* , нужно рассчитывать методами квантовой теории рассеяния, а не формулой (1.1).

Оценим температуру перехода к квантовому расчету $\delta\sigma_{ir}$. Основной вклад в интеграл (1.1) дает окрестность точки r_{min} , и для «случайных» потенциалов ($\propto r^{-n}$) по порядку величины этот интеграл равен

$$\delta\theta_{coul} \propto \frac{\delta U(r_{min})}{E},$$

где $r_{min} \approx 2r_B^*$ (r_B^* – радиус орбиты основного состояния внешнего электрона для атома примеси, который составляет порядка десятков ангстрем), $E \propto kT$. Следовательно,

$$\frac{\delta U(r_{min})}{kT} \approx \frac{\hbar}{r_{min} \sqrt{m^* kT}},$$

откуда имеем оценку

$$T_* \approx \frac{m^* r_{min}^2 (\delta U)^2}{k \hbar^2}.$$

Оценим величину возмущающего потенциала:

$$\delta U \approx \frac{\delta r}{r_{min}} U(r_{min}) \approx \varepsilon U \approx \frac{U}{10},$$

значения параметров равны: $r_{min} \approx 8 \cdot 10^{-7}$ см, $U \approx 1.07 \cdot 10^{-2}$ эВ, $m^* \approx 0.2m$.

В итоге для температуры перехода к квантовому расчету получаем оценку $T_* \approx 2.2$ К, довольно близкую к критическому значению 1.7 К, при котором $U(2\rho_{max}) = kT$ [2, с. 361–362].

Таким образом, при температурах $T < T_*$ формула (1.1) не применима. Однако из оценок следует, что формула (1.1) наиболее приспособлена для водородоподобной примеси, сохраняющей черты центрально-симметричного поля.

Становится понятен тот факт, что для описания сечения рассеяния носителей на глубоких примесях метод Конуэлл–Вайскопфа, вообще говоря, малоэффективен. Как уже отмечалось, данный метод сохраняет кулоновскую структуру центрально-симметричного поля иона примеси, что позволяет эффективно воспользоваться интегралами движения для расчета поправок к транспортному сечению рассеяния электронов на ионах примеси [9].

3. Методика расчета

Для описания кинетических эффектов в полупроводниках транспортное сечение имеет большее значение, чем полное сечение рассеяния. Это понятно, если учесть, что σ_{ir} «взвешивает» процессы рассеяния на разные углы. Как следует из формулы

$$\sigma_{ir} = \int (1 - \cos \theta) d\sigma,$$

малые углы рассеяния не вносят заметного вклада в транспортное сечение и могут быть учтены лишь в качестве поправок к основному сечению. Обычно такие поправки малы и в ряде случаев ими пренебрегают [7, 8]. Однако они становятся ощутимыми, если учесть, что пространственно коррелированные заряженные примеси (в пределе – заряженные дислокации) рассеивают электроны слабее, чем разупорядоченные заряженные центры [4, 11].

Зная структуру потенциала взаимодействия в области $\rho < \rho_*$, представим транспортное сечение σ_{ir} в перенормированном виде

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= 2\pi \int (1 - \cos \theta) \rho(\theta) \left| \frac{d\rho(\theta)}{d\theta} \right| d\theta = \\ &= \pi \left(\frac{\alpha}{2E} \right)^2 \int_0^\pi (1 - \cos \theta) \frac{\cos(\theta/2)}{\sin^3(\theta/2)} d\theta = \quad (3.1) \\ &= 2\pi \left(\frac{\alpha}{2E} \right)^2 \int_{\theta_{min}}^{\pi - \theta_{min}} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} d\theta < \infty,\end{aligned}$$

здесь $\alpha = \pm \frac{Ze^2}{\varepsilon}$.

Варируя σ_{rr} как функционал по $y = y_0 \operatorname{ctg}(\theta/2)$, получим

$$\begin{aligned}\delta\sigma_{rr}[y] &= 2\pi \left(\frac{\alpha}{2E} \right)^2 \delta \int_{\theta_{min}}^{\pi - \theta_{min}} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} d\theta = \\ &= 2\pi \left(\frac{\alpha}{2E} \right)^2 \int_{\theta_{min}}^{\pi - \theta_{min}} \delta \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} d\theta = \\ &= -\pi \left(\frac{\alpha}{2E} \right)^2 \int_{\theta_{min}}^{\pi - \theta_{min}} \frac{\delta\theta}{\sin^2(\theta/2)} d\theta, \quad (3.2)\end{aligned}$$

$$|\delta\theta(\pi - \theta_{min})| \ll 1,$$

где $\delta\theta$ определяется формулой (1.1). Для конкретизации расчета $\delta\theta$ требуется задать «случайное» поле $\delta U(r)$.

Допустим, что $\delta U = \beta r^{-2}$. Такой потенциал характерен, например, для взаимодействия электрона с двухатомными полярными молекулами примеси (типа HCl), которые всегда присутствуют в полупроводниках [12]. Простая оценка дает

$$\left| \frac{U_{coul}}{U_{dip}} \right| \approx 10.$$

Расчет с использованием интегралов движения приводит к формуле (для определенности мы приняли, что $\alpha > 0$)

$$\delta\theta = \frac{2\beta E}{\alpha^2} (\pi - \theta - \sin \theta) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}, \quad (3.3)$$

где $[\alpha]$ – эрг·см, $[\beta]$ – эрг·см².

Подставляя (3.3) в (3.2), приходим к следующему выражению:

$$\delta\sigma_{rr} = -\frac{\pi\beta}{2E} \int_{\theta_{min}}^{\pi - \theta_{min}} \frac{\pi - \theta - \sin \theta}{\cos^2(\theta/2)} d\theta. \quad (3.4)$$

Интеграл (3.4) выражается через элементарные функции:

$$\delta\sigma_{rr} = \frac{\pi\beta}{E} \left((\pi - \theta_{min}) \operatorname{tg} \frac{\theta_{min}}{2} - \theta_{min} \operatorname{ctg} \frac{\theta_{min}}{2} \right).$$

Поскольку минимальный угол отклонения определяется из условия [2, с. 359]

$$\operatorname{tg} \frac{\theta_{min}}{2} = \frac{\alpha}{E} N_i^{1/3},$$

то соотношение (3.4) можно представить так:

$$\delta\sigma_{rr}(E) = \frac{2\pi\beta}{E} \left(\frac{\alpha N_i^{1/3}}{E} \operatorname{arctg} \frac{E}{\alpha N_i^{1/3}} - \frac{E}{\alpha N_i^{1/3}} \operatorname{arctg} \frac{\alpha N_i^{1/3}}{E} \right). \quad (3.5)$$

Так как $\frac{\alpha}{E} N_i^{1/3} = \frac{U(2\rho_{max})}{E} = x$, то выражение (3.5) можно представить в виде ($x > 0$):

$$\begin{aligned}\delta\sigma_{rr}(E) &= \frac{2\pi\beta}{E} \left(x \operatorname{arctg} \frac{1}{x} - \frac{\operatorname{arctg} x}{x} \right), \quad (3.6) \\ \rho_{max} &\gg \frac{r_B^*}{4}.\end{aligned}$$

Для неполярных молекул (типа CO₂), внедренных в междоузлия атомов матрицы, в качестве примесей замещения [12], поправку к σ_{rr} следует учесть в квадрупольном приближении: $\delta U = \gamma r^{-3}$. Ориентировочно,

$$\left| \frac{U_{coul}}{U_{quad}} \right| \approx 100.$$

Соответствующий расчет на основе формулы (1.1) приводит в этом случае к выражению (напомним, что $\alpha > 0$)

$$\begin{aligned}\delta\theta &= \frac{\gamma}{E} \left(\frac{2E}{\alpha} \right)^3 \operatorname{tg}^3 \frac{\theta}{2} \times \\ &\times \left(3 + \sin^2 \frac{\theta}{2} - \frac{3(\pi - \theta)}{2} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right), \quad (3.7)\end{aligned}$$

$[\gamma]$ – эрг·см³.

Подставляя (3.7) в общую формулу (3.2), получаем

$$\begin{aligned}\delta\sigma_{rr}(E) &= \frac{4\pi\gamma}{\alpha} \left[\frac{1}{x^2} \left(\frac{\operatorname{arctg} x}{x} - \frac{3}{2} \right) - \right. \\ &\left. - x^2 \left(x \operatorname{arctg} \frac{1}{x} - \frac{3}{2} \right) \right]. \quad (3.8)\end{aligned}$$

При очень низких температурах (порядка 10 К) пролетающий на малых расстояниях ($r > r_B^*$, $r_B^* = 4 \cdot 10^{-7}$ см) электрон может индуцировать дипольный момент у атома примеси $d \propto r^{-2}$. Соответственно, энергия взаимодействия дипольного момента с электроном при расстояниях $r > r_B^*$ равна $\delta U_{pol} = \chi r^{-4}$. Вопрос заключается в том,

можно ли такой потенциал рассматривать в качестве поправки к кулоновскому потенциалу. Простая оценка показывает, что

$$\left| \frac{U_{coul}}{U_{pol}} \right| \approx 10^3$$

для мелкой примеси при $T > 2.2$ К.

Для поляризационного взаимодействия электрона с нейтральным примесным атомом ($\chi < 0$) соответствующие расчеты дают

$$\delta\theta = \frac{4\chi E^3}{\alpha^4} \operatorname{tg}^4 \frac{\theta}{2} \left[\frac{\sin \theta}{2} \left(1 + 3 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right) + 12 \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} - \frac{3(\pi - \theta)}{2} \left(1 + 5 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (3.9)$$

$[\chi] - \text{эрг} \cdot \text{см}^4$.

Подставляя (10) в ренормированную формулу (3), получим

$$\delta\sigma_{tr}(E) = \frac{2\pi E \chi}{\alpha^2} \left[3 \left(x^4 - \frac{1}{x^4} \right) - \left(x^3 \operatorname{arctg} \frac{1}{x} - \frac{\operatorname{arctg} x}{x^3} \right) - 3 \left(x^5 \operatorname{arctg} \frac{1}{x} - \frac{\operatorname{arctg} x}{x^5} \right) \right]. \quad (3.10)$$

Отличительной особенностью формул (3.6), (3.8) и (3.10) является то, что они обладают определенной симметрией относительно замены $x \leftrightarrow 1/x$ ($E \leftrightarrow U(2\rho_{max})$), что является результатом применения «симметричной перенормировки» (3.1). Ясно, что и высшие порядки поправок ($n > 4$) также будут симметричными относительно замены $E \leftrightarrow U(2\rho_{max})$.

Наличие таких симметричных членов в громоздких формулах облегчает, в ряде случаев, общий анализ эффектов рассеяния носителей на примесных центрах, а также позволяет упростить промежуточные вычисления.

При $E \approx U(2\rho_{max})$ поправки (3.6), (3.8) и (3.10) пренебрежимо малы, и их можно не учитывать. Что касается области малых расстояний ($U(2\rho_{max}) \gg E$), то в кулоновском поле отталкивания они вообще не представляют интереса (в рамках классического расчета), поскольку σ_{tr} не зависит от E [2].

Таким образом, предложенная методика расчета поправок к транспортному сечению рассеяния носителей оказывается эффективна при высоких температурах ($E \gg U(2\rho_{max})$), или $x \ll 1$) [13, 14].

4. Квантовый метод расчета поправок

Отмеченная ограниченность классического метода расчета поправок заставляет искать иной подход. Такой подход, эффективный при всех значениях температур, может быть сформулирован в терминах фазовых сдвигов [3, с. 177]. Квантовый аналог формулы (3.4):

$$(\delta\sigma_{tr})_{quant} = \frac{4\pi}{\kappa^2} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \sin 2(\delta_l - \delta_{l+1}) \times \delta(\delta_l - \delta_{l+1}). \quad (4.1)$$

Здесь δ_l – фазовые сдвиги, $\kappa = \sqrt{2m^*E}/\hbar$,

$$\delta(\delta_l) = -\frac{2m^*}{\kappa\hbar^2} \int_0^{\infty} \chi_l^2 \delta U dr, \quad (4.2)$$

$$\chi_l \propto \sin \left(\kappa r - \frac{l\pi}{2} + \delta_l \right),$$

$$\chi_l = rR_l, \quad (r \rightarrow \infty).$$

Из (4.1) ясно, что при высоких энергиях ($E \gg U(2\rho_{max})$) достаточно ограничиться квазиклассическим подходом (1.1), (3.1), (3.2); при низких энергиях – s -рассеянием

$$(\delta\sigma_{tr})_{E \ll U(2\rho_{max})} = \frac{4\pi}{\kappa^2} \sin 2\delta_0 \cdot \delta(\delta_0). \quad (4.3)$$

При $E \approx U(2\rho_{max})$ для расчета $\delta\sigma_{tr}$ следует исходить из точной формулы (4.1), которую формально можно представить так:

$$(\delta\sigma_{tr})_{quant} = \delta \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l^{(tr)} = -\frac{2\pi}{\kappa^2} \delta \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \cos 2(\delta_l - \delta_{l+1}). \quad (4.4)$$

Выражение (4.4) «заменяет» все классические поправки в квантовой области ($T < T_*$) при $E \approx U(2\rho_{max})$ и $U(2\rho_{max}) \gg E$.

5. Численные оценки

Для того чтобы формулы (3.6), (3.8) и (3.10) имели смысл поправочных к транспортному сечению, необходимо, чтобы они, по крайней мере, на порядок отличались от σ_{tr} . Поскольку одних теоретических оценок здесь недостаточно, необходимо рассмотреть конкретный полупроводниковый материал. Таким материалом может служить Ge – типичный полупроводник, легированный, например, донорной примесью As [7]. Зная, что рассеяние на ионах примеси может играть существенную роль только в исключительных случаях, когда энергия диссоциации центров примеси очень мала,

порядка 10^{-2} эВ, то примем во внимание значительное число ионов примеси при низких температурах, как мы показали, до $T_* \geq 2.2$ К. Именно этот случай и осуществляется в германии. В большинстве же других полупроводников энергия диссоциации доноров такова, что число ионов примеси при $T_* > 2.2$ К столь мало, что они не оказывают заметного влияния на σ_{ir} . Расчет на основе (3.1) дает для σ_{ir} формулу

$$\sigma_{ir} = \frac{\pi\alpha^2}{E^2} \ln \Lambda(E), \quad (5.1)$$

где введен кулоновский логарифм

$$\ln \Lambda(E) = \ln \left| \frac{E}{U(2\rho_{max})} \right|.$$

При наличии максвелловского распределения электронов по энергиям:

$$E = \frac{3}{2} kT,$$

кулоновский логарифм

$$\ln \Lambda = \ln \left| \frac{3kT}{2U(2\rho_{max})} \right|,$$

а транспортное сечение рассеяния равно

$$\langle \sigma_{ir} \rangle = \frac{4\pi\alpha^2}{(3kT)^2} \ln \Lambda \approx 10^{-10} \text{ см}^2. \quad (5.2)$$

Во всех практически важных случаях формула (5.2) охватывает область $kT \gg U(2\rho_{max})$, т.е. область высоких температур [13]. Под термином «высоких температур» мы понимаем температуру перехода к рассеянию на тепловых колебаниях решетки: для *n*-GaAs $T_{пер} \propto 60 \div 80$ К [7].

Оценим, например, вклад потенциала $\delta U = \beta r^{-2}$. При $E \gg U(2\rho_{max})$:

$$\delta \sigma_{ir}(E) \approx -\frac{2\pi\beta}{E}.$$

После усреднения получим

$$\langle \delta \sigma_{ir} \rangle = \frac{4\pi\beta}{3kT}, \quad \frac{\langle \sigma_{ir} \rangle}{\langle \delta \sigma_{ir} \rangle} = \frac{\alpha^2 \ln \Lambda}{3\beta kT}.$$

Для слаболегированного германия:

$$\frac{\langle \sigma_{ir} \rangle}{\langle \delta \sigma_{ir} \rangle} = 10 \ln \Lambda.$$

Для поправки $\delta U = \gamma r^{-3}$ имеем

$$\frac{\langle \sigma_{ir} \rangle}{\langle \delta \sigma_{ir} \rangle} \propto \ln \Lambda.$$

Оценки показывают, что при достаточно высоких температурах поправки к транспортному сечению становятся ощутимыми.

6. Заключение

В работе в рамках подхода Конуэлл–Вайскопфа получены аналитические выражения для расчёта поправок к транспортному сечению упругого рассеяния носителей в невырожденных полупроводниках. Поправки обусловлены влиянием различных центров рассеяния ($\propto r^{-n}$) на транспортные свойства носителей при их рассеянии на ионах примеси.

Показано, что нижний температурный предел учета поправок для мелких примесей (в GeAs) равен 2.2 К, верхний – порядка 80 К. Для *n*-GaAs верхний предел имеет величину порядка 100–175 К [13], для объемного кремния – около 300 К [14].

Список литературы

1. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников: учеб. пособие. М.: Наука, 1990. 688 с.
2. Киреев П. С. Физика полупроводников: учеб. пособие. М.: Высшая школа, 1975. 584 с.
3. Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М.: Мир, 1971. 472 с.
4. Гершензон Е. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И., Серебрякова Н. А. Примесные H-подобные центры и обусловленные ими молекулярные комплексы в полупроводниках // Успехи физических наук. 1980. Т. 132. Вып. 10. С. 353–378.
5. Вараксин А. Н., Соболев А. Б., Панов В. Г. Характеристики F-центров щелочно-галогидных кристаллов в основном и возбужденном состояниях // Физика твердого тела. 2006. Т. 48. Вып. 3. С. 427–432.
6. Панов В. Г., Вараксин А. Н., Соболев А. Б. О 2s-подобном релаксированном возбужденном состоянии F-центра в щелочно-галогидных кристаллах // Физика твердого тела. 2008. Т. 50. Вып. 6. С. 986–989.
7. Имамов Э. З., Колчанова Н. М., Крещук Л. Н., Яссиевич И. Н. Роль рассеяния на мелких нейтральных центрах в кинетических явлениях при низкой температуре // Физика твердого тела. 1985. Т. 27. Вып. 1. С. 69–76.
8. Муратов Т. Т. Влияние резонансного рассеяния носителей тока на электрические и тепловые свойства ковалентных полупроводников // Вестник СПбГУ. Серия: Физика. Химия. 2012. Вып. 2. С. 3–9.

9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 1: Механика. М.: Наука, 1988. 215 с.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 3: Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1989. 768 с.
11. Ламонова К., Бекиров Б., Иванченко И., Попенко Н., Житлухина Е., Буховецкий В., Орел С., Пашкевич Ю. Особенности температурного поведения ЭПР спектров селенида ртути, легированного железом // Физика низких температур. 2014. Т. 40, № 7. С. 842–850.
12. Угай Я. А. Введение в химию полупроводников: учеб. пособие. М.: Высшая школа, 1965. 336 с.
13. Коршунов Ф. П., Курилович Н. Ф., Прохоренко Т. А., Шешелко В. К. Влияние водорода на процессы рассеяния носителей заряда в облученном γ -квантами ^{60}Co нелегированном GaAs n-типа // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 2001. Т. 79. № 2. С. 38–42.
14. Сперанский Д. С., Борздов В. М., Поздняков Д. В. Моделирование рассеяния электронов на ионизированной примеси в полупроводниках и полупроводниковых структурах методом Монте-Карло // Доклады БГУИР. 2011. Т. 56. № 2. С. 33–39.
15. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Course of theoretical physics. Mechanics*. Vol. 1. UK: Pergamon Press, 1969. 224 p.
16. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Course of theoretical physics. Quantum mechanics*. Vol. 3. UK: Pergamon Press, 1981. 689 p.
17. Lamonova K., Bekirov B., Ivanchenko I., Popenko N., Zhitlukhina E., Burkhovetskii V., Orel S., Pashkevich Yu. Specific features of the temperature behavior of the ESR spectra of Fe-doped mercury selenide. *Low Temperature Physics*. 2014, vol. 40, no. 7, pp. 842–850.
18. Ugai Ya. A. *Vvedenie v khimiiu poluprovodnikov* (Introduction to Chemistry of Semiconductors). Moscow: "Vysshiaia shkola", 1965. 336 p. (In Russian).
19. Korshunov F. P., Kurilovich N. F., Prokhorenko T. A., Sheshelko V. K. Vliianie vodoroda na protsessy rasseianiia nositelei zariada v obluchennom γ -kvantami ^{60}Co nelegirovannom GaAs n-tipa (Hydrogen influence on charge carries scattering in the non-alloyed n-GaAs irradiated by γ -quants ^{60}Co) *Problems of atomic science and technology. Series: Physics of radiation effect and radiation materials science*. 2001, vol. 79, no 2, pp. 38–42. (In Russian).
20. Speransky D. S., Borzdov V. M., Pozdnyakov D. V. Monte-Carlo simulation of ionized impurity scattering in semiconductors and semiconductor structures. *Doklady BGUIR*. 2011, vol. 56. no. 2, pp. 33–39. (In Russian).

References

1. Bonch-Bruevich V. L., Kalashnikov S. G. *Fizika poluprovodnikov* (Physics of semiconductors) Moscow: Nauka, 1990. 688 p. (In Russian).
2. Kireev P. S. *Semiconductor Physics*. Moscow: Mir, 1978. 693 p.
3. Blatt F. J. *Physics of electronic conduction in solids*. New-York: McGraw-Hill, 1968, 446 p.
4. Gershenson E. M., Mel'nikov A. P., Rabinovich R. I., Serebryakova N. A. H-like impurity centers and molecular complexes created by them in semiconductors. *Soviet Physics Uspekhi*. 1980, vol. 23, pp. 684–698.
5. Varaksin A. N., Sobolev A. V., Panov V. G. Characteristics of F centers in the ground and excited states in alkali halide crystals. *Physics of the Solid State*. 2006, vol. 48, no. 3, pp. 453–459.
6. Panov V. G., Varaksin A. N., Sobolev A.B. On the 2s-like relaxed excited state of the F center in alkali

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Муратов Т. Т. Поправки к транспортному сечению рассеяния носителей заряда в полупроводниках // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2016. № 1 (32). С. 11–17. doi: 10.17072/1994-3598-2016-1-11-17

Please cite this article in English as:

Muratov T. T. Correction to transport cross-section of charged carriers in semiconductors // Bulletin of Perm University. Series: Physics, 2016, no. 1 (32), pp. 11–17. doi: 10.17072/1994-3598-2016-1-11-17