

Порог и вероятность ударной ионизации электронами в узкощелевых полупроводниках *p*-типа с сильно вырожденными дырками

© А.В. Дмитриев, А.Б. Евлюхин*

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
119899 Москва, Россия

*Владимирский государственный технический университет,
600026 Владимир, Россия

(Поступила в Редакцию 7 февраля 1996 г.

В окончательной редакции 10 сентября 1996 г.)

Теоретически рассмотрен процесс ударной ионизации электронами состояний в зоне тяжелых дырок в узкощелевом полупроводнике *p*-типа с кейновским законом дисперсии энергетических зон при условии, что уровень Ферми дырок расположен в валентной зоне. Определена зависимость минимальной энергии электрона для процесса ионизации состояния на уровне Ферми в валентной зоне. Рассчитана вероятность ударной ионизации для электронов с энергией, близкой к пороговой, в случае, когда импульс Ферми тяжелой дырки превышает пороговый импульс дырки для данного процесса ионизации. Найдены соотношения между температурами дырок и электронов с энергией порядка пороговой, которые определяют область применимости полученных результатов.

Межзонные оже-переходы играют важную роль в рекомбинации носителей заряда в узкощелевых полупроводниках [1]. Ударная ионизация также принадлежит к переходам подобного типа. Поэтому их изучению в узкощелевых полупроводниках постоянно уделялось и уделяется большое внимание, особенно это относится к полупроводникам с кейновским спектром энергетических зон. Наиболее последовательный подход в изучении оже-переходов в полупроводниках с кейновским спектром зон был развит Гельмонтом и соавторами в серии работ [2–7]. Однако в работах [2–4] все расчеты выполнены для случая невырожденных дырок. Но фактически в таких системах при низкой температуре и относительно высоком уровне легирования акцепторами дырки могут становиться вырожденными. Поэтому представляет интерес рассмотреть задачу об оже-переходах в кейновских узкощелевых полупроводниках *p*-типа с вырожденными дырками. Частично мы коснулись этого вопроса в работах [8,9], посвященных оже-рекомбинации.

В данной работе мы рассмотрим другой возможный переход в подобной системе, а именно ударную ионизацию электронами состояний в зоне тяжелых дырок. Мы будем использовать приближения, позволяющие найти явное выражение для вероятности ударной ионизации электронами состояний в валентной зоне вырожденных тяжелых дырок. Расчет проведем для полупроводника с изотропным кейновским спектром в трехзонном приближении [2] для случая, когда уровень Ферми равновесной системы расположен в валентной зоне.

1. Пороговые соотношения для процесса ударной ионизации с уровня Ферми

При ударной ионизации в сильно вырожденных полупроводниках *p*-типа может возникнуть ситуация, когда пороговое значение энергии ионизирующего

электрона (т.е. наименьшая энергия электрона, способного еще производить ударную ионизацию) будет зависеть от положения уровня Ферми в валентной зоне [10]. Это может произойти тогда, когда уровень Ферми системы будет расположен в валентной зоне ниже состояния, из которого происходит ударная ионизация электронов с пороговой энергией, определяемой только законами сохранения энергии и импульса (рис. 1). Мы будем называть эту величину обычным порогом, чтобы отличать ее от порога ионизации, который будет зависеть от положения уровня Ферми F (см. далее). Обычные пороговые величины для всех состояний, участвующих в процессе ударной ионизации, были найдены в [2]. В данной работе величины, относящиеся к обычному порогу, будут обозначаться индексом T . Важно отметить, что пороговое значение импульса тяжелой дырки q_T не равно нулю, и в приближении $m_h > m_c$ определяется выражением

$$q_T = k_T = (4m_c E_g)^{1/2}, \quad (1)$$

где k_T — обычное пороговое значение импульса ионизирующего электрона, m_c — масса электрона на дне зоны проводимости, m_h — масса тяжелой дырки, E_g — ширина запрещенной зоны. Величины, относящиеся к порогу ионизации с уровня Ферми, будем отмечать индексом i .

Мы рассматриваем ударную ионизацию электронами состояний в зоне тяжелых дырок, так как этому процессу соответствует наименьшая обычная пороговая энергия электрона [2,11].

Перейдем к расчету пороговой величины энергии электрона для ионизации состояния на уровне Ферми в зоне тяжелых дырок, при этом будем предполагать, что $q_F > q_T$ (q_F — импульс Ферми тяжелых дырок) и выполняется неравенство

$$q_F - q_T \ll q_T. \quad (2)$$

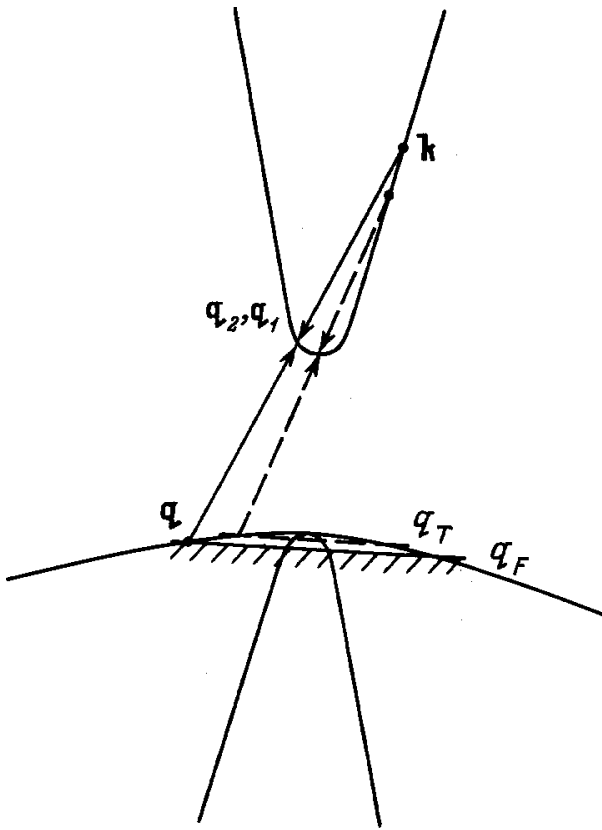


Рис. 1. Диаграмма процесса ударной ионизации электронном состоянии на уровне Ферми в зоне тяжелых дырок при условии, что импульс Ферми тяжелой дырки превышает пороговый импульс дырок для данного процесса. Штриховой линией показана ионизация с истинного порога.

Учитывая закон сохранения импульса, запишем закон сохранения энергии

$$\mathcal{E}_c(\mathbf{k}) = \mathcal{E}_c(\mathbf{q}_1) + \mathcal{E}_c(\mathbf{q}_2) + \mathcal{E}_h(\mathbf{k} - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2) + E_g, \quad (3)$$

где \mathbf{k} — импульс ионизирующего электрона до столкновения, \mathbf{q}_1 — импульс того же электрона после ионизации, \mathbf{q}_2 — импульс электрона, возникающего в зоне проводимости, $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2$ — импульс тяжелой дырки, возникающей в валентной зоне. Энергии электронов $\mathcal{E}_c(\mathbf{k})$, $\mathcal{E}_c(\mathbf{q}_1)$, $\mathcal{E}_c(\mathbf{q}_2)$ отсчитываются от дна зоны проводимости, а энергия дырки $\mathcal{E}_h(\mathbf{k} - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2)$ — от потолка валентной зоны. Условие (2) позволяет нам использовать параболическое приближение для энергий низкоэнергетических электронов с импульсами \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 .

Для того чтобы определить пороговые соотношения между \mathbf{k} , \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 , необходимо минимизировать правую часть уравнения (3) по переменным \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 (см. [12]) при условии, что $\mathcal{E}_h = F = q_F^2/2m_h$. Для этого воспользуемся методом неопределенных

множителей Лагранжа. Составим функции

$$f(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \lambda) = \frac{\mathbf{q}_1^2 + \mathbf{q}_2^2}{2m_c} + \frac{(\mathbf{k} - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2)^2}{2m_h} + E_g + \lambda \left[\frac{(\mathbf{k} - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2)^2}{2m_h} - F \right], \quad (4)$$

где λ — неопределенный множитель Лагранжа, \mathbf{k} входит в функцию f как параметр. Решая задачу на условный экстремум, получим соотношения между пороговыми импульсами

$$\begin{aligned} \mathbf{q}_{1i} &= \mathbf{q}_{2i}, \\ \mathbf{q}_{2i} &= \frac{k_i}{2k_i}(k_i - q_F). \end{aligned} \quad (5)$$

Пороговое значение импульса k_i высокоэнергетического электрона находится из закона сохранения энергии (3)

$$\left(\frac{E_g^2}{4} + \frac{E_g k_i^2}{2m_c} \right)^{1/2} = \frac{3}{2}E_g + \frac{(q_F)^2}{2m_h} + \frac{(k_i - q_F)^2}{4m_c}. \quad (6)$$

Решение уравнения (6) представлено графически на рис. 2 в виде зависимости k_i от q_F . Минимум величины k_i соответствует обычному пороговому значению. На графике также представлена ветвь с $q_F < q_T$; в этой области k_i , естественно, больше, чем величина обычного порога k_T . Из рис. 2 видно, что полученная зависимость быстро стремится к определенной асимптотике при уменьшении отношения m_c/m_h , так что уже при $m_c/m_h \sim 10^{-3}$ она мало чувствительна к дальнейшему уменьшению m_c/m_h .

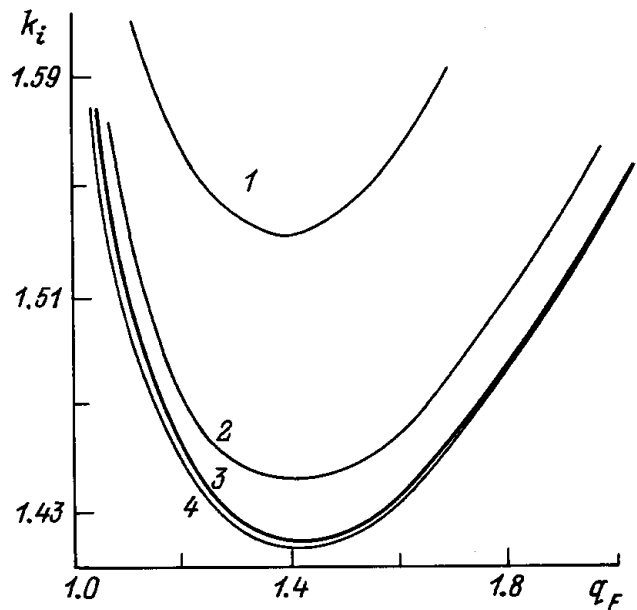


Рис. 2. Зависимость минимального импульса электрона, способного ионизовать состояние на уровне Ферми тяжелой дырки, от импульса Ферми тяжелой дырки. m_c/m_h : 1 — 0.05, 2 — 0.01, 3 — 0.001, 4 — 0.0001. Импульсы приведены в единицах $q_g = (2m_c E_g)^{1/2}$.

2. Вероятность ударной ионизации

Выражение для вероятности ударной ионизации электроном с импульсом \mathbf{k} может быть записано в полной аналогии с работами [2,3] в виде

$$W(\mathbf{k}) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{4\pi e^2}{\varkappa} \right)^2 \frac{\hbar^4}{8} \int \frac{d\mathbf{q}d\mathbf{k}_{12}}{(2\pi\hbar)^6} \times \left\{ \frac{B^{cc}(\mathbf{k}, \frac{1}{2}[(\mathbf{k} - \mathbf{q} + \mathbf{k}_{12})])B^{ch}(\mathbf{q}, \frac{1}{2}[(\mathbf{k} - \mathbf{q} - \mathbf{k}_{12})])}{|\frac{1}{2}[\mathbf{k} + \mathbf{q} - \mathbf{k}_{12}]|^4} - \frac{D(\mathbf{k}, \frac{1}{2}[\mathbf{k} - \mathbf{q} - \mathbf{k}_{12}], \mathbf{q}, \frac{1}{2}[\mathbf{k} - \mathbf{q} + \mathbf{k}_{12}])}{|\frac{1}{2}[\mathbf{k} + \mathbf{q} - \mathbf{k}_{12}]|^2 |\frac{1}{2}[\mathbf{k} + \mathbf{q} + \mathbf{k}_{12}]|^2} \right\} \times \delta \left[\mathcal{E}_c(\mathbf{k}) - \mathcal{E}_c \left(\frac{1}{2}[\mathbf{k} - \mathbf{q} - \mathbf{k}_{12}] \right) - \mathcal{E}_c \left(\frac{1}{2}[\mathbf{k} - \mathbf{q} + \mathbf{k}_{12}] \right) - \mathcal{E}_h(\mathbf{q}) - E_g \right] [1 - f_h], \quad (7)$$

где f_h — функция распределения для дырок, e — заряд электрона, \varkappa — диэлектрическая проницаемость. В (7) уже учтен закон сохранения импульса, а также сделана замена $\mathbf{q}_1 = \frac{1}{2}[\mathbf{k} - \mathbf{q} + \mathbf{k}_{12}]$, $\mathbf{q}_2 = \frac{1}{2}[\mathbf{k} - \mathbf{q} - \mathbf{k}_{12}]$; множитель $(1/8)$ — якобиана перехода к новым переменным интегрирования, \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π . Величины $B^{cc}(\mathbf{k}, \mathbf{q}_1)$, $B^{ch}(\mathbf{q}, \mathbf{q}_2)$, $D(\mathbf{k}, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}, \mathbf{q}_1)$ — интегралы перекрытия между блоховскими амплитудами различных подзон зоны проводимости и валентной зоны тяжелых дырок.

В выражении (7) не учитываются эффекты экранирования, так как предполагается, что характерный импульс передачи \mathbf{K} для данного процесса значительно превышает импульс экранирования ($|\mathbf{K}| > q_F$).

Будем предполагать для начала, что температура дырок $T_h = 0$. Выполним расчет для случая, когда средняя энергия носителей в зоне проводимости $\mathcal{E} \ll E_g$. Тогда число электронов с большой энергией, способных производить ударную ионизацию, мало и быстро спадает с ее ростом (см., например, [13]), поэтому процесс ударной ионизации будет определяться электронами с импульсами из области, непосредственно близкой к порогу,

$$k - k_i \ll k_i. \quad (8)$$

Также будем считать, что $q_F > q_T$ и выполняется неравенство (2).

Учитывая условие (8), подставим в (7) все величины, вычисленные при пороговых значениях параметров для ионизации с уровня Ферми F , а аргумент δ -функции разложим по импульсам в этой пороговой точке, считая отклонения от пороговых значений малыми. Для записи величин B^{ch} , B^{cc} и D воспользуемся результатами работ [2,3]

$$B^{cc}(\mathbf{k}, \mathbf{q}_1) = 4/3,$$

$$B^{ch}(\mathbf{q}_2, \mathbf{q}) = \frac{3[\mathbf{q}_2, \mathbf{q}]^2}{4m_c q^2 E_g}, \quad (9)$$

$$D = F(k^2) \{ [\mathbf{k}, \mathbf{q}]^2 - [\mathbf{k}, \mathbf{k}_{12}]^2 \}. \quad (10)$$

Явный вид функции $F(k^2)$ нам не потребуется, так как вклад члена, пропорционального D , в вероятность обращается в нуль в результате интегрирования по углам.

Запишем интеграл, определяющий вероятность ударной ионизации, в сделанных предположениях

$$W(\mathbf{k}) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{4\pi e^2}{\varkappa} \right)^2 \frac{\hbar^4}{2(k_i + q_F)^4} \int_{q \geq q_F} \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{d\mathbf{k}_{12}}{(2\pi\hbar)^3} \times \left[\frac{1}{m_c q_F^2 E_g} \{ [\mathbf{k}, \mathbf{q}] - [\mathbf{k}_{12}, \mathbf{q}] \}^2 - 4F(k^2) \{ [\mathbf{k}, \mathbf{q}]^2 - [\mathbf{k}, \mathbf{k}_{12}]^2 \} \right] \delta \left[v_c^i(k - k_i) - v_h^F(q - q_F) - \frac{(\mathbf{k} - \mathbf{q})^2}{4m_c} - \frac{\mathbf{k}_{12}^2}{4m_c} + \frac{(k_i - q_F)^2}{4m_c} \right], \quad (11)$$

где $v_c^i = \partial \mathcal{E}_c(k) / \partial k$ при $k = k_i$, $v_h^F = \partial \mathcal{E}_h(q) / \partial q$ при $q = q_F$.

После интегрирования (11) результат можно записать в виде

$$W(k) = \frac{e^4}{5\pi\hbar^3 E_g q_F^4 \varkappa^2} \left[4m_c^2 (v_s^i - v_h^F)^2 + 4m_c v_c^i \Delta k \right]^3 \times \left\{ \frac{5\pi}{32} - \frac{p}{6} (1 - p^2)^{5/2} - \frac{5}{24} p (1 - p^2)^{3/2} - \frac{5}{16} p (1 - p^2)^{1/2} - \frac{5}{16} \arcsin(p) \right\}, \quad (12)$$

где $\Delta k = k - k_i$,

$$p = \left(1 + \frac{v_c^i \Delta k}{m_c (v_s^i - v_h^F)^2} \right)^{-1/2}, \quad (13)$$

$v_s^i = (k_i - q_F) / 2m_c$ — скорость низкоэнергетических электронов в пороговой точке для ионизации с уровня Ферми (см. (5)). Следует напомнить, что в точке обычного порога ($q_F = q_T$) выполняется условие $v_s^i = v_h^F$ [12], поэтому разность $v_s^i - v_h^F$ характеризует отход уровня Ферми от уровня, соответствующего обычному пороговому значению для тяжелой дырки в данном процессе. Заметим, что для случая, когда $q_F > q_T$, величина $v_s^i - v_h^F$ меньше нуля. График зависимости $v_s^i - v_h^F$ от величины импульса Ферми тяжелой дырки приведен на рис. 3. Заметим, что из равенства $v_s^i = v_h^F$ следует $k_T = q_T (1 + 2m_c / m_h)$.

Окончательное выражение (12) может быть упрощено в двух предельных случаях.

1) Если $v_c^i \Delta k \ll m_c (v_s^i - v_h^F)^2$, из (12) получим

$$W_1(k) = \frac{64m_c^{5/2} e^4 (v_c^i)^{7/2}}{105\pi\hbar^3 E_g q_F^4 \varkappa^2 (v_h^F - v_s^i)} (k - k_i)^{7/2}. \quad (14)$$

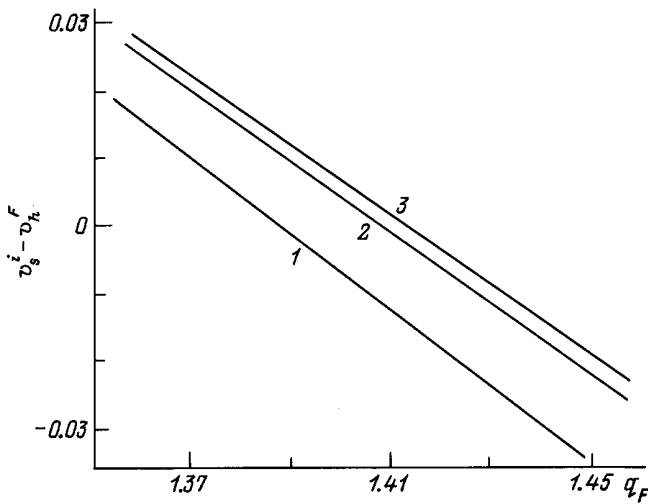


Рис. 3. Зависимости $v_s^i - v_h^F$ от величины импульса Ферми тяжелой дырки q_F . m_c/m_h : 1 — 0.05, 2 — 0.01, 3 — 0.001. Величина $v_s^i - v_h^F$ приведена в единицах q_g/m_c , импульс Ферми — в единицах $q_g = (2m_c E_g)^{1/2}$.

2) Если $v_c^i \Delta k \gg m_c(v_s^i - v_h^F)^2$, имеем

$$W_2(k) = \frac{2m_c^3 e^4 (v_c^i)^3}{3h^3 E_g q_F^4 \varkappa^2} (k - k_i)^3. \quad (15)$$

Когда уровень Ферми совпадает с уровнем обычного порога, $v_s^i = v_h^F$ и условие для применимости формулы (15) выполняется при любом $\Delta k > 0$, поэтому выражение (15) остается в силе и для этого случая. Такая зависимость вероятности ударной ионизации от энергии ионизирующего электрона соответствует и невырожденной статистике [14]. Подобная зависимость имеет место и в анизотропном случае для электрона с определенным направлением импульса [15]. Подчеркнем, однако, что коэффициент в (15) вдвое меньше, чем в аналогичном выражении для невырожденной статистики дырок, поскольку при полностью занятой валентной зоне ионизация идет из состояний как над, так и под порогом, тогда как в вырожденном случае — только из-под поверхности Ферми.

При расчете вероятности ударной ионизации предполагалось, что температура дырок $T_h = 0$. Однако эти результаты могут оставаться справедливыми и в некоторой области дырочных температур, когда $T_h \neq 0$. Величина этой области зависит от положения дырочного уровня Ферми и энергии ионизирующего электрона. Далее температура измеряется в энергетических единицах.

Для получения условий применимости выражения (12) при $T_h \neq 0$ оценим вероятность ударной ионизации $\Delta W(\mathbf{k})$ электроном с импульсом \mathbf{k} состояний из области порядка дырочной температуры в окрестности уровня Ферми F . Для этого проведем

интегрирование по импульсу тяжелой дырки в пределах от q_F до $q_F + \Delta q$, где Δq — импульс, соответствующий температурному размытию уровня Ферми ($\Delta q \sim m_h T_h / q_F$), и потребуем, чтобы эта вероятность была много меньше полученной вероятности (12). Тогда получим

$$\frac{1}{6} d(1 - d^2)^{5/2} + \frac{5}{24} d(1 - d^2)^{3/2} + \frac{5}{16} d(1 - d^2)^{1/2} + \frac{5}{16} \arcsin(d) \ll \frac{5}{32} \pi, \quad (16)$$

где

$$d = \frac{\Delta q + 2m_c(v_h^F - v_s^i)}{(4m_c^2(v_h^F - v_s^i)^2 + 4m_c v_c^i \Delta k)^{1/2}}.$$

Выделение этого условия обеспечивает применимость (12) для описания вероятности ударной ионизации электронами состояний в зоне тяжелых дырок, расположенных ниже уровня ферми, когда $T_h \neq 0$. Оно связывает температуру дырок T_h , положение уровня Ферми F и энергии ионизирующего электрона $v_c^i = \Delta k$, отсчитанную от порога.

Условие (16) может быть упрощено в предельных случаях.

1). При $v_c^i \Delta k \ll 4m_c(v_h^F - v_s^i)^2$ неравенство (16) можно переписать в виде

$$T_h \ll \left[\frac{m_c}{m_h} \right] \frac{(v_h^F - v_s^i)}{v_h^F} F \frac{v_c^i \Delta k}{m_c(v_h^F - v_s^i)^2}. \quad (17)$$

При выполнении (17) справедливо выражение (14).

2). При $v_c^i \Delta k \gg 4m_c(v_h^F - v_s^i)^2$ (16) можно записать как

$$T_h \gg \left[\frac{m_c}{m_h} \right]^{1/2} F \left[\frac{v_c^i \Delta k}{F} \right]^{1/2}. \quad (18)$$

При выполнении (18) справедливо выражение (15).

Как это часто бывает (см., например, [13]), электроны, способные производить ударную ионизацию, описываются функцией распределения в виде $f \sim \exp\{-\mathcal{E}/T^*\}$, где T^* — эффективная температура электронов в хвосте функции распределения ($T^* \ll \mathcal{E}_i$, \mathcal{E}_i — пороговая энергия ионизирующих электронов), при этом основная масса электронов, принимающих участие в ударной ионизации, имеет энергию, отсчитанную от порога, порядка T^* . Поэтому условия для энергии ионизирующего электрона $v_c^i \Delta k$, при которых получены выражения (14) и (15), можно переписать для температуры T^* . Сделаем это, предполагая, что $v_h^F - v_s^i \sim v_h^F$. Это вполне оправдано, так как мы рассматриваем случай, когда пороговая энергия низкоэнергетических электронов при ионизации с уровня Ферми много меньше ширины щели.

Выражение (14) будет описывать вероятность ударной ионизации электронами состояний из-под уровня

Ферми в зоне тяжелых дырок при $q_F > q_T$ для систем с температурой электронов в хвосте T^* и температурой дырок T_h , удовлетворяющих следующим условиям:

$$T_h \ll T^* \ll (8m_c/m_h)F \sim (m_c/m_h)^2 E_g. \quad (19)$$

Выражение (15) будет описывать вероятность ударной ионизации состояний из-под уровня Ферми в зоне тяжелых дырок при $q_F > q_T$, когда

$$T_h \ll [(m_c/m_h)FT^*]^{1/2} \sim (m_c/m_h)(E_g T^*)^{1/2},$$

$$(8m_c/m_h)F \ll T^* \ll E_g. \quad (20)$$

Когда $q_F = q_T$ и как следствие $v_h^F - v_s^i = 0$, вероятность ударной ионизации описывается только выражением (15), при этом в условиях (20) второе неравенство сводится только к $T^* \ll E_g$.

В заключение сделаем замечание относительно использования полученных результатов для подсчета скорости ударной ионизации. При этом следует иметь в виду, что эта скорость зависит как от вероятности ударной ионизации электроном с энергией E , так от вероятности того, что состояние с этой энергией занято электроном. Поэтому выражение (12) может быть использовано для подсчета скорости ударной ионизации только в том случае, когда основной вклад в этот процесс вносят переходы в зону проводимости электронов из состояний в валентной зоне, расположенных глубже, чем уровень Ферми. Это зависит от соотношений между импульсом q_F , пороговым значением q_F и температурами электронов T^* и дырок T_h .

1) Если $(q_F^2 - q_T^2)/2m_h \ll T_h$, то область применимости выражения (12) для подсчета скорости ударной ионизации определяется неравенством (16).

2) Если $(q_F^2 - q_T^2)/2m_h \gg T_h$, то помимо неравенства (16) необходимо выполнение условия $T^* \gg T_h(m_h/m_c)(k_i - k_T)/(q_F - q_T)$. При этом, если воспользоваться параболической аппроксимацией в области выполнения неравенства (2) для зависимости k_i от q_F (рис. 2)

$$k_i(q_F) \approx q_T(1 + 2m_c/m_h) + (q_F - q_T)^2/q_g, \quad (21)$$

то данное условие можно записать в виде

$$T^* \gg T_h(m_h/m_c)(q_F - q_T)/q_g, \quad (22)$$

где $q_g^2 = 2m_c E_g$.

Работа была частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований и Международного научного фонда, а также грантом в области фундаментального естествознания Госкомитета РФ по высшему образованию.

Список литературы

- [1] G. Nimtz. Phys. Rep. **63**, 266 (1980).
- [2] Б.Л. Гельмонт. ЖЭТФ **75**, 2(8), 536 (1978).
- [3] Б.Л. Гельмонт. ФТП **14**, 12, 1913 (1980).
- [4] Б.Л. Гельмонт. ФТП **15**, 8, 1316 (1981).
- [5] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. ФТП **17**, 433 (1983).
- [6] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова. ФТП **16**, 10, 1670 (1982).
- [7] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, И.Н. Яссиевич. ФТП **16**, 3, 592 (1982).
- [8] А.В. Дмитриев, А.Б. Евлюхин. Изв. РАН. Сер. физ. **59**, 8, 122 (1995).
- [9] А.В. Дмитриев, А.Б. Евлюхин. ФТП. **29**, 1733 (1995).
- [10] А.С. Волков, А.А. Гуткин, С.Е. Кумеков. ФТП **4**, 1856 (1970).
- [11] A.R. Beattie. J. Phys. Chem. Sol. **23**, 1049 (1962).
- [12] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Статистическая физика. М. (1978). Ч. 2. 448 с.
- [13] A.P. Dmitriev, M.P. Mikhailova, I.N. Yassievich. Phys. Stat. Sol. (b) **140**, 9 (1987).
- [14] B. Gelmont, Kim Ki-Sang, S. Michael. Phys. Rev. Lett. **69**, 1280 (1992).
- [15] A.R. Beattie. Semicond. Sci. Technol. **3**, 48 (1983).