

## КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ПРИМЕСНОЙ ФОТОИОНИЗАЦИИ

М.Г. Галкин

*Вычислено изменение сечения примесной фотоионизации вследствие перенормировки зонных состояний под действием случайного примесного поля. Результаты вычислений хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными ранее для однократно ионизованного цинка в германии.*

Концентрационная зависимость сечения примесной фотоионизации была обнаружена при измерении оптического поглощения однократно ионизованным цинком в германии /1/. При этом было сделано предположение, что причиной наблюдаемой зависимости является деформация валентной зоны германия (конечного состояния оптических переходов) в случайном поле, создаваемом заряженными примесями. Такого рода влияние случайного поля на дисперсионные зависимости носителей в полупроводниках исследовано в /2/, там же представлены результаты расчетов для валентной зоны германия.

В настоящей работе вычисляется концентрационная зависимость сечения примесной фотоионизации, обусловленная перенормировкой зонных состояний под действием случайного поля.

Для расчетов используется модификация Эдвардса и Фаулера /3/ водородоподобной модели, обобщенная на случай конечного состояния с непараболическим законом дисперсии. Как и в модели Эдвардса и Фаулера, вводятся различающиеся между собой эффективные заряды центра до  $Z_1^*$  и после  $Z_k^*$  ионизации:

$$Z_1^* = Z_i m_i^* e^2 / \hbar^2 \epsilon; \quad Z_k^* = Z_k m_k^* e^2 / \hbar^2 \epsilon, \quad (1)$$

где  $Z$  — заряд центра;  $m^*$  — эффективная масса;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость; индексы "i" и "k" относятся соответственно к основному и зонному состояниям.

Безразмерная функция  $G(\hbar\omega, m^*)$ , описывающая зависимость сечения фотоионизации примесного центра с эффективными зарядами (1) от энергии кванта и зонных параметров (условно обозначенных аргументом  $m^*$ ), может быть вычислена в соответствии с /4/

$$G(\hbar\omega, m^*) = \frac{m_i^*}{m_k^*} \frac{Q(E)}{(y+1)} \frac{n_0^5 (1+n_1^2) n_1}{(1+n_0^2)^4} \frac{\exp(-4n_1 \operatorname{arccotg} n_0)}{1 - \exp(-2\pi n_1)}, \quad (2)$$

где  $n_0 = Z_1^*/k$ ,  $n_1 = Z_k^*/k$ ,  $k$  — волновой вектор конечного состояния с энергией  $E(k) = \hbar\omega - E_i$ ,  $y = E(k)/E_i$  — безразмерная энергия конечного состояния. Множитель  $Q(E)$  определяется только законом дисперсии конечного состояния

$$Q(E) = [E(k)/k^2] [dE(k)/dk^2]^{-1}. \quad (3)$$

Выделив в  $n_0$  и  $n_1$  зависимость от эффективных масс  $m_i^*$  и  $m_k^*$  ( $m_k^* = \hbar^2 k^2 / 2E$ ), имеем

$$n_0^2 = m_i^* / y m_k^*; \quad n_1^2 = m_k^* / y m_i^* p^2, \quad (4)$$

где параметр  $p = Z_1 / Z_k$ .

Полученные выражения (2) – (4) определяют зависимость сечения примесной фотоионизации от параметров конечного состояния ( $Q(E), m_k^*$ ), которое подвержено влиянию случайного поля  $V(r)$ , создаваемого заряженными примесями. Так, в соответствии с результатами, полученными в /2/, зависимость эффективной массы  $m_k^*$  от величины случайного поля может быть записана в следующем виде:

$$m_k^*(E, V(r)) = m_k^*(E, 0) [1 - \langle V^2(r) \rangle Q^2(E) / 4 E^2(k)]^{-1}.$$

Эффективная масса  $m_1^*$  при этом не изменяется, поскольку радиус локализации основного состояния значительно меньше длины корреляции случайного поля.

Обратимся к интерпретации экспериментальных данных, полученных в /1/, где измерялось оптическое поглощение иона  $Zn^{2+}$  в германии в образцах с  $N_{Zn}$  от  $2,5 \cdot 10^{15}$  до  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  и средней степенью компенсации  $K = N_D / N_{Zn} = 1,4$ .

Поскольку конечное состояние оптических переходов, исследованных в /1/, двухзонное, сечение фотоионизации имеет вид

$$\sigma(\hbar\omega) = \sigma_+ G_+(\hbar\omega, m_+^*) + \sigma_- G_-(\hbar\omega, m_-^*),$$

где индекс "+" относится к подзоне легких, а индекс "-" – к подзоне тяжелых дырок. Значения нормирующих констант  $\sigma_{\pm}$ , а также параметров  $m_{\pm}^*$  и  $\rho$  определяются путем аппроксимации измеренных в /1/ спектров в пределе слабого легирования теоретической зависимостью  $\sigma(\hbar\omega)$ . Результат этой процедуры представлен на рис. 1.

Для того, чтобы вычислить значение  $\langle V^2(r) \rangle$  для этой примесной системы, необходимо определить величину радиуса экранирования связанными носителями  $r_0$ , что представляет собой значительные трудности в случае промежуточной компенсации. Вместе с тем, оценка по формуле Дебая свидетельствует о том, что отношение  $r_0/a$  ( $a$  – межпримесное расстояние) слабо зависит от концентрации ( $r_0/a \propto N^{-1/6}$ ) и близко к единице. Невыполнение соотношения  $r_0/a \gg 1$  имеет следствием еще более слабую зависимость  $r_0/a$  от концентрации, что позволяет использовать в дальнейшем соотношение

$$r_0 = ga$$

с подгоночным параметром  $g$ .

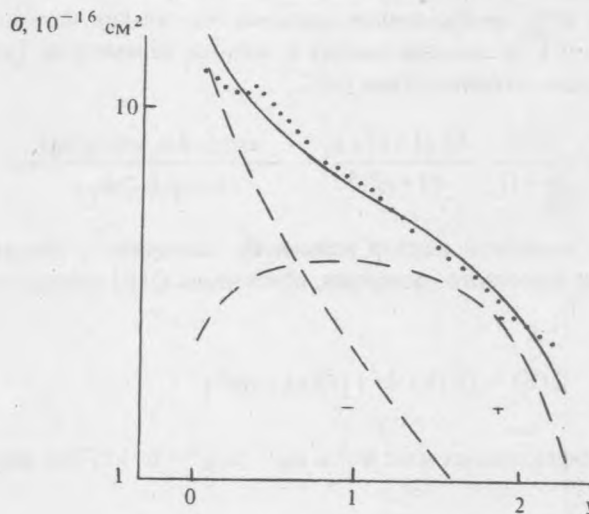


Рис. 1. Спектральная зависимость сечения фотоионизации иона в германии в пределе слабого легирования. Точки – экспериментальные данные из работы /1/, пунктир – парциальные сечения фотоионизации в подзоны легких (+) и тяжелых (-) дырок, сплошная линия – суммарное сечение фотоионизации. Значения подгоночных параметров:  $\sigma_- = 3,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_+ = 1,1 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ ,  $m_1^* = 0,2 m_e$ ,  $\rho = 1,1$

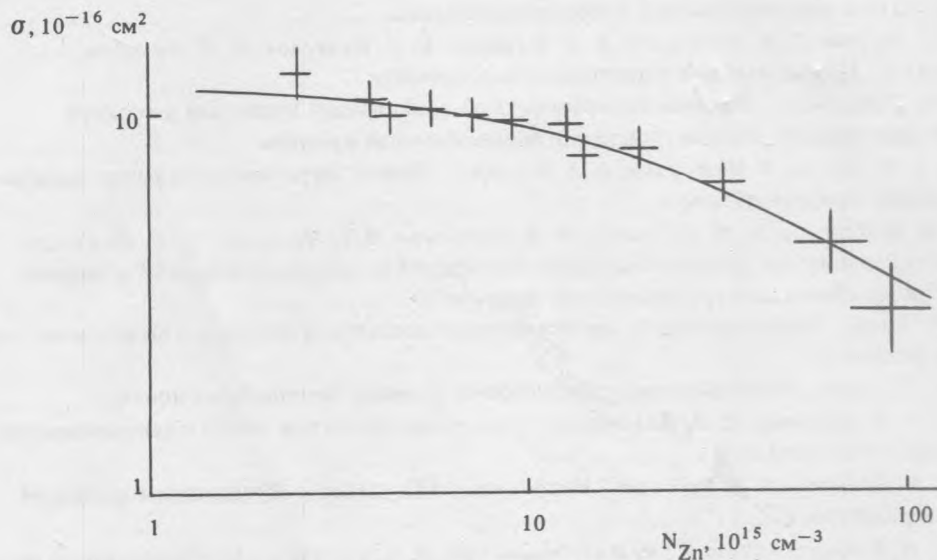


Рис.2. Концентрационная зависимость сечения фотоионизации иона в германии при  $y = 0,35$ . Экспериментальные данные из /1/. Сплошная кривая – теоретический расчет при  $g = 2,5$ .

Полагая распределение примесей пуассоновским, выражение для  $\langle V^2(r) \rangle$  можно записать в виде

$$\langle V^2(r) \rangle = g(4\pi e^4/\epsilon^2) (3/4\pi)^{1/3} N_{Zn}^{2/3} (2K - 1).$$

Вычислим концентрационную зависимость сечения фотоионизации однократно ионизованного цинка в германии. Наиболее детально эта зависимость была измерена в /1/ на длине волны  $CO_2$  лазера ( $y = 0,35$ ). Результаты вычислений для средней степени компенсации  $K = 1,4$  и при значении подгоночного параметра  $g = 2,5$  представлены на рис. 2. Расчетная кривая полностью описывает результаты измерений в пределах ошибки измерений.

При больших энергиях кванта сечение фотоионизации меняется менее значительно. Так, для образца с  $N_{Zn} = 6,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  уменьшение сечения составляет  $\approx 26\%$  при  $y = 2-2,2$  и слабо зависит от энергии кванта /1/. Оптическое поглощение в этой области спектра (рис. 1) определяется переходами в подзону легких дырок, деформация которой из-за непараболичности достаточно велика /2/. Соответствующий расчет дает уменьшение сечения на 21% (при том же значении  $g = 2,5$ ) и подтверждает слабую зависимость этой величины в данном диапазоне энергий кванта.

Таким образом, представления о деформации зон в полупроводниках со случайным полем как о причине, вызывающей сильную концентрационную зависимость сечения фотоионизации примесного центра, подтверждаются расчетами, что позволяет сделать вывод об их справедливости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Галкин М.Г., Курбатов В.А., Соловьев Н.Н. ФТП, 22, 1122 (1988).
2. Галкин М.Г. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 9, 32 (1989).
3. Edwards A.H., Fowler W.B. Phys. Rev., B16, 3613 (1977).
4. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. 4, М., Наука, 1980.

Поступила в редакцию 4 сентября 1989 г.