

- [1] Хайбуллин И. Б., Смирнов Л. С. — ФТП, 1985, т. 19, в. 4, с. 569—591.
 [2] Лабунов В. А., Борисенко В. Е., Грибковский В. В. — Зарубежн. электрон. техн., 1983, № 1, с. 3—57.
 [3] Мозолевская А. Н. — В кн.: Теплофизические и физико-химические процессы в энергетических установках. Минск, 1986, с. 118—122.
 [4] Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. М., 1985. 396 с.
 [5] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 274 с.

Воронежский
технологический институт

Получено 12.02.1988
Принято к печати 14.04.1988

ФТП, том 22, выж. 9, 1988

ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ НА КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИХ ПОТЕНЦИАЛАХ

Герчиков Л. Г., Соловьев А. В.

Достаточно хорошо изучено внутризонное поглощение света, связанное с электрон-фононным взаимодействием [1-3] и с рассеянием на заряженных примесях [1-5]. Целью настоящей работы является вычисление коэффициента поглощения, связанного с рассеянием на нейтральных примесях, при достаточно низких температурах, когда длина волны электрона много больше характерного размера потенциала примеси a_0 , или, другими словами, величина

$$ka_0 \ll 1, \quad (1)$$

где $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ — квазимпульс электрона, E — его энергия, m — эффективная масса. Малость параметра ka_0 является существенной в данной задаче; таким образом, условие (1) определяет область температур T и частот света ω , при которых справедливо последующее рассмотрение. Как будет показано далее, в указанной области T и ω поглощение при рассеянии на короткодействующих потенциалах может доминировать над другими механизмами поглощения. В качестве короткодействующего нейтрального примесного центра могут выступать изоэлектронная примесь, вакансия, а также нейтральный донор при температуре, много меньшей энергии ионизации донора E_B (при $E \ll E_B$ рассеяние на нейтральном доноре может быть описано моделью потенциала нулевого радиуса с длиной рассеяния $a \approx 5a_B$, a_B — эффективный боровский радиус [6]).

Вычисление матричного элемента оптического перехода с поглощением кванта $\hbar\omega$ по волновым функциям движения электрона в поле примеси в нулевом по ka_0 приближении дает

$$M_{kk'} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar e^2}{\omega^3 \epsilon}} \frac{2\pi\hbar^2 a}{m^2} \left(\frac{(ek')}{1 + ika} - \frac{(ek)}{1 + ik'a} \right), \quad (2)$$

где a — длина рассеяния на короткодействующем потенциале, e — вектор поляризации света, ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость (частота света ω считается меньше частоты оптических фононов). Основной вклад в матричный элемент (2) дает область расстояний $r > a_0$, где волновая функция электрона имеет вид волновой функции модели потенциала нулевого радиуса [6]. Первый член в формуле (2) соответствует рассеянию электрона примесью с последующим поглощением кванта света, второй член — поглощению кванта с последующим рассеянием. Члены, описывающие процессы с рассеянием до и после поглощения кванта, имеют большой порядок малости по ka_0 : при малых

k рассеяние происходит в основном в s -волне, и в силу правила отбора о четности рассеянная частица не может поглотить квант и остаться в рассеянной волне.

Коэффициент поглощения света α вычисляется по найденной амплитуде перехода $M_{kk'}$ и максвелловской функции распределения электронов $f(k)$ стандартным образом:

$$\alpha = \frac{2\pi \sqrt{\epsilon} N}{\hbar c} \int \frac{d^3k d^3k'}{(2\pi)^6} |M_{kk'}|^2 (f(k) - f(k')) \delta\left(\frac{k^2 - k'^2}{2m} \hbar^2 + \hbar\omega\right), \quad (3)$$

где N — концентрация примесей. Интегрирование в (3) легко проводится в двух предельных случаях: при отношении энергии связи уровня в короткодействующем потенциале к температуре $z = \hbar^2/2ma^2 \times T \gg 1$ и $z \ll 1$ (здесь и далее T измеряется в энергетических единицах). В первом случае

$$\alpha = \frac{(8\pi)^{3/2} \hbar^4 e^2 n_0 N}{3c \sqrt{\epsilon} m^{3/2} T^{3/2}} f(t, z), \quad (4)$$

$f(t, z) = \text{sh}(t) K_2(t)/2tz$, $t = \hbar\omega/2T$, где n_0 — концентрация электронов проводимости, $K_2(t)$ — функция Макдональда. Во втором случае $f(t, z) = \text{sh}(t) (K_1(t) + 2tK_0(t))/2t^2$. Частотная зависимость $f(t, z)$ в обоих предельных случаях близкая; таким образом, переход от $z \gg 1$ к $z \ll 1$ приводит к замене в выражении для $f(t, z)$ множителя z^{-1} единицей (см. рисунок).

Можно показать, что отношение квадратов амплитуд оптических переходов при рассеянии на нейтральных и заряженных донорах порядка T/E_B , т. е. поглощение на ионизированных донорах происходит интенсивнее, но оно может быть скомпенсировано малой относительной концентрацией заряженных доноров при $T \ll E_B$.

При достаточно низких температурах поглощение при рассеянии на нейтральных донорах может превышать поглощение при рассеянии на фонах в силу малого числа последних. Оценки, проведенные для n -Ge, дают следующую величину концентрации примесей, начиная с которой поглощение на нейтральных донорах доминирует над поглощением на акустических фонах $N > 10^{14} T(T+0.5) \text{ см}^{-3}$ (T измеряется в мэВ).

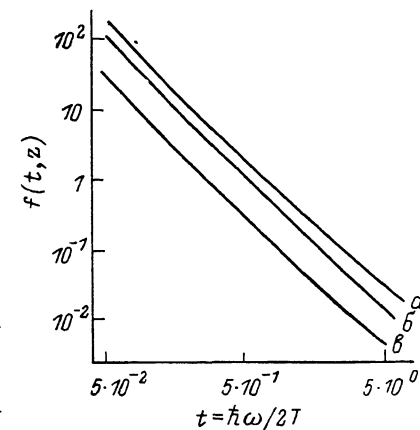
Аналогичным образом может быть проведен анализ поглощения света дырками вырожденной зоны типа валентной зоны p -Ge при рассеянии на короткодействующих потенциалах. В областях частот $\hbar\omega \ll T$ и $\hbar\omega \gg Tm_n/m_l$ (m_l/m_n — отношение масс легкой и тяжелой дырок) не прямые переходы, связанные с рассеянием дырок примесями, могут доминировать над прямыми межподзонами переходами.

Л и т е р а т у р а

- [1] Fan H. Y., Spitzer W., Collins R. J. — Phys. Rev., 1956, v. 101, N 2, p. 566—572.
- [2] Meyer H. J. G. — Phys. Rev., 1958, v. 112, N 2, p. 298—308.
- [3] Rosenberg R., Lax. M. — Phys. Rev., 1958, v. 112, N 3, p. 843—852.
- [4] Wolfe R. — Proc. Phys. Soc. (London), 1954, v. 67, N 409-A, p. 75—84.
- [5] Visanathan S. — Phys. Rev., 1960, v. 120, N 2, p. 379—380.
- [6] Демков Ю. Н., Островский В. Н. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л., 1975. 240 с.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Получено 16.12.1987
Принято к печати 16.04.1988



Зависимость $f(t, z)$ от $t = \hbar\omega/2T$ при различных значениях $z = \hbar^2/2ma^2T$ и постоянной T .

z : а — 0.1, б — 1, в — 10.