

1. Арутюнян В. М. и др. ЖЭТФ, 58, 37 (1970).
2. Grischkowsky D. 7, 2096 (1973)
3. Grischkowsky D., Courents E., Armstrong I. A. 31, 422 (1973)
4. Арутюнян В. М., Акопян А. Л., Канеуян Э. Г. Оптика и спектроскопия, 67, 222 (1989).

ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ԵՎ
ՀԱՐՎԱԾԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Լ. ՀԱԿՈՔՅԱՆ

Քննարկված է հարվածային ալիքների ստեղծումը իմպուլսի պարուրից, հաշվի առնելով քանոացումը: Բերված են ռեզոնանսի պայմաններում դաշտի գծային գործակիցների փոխադրեցումից հետագայում առաջացող արդյունքները:

PARAMETRIC AND SHOCK INTERACTION OF POLARIZED
PULSES

A. L. HAKOPYAN

The formation of shock waves of the pulse envelope taking into account the polarization of the waves is considered. The results of an investigation of the interaction of linear field components in a resonant medium are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 163—165 (1990)

УДК 535.343.2:538.219.1

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПРИМЕСНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА ЦИНКОВОЙ ОБМАНКИ

С. К. АВЕТИСЯН

Ереванский политехнический институт

А. Э. ЕНОКЯН

Армянский педагогический институт

Э. М. КАЗАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 июня 1989 г.)

В статье теоретически исследован спектр межпримесного двухфотонного поглощения в полупроводниках типа цинковой обманки. Основной вклад в поглощение дают переходы через возбужденные состояния примесей и через зону проводимости (валентную зону), при этом области частот, где преобладает каждый из этих механизмов, различные.

В твердых телах двухфотонное поглощение наиболее полно теоретически и экспериментально изучено в полупроводниках типа цинковой обманки [1—3]. В легированных полупроводниках двухфотонные процессы, обусловленные переходами примесь-зона, рассмотрены в [4, 5].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию двухфо-

тонного межпримесного поглощения в прямозонных полупроводниках типа цинковой обманки. Рассмотрено поглощение слабого сигнала с частотой ω_2 в присутствии сильного поля с частотой ω_1 . Наличие сильного поля создает возможность для реального измерения коэффициента поглощения. При этом его частота ω_1 удовлетворяет условию

$$2\hbar\omega_1 < E_g - E_D - E_A \equiv E_0,$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, E_D и E_A — энергии активации доноров и акцепторов, соответственно. Условие (1) исключает межпримесные переходы с поглощением двух квантов сильного поля. Полупроводник предполагается слабелегированным, некомпонированным. Для определенности принято, что $n_D \ll n_A \lesssim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, где n_D и n_A — концентрации доноров и акцепторов.

В качестве промежуточных состояний, через которые осуществляются двухфотонные переходы, нами рассматриваются зона проводимости (валентные зоны) и возбужденные состояния примесей. В последнем случае основной вклад в коэффициент поглощения дают лишь разрешенные переходы из основного в возбужденные состояния примесных атомов, в результате которого двухквантовый переход акцептор-донор является «разрешенно-«разрешенным». Переход через зону проводимости хотя и «разрешенно-«запрещенный», однако, как будет показано ниже, он дает значительный вклад в коэффициент поглощения, а для больших межпримесных расстояний является доминирующим механизмом. То же самое имеет место и для переходов через валентные зоны.

Как показано в [3], переходы через другие зоны маловероятны из-за большого энергетического расстояния. Переходы через экситонные уровни для области частот, рассматриваемых в нашей задаче незначительны, ввиду их резонансного характера [2, 6]. Переходы через третью примесь не вносят существенного вклада в вероятность перехода из-за определенных выше значений концентрации примесей (интегралы перекрытия, входящие в выражение для вероятности, будут малы).

При двухфотонном поглощении для вероятности перехода электрона с данного акцептора на данный донор во втором порядке теории возмущений имеем:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_m \left[\frac{|M_{Am}(\omega_1)|^2 |M_{mD}(\omega_2)|^2}{(E_m - E_A - \hbar\omega_1)^2} + w(\omega_2) \right] \times \\ \times \delta(E_0 - \hbar(\omega_1 + \omega_2) + \frac{e^2}{\chi R}). \quad (2)$$

Здесь $M_{Am}(\omega_1)$ — матричный элемент оператора импульса для перехода электрона с акцептора на промежуточный уровень в поле с частотой ω_1 , $M_{mD}(\omega_2)$ — с промежуточного состояния на донор в поле с частотой ω_2 , E_m — энергия промежуточного состояния. Второе слагаемое в (2) отличается от первого взаимной заменой $\omega_1 \rightleftharpoons \omega_2$. Член $e^2/\chi R$ (χ — диэлектрическая проницаемость, R — межпримесное рас-

$\frac{\hbar}{2\pi}$ обозначено через $\hbar$.

тояние) возникает в аргументе δ — функции вследствие перераспределения зарядов на примесях из-за электронных переходов [7].

Для вычисления вероятности перехода через зону проводимости волновые функции мелких примесей представим в виде:

$$\varphi_A = \sqrt{V} U_{v_0}(r) \varphi_A^0(r), \quad \psi_D = \sqrt{V} U_{c_0}(\mathbf{R} - r) \varphi_D^0(|\mathbf{R} - r|), \quad (3)$$

где u_{c_0} и u_{v_0} — блоховские функции зоны проводимости и валентной зоны при $k=0$, а φ_D^0 и φ_A^0 — водородоподобные волновые функции основных состояний донора и акцептора, соответственно. Тогда матричный элемент перехода акцептор—зона проводимости в поле линейно поляризованной волны $\mathbf{A} = A_0 \mathbf{e} \exp[i(\mathbf{k}'r - \omega t)]$ будет иметь вид [8]

$$M_{Ac} = \frac{8\pi^{1/2} e A_0 (e p_{cv}(0))}{V^{1/2} m c a_A^{5/2} (a_A^{-2} + k^2)^2}. \quad (4)$$

Соответственно, для матричного элемента «запрещенного» перехода зона проводимости — донор можно получить следующее выражение

$$M_{cD} = \frac{8\pi^{1/2} e A_0 \hbar (e \mathbf{k})}{V^{1/2} m c a_D^{5/2} (a_D^{-2} + k^2)^2}. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{e}$ — вектор поляризации поля, a_D и a_A — боровские радиусы донора и акцептора, соответственно, $\mathbf{k}$ — волновой вектор электрона проводимости. Далее везде примем $V = 1 \text{ см}^3$.

Учитывая, что для широкого класса полупроводников $\lambda = a_A / a_D \ll 1$, и подставляя (4) и (5) в (2), после интегрирования по состояниям зоны проводимости для первого слагаемого получим:

$$W_1 = \frac{2^8 \pi^2 (A_{01} A_{02})^2 p_{cv}^2(0) a_A^3 \hbar}{3 a_D^2 (E_D - E_A - \hbar \omega_1)^2} \left(\frac{e}{m c} \right)^4 \times \\ \times \left[1 - 5 \left(\lambda^2 + \frac{\hbar^2}{2 m c a_D^2 (E_D - E_A - \hbar \omega_1)} \right) \right] J(\theta), \quad (6)$$

где m — масса свободного электрона, а m_c — эффективная масса зоны проводимости, A_{01} и A_{02} , соответственно, амплитуды волн с частотами ω_1 и ω_2 . Расчет угловой зависимости вероятности двухфотонного перехода $J(\theta)$ (θ — угол между направлениями $\mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e}_2$) для изотропных полупроводников в предположении, что $\mathbf{p}_{cv}$ направлен по $\mathbf{k}$ [1] приводит к следующему результату

$$J(\theta) = \frac{4\pi}{15} (1 + 2 \cos^2 \theta). \quad (7)$$

Если в качестве промежуточных состояний рассмотреть валентные зоны, то все вышеприведенные выкладки остаются в силе. Надо лишь в (7) заметить E_A на E_D и m_c на m_{v1} или m_{v2} в зависимости от того, какая из валентных зон рассматривается.

При вычислении матричного элемента переходов через возбужденные состояния акцепторов представим волновые функции основного и возбужденного состояний акцепторов в виде:

$$\psi_{A0} = \frac{a_A^{-3/2}}{\sqrt{\pi}} R_{10} \left(\frac{2}{a_A} \right) u_{v0}(r), \quad (8)$$

$$\psi_{An} = a_A^{-3/2} R_{nl} \left(\frac{2}{a_A} \right) Y_{lm}(\vartheta, \varphi) u_{v0}(r),$$

где $R_{nl}(r)$ — радиальная, а $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ — угловая часть волновой функции водородоподобного атома, n, l, m — главное, орбитальное и магнитное квантовые числа, соответственно. Пользуясь известным выражением водородоподобной волновой функции, а также правилами отбора дипольных переходов ($\Delta l = \pm 1, \Delta m = 0$), для матричного элемента перехода из состояния ψ_{A0} в состояние ψ_{An} получим:

$$|M_{A, on}|^2 = \frac{2^8 n^3 (n-1)^{2n-3}}{(n+1)^{2n+3}} \left(\frac{a_A e A_0 E_A}{\hbar c} \right)^2. \quad (9)$$

Выражение для матричного элемента перехода с возбужденного состояния акцептора на донор существенно зависит от n -главного квантового числа акцепторного уровня. Как показывают расчеты, решающее значение имеют те n , для которых $|1/n - 1| \ll a_A/R$. При таких n для матричного элемента получим:

$$M_{DA_n} = 72 \frac{a_A e A_0 E_A}{\hbar c} e^{-\frac{R}{a_D}} \left(\frac{2}{n} \right)^{n-4} \left(\frac{R}{a_A} \right)^{n+2} (n^2 - 1). \quad (10)$$

Окончательно, для межпримесного двухфотонного перехода через возбужденные состояния акцептора для первого слагаемого формулы (2) будем иметь:

$$W_2 = \frac{2^{12} 3^4 \pi}{\hbar} \left(\frac{a_A e}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{A_{01} A_{02} E_A E_A}{\hbar^2 \omega_1 m} \right)^2 e^{-\frac{2R}{a_D}} \times \\ \times \sum_n \left(\frac{2}{n} \right)^{2n-5} \left(\frac{R}{a_A} \right)^{2n+4} \frac{(n-1)^{2n-1}}{(n+1)^{2n+1}}. \quad (11)$$

При получении этого выражения мы пренебрегли членом E_A/n^2 по отношению к $\hbar \omega_1$ и естественным уширением примесных уровней. Следует отметить, что вероятность W_2 в модели изотропных параболических зон не зависит от угла между e_1 и e_2 . Суммирование в (11) ведется по всем промежуточным состояниям, удовлетворяющим вышеуказанному условию.

При рассмотрении переходов через донорные возбужденные состояния надо в (11) заменить a_D на a_A , a_A на a_D и λ на $1/\lambda$.

Для вычисления реально измеримого коэффициента поглощения надо W_1 и W_2 усреднять по начальным и просуммировать по конечным состояниям электронов.

При усреднении вероятности перехода W_2 через возбужденные примесные состояния применяется приближение ближайшего соседа [9], что

справедливо в случае некомпенсированного слаболегированного полупроводника. В этом приближении вероятность нахождения ближайшего к донору акцептора в пределах R ; $R+dR$ равна

$$w(R) dR = 4\pi n_A R^2 e^{-\frac{4}{3}\pi n_A R^3} dR. \quad (12)$$

Как видно из выражения (2), данную частоту ω_2 будут поглощать лишь те примесные пары, для которых

$$R_0 = \frac{e^2}{\chi [E_0 - \hbar(\omega_1 + \omega_2)]}. \quad (13)$$

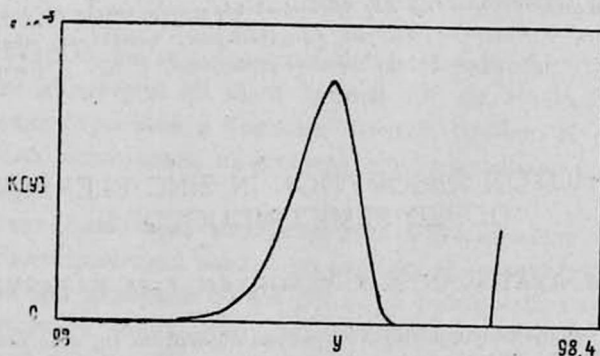
Для полной вероятности перехода через возбужденные состояния примесей получается следующее выражение

$$W'' = 4\pi n_A n_D W_2(R_0) R_0^2 \exp\left(-\frac{4}{3}\pi n_A R_0^3\right). \quad (14)$$

В случае переходов через зоны из-за того, что промежуточное состояние делокализованное, составной матричный элемент (7) не содержит межпримесное расстояние R . Полная вероятность перехода в этом случае будет

$$W' = \frac{4\pi}{3} R_0^3 n_A n_D W_1. \quad (15)$$

Как видно из выражения для W' и W'' , в каждом из рассмотренных механизмов максимальное значение коэффициента поглощения приходится на разные частоты. Для переходов через зоны пик поглощения достигается, когда $R \rightarrow \infty$, т. е. когда $\hbar(\omega_1 + \omega_2) = E_0$. Для переходов же через примесные возбужденные состояния эта частота будет в интервале $E_g - E_A - \hbar\omega_1$; $E_g - E_A - E_D - \hbar\omega_1$. Конкретное место пика зависит от параметров полупроводника. Например, для $CdTe$ при концентрациях $n_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $n_D = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ $\omega_{2\max} = (1/\hbar) \cdot (E_0 - \hbar\omega_1 + e^2/6\chi\alpha_D)$. Примерное поведение суммарного коэффициента поглощения дано на графике.



Частотная зависимость коэффициента двухфотонного поглощения от ω_2 $y = (E_0 - \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2)/E_D$; для $CdTe$ при $E = 10^5 \text{ В/см}$, $\hbar\omega_1 = E_0/3$, $n_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $n_D = 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Следует сказать, что рассмотренная задача качественно отличается от двухфотонного перехода в экситонное состояние [6]. В рассмотренном случае переходы осуществляют электроны, связанные на примесях, а в случае экситонного конечного состояния электрон и дырка связаны между собой, и этот комплекс не локализован в кристалле.

Отметим, что коэффициент однофотонного поглощения на данных частотах незначителен [10].

Измерением положения и высоты пиков коэффициента поглощения можно получить необходимую информацию о многих важных характеристиках материалов. В частности, изменением концентрации можно регулировать среднее междоимесное расстояние, и, следовательно, расположение первого пика. Учитывая это, можно измерить концентрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Pidgeon C. R. et al.* Phys. Rev. Lett., 42, 1785 (1979).
2. *Беспалов М. С. и др.* ЖЭТФ, 55, 144 (1968).
3. *Vatdy Nathan et al.* J. Opt. Soc. Am., B2, 294 (1985).
4. *Пономаренко Б. Н.* Сб. Квантовая электроника, Киев, 1968.
5. *Kleinman D. A.* Phys. Rev., 125, 87 (1962).
6. *Бобрышева А. И., Москаленко С. А., Шмиллюк М. И.* ФТП, 1, 1469 (1967).
7. *Williams F.* Phys. Stat. Sol., 25, 493 (1968).
8. *Dumke W. P.* Phys. Rev., 132, 1598 (1963).
9. *Döhler G. M.* Phys. Stat. Sol. (b), 45, 70, (1971).
10. *Еномян А. Э.* Тезисы докладов XIII всесоюзного совещания по теории полупроводников, Ереван, 1967.

ԵՐԿՖՈՏՈՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՑԻՆԿԻ ԽԱՐՈՒԿԻ ՏԻՊԻ ԽԱՆՈՒՐԴԱՑԻՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ

Ս. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա. Է. ԵՆՈԿՅԱՆ, Է. Մ. ԿԱԶԱՐՅԱՆ

Տեսականորեն քննարկված է երկֆոտոն միջխառնորդային կլանումը ցինկի խառուկի տիպի կիսահաղորդիչներում: Կլանման մեջ հիմնական ներդրումը տալիս են խառնուրդների գրգռված վիճակներով և հաղորդականության (վալենտական) գոտիներով անցումները, ընդունում, հաճախության այն տիրույթները, որտեղ գերակշռում է այս մեխանիզմներից որևէ մեկը, տարրեր են:

TWO-PHOTON ABSORPTION IN ZINC BLENDE TYPE DOPED SEMICONDUCTORS

S. K. AVETISYAN, A. E. YENOKYAN, E. M. KAZARYAN

The spectrum of interimpurity two-photon absorption in zinc blende type semiconductors has been investigated theoretically. The main contribution to the absorption is due to transitions through the excited states of impurities and through the conductivity band (valence band), meanwhile the frequency ranges where each of these mechanism dominates are different.