

ДВУХФОТОННОЕ МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКЕ ПРИ НАЛИЧИИ КВАНТОВОГО РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА

А. М. КАЗАРЯН, К. И. ОВАСАФЯН

Для тонких квантующих проволок вычислен коэффициент двухфотонного поглощения света. Получена явная зависимость коэффициента от частоты падающего излучения, а также от радиуса сечения проволоки. Найдено правило отбора для межзонных электронных переходов, как разрешенных, так и запрещенных.

В последние годы значительно возрос интерес к теоретическому исследованию взаимодействия сильной электромагнитной волны с полупроводником. В ряде работ [1, 2] было показано, что в резонансном приближении это взаимодействие приводит к существенной перестройке энергетического спектра носителей заряда. Характерным здесь является наличие щели, зависящей от угла между направлением импульса электрона и вектором напряженности электрического поля волны. С другой стороны, не менее интересным проявлением взаимодействия сильной волны с полупроводником являются многофотонные эффекты* (см., например, [6]). В частности, в работах [7—9] во втором порядке теории возмущений рассмотрено двухфотонное межзонное поглощение, что также представляет практический интерес в связи с общей проблемой получения инверсионной населенности носителей для генерации когерентного излучения. Из экспериментальных данных о двухфотонном поглощении в различных объектах, в частности, в полупроводниках, также можно получить богатую информацию о последних.

В работе [10] рассматривалась аналогичная задача при наличии одномерного квантового размерного эффекта (для тонкой квантующей полупроводниковой пленки) и было показано, что ограничение образца в одном направлении приводит к дополнительным эффектам, обусловленным квантованием движения носителей заряда в этом направлении. Поскольку состояние квазичастиц в проволоках определяется двумя дискретными и одним непрерывным квантовыми числами [11], то следует ожидать, что физические свойства, в том числе и оптические, таких сред будут существенно отличаться от аналогичных свойств массивных образцов и пленок. Поэтому представляет интерес изучение коэффициента двухфотонного межзонного поглощения света в тонкой квантующей проволоке.

Из-за ограничения проволоки в направлениях x и y движение носителей заряда в соответствующей зоне $j(v, c)$ характеризуется одномерным квазимпульсом P_z и дискретными квантовыми числами s, l , заменяющими проекции P_x, P_y . В цилиндрических координатах волновая функция и

* В работах [3—5] влияние многофотонных эффектов рассмотрено в резонансном приближении.

спектр энергии электрона в тонкой проволоке с круглым сечением радиуса R и длиной L соответственно есть

$$\Psi_j(\rho, \varphi, z) = \frac{A_0}{L^{1/2}} U_{jk_j}(z) J_{|l|}(\lambda_s^{(j)} \rho / R) \exp(i l \varphi) \exp(i k_j z), \quad (1)$$

$$E_v = -\frac{\hbar^2 k_v^2}{2m_{v\parallel}} - \frac{\hbar^2 (\lambda_s^{(j)})^2}{2R^2 m_{v\perp}}, \quad E_c = \frac{\hbar^2 k_c^2}{2m_{c\parallel}} + \frac{\hbar^2 (\lambda_s^{(j')})^2}{2R^2 m_{c\perp}} + E_G,$$

где E_G — ширина запрещенной зоны, $m_{\perp}$ и $m_{\parallel}$ — поперечная и продольная составляющие эффективной массы электрона в зоне $j(v, c)$, $U_{jk_j}(z)$ — одномерная функция Блоха, $\lambda_s^{(j)}$ — значение s -го корня функции Бесселя, k_j — волновой вектор вдоль оси проволоки, A_0 — нормировочный коэффициент, который есть

$$A_0 = \frac{\pi^{-1/2} R^{-1}}{J_{|l|+1}(\lambda_s^{(j)})}$$

(здесь за начало отсчета энергии принят потолок валентной зоны).

Вероятность двухфотонного оптического перехода из состояния валентной зоны v в состояние зоны проводимости c вычисляется по формуле [6]

$$W_{vc} = \frac{2\pi}{\hbar} \left\{ \left(\frac{\langle v | \hat{Q} | c \rangle \langle v | \hat{Q} | v \rangle}{E_v - E_c + \hbar\omega} \right)^2 + \left(\frac{\langle c | \hat{Q} | c \rangle \langle c | \hat{Q} | v \rangle}{E_v - E_c + \hbar\omega} \right)^2 \right\} \times \\ \times \delta(E_c - E_v - 2\hbar\omega). \quad (2)$$

Оператор взаимодействия излучения с веществом берется в виде

$$\hat{Q} = \frac{ie\hbar}{m_0 c} (\mathbf{A} \nabla),$$

где $\mathbf{A}$ — вектор-потенциал падающего излучения. Как было показано в работе [12], при однофотонном поглощении света в осцилляционной зависимости коэффициента в полупроводниковой проволоке при КРЭ основную роль играет поперечная составляющая волнового вектора света (падающий свет поляризован по оси проволоки). Таким образом, мы предполагаем, что поглощение сопровождается межзонным продольным переходом электрона и одновременным переходом на ближайший поперечный уровень.

Вычисления для матричных элементов дают

$$\begin{aligned} \langle c | \hat{Q} | v \rangle &= \left\{ \frac{8\pi e^2 \hbar^3 K_{ll'}^{ss'}(q_{\perp} R)}{m_0^2 \varepsilon_0 V} \right\}^{1/2} P_{cv} \exp i(l-l') \left(\beta_1 + \frac{\pi}{2} \right) \delta_{kk'}, \\ \langle v | \hat{Q} | v \rangle &= \left\{ \frac{8\pi e^2 \hbar^3 K_{ll'}^{ss'}(q_{\perp} R)}{m_0^2 \varepsilon_0 V} \right\}^{1/2} k \exp i(l-l_l) \left(\beta_2 + \frac{\pi}{2} \right) \delta_{kk'}, \\ \langle c | \hat{Q} | c \rangle &= \left\{ \frac{8\pi e^2 \hbar^3 K_{l'l_i}^{s's_i'}(q_{\perp} R)}{m_0^2 \varepsilon_0 V} \right\}^{1/2} k' \exp i(l'-l_i) \left(\beta_3 + \frac{\pi}{2} \right) \delta_{k'k'_i}, \end{aligned} \quad (3)$$

где β — угол между $q_{\perp}$ и осью x ,

$$K_{ll'}^{ss'}(q_{\perp}R) = \left\{ 2 \int_0^1 \frac{J_{|l|}(\lambda_s^{ll'} x) J_{|l'|}(\lambda_{s'}^{ll'} x) J_{|l-l'|}(q_{\perp} R x) x dx \right\}^2, \quad (4)$$

P_{cv} — матричный элемент, относящийся к междоузловым поперечным переходам электрона, рассчитанный между одномерными блоховскими множителями валентной зоны и зоны проводимости. В [12] исследовано поведение функции $K_{ll'}^{ss'}(q_{\perp}R)$ при $q_{\perp}R \ll 1$. Величина $K_{ll'}^{ss'}(q_{\perp}R)$ принимает максимальное значение при переходах между ближайшими продольными уровнями.

Предполагая, что

$$K_{ll'}^{ss'}(q_{\perp}R) = K_{ll_i}^{ss_i}(q_{\perp}R) = K_{l'l_i'}^{s's_i'}(q_{\perp}R),$$

и пользуясь выражениями (3), для вероятности перехода электрона из валентной зоны v в зону проводимости c получаем

$$W_{vc} = \frac{4\pi}{\hbar} \left(\frac{8\pi e^2 \hbar^3 K_{ll'}^{ss'}(q_{\perp}R)}{m_0^2 \omega V} \right)^2 \frac{k^2 |P_{cv}|^2 \delta(\hbar^2 k^2 / 2\mu_{\perp} + E_{ll'}^{ss'} + E_G - 2\hbar\omega)}{(\hbar\omega - E_G - E_{ll'}^{ss'} - \hbar^2 k^2 / 2\mu_{\perp})^2}, \quad (5)$$

где

$$E_{ll'}^{ss'} = \frac{\hbar^2}{2R^2} \left\{ \frac{(\lambda_s^{ll'})^2}{m_{v\perp}} + \frac{(\lambda_{s'}^{l'l'})^2}{m_{c\perp}} \right\}, \quad \mu_{\perp} = \frac{m_{v\parallel} m_{c\parallel}}{m_{v\perp} + m_{c\parallel}}.$$

Для того, чтобы получить полную межзонную вероятность поглощения при переходах между одномерными зонами и одновременного перехода между ближайшими продольными уровнями, необходимо проинтегрировать (5) по k , а затем просуммировать по l, l', s и s' . При вычислении коэффициента двухфотонного межзонного поглощения следует различать два случая:

для разрешенных переходов, когда $P_{cv}(0) \neq 0$, имеем

$$\alpha^{(1)} = \frac{2^7 e^4 N |P_{cv}(0)|^2 (2\mu_{\parallel})^{3/2}}{m_0^4 \omega^4 R^2 \varepsilon^{3/2} c} \sum_{ss'l'l'} (2\hbar\omega - E_{ll'}^{ss'} - E_G)^{1/2} \times \\ \times |K_{ll'}^{ss'}(q_{\perp}R)|^2 \Theta(2\hbar\omega - E_{ll'}^{ss'} - E_G); \quad (6)$$

для запрещенных переходов, когда $P_{cv}(0) = 0$, $P'_{cv}(0) \neq 0$, имеем

$$\alpha^{(2)} = \frac{2^7 e^4 N |P'_{cv}(0)|^2 (2\mu_{\parallel})^{5/2}}{m_0^4 \omega^4 R^2 \varepsilon^{3/2} c} \sum_{ss'l'l'} (2\hbar\omega - E_{ll'}^{ss'} - E_G)^{3/2} \times \\ \times |K_{ll'}^{ss'}(q_{\perp}R)|^2 \Theta(2\hbar\omega - E_{ll'}^{ss'} - E_G), \quad (7)$$

где N — число фотонов в единице объема.

При сравнении коэффициентов двухфотонного и однофотонного поглощений света видно, что зависимость коэффициентов от частоты в обоих случаях носит ступенчатый характер. Однако между формой кривых коэффициентов однофотонного и двухфотонного поглощений света имеется существенное различие: так, например, для разрешенных переходов имеем

$$\alpha_{\text{од.}}^{(1)} \sim (\hbar\omega - E_{ll'}^{ss'} - E_G)^{-1/2}, \quad \alpha_{\text{дв.}}^{(1)} \sim (2\hbar\omega - E_{ll'}^{ss'} - E_G)^{1/2}.$$

Полученные выражения (6) и (7) можно упростить, учитывая, что для реальных полупроводников, как правило, $q_{\perp} R \ll 1$. Так, например, для InSb $E_G \approx 0,2$ эв, $q_{\perp} = 10^4$ см $^{-1}$ и при $R = 10^{-5}$ см получаем $q_{\perp} R = 0,1$. Тогда

$$K_{ll'}^{ss'}(q_{\perp} R) = \delta_{ll'} \delta_{ss'} + (q_{\perp} R)^2 (\delta_{l, l'+1} + \delta_{l, l'-1}) B_{ll'}^{ss'}, \quad (8)$$

где

$$B_{ll'}^{ss'} = \left[\int_0^1 \frac{J_{|l|}(\lambda_s^{ll'} x) J_{|l'|}(\lambda_{s'}^{ll'} x) x^2 dx}{J_{|l|+1}(\lambda_s^{ll'}) J_{|l'|+1}(\lambda_{s'}^{ll'})} \right]^2.$$

Подставляя (8) в (6), коэффициент двухфотонного поглощения можно представить в следующем виде:

$$\alpha^{(1)}(\omega) = \alpha^{(0)}(\omega) + \Delta\alpha(\omega),$$

где в $\alpha^{(0)}(\omega)$ дают вклад междузонные переходы, для которых имеют место правила отбора $l=l', s=s'$, а малая поправка $\Delta\alpha(\omega)$ обусловлена переходами, удовлетворяющими правилу отбора $l=l' \pm 1$.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Э. М. Казаряну за обсуждение полученных результатов.

Ереванский государственный
университет
Ереванский политехнический
институт

Поступила 24.XII.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. В. Ф. Елесин. ФТТ, 11, 1820 (1969).
3. Ю. Н. Балкарей, Э. М. Эпштейн. ФТТ, 17, 2312 (1975).
4. В. Д. Блажин. ФТТ, 17, 2325 (1975).
5. С. Л. Арутюнян, Э. М. Казарян, Г. Р. Минасян. ФТТ, 18, 2568 (1976).
6. В. И. Бредихин, М. Д. Галанин, В. Н. Генкин. УФН, 110, 3 (1973).
7. R. Braunsstein. Phys. Rev., 125, 475 (1962).
8. R. London. Proc. Phys. Soc., 80, 956 (1962).
9. Н. Г. Басов и др. ЖЭТФ, 50, 551 (1966).
10. В. Д. Продан, Я. А. Рознерица. ФТП, 9, 145 (1975).
11. В. А. Тавтер, П. Д. Блох, Е. Л. Фишман. ФММ, 33, 1137 (1972).
12. А. А. Киракосян, Э. М. Казарян. ФТП, 10, 199 (1976).

ԵՐԵՎԱՆԻ ԴԱՏԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԻՋՁՈՆԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԿԻՍԼՈՂԱԿԱՆ ԴԱՏԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ԼԱՐՈՒՄ
ԶԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՓՈՒՄ

Ա. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Կ. Ի. ՕՎԱՍԱԲՅԱՆ

Բարակ բվանտացված լարում գրգռման տեսության երկրորդ մոտավորությամբ հաշվված է լույսի երկֆոտոնային միջդոնային կլանման գործակիցը: Ստացված է կլանման գործակիցի բացահայտ կախումը ընկնող ճառագայթման հաճախությունից, ինչպես նաև լարի կտրվածքի շառավղից: Ստացված է չոկման կանոնը բույլատրելի և արգելված միջդոնային էլեկտրոնային անցումների համար:

TWO-PHOTON INTERZONAL ABSORPTION IN A
SEMICONDUCTOR WIRE UNDER THE QUANTUM
SIZE EFFECT

A. M. KAZARYAN, K. I. OVASAFYAN

The two-photon interzonal light absorption coefficient for thin quantized wires is calculated to the second order approximation of the perturbation theory. The explicit dependence of the coefficient on the incident radiation frequency and on the wire cross section is obtained. The selection rule for both the allowed and forbidden interzonal electron transitions is obtained.