

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ТОНКОЙ КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКОЙ, СОДЕРЖАЩЕЙ ПРИМЕСНЫЕ ЦЕНТРЫ

А. М. КАЗАРЯН, К. Г. АГАРОНЯН

Вычислен коэффициент поглощения света, обусловленного переходами электронов между акцепторными уровнями и зоной проводимости или валентной зоной и донорными состояниями в тонкой квантованной полупроводниковой проволоке круглого сечения. Задача решена с учетом квантования движения электронов и дырок как в свободном состоянии, так и в связанном донорном (акцепторном) состоянии. Проанализировано поведение коэффициента поглощения для вышеуказанных переходов. Проведено сравнение зависимости коэффициента поглощения от частоты падающего излучения с аналогичными выражениями для пленок и массивных образцов.

Влиянию квантового размерного эффекта (КРЭ) на различные физические свойства пространственно-ограниченных полупроводниковых систем посвящено много работ. Оптические свойства тонких пленок и проволок исследованы рядом авторов. В работах [1—3] рассмотрено поглощение, связанное с междононными переходами, а также экситонное поглощение в условиях проявления размерного квантования. Задача внутрizonного поглощения в вышеуказанных средах решается в работах [4—6]. Авторами [7] исследуются переходы с участием локализованных примесных центров. Одним из важных результатов, полученных в вышеуказанных работах, является выявление влияния пространственного ограничения движения носителей заряда (в одном или в двух направлениях) на частотную зависимость коэффициента поглощения.

В настоящей работе вычисляется коэффициент поглощения света, обусловленный переходами электронов между акцепторными уровнями и зоной проводимости или валентной зоной и донорными уровнями в тонкой квантованной полупроводниковой проволоке круглого сечения. При этом предполагается, что квантовый размерный эффект проявляется в поведении квазичастиц — электронов и дырок — как в свободном состоянии (считается, что носители заряда в плоскости сечения находятся в бесконечной потенциальной яме), так и в связанном донорном (акцепторном) состоянии. Последнее обстоятельство учитывается в предположении, что боровский радиус связанного примесного состояния в массивном образце (a_D) больше диаметра проволоки ($2r_0$). Таким образом, примесная задача сводится к решению уравнения Ванье с одномерным кулоновским потенциалом.

Рассмотрим электронные переходы из валентной зоны в донорные состояния. Начальные и конечные состояния соответственно описываются следующими волновыми функциями и энергиями:

$$\psi_{v_k}(r, \varphi, z) = \frac{u_{v_k}(z) J_{|m|}(\lambda_s^{|m|} r/r_0)}{V^{1/2} J_{|m|+1}(\lambda_s^{|m|})} \exp(im\varphi) \exp(ikz), \quad (1)$$

$$E_{vk} = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_v} - a(\lambda_s^{l|ml})^2 = -E_{vk1} - a(\lambda_s^{l|ml})^2,$$

$$\psi_D(r, \varphi, z) = \left(\frac{4\gamma^3}{\pi r_0^2}\right)^{1/2} \frac{u_{c0}(z) J_{|m'|}(\lambda_s^{l|m'} r/r_0)}{J_{|m'|+1}(\lambda_s^{l|m'})} \exp(im'\varphi) \exp(-\gamma z) \times \\ \times zF(-l, 2, 2\gamma z), \quad (2)$$

$$E_D = E_q + a_1(\lambda_s^{l|m'})^2 - \frac{\hbar^2 a_D^{-2}}{2m_c(l+1)^2} = E_q + a_1(\lambda_s^{l|m'})^2 - E_{D1}.$$

В формулах (1) и (2) m_v и m_c — эффективные массы соответственно дырки и электрона, $u_{vk}(z)$ — блоховская амплитуда с одномерным волновым вектором k , $l = 0, 1, 2, \dots$ — квантовое число, характеризующее связанное состояние электрона с донорным центром, $\lambda_s^{l|m'}$ — значение s -корня функции Бесселя $J_{|m'|}(\lambda_s^{l|m'})$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $\gamma = a_D^{-1}(l+1)^{-1}$, E_q — ширина одномерной запрещенной зоны.

Вычислим коэффициент поглощения, предполагая, что свет падает нормально к оси проволоки. С учетом (1) и (2) для матричного элемента, соответствующего электронным переходам из валентной зоны на дискретные донорные уровни, получаем выражение

$$|M_{vk, D}|^2 = \frac{2^7 \pi^2 e^2 r_0^2 \gamma^3 \hbar |P_{vc}|^2 |A_{ss'}^{mm'}|^2}{m_0^2 \varepsilon_0 V (\gamma^2 + k^2)^2} |F(-l, 2, 2, 2\gamma(\gamma + ik)^{-1})|^2, \quad (3)$$

где

$$|A_{ss'}^{mm'}| = \left| \int_0^1 \frac{J_{|m|}(\lambda_s^{l|m'} t) J_{|m'|}(\lambda_s^{l|m'} t) J_{|m'-m|}(q_\parallel r_0 t) t dt}{J_{|m|+1}(\lambda_s^{l|m'}) J_{|m'|+1}(\lambda_s^{l|m'})} \right|^2, \quad (4)$$

P_{vc} — матричный элемент импульса, относящийся к междузонным переходам.

Используя (3) и (4), для коэффициента поглощения света получаем следующее выражение:

$$\alpha(\omega) = \frac{2^6 \pi e^2 |P_{vc}|^2 m_v^{1/2}}{m_0^2 n c \omega (m_c E_{D1})^{1/2}} \sum_{s, m} \frac{|A_{ss'}^{mm'}|^2 |F(-l, 2, 2, 2(1+iy)^{-1})|^2}{(1 + m_v m_c^{-1} E_v E_{D1})^2 E_v^{1/2}} \times \\ \times N_D^{\pm 0} (\hbar\omega + E_{D1} - E_q - a_1(\lambda_s^{l|m'})^2 - a(\lambda_s^{l|ml})^2), \quad (5)$$

где

$$y = \left(\frac{m_v E_v}{m_c E_{D1}}\right)^{1/2}, \quad E_v = \hbar\omega + E_{D1} - E_q - a_1(\lambda_s^{l|m'})^2 - a(\lambda_s^{l|ml})^2,$$

$N_D^{\pm 0}$ — число свободных донорных центров.

Аналогичные выражения для переходов между акцепторными уровнями и зоной проводимости можно получить из (5) с помощью замен

$$m_v \rightarrow m_c, \quad E_{D1} \rightarrow E_{A1}, \quad E_v \rightarrow E_c, \quad N_D^{\pm} \rightarrow N_A^{\mp}.$$

Исследуем полученное выражение (5) в частном случае, предполагая, что электрон переходит из валентной зоны в основное локализованное состояние. Имеем

$$\alpha(\omega) = \frac{2^6 \pi e^2 |P_{vc}|^2 m_v^{1/2}}{m_0^2 n c \omega (m_c E_{D1})^{1/2}} \sum_{s, m} \frac{|A_{ss'}^{m m'}|^2 E_v^{-1/2} \theta(E_v)}{(1 + m_v m_c^{-1} E_v E_{D1}^{-1})^2} \quad (6)$$

Из этой формулы следует, что ограниченность движения носителей заряда в двух направлениях приводит к смещению края парциального коэффициента поглощения света, которое связано со смещением как потолка валентной зоны, так и донорных уровней:

$$\hbar\omega = E_g + \alpha (i_s^{lm})^2 + \alpha_1 (i_s^{lm'})^2 - E_{D1}$$

Заметим, что аналогичное явление наблюдается и в случае тонких квантованных пленок [7].

Из-за наличия в знаменателе формулы (6) множителя $m_v m_c^{-1} E_{D1}^{-1}$ имеется сильное различие между формой кривых поглощения, соответствующих донорным и акцепторным уровням. Для переходов между акцепторными уровнями и зоной проводимости знаменатель при малых волновых векторах k_z близок к единице, а следовательно, $\alpha(\omega)$ повторяет последние приведенной плотности состояний в квантованной проволоке [10]. В случае же поглощения, связанного с донорами, с увеличением $\hbar\omega$ знаменатель быстро растет, а парциальный коэффициент поглощения падает по закону $x^{-1/2} (1-x)^{-2}$, $x = m_v m_c^{-1} E_v E_{D1}^{-1}$, так как для полупроводников, как правило, $m_v m_c^{-1} > 1^*$. Уменьшение $\alpha(\omega)$ при удалении от края поглощения объясняется своеобразным правилом отбора ($k \sim a_D^{-1}$) при поглощении света электроном в локализованном состоянии. Для экспериментального наблюдения полученных результатов необходимо выполнение требования $a_D > 2r_0$, а также выполнение условий, необходимых для квантования движения электронов в проволоке [9].

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

Ереванский государственный
университет

Поступила 20.V.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. М. Казарян, Г. Л. Маилян, Р. Л. Энфиаджян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 364 (1972).
2. Э. М. Казарян, Р. Л. Энфиаджян. ФТП, 5, 2002 (1971).
3. А. А. Киракосян, Э. М. Казарян. Сб. ВИНИ, Репорт, № 4, 1975.
4. А. М. Казарян, А. П. Безирганян, Э. М. Казарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 444 (1976).
5. Э. М. Казарян, В. Г. Григорян, А. М. Казарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 351 (1976); ФТП, 10, 2016 (1976).

* В выражениях коэффициентов поглощения для рассматриваемого механизма в массивных и пленочных образцах [7, 8] имеются более сильные частотные зависимости, а именно,

$$\alpha_{\text{масс}} \sim x^{1/2} (1+x)^{-4}, \quad \alpha_{\text{пл}} \sim (1+x)^{-3}$$

6. К. С. Арамян, Э. М. Казарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 122 (1976).
7. А. М. Казарян, Э. М. Казарян. ФТП, 11, 1383 (1977).
8. W. P. Dumke. Phys. Rev., 132, 1998 (1963).
9. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиковский. УФН, 96, 61 (1968).
10. Б. А. Тавгер, Н. А. Блох, Е. А. Фишман. ФММ, 33, 1137 (1972).

ԼՈՒՅՍԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ
ՔԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱՐԵՐՈՒՄ

Ա. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Կ. Հ. ԱՀԱՐՈՆՅԱՆ

Հաշված է շրջանային կորվածքով բարակ քվանտացված կիսահաղորդչային լարերում լույսի կլանման գործակիցը, որը պայմանավորված է ակցեպտորային մակարդակների և հաղորդականության զոտու կամ վալենտական զոնայի և զոնորային վիճակների միջև էլեկտրոնային անցումների, հնդիրը լուծված է լիցքակիրների ինչպես ազատ, այնպես էլ կապված վիճակներում շարժման շափային քվանտացման հաշվառմամբ: Հետազոտված է կլանման գործակցի վարքը նշված երկու տիպի անցումների համար: Լարերում լույսի կլանման գործակցի հաճախությունից կախումը համեմատված է կիսահաղորդչային թաղանթներում և ծավալուն նմուշներում համանման կախումների հետ:

LIGHT ABSORPTION IN THIN QUANTIZED SEMICONDUCTOR
WIRE CONTAINING IMPURITIES

A. M. KAZARYAN, K. G. AGARONYAN

The absorption index due to electron transitions between acceptor levels and conduction band or between valence and donor states in thin quantized semiconductor wire of circular section is calculated. The problem is solved taking account of quantization of motion of electrons and holes both in the free and bound donor (acceptor) states. The analysis of the absorption index for these transitions is carried out. The comparison of the dependence of absorption index on the incident radiation frequency with those for films and massive specimens is made.