

AN ANALYSIS OF CHARGE DEGRADATION DURING THE TRANSMISSION IN CCD PHOTODETECTORS

V. M. ARUTYUNYAN, A. A. KARAGJOZOV

The process of charge transfer in the opposite direction in linear CCD photo-detector is considered. It is shown that for the evaluation of charge degradation degree in case of large number of transfers in the straight and opposite directions one can consider the device to be an equivalent extended linear CCD. Some experimental results are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 69—73 (1990)

УДК 539.219.1

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

З. А. КАСАМАНЯН, А. В. ПЕТРОСЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 10 мая 1989 г.)

Исследуется энергетический спектр гетероструктуры в продольном магнитном поле и поглощение света этой системой.

Показано, что вместо магнитного уровня в однородной среде в гетероструктуре возникает подзона. Это приводит к тонкой структуре циклотронного поглощения, состоящей из четырех, шести и т. д. максимумов.

Поведение электронов на границе раздела двух сред в магнитном поле, направленном вдоль плоской границы имеет интересные особенности. При движении электрона по классическим орбитам вблизи границы ему необходимо пересекать границу раздела. При этом он нередко вынужден преодолеть потенциальный барьер и оказаться в системе с другой эффективной массой. Эти особенности в наглядной классической интерпретации при квантовомеханическом рассмотрении должны оказаться на энергетическом спектре и в волновых функциях электрона, что могут проявиться в наблюдаемых эффектах, например, при поглощении света.

Здесь нами проводится расчет энергетического спектра и волновых функций (ВФ) электрона в слоистой структуре в продольном магнитном поле. На его основе исследованы особенности поглощения света системой. Естественно начинать с относительно простого случая гетероструктуры в однозонном приближении.

Магнитное поле направим по оси z , находящейся в плоскости границы раздела, и выберем векторный потенциал в виде $\mathbf{A} = (0, xH, 0)$. Плоскостью границы будем считать плоскостью $x = 0$.

Уравнение Шредингера для электронов в гетероструктуре при наличии магнитного поля (мы не учитываем здесь спинowego расщепления) имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_1} \left(P - \frac{e}{c} A \right)^2 + V_1 \right] \Psi(x, y, z) = E \Psi(x, y, z) \text{ при } x < 0, \quad (1)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_2} \left(P - \frac{e}{c} A \right)^2 + V_2 \right] \Psi(x, y, z) = E \Psi(x, y, z) \text{ при } x > 0,$$

где V_1 и V_2 — энергии краев зон проводимости в различных частях гетероструктуры, m_1 и m_2 — соответствующие эффективные массы электрона.

Представляя ВФ в виде

$$\Psi(x, y, z) = \exp[ik_y y + ik_z z] \Psi(x),$$

уравнение сводится к одномерному и переходя к безразмерным переменным $\xi = x \lambda^{-1}$, где $\lambda = (\hbar c e H^{-1})^{1/2}$ — магнитная длина, одинаковая в различных частях гетероструктуры, имеем (θ — ступенчатая функция)

$$-\psi''(\xi) + \xi^2 \psi(\xi) = \frac{2E'_1}{\hbar \omega_1} \psi(\xi) \theta(\xi - \xi'_0) + \frac{2E'_2}{\hbar \omega_2} \psi(\xi) \theta(\xi'_0 - \xi). \quad (2)$$

Здесь введены обозначения

$$E'_1 = E - V_1 - \frac{P_z^2}{2m_1}, \quad E'_2 = E - V_2 - \frac{P_z^2}{2m_2}, \quad \xi'_0 = k_y \lambda,$$

$$\omega_1 = \frac{eH}{m_1 c}; \quad \omega_2 = \frac{eH}{m_2 c} \text{ — циклотронные частоты.}$$

Умножим уравнение (2) слева на ВФ осциллятора ψ_n ($n = 0, 1, 2, \dots$) и проинтегрируем по всем ξ . Тогда получим

$$\left(n + \frac{1}{2} \right) (y_1 + y_2) = \frac{E'_1 y_1}{\hbar \omega_1} + \frac{E'_2 y_2}{\hbar \omega_2}, \quad (3)$$

где

$$y_1 = \int_{-\infty}^{\xi'_0} \psi_n \psi d\xi, \quad y_2 = \int_{\xi'_0}^{\infty} \psi_n \psi d\xi,$$

а для энергии имеем

$$E = \frac{\left(n + \frac{1}{2} + \frac{2m_1 V_1 + P_z^2}{2\hbar \omega_1 m_1} \right) y_1 + \left(n + \frac{1}{2} - \frac{2m_2 V_1 + P_z^2}{2m_2 \hbar \omega_2} \right) y_2}{(\hbar \omega_1)^{-1} y_1 + (\hbar \omega_2)^{-1} y_2}. \quad (4)$$

Полученная формула (4) в действительности есть сложное уравнение для определения энергии E , поскольку сами функции ψ зависят от энергии. Тем не менее формула (4) удобна для приближенных вычислений и дает явную зависимость E от ξ (т. е. от k_y). Действительно, ВФ ψ можно представить в виде разложения по полному набору ВФ осциллятора ψ_n , коэффициенты которых зависят от E . Во многих случаях из этого набора основной вклад дает единственный член разложения с номером n .

Отметим, что формула (4) точно определяет зависимость E от k_y при

любых значениях последнего. В частности, при $k_y \rightarrow -\infty$ мы получаем уровни энергии в левой подсистеме, а при $k_y \rightarrow +\infty$ — в правой подсистеме. Это обстоятельство важно для корректного нахождения особенностей коэффициента поглощения света.

Переход от задачи гетероструктуры к более сложной задаче о слоистой структуре не представляет труда. Действительно, в слоистой системе необходимо написать уравнение типа (1) в каждой области с соответствующими эффективными массами m_i и энергиями краев зон V_i

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_i} \left(\mathbf{P} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + V_i \right] \psi(x, y, z) = E \psi(x, y, z),$$

затем привести его к виду (2), т. е. $(\xi_i = x_i \lambda^{-1})$

$$-\psi''(\xi) + \xi^2 \psi(\xi) = \psi(\xi) \sum_{i=1}^N \frac{2E_i}{\hbar \omega_i} [\theta(\xi - \xi'_0 - \xi_i) + \theta(\xi_{i+1} - \xi'_0 - \xi)].$$

Отсюда для энергии можно получить $(\xi_{-1} \rightarrow -\infty, \xi_{N+1} \rightarrow \infty)$,

$$E = \frac{\sum_{i=1}^N \left(n + \frac{1}{2} + (2m_i V_i + P_z^2) (2m_i \hbar \omega_i)^{-1} \right) \int_{\xi_i}^{\xi_{i+1}} \psi_n \psi d\xi}{\sum_{i=1}^N (\hbar \omega_i)^{-1} \int_{\xi_i}^{\xi_{i+1}} \psi_n \psi d\xi}, \quad (5)$$

как в случае одного контакта, здесь тоже зависимость энергии от ξ дается явным образом, если в правой части подставить $\psi = \psi_n$.

В двухзонном приближении энергетический спектр и ВФ определяют уравнением, напоминающим уравнение Дирака. При равенстве эффективных масс электрона и дырки в случае гетероструктуры уравнение (2) остается в силе заменой E_i на E_i^*

$$E_i^* = \frac{(E - V_i)^2 - \Delta_i^2}{2\Delta_i} - \frac{P_z^2}{2m_i} \mp \mu_i H, \quad (6)$$

где Δ_i — полуширины соответствующих запрещенных зон. $\mu_i = \frac{e\hbar}{2m_i c}$ —

магнитные моменты. Поступая аналогичным образом снова получаем формулу (3), но вместе (4) для энергии E получаем две ветви, одна для зоны проводимости, другая — для валентной зоны.

В отличие от однородной среды в рассматриваемой нами неоднородной типа гетероструктуры или слоистой системы энергия электрона в магнитном поле зависит от номера зоны n и проекции импульса $p_y = \hbar k_y$. Это приводит к образованию магнитных подзон вместо уровня в однородной среде. Поэтому коэффициент поглощения света при электронных переходах внутри разрешенной зоны, с учетом правила отбора, имеет вид

$$\alpha(\omega) = B \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \delta[\hbar\omega + E_n(\xi) - E_{n+1}(\xi)],$$

$\hbar$ — постоянная Планка = $\frac{h}{2\pi}$

где B — не зависящая от частоты константа. Здесь предполагается, что нижняя подзона с номером n занята, а верхняя с номером $n+1$ свободна от электронов. В однородной среде исчезает зависимость E от ξ (т. е. от p_y), поэтому в циклотронном резонансе имеется острый пик на циклотронной частоте.

В гетероструктуре имеется относительно широкий максимум поглощения с тонкой структурой, для исследования которой требуются знания зависимости E_n от P_y . Эту зависимость можно определить из формулы (4).

Для простоты будем считать $V_1 = V_2$ и рассмотрим переходы с $n = 0$ к $n = 1$. Тогда для энергий приближенно имеем

$$E_0(\xi) = \frac{1 + \Delta^2 k_z^2}{a - b \Phi(\xi)}, \quad E_1(\xi) = \frac{3 + \Delta^2 k_z^2}{a - b \left(\frac{2}{V} \xi e^{-\xi^2} - \Phi(\xi) \right)},$$

где

$$a = \frac{1}{\hbar \omega_1} + \frac{1}{\hbar \omega_2}, \quad b = \frac{1}{\hbar \omega_1} - \frac{1}{\hbar \omega_2},$$

$\Phi(\xi)$ — функция вероятности.

Из (7) получаем $(E_1(\xi) - E_0(\xi) = W)$,

$$\alpha(\omega) = B \frac{1}{dW/d\xi} \Big|_{W = \hbar \omega},$$

а знаменатель обращается в нуль при условии

$$e^{-\xi^2} \left\{ \frac{b \xi^2}{\left[a - b \Phi(\xi) - \frac{2b}{V} \xi e^{-\xi^2} \right]^2} - \frac{1}{[a - b \Phi(\xi)]^2} \right\} = 0. \quad (8)$$

Это уравнение имеет четыре решения для ξ (в том числе $\xi \rightarrow \pm \infty$), определяющие особые точки α . Вблизи них коэффициент поглощения имеет асимптотическое поведение ($\omega_1 < \omega_2$).

$$\alpha(\omega) = \frac{B}{2\hbar|\omega_1 - \omega_2| \sqrt{\ln \frac{b}{2\sqrt{\pi}} \frac{\hbar \omega_2^2}{(\omega - \omega_1)}}}, \quad \text{при } \xi \rightarrow -\infty, \quad \omega \rightarrow \omega_1 + 0, \quad (9)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{B}{2\hbar|\omega_1 - \omega_2| \sqrt{\ln \frac{b}{2\sqrt{\pi}} \frac{\hbar \omega_1^2}{(\omega_2 - \omega)}}}, \quad \text{при } \xi \rightarrow +\infty, \quad \omega \rightarrow \omega_2 - 0, \quad (10)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{B}{\sqrt{B_1(\omega - \omega_3)}}, \quad \text{при } \xi \rightarrow \xi_1, \quad \omega \rightarrow \omega_3 + 0, \quad (11)$$

где

$$\alpha(\omega) = \frac{B}{\sqrt{B_2(\omega_4 - \omega)}}, \quad \text{при } \xi \rightarrow \xi_2, \quad \omega \rightarrow \omega_4 - 0, \quad (12)$$

$$B_{1,2} = \hbar \frac{\partial^2 W}{\partial \xi^2} \Big|_{\xi = \xi_{1,2}}, \quad \hbar \omega_{3,4} = E_1(\xi_{1,2}) - E_0(\xi_{1,2}),$$

ξ_1 и ξ_2 — два конечных решения уравнения (8).

Видно, что при переходах с $n = 0$ к $n = 1$ имеет четыре особые точки. При рассмотрении электронных переходов с занятой подзоны с номером $n = 1$ к свободной с номером $n = 2$ имеет уже шесть особых точек. Учет затухания естественно приводит к сглаживанию особенностей и вместо них будем иметь максимумы α . Интенсивности этих максимумов будут различными при различных асимптотических поведении при отсутствии затухания. Очевидно, что интенсивности, например, в случаях (9) и (10) будут больше чем в случаях (11) и (12).

Аналогичная тонкая структура поглощения получается также вблизи поверхности полупроводника в продольном магнитном поле [1], но число максимумов в гетероструктуре и вблизи поверхности отличается.

В заключение приведем численные оценки для максимумов коэффициента поглощения в гетеропереходе $\text{AlSb}-\text{GaSb}$. При выборе параметров $m_1 = 0,065m_0$, $m_2 = 0,044m_0$ и в полях $H \approx 50$ кЭ имеем $\hbar\omega_1 = 0,008$ эВ, $\hbar\omega_2 = 0,012$ эВ. Тогда, в случаях (9) и (10) α имеет порядок обычного циклотронного поглощения в однородном полупроводнике ($\alpha_{\text{ц}} \sim 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1}$), а порядок величины дополнительных максимумов поглощения ($\alpha_{\text{д}}$) (11) и (12) при переходе с $n = 0$ к $n = 1$ есть (Γ — феноменологическое затухание порядка $0,1 \hbar\omega_1$) $\alpha_{\text{д}}/\alpha_{\text{ц}} = \sqrt{\Gamma/B_1} \approx 0,3$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Касаманян, В. М. Гаспарян. Изв. АН АрмССР, Физика. 21, 221 (1986).

ԼՈՒՅՍԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՀԵՏԵՐՈՍՏՐՈՒՄՈՒՄ ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ջ. Ն. ԿԱՍԱՄՅԱՆ, Ա. Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է հետերոստրուկտուրայի երկաչնական մագնիսական դաշտում Լույսի կլանումը այդ համակարգով: Ցույց է տրված, որ միաչափ համակարգի մագնիսական մակարդակի փոխարեն հետերոստրուկտուրայում առաջանում է ենթազոն: Դա բերում է ճիկատրոնային կլանման նուրբ կառուցվածքի, կազմված չորս, վեց և այլն մաքսիմումներից:

ABSORPTION OF LIGHT IN A HETEROSTRUCTURE IN LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

Z. N. KASAMANYAN, A. V. PETROSYAN

The energy spectrum of a heterostructure in a longitudinal magnetic field is investigated, and the absorption of light in such a system is discussed. It is shown that in a homogeneous medium instead of magnetic level a subzone arises in the heterostructure. This leads to a fine structure of cyclotron absorption consisting of four, six etc. maxima.