

ШТАРК-ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ПРИ НАЛИЧИИ  
КВАНТУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Г. М. АРУТЮНЯН, А. С. СААКЯН

Рассматривается взаимодействие лазерного излучения с собственным полупроводником в квантующем магнитном поле. Показано, что воздействие сильной волны в условиях насыщения в поглощении приводит к появлению щелей на подуровнях Ландау. Обсуждается характер взаимодействия полупроводника в состоянии насыщения со слабыми электромагнитными волнами при  $T=0$ .

Известно [1], что при воздействии на полупроводник достаточно сильного электромагнитного излучения возникают новые эффекты, которые существенно зависят от интенсивности действующего поля и не могут быть описаны в рамках обычной теории возмущений. Характерной особенностью воздействия на полупроводник внешнего поля является появление в спектре квазичастиц дополнительной щели, зависящей от амплитуды напряженности электрического вектора волны. В случае, когда электронный газ обладает квазидискретным спектром [2], этот эффект имеет ряд специфических черт.

Ниже рассматривается аналогичная задача для электронного газа, движение которого в поперечном направлении является квантованным. Такая ситуация реализуется в квантующих магнитных полях [3].

1. Состояние полупроводника в квантующем магнитном поле  
в условиях насыщения в поглощении

Энергетический спектр полупроводника в однородном магнитном поле  $H$ , направленном вдоль оси  $z$ , без учета спина имеет вид

$$E_{k,j}^{v,c} = \mp \frac{\Delta}{2} \mp \hbar \omega_c \left( j + \frac{1}{2} \right) \mp \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad j = n, m. \quad (1)$$

Здесь  $\omega_c = eH/m^*c$  — циклотронная частота,  $n, m = 0, 1, 2, \dots$  — магнитные квантовые числа соответственно в „v“- и „c“-зонах,  $k$  — волновое число электрона вдоль оси  $z$ ; для простоты эффективные массы взяты одинаковыми:  $m_c = m_v = m^*$ .

Соответствующие волновые функции запишутся в виде

$$\Phi_{k,j}^{v,c}(x, y, z) = (\pi^{1/2} 2^j j!)^{-1/2} a_H^{-1/2} u^{v,c}(r) e^{i(k_x x + k_z z)} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{y-y_0}{a_H} \right)^2} H_j \left( \frac{y-y_0}{a_H} \right). \quad (2)$$

В выражении (2)  $u^{v,c}(r)$  — модулирующие множители блоховских функций,  $k_x$  — волновое число электрона в направлении оси  $x$ ,  $a_H = (\hbar c / eH)^{1/2}$  — магнитная длина,  $y_0 = -c\hbar k_x / eH$  — координата центра магнитного осциллятора,  $H_j$  — полином Эрмита  $j$ -го порядка.

Пусть полупроводник, находящийся в квантующем магнитном поле, облучается интенсивной электромагнитной волной, линейно поляризованной вдоль оси  $Z$ ,

$$A = A_0 \cos(\Omega t - sy). \quad (3)$$

Здесь  $s$  — волновой вектор фотона, которым в случае магнитного квантования нельзя пренебречь, так как функции (2) не соответствуют состоянию с определенным импульсом, а соответствующие волновые числа  $(2j+1)/a_H$ , приближенно характеризующие электронные состояния в зонах, могут быть порядка самого  $s$ .

Частота падающего излучения связывает подуровни Ландау в « $v$ »- и « $c$ »-зонах:

$$\hbar\Omega = E_{k,m}^c - E_{k,n}^v - \hbar\varepsilon, \quad |\varepsilon|/\Omega \ll 1, \quad (4)$$

где  $\varepsilon$  — расстройка резонанса.

Решение уравнения Шредингера ищем в виде [2]

$$\Psi = a(t) \Phi_{k,n}^v \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} E_{k,n}^v t\right\} + b(t) \Phi_{k,m}^c \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} E_{k,m}^c t + i\varepsilon t\right\}. \quad (5)$$

Тогда для амплитуд  $a(t)$  и  $b(t)$  в приближении резонанса можно получить следующую систему уравнений:

$$\dot{a}(t) = ieE^0 v_{cv}/2\hbar\Omega I_{nm}(sa_H) b(t), \quad (6)$$

$$\dot{b}(t) + i\varepsilon b(t) = ieE^0 v_{cv}/2\hbar\Omega I_{nm}(sa_H) a(t).$$

Здесь  $v_{cv}$  — межзонный матричный элемент, а функция  $I_{nm}(sa_H)$  есть [4]

$$I_{nm}(sa_H) = e^{-isa_H} e^{-\left(\frac{sa_H}{2}\right)^2 \min n, m} \sum_{k=0}^{\min n, m} \frac{2^{k-\frac{n+m}{2}} \sqrt{n! m!} (isa_H)^{n+m-2k}}{(n-k)! (m-k)! k!}. \quad (7)$$

Выражение (7) существенно зависит от напряженности магнитного поля  $H$ , фотонного волнового вектора  $s$  и магнитных квантовых чисел, а в пределе  $sa_H \ll 1$  ведет себя подобно символу Кронекера  $\delta_{nm}$ .

Система уравнений (6) допускает решения типа  $\exp\left(-\frac{i}{\hbar} \lambda t\right)$ , где возможные значения  $\lambda$  есть

$$\lambda_{1,2} = \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 \mp \sqrt{1 + \xi}), \quad \xi = \frac{4a_{mn}^2}{\varepsilon^2}, \quad a_{mn} = \left| \frac{eE^0 v_{cv}}{2\hbar\Omega} I_{nm}(sa_H) \right|. \quad (8)$$

Выражение  $a_{mn}$  характеризует межзонные переходы под действием лазерного излучения в присутствии квантующего магнитного поля.

При  $\lambda = \lambda_{1,2}$  из (6) следует

$$\Psi_{k,j}^{v,c} = [c_{1,2} \Phi_{n,k}^v e^{-\frac{i}{\hbar} E_{n,k}^v t} + c_{2,1} \Phi_{m,k}^c e^{-\frac{i}{\hbar} E_{m,k}^c t + i\varepsilon t}], \quad (9)$$

$$|c_{1,2}|^2 = (\sqrt{1 + \xi} \pm 1)/2\sqrt{1 + \xi}.$$

Спектр « $v$ »- и « $c$ »-электронов запишется в виде ( $p = \hbar k$ )

$$E_{p,j}^{v,c} = \mp \frac{\Delta}{2} \mp \hbar \omega_c \left( j + \frac{1}{2} \right) + \left\{ \begin{array}{l} \pm \epsilon_p \\ \mp \epsilon_p \end{array} \right., \quad \epsilon_p = \sqrt{\left( \frac{p^2 - p_H^2}{2m^*} \right)^2 + \hbar^2 \alpha_{ml}^2}, \quad (10)$$

$$p_H = \sqrt{m^* [\hbar \Omega - \Delta(H)]}, \quad \Delta(H) = \Delta + \hbar \omega_c (n + m + 1).$$

Таким образом, влияние сильного перепутывающего поля в условиях насыщения в поглощении приводит в исходном спектре квазичастиц к новым стационарным состояниям с характерной щелью  $2\hbar\alpha_{ml}$ , расположенной вблизи резонансного импульса  $p_H$ . Величина щели и ее местоположение существенно зависят от напряженности магнитного поля. Отметим, что учет фотонного волнового вектора приводит к возможности появления щели в спектре квазичастиц на подуровнях Ландау с неодинаковыми квантовыми числами  $n$  и  $m$  в (7).

При  $E^0 \sim 10^4 - 10^5$  в/см (такие поля легко достигаются с помощью импульсных лазеров),  $v_{cv} \sim 10^9$  см/сек,  $\Omega \sim 10^{15}$  сек $^{-1}$ ,  $m^* \sim 0,1 m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона) и напряженностях магнитного поля  $H \sim 2 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4$  гс величина щели  $2\hbar\alpha_{ml}$  достигает значений  $10^{-3} - 10^{-2}$  эв.

Следует заметить, что сказанное верно в отсутствии рекомбинации и при низких температурах. Кроме того, поля  $E^0$  должны быть малы по сравнению с внутрикристаллическими —  $E_{кр}$ , но достаточно большими для выполнения неравенства  $\alpha_{ml}\tau \gg 1$ , означающего, что электрон между двумя релаксационными актами успевает совершить много переходов между магнитными подуровнями в « $v$ »- и « $c$ »-зонах ( $\tau$  — минимальное из времён релаксации).

В стационарном состоянии, к которому релаксирует система в присутствии сильного поля, распределение квазичастиц описывается функцией Ферми [1]. Распределение электронов по зонам при  $T=0$  представляет собой ступеньку, размытую вблизи  $p_H$  на величину  $\Delta p \sim m^* \hbar \alpha_{ml} / p_H$ . В « $c$ »-зоне заняты состояния с  $p < p_H$ , а в « $v$ »-зоне — с  $p > p_H$ . Состояния с  $p < p_H$  в « $v$ »-зоне заняты дырками. Таким образом, при  $p < p_H$  система оказывается перенаселенной. Об истинной ступеньке имеет смысл говорить при  $p_H^2 \gg 2 m^* \hbar \alpha_{ml}$ .

## 2. Взаимодействие полупроводника в квантующем магнитном поле в состоянии насыщения со слабыми полями

Особенности взаимодействия слабых полей с полупроводником в указанных условиях связаны с наличием двух факторов: во-первых, в сильном поле в энергетическом спектре квазичастиц возникают щели и, во-вторых, в новом стационарном состоянии при  $p < p_H$  система перенаселена.

Рассмотрим поглощение дополнительной слабой волны  $A = A^0 \times \times \cos(\omega t - qy)$ , линейно поляризованной по оси  $z$ . Учитывая слабую волну по теории возмущений, для коэффициента поглощения при  $T=0$  можно получить следующее выражение:

$$K(\omega) = \frac{\pi^2 e^2}{NchS} \sum_{n,m} \int \left\{ \frac{p^2}{m^*} |c_1 c_2|^2 |I_{nm}(q\alpha_H) + I_{mm}(q\alpha_H)|^2 \delta(2\epsilon_p - \hbar\omega) + \right. \\ \left. + |v_{cv}|^2 |I_{nm}(q\alpha_H)|^2 [|c_1|^4 \delta(2\epsilon_p + \hbar\omega - \hbar\omega) - |c_2|^4 \delta(2\epsilon_p - \hbar\omega + \hbar\omega)] \right\} dp. \quad (11)$$

Здесь  $N$  — показатель преломления среды,  $S = \pi a_H^2$ .

Рассмотрим межзонное поглощение ( $\omega \sim \Omega$ ). В этом случае дают вклад процессы со второй и третьей  $\delta$ -функциями. Для коэффициента поглощения при  $|\Omega - \omega| > 2\alpha_{mn}$  имеем

$$K_1(\omega) = \pm \frac{\pi^2 e^2 |v_{cv}|^2 (2m^*)^{1/2}}{16 c N \hbar \omega S} \sum_{n,m} |I_{nm}(q\alpha_H)|^2 \left( \frac{\gamma_1^2}{\gamma_1^2 - 1} \right)^{1/2} \times \\ \times \left\{ \frac{[1 \pm ((\gamma_1^2 - 1)/\gamma_1^2)^{1/2}]^2}{[p_H^2/2m^* + \hbar\alpha_{mn} \sqrt{\gamma_1^2 - 1}]^{1/2}} \Theta_1 + \left[ 1 \mp \left( \frac{\gamma_1^2 - 1}{\gamma_1^2} \right)^{1/2} \right]^2 \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{p_H^2}{2m^*} - \hbar\alpha_{mn} \sqrt{\gamma_1^2 - 1} \right]^{-1/2} \Theta_2 \right\}, \quad (12)$$

где  $\gamma_1^2 = [(\omega - \Omega)/2\alpha_{mn}]^2$ ,  $\Theta_{1,2} = \Theta[p_H^2/2m^* \pm \hbar\alpha_{mn} \sqrt{\gamma_1^2 - 1}]$  — ступенчатые функции. Знак минус в выражении (12) соответствует отрицательному поглощению. Видно также, что для частот  $\omega \gtrless \Omega + 2\alpha_{mn}$  слабая волна поглощается резонансным образом, а при  $\omega \lesssim \Omega - 2\alpha_{mn}$  — резонансно усиливается.

В области  $|\Omega - \omega| \leq 2\alpha_{mn}$  коэффициент поглощения равен нулю из-за наличия щели в спектре электронов и дырок:

$$K_2(\omega) = 0, \quad |\Omega - \omega| \leq 2\alpha_{mn}. \quad (13)$$

В случае, когда разность частот превосходит величину щели настолько, что  $|\Omega - \omega| \gg \alpha_{mn}$  (это соответствует поглощению поля без учета щели), имеем

$$K_3(\omega) = \pm \frac{\pi^2 e^2 |v_{cv}|^2 (2m^*)^{1/2}}{4 c N \hbar \omega S} \sum_{n,m} |I_{nm}(q\alpha_H)|^2 [\hbar\omega - \Delta(H)]^{-1/2} \Theta[\hbar\omega - \Delta(H)]. \quad (14)$$

Таким образом, вдали от резонанса поглощение повторяет ход комбинационной плотности состояний полупроводника, помещенного в квантующее магнитное поле.

Вдали от щели для «запрещенных» переходов можно получить

$$K_4(\omega) = \frac{\pi^2 e^2 |v_{cv}'|^2 (2m^*)^{3/2}}{4 c N \hbar \omega S} \sum_{n,m} |I_{nm}(q\alpha_H)|^2 \sqrt{\hbar\omega - \Delta(H)} \Theta[\hbar\omega - \Delta(H)], \quad (15)$$

где  $v_{cv}' = \frac{d}{dp} |v_{cv}(p)|$  — производная матричного элемента перехода по импульсу.

Рассмотрим внутризонное поглощение ( $\alpha_{mn} \sim \omega \ll \Omega$ ). В этом случае вклад в коэффициент поглощения (11) дает член с первой  $\delta$ -функцией. При  $\gamma_1 = \omega/2\alpha_{mn} > 1$  имеем

$$K_5(\omega) = \frac{\pi^2 e^2}{8 c n \hbar \omega S m^*} \sum_{n, m} |I_{nn}(qa_H) + I_{mm}(qa_H)|^2 \left( \frac{\eta_1^2}{\eta_1^2 - 1} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{\eta_1^2 - 1}{\eta_1^2} \right) \times \\ \times \left\{ \left[ \frac{p_H^2}{2 m^*} + \hbar \alpha_{mn} \sqrt{\eta_1^2 - 1} \right]^{1/2} \Theta_1 + \left[ \frac{p_H^2}{2 m^*} - \hbar \alpha_{mn} \sqrt{\eta_1^2 - 1} \right]^{1/2} \Theta_2 \right\}. \quad (16)$$

Выражение (11) при условии  $p_H^2 \gg m^* \hbar \alpha_{mn}$  принимает простой вид

$$K_6(\omega) = \frac{\pi^2 e^2}{8 c n \hbar \omega S m^*} \sum_{n, m} |I_{nn}(qa_H) + I_{mm}(qa_H)|^2 p_H \left( \frac{\eta_1^2}{\eta_1^2 - 1} \right)^{1/2}, \quad \eta_1 \gg 1. \quad (17)$$

При  $\eta_1 \leq 1$  энергии кванта недостаточно для преодоления барьера, поэтому внутризонное поглощение в этом интервале отсутствует. Из (12) видно, что при  $\eta_1 \gtrsim 1$  поглощение слабой волны вблизи порога имеет резонансный характер.

Возникающие из-за щелей особенности в поглощении слабых полей можно использовать для их экспериментального обнаружения. Указанные в настоящей работе явления будут наиболее отчетливыми в полупроводниках типа  $A^{III}B^V$  при температурах  $k_B T < \hbar \alpha_{mn}$ . Необходимо также выполнение условий  $\alpha_{mn} \tau \gg 1$ ,  $\omega_c \tau \gg 1$ , означающих одновременную интенсивность лазерного и магнитного полей.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 26.I.1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. Г. М. Арутюнян. Радиотехника и электроника, 19, 1061 (1974).
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, Изд. Наука, М., 1974.
4. S. Dvořák. Czechoslovak Journal of Physics, B23, № 12 (1973).

#### ՇՏԱՐԿ-ԷՖԵԿՏԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ ՔՎԱՆՏԱՑՆՈՂ ՄԱԳՆԻՏՈՒԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Դիտարկվում է լազերային ճառագայթման փոխազդեցությունը կիսահաղորդչի հետ, որը տեղավորված է բլանտացնող մագնիսական դաշտում: Ցույց է տրված, որ ուժեղ դաշտի ազդեցությունը կլանման հագեցման պայմաններում բերում է ճեղքի առաջացմանը լանդաուի ենթամակարդակների վրա: Քննարկվում է բլանտացնող մագնիսական դաշտում հագեցման վիճակում գտնվող կիսահաղորդչի փոխազդեցությունը թույլ էլեկտրամագնիսական դաշտերի հետ:

#### STARK EFFECT IN A SEMICONDUCTOR IN THE PRESENCE OF QUANTIZING MAGNETIC FIELD

G. M. HARUTUNYAN, A. S. SAHAKYAN

The interaction of laser radiation with a semiconductor in a quantizing magnetic field is considered. It is shown that a strong wave in the case of saturation at absorption leads to the splitting of Landau sublevels. The nature of the interaction of a saturated semiconductor with weak electromagnetic waves in a quantizing magnetic field is discussed.