Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 352—356 (1977)

МНОГОФОТОННЫЙ ШТАРК-ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ПРИ НАЛИЧИИ КВАНТУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Г. М. АРУТЮНЯН, А. П. ДЖОТЯН

Производится учет нерезонансных членов взаимодействия электронов и дырок с интенсивной электромагнитной волной в присутствии квантующего магнитного поля. Найдены точные вблизи многофотонных резонансов волновые функции и энергетический спектр квазичастиц. Показано, что влияние интенсивной волны приводит к образованию на магнитных подуровнях нового стационарного состояния, напоминающего сверхрешеточное. При $T=0$ исследованы высокочастотные характеристики полупроводника.

1. Известно, что воздействие интенсивной электромагнитной волны на полупроводник в условиях насыщения в поглощении приводит к появлению дополнительной щели в спектре квазичастиц [1]. Этот эффект имеет ряд специфических черт в случае, когда электронный газ обладает квазидискретным спектром [2—4]. При рассмотрении указанных эффектов авторы интересовались лишь межзонными переходами под действием интенсивной волны, пренебрегая внутризонным движением квазичастиц, учет которого, как показано в работах [5, 6], приводит к интересным следствиям. Как в массивном полупроводнике [5—7], так и в размерно-квантованном полупроводнике [8] ширина щели оказывается осциллирующей функцией амплитуды волны; кроме того появляется возможность многофотонного резонанса.

В настоящей работе рассматривается взаимодействие интенсивной электромагнитной волны с полупроводником, помещенным в квантующее магнитное поле, направленное по оси z. С учетом нерезонансных (как межзонных, так и внутризонных) членов взаимодействия найдены точные вблизи N-фотонного резонанса волновые функции и энергетический спектр квазичастиц. Показано, что учет нерезонансных членов взаимодействия приводит на подуровнях Ландау к образованию новых стационарных состояний, напоминающих во многом сверхрешеточное [9, 10]. В связи с этим исследованы оптические свойства такого состояния.

2. Решение уравнения Шредингера будем искать в виде

$$\Psi = a_v(t)\,\Phi_v \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E^v t\right) + a_c(t)\,\Phi_c \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E^c t\right), \tag{1}$$

где $\Phi_{v,c}$ — волновые функции в зонах в присутствии квантующего магнитного поля H. Тогда для амплитуд $a_{v,c}(t)$ легко получить систему уравнений:

$$i\hbar\frac{da_{v,c}}{dt} = (\pm V_{v,c}\cos\Omega t \mp \Delta^0\cos^2\Omega t)\,a_{v,c} - V_{vc,cv}\cos\Omega t \times$$

$$\times \exp\left[\mp\frac{i}{\hbar}(E^c - E^v)\,t\right] a_{c,v}, \tag{2}$$

$$V_{v,c}=e\,(\mathbf{E}^0\cdot\mathbf{v}_{v,c})/\Omega,\quad V_{cv}=e\,(\mathbf{E}^0\cdot\mathbf{v}_{cv})/\Omega,\quad \Delta^0=e^2\,|\mathbf{E}^0|^2/2\,m^*\Omega^2. \tag{3}$$

Здесь Ω — частота линейно-поляризованной по оси z интенсивной электромагнитной волны, $\mathbf{E}^0$ — амплитуда электрического вектора волны, $\mathbf{v}_{v,c}$ — скорости v- и c-электронов на магнитных подуровнях, $\mathbf{v}_{cv}=\mathbf{v}_{vc}^*$ — недиагональный по индексам зон матричный элемент оператора скорости (для простоты эффективные массы электронов и дырок полагаются равными, $m_c=m_v=m^*$).

Удобно от амплитуд $a_{v,c}(t)$ перейти к новым амплитудам $\alpha_{v,c}(t)$ с помощью преобразований

$$a_{v,c}(t)=\alpha_{v,c}(t)\exp\left[\mp\frac{iV_{v,c}}{\hbar\Omega}\sin\Omega t\pm\frac{i\Delta^0}{4\hbar\Omega}\sin 2\Omega t\pm\frac{i\Delta^0}{2\hbar}t\right]. \tag{4}$$

Тогда система (2) перепишется в виде

$$i\frac{d\alpha_{v,c}(t)}{dt}=\Lambda_{vc,cv}\exp(\mp 2\,i\varepsilon t)\,\alpha_{v,c}(t), \tag{5}$$

где $|\Lambda_{vc}|=\Lambda_N$ характеризует межзонные переходы в указанных выше условиях,

$$\hbar\Lambda_N=V_{cv}(-1)^N z_1^{-1}\sum_{k=-\infty}^{\infty}(N+2k)\,J_{N+2k}(z_1)\,J_k(z_2), \tag{6}$$

$$z_1=e\mathbf{E}^0\cdot(\mathbf{v}_c+\mathbf{v}_v)/\hbar\Omega^2,\quad z_2=\Delta^0/2\,\hbar\Omega,$$

$J_k(z)$ — функция Бесселя вещественного аргумента. При получении системы (5) было использовано условие N-фотонного резонанса

$$E^c-E^v+\Delta^0-N\hbar\Omega=2\hbar\varepsilon,\quad |\varepsilon|/\Omega\ll 1, \tag{7}$$

где ε — расстройка резонанса.

Система (5) допускает решения вида $\alpha_v=\alpha_v^0\exp[-i(\lambda+2\varepsilon)t]$ и $\alpha_c=\alpha_c^0\exp(-i\lambda t)$ со значениями

$$\lambda_{1,2}=-\varepsilon\,(1\pm\sqrt{1+\xi}),\quad \xi=\Lambda_N^2/\varepsilon^2. \tag{8}$$

Для волновых функций имеем

$$\Psi_{v,c}=\left\{\alpha^0_{v,c}\,\Phi_v\exp\left[-\frac{i}{\hbar}\left(E^v+2\hbar\varepsilon-\frac{\Delta^0}{2}\right)t\right]\sum_{l=-\infty}^{\infty}C_l\,e^{\mp il\Omega t}+\right.$$
$$\left.+\,\alpha^0_{c,v}\,\Phi_c\exp\left[-\frac{i}{\hbar}\left(E^c+\frac{\Delta^0}{2}\right)t\right]\sum_{l=-\infty}^{\infty}C_l\,e^{\pm il\Omega t}\right\}e^{-i\lambda_{1,2}t}, \tag{9}$$

где

$$C_l=\sum_{m=-\infty}^{\infty}J_{2m+l}\left(\frac{z_2}{2}\right)J_m\left(\frac{z_2}{2}\right),\quad \alpha^0_{v,c}=\left(\frac{\sqrt{1+\xi}\pm 1}{2\sqrt{1+\xi}}\right)^{1/2}. \tag{10}$$

Для энергетического спектра возбуждений получаем

$$\Delta^{v,c}=E^{v,c}\mp\frac{\Delta^0}{2}\pm\frac{p_z^2-p_N^2}{2m^*}+\begin{cases}\mp\sqrt{\left(\dfrac{p_z^2-p_N^2}{2m^*}\right)^2+\hbar^2\Lambda_N^2}, & p_z>p_N\\ \pm\sqrt{\left(\dfrac{p_N^2-p_z^2}{2m^*}\right)^2+\hbar^2\Lambda_N^2}, & p_z<p_N,\end{cases}\tag{11}$$

где резонансный импульс p_N определяется условием

$$p_N=\sqrt{m^*[N\hbar\Omega-\Delta(H)-\Delta^0]},\quad \Delta(H)=\Delta+\hbar\omega_c(2n+1);\tag{12}$$

здесь $\omega_c=\dfrac{eH}{m^*c}$ — циклотронная частота, а $n=0,1,2,3\cdots$.

Из (11) следует, что поле интенсивной волны приводит на магнитных подуровнях Ландау к серии новых стационарных состояний с характерными щелями $2\hbar\Lambda_N$ вблизи резонансных импульсов. Условием их существования является $\tau^{-1}\ll\Lambda_N\ll\Omega$, где τ — минимальное время релаксации. При $z_{1,2}\to 0$ возможен лишь однофотонный резонанс. Тогда выражение (6) переходит в известный результат работ [3, 4].

3. Наличие серии щелей на подуровнях Ландау резко меняет высокочастотные характеристики системы. Пусть полупроводник в квантующем магнитном поле в состоянии насыщения взаимодействует со слабой электромагнитной волной частоты $\omega>\Delta(H)$, поляризованной вдоль оси z. Учитывая слабую волну по теории возмущений, коэффициент межзонного поглощения при $T=0$ будем вычислять с помощью (9). Легко показать, что в областях частот $|\omega-N\Omega|<2\Lambda_N$ поглощение слабой волны отсутствует, поскольку в спектре электронов и дырок имеется серия щелей вблизи N-фотонных резонансов (области пропускания). Этот результат может оказаться важным, поскольку вблизи генерирующей моды наличие щели в спектре резко меняет коэффициент усиления других мод. Существенно, что учет внутризонного движения приводит к осцилляции области прохождения слабой волны (выражение (6) при $z_2\ll 1$):

$$\Lambda_N=\alpha_{mn}z_1^{-1}NJ_N(z_1),\quad \alpha_{mn}=\frac{e|\mathbf{E}^0\cdot\mathbf{p}_{cv}|}{2m^*\hbar\Omega}\delta_{mn},\quad \delta_{mn}=\begin{cases}1, & m=n\\ 0, & m\neq n.\end{cases}\tag{13}$$

Кроме того, учет внутризонного движения приводит к ограничению величины области прохождения слабой волны, рассмотренной в [3, 4]. В области N-фотонного резонанса область прохождения слабой волны будет пропорциональна $(\mathbf{E}^0)^N$, в чем легко убедиться, ограничившись первыми членами разложения бесселевых функций по степеням аргумента в (6) при $z_{1,2}\ll 1$.

Представляется интересным случай $z_2\gg z_1$, когда область прохождения слабой волны принимает существенно различный вид при четных и нечетных значениях N. Для четных N получаем

$$\Lambda_N=\alpha_{mn}\left[\left(\frac{N}{2}-1\right)!\right]^{-1}\frac{z_1}{2}\left(\frac{z_2}{2}\right)^{\frac{N}{2}-1},\tag{14}$$

а для нечетных значений N имеем

$$\Lambda_N = \alpha_{mn}\left[\left(\frac{N-1}{2}\right)!\right]^{-1}\left(\frac{z_2}{2}\right)^{\frac{N-1}{2}}. \tag{15}$$

Поскольку $z_1 \ll z_2$, возможна ситуация, когда области прохождения немонотонно меняются с номером N. Отметим, что учет нерезонансных членов взаимодействия приводит к хорошим условиям для создания перестраиваемых фильтров в областях СВЧ и оптического диапазонов.

При $|N\Omega - \omega| > 2\Lambda_N$ вблизи N-ой щели наблюдаются резонансное поглощение и усиление, если $p_N^2 \gg m^*\hbar\Lambda_N$ $(v_c = v_v = v)$:

$$K_1(\omega) = \pm\zeta\sum_{n=0}^{n_{\max}} G(z_1, z_2)\sqrt{\frac{(\omega - N\Omega)^2}{(\omega - N\Omega)^2 - 4\Lambda_N^2}}, \tag{16}$$

где $\zeta = e^2/8 n_v \hbar c m^* \omega a_H^2$, $a_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$, n_0 — показатель преломления, $n_{\max}$ — целая часть отношения $(N\hbar\Omega - \Delta(H) - \Delta^0)/2\hbar\omega_c$. Функция $G(z_1 z_2)$ в (16) определяется следующим образом:

$$G(z_1 z_2) = 2m^* v_{cv}(1 + m^* v/p_N)(a_1 a_3 + a_1 a_2) + \\ + [a_1^2(m^* v + p_N)^2 + (a_2 + a_3)^2 m^{*2} v_{cv}^2]/p_N, \tag{17}$$

$$a_1 = \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l(C_{l+N} + C_{l-N}),\quad a_2 = \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l C_{-l},\quad a_3 = \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l C_{2N-l}.$$

Интересным здесь является возможность многофотонного резонансного поглощения (усиления) слабой волны с частотой $\omega \neq \Omega$.

В случае, когда разность частот намного превосходит величину щели, $|N\Omega - \omega| \gg \Lambda_N$, для коэффициента поглощения можно получить

$$K_2(\omega) = \pm 2\zeta m^{*3/2} v_{cv}^2 \sum_{n=0}^{n_{\max}}\left\{\frac{a_2^2\Theta_1[\hbar\omega - \Delta(H) - \Delta^0]}{\sqrt{\hbar\omega - \Delta(H) - \Delta^0}} + \right. \\ \left. + \frac{a_3^2\Theta_2[2N\hbar\Omega - \Delta(H) - \Delta^0 - \hbar\omega]}{\sqrt{2N\hbar\Omega - \Delta(H) - \Delta^0 - \hbar\omega}}\right\}. \tag{18}$$

Из (18) следует, что учет нерезонансных членов в интенсивных полях может привести вдали от резонансов к возможности появления в поглощении членов, ответственных за образование критических точек типа „минимум“ и „максимум“ (в (18) члены с коэффициентами a_2^2 и a_3^2). Если $z_{1,2} \to 0$, то (18) повторяет ход комбинированной плотности состояний в квантующем магнитном поле.

Указанные явления можно наблюдать при низких температурах в полупроводниках типа $A^{\mathrm{III}}B^{\mathrm{V}}$ с малыми эффективными массами и большими подвижностями.

Ереванский государственный университет

Поступила 25.VI.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Галицкий, С. П. Горгславский, В. Ф. Елгсин.* ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. *Г. М. Арутюнян.* ФТП, 7, 600 (1973).
3. *Г. М. Арутюнян, А. П. Джотян, А. С. Саакян.* Ученые записки ЕГУ, 3, 37 (1975).
4. *М. Д. Блох, Л. И. Магарил.* ФТТ, 18, 1487 (1976).
5. *Ю. Н. Балкарей, Э. М. Эпштейн.* ФТТ, 17, 2312 (1975).
6. *В. Д. Блажин.* ФТТ, 17, 2325 (1975).
7. *G. M. Arutyunyan, S. M. Shahinyan.* Phys. Stat. Sol. (b), 77, K 171 (1976).
8. *Г. М. Арутюнян, Х. В. Неркарарян.* ДАН АрмССР, 62, 3 (1976).
9. *Л. В. Келдыш.* ФТТ, 4, 2265 (1962).
10. *А. Я. Шик.* ФТП, 8, 1841 (1974).

ՇՏԱՐԿԻ ԲԱԶՄԱՖՈՏՈՆ ԷՖԵԿՏԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՈՒՄ ՔՎԱՆՏԱՑՆՈՂ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Պ. ՋՈԹՅԱՆ

Կիսահաղորդիչում էլեկտրոնների և խոռոչների ներզոնային շարժման ենթադրությամբ որոշված են քվազիմասնիկների ճշգրիտ ալիքային ֆունկցիաները և էներգետիկ սպեկտրը N-ֆոտոնային ռեզոնանսի շրջակայքում։ Ցույց է տրված, որ հզոր էլեկտրամագնիսական ալիքը Լանդաուի ենթամակարդակների վրա առաջացնում է էներգետիկ ճեղքերի շարք։ Բացարձակ զրո ջերմաստիճանում ուսումնասիրված են սիստեմի բարձրհաճախային բնութագրերը N-ֆոտոնային ռեզոնանսի մոտ և հեռու տիրույթներում։

MULTIPHOTON STARK-EFFECT IN SEMICONDUCTOR IN THE PRESENCE OF QUANTIZING MAGNETIC FIELD

G. M. ARUTYUNYAN, A. P. DZHOTYAN

Taking account of the intrazone motion of electrons and holes of the semiconductor in the presence of a quantizing magnetic field, the wave functions and the energy spectrum which are exact in the vicinity of N-photon resonance are obtained. It was shown, that the strong electromagnetic wave generates a number of gaps on the Landau sublevels. The high frequency characteristics of the system were studied near and far from the N-photon resonances at $T=0$.