

Плазменные эффекты в магнитопоглощении D^- -центров в квантовых ямах

© А.А. Клюканов, В. Гурэу, И. Санду

Молдавский государственный университет,
2009 Кишинев, Молдавия

E-mail: klukanov@cinf.usm.md

(Поступила в Редакцию 18 ноября 2003 г.)

Рассчитан спектр магнитопоглощения D^- -центров в квантовых ямах с учетом их взаимодействия с магнитной плазмой в условиях резонанса, когда расстояние между уровнями Ландау одного порядка с энергией кванта магнитоплазменных колебаний. Показано, что расщепление уровней Ландау приводит к тонкой структуре линий поглощения, а относительная высота пиков зависит от величины расстройки резонанса. Полученная частотная зависимость коэффициента поглощения согласуется с экспериментальной.

Кулоновское многочастичное взаимодействие носителей заряда играет важную роль в оптике полупроводников. Помимо перенормировки энергетического спектра и уменьшения ширины запрещенной зоны оно вызывает также переходы с участием нескольких низкочастотных оптических плазмонов [1–5]. Процессы их излучения и поглощения могут существенно модифицировать динамику электронов и дырок [1–5]. Коллективные взаимодействия, проявляющиеся в многоплазмонных оптических переходах, исследовались как теоретически, так и экспериментально [2–5]. В работе [5] получено обобщенное уравнение Блоха для поляризации полупроводника с учетом когерентных эффектов памяти и многоплазмонных процессов поглощения и излучения света, удовлетворяющих закону сохранения энергии, который выражается аргументом δ -функции вида $\omega - \omega_g \pm n\omega_p$, где ω — частота фотона, ω_p — частота длинноволнового плазмона. Магнитная плазма во многих отношениях отличается от плазмы в отсутствие магнитного поля, а эффекты ее взаимодействия с электромагнитным полем являются предметом исследования на протяжении многих лет. В настоящей работе рассчитаны спектр поглощения света примесным центром в квантовой яме в присутствии постоянного и однородного магнитного поля с учетом взаимодействия связанного электрона с магнитоплазменными волнами. Для вычисления коррелятора плотность–плотность, характеризующего спектр взаимодействующих элементарных возбуждений, используем флуктуационно-диссипативную теорему, связывающую корреляционную функцию со структурным фактором [6]. В соответствии с формулой Кубо [7] коэффициент поглощения света при переходах электронов между дискретными уровнями энергии можно представить в виде

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi e^2 N}{\omega \hbar c n(\omega)} (1 - e^{-\hbar\omega/k_0 T}) \times \sum_n \rho_i \left| (\hat{p}_y)_{fi} \right|^2 \operatorname{Re} \int_0^\infty e^{i(\omega - \omega_{fi})t} I_{fi}(t) dt. \quad (1)$$

Здесь e и m_0 — заряд и масса электрона, k_0 — постоянная Больцмана, T — температура кристалла,

а $\hbar\omega_g = E_g$ — ширина его запрещенной зоны. N — концентрация центров, c — скорость, а $n(\omega)$ — показатель преломления света. Вектор его поляризации направлен по оси Oy , лежащей вдоль поверхности квантовой ямы, а постоянное и однородное магнитное поле напряженности \mathbf{H} с векторным потенциалом $\mathbf{A}(-Hy, 0, 0)$ направлено перпендикулярно ей, т.е. вдоль оси Oz размерного квантования. Индексы i и f символизируют наборы квантовых чисел оптического электрона, а волновая функция системы представлена в мультипликативной форме (квазичастичное представление). Частота перехода ω_{if} и вероятность заселенности начального состояния ρ_i находятся в одночастичном приближении без учета взаимодействия электрона на центре с колебаниями решетки и магнитной плазмой

$$V(r) = \sum_{\mathbf{q}} v_{\mathbf{q}} \rho_{\mathbf{q}} P_{-\mathbf{q}}, \quad \rho_{\mathbf{q}} = \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}), \quad (2)$$

где $v_{\mathbf{q}}$ — Фурье-образ кулоновского взаимодействия рассматриваемого электрона с зарядом плотности $P_{-\mathbf{q}}$, обусловленным колебаниями решетки и магнитной плазмы. Многочастичное взаимодействие (2) учитывается посредством производящей функции

$$I_{fi} = \langle i(r_s) | \langle i(r_\sigma) | \langle f(r'_s) | < \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_0^t (V(r_s) - V(r'_s)) ds - \int_0^\lambda V(r_\sigma) d\sigma \right\} > | i(r_s) \rangle | i(r_\sigma) \rangle | f(r'_s) \rangle. \quad (3)$$

Здесь $\lambda = 1/k_0 T$, $V(r_s)$ — оператор взаимодействия (2) в представлении Гайзенберга. Усреднение $\langle \dots \rangle$ в формуле (3) производится по состояниям системы без рассматриваемого электрона и использовано фейнмановское правило упорядочения оператора [8]. При их распутывании в выражении для средних все нештрихованные операторы помещаются слева в порядке убывания временного аргумента слева направо так, что самый поздний стоит на крайнем месте слева, затем стоит равновесная

матрица плотности, а следом располагаются операторы V_σ в порядке убывания σ и, наконец, все штрихованные операторы в порядке возрастания временного аргумента слева направо. Если под $V(r)$ (2) понимать взаимодействие с фононами в линейном приближении и пренебречь электрон-фононным взаимодействием в равновесной матрице плотности, т.е. положить $V_\sigma = 0$, то, усредняя в (3) по состояниям фононов, легко получить известный результат для фейнмановской фазы влияния [8]. Отметим, что учет коррелятора $\langle V_\sigma V_s \rangle$ необходим, так как существенно влияет на временную зависимость производящей функции (3), которую вычислим методом кумулянт [9], ограничиваясь учетом второй кумулянты $\langle e^{\hat{A}} \approx e^{\langle \hat{A} \rangle + \frac{1}{2}(\langle \hat{A}^2 \rangle - \langle \hat{A} \rangle^2)}$ (первая равна нулю). В линейном гармоническом приближении этот подход дает точный результат, так как кумулянты более высокого порядка обращаются в нуль. Таким образом, расчет производящей функции (3) сводится к определению коррелятора плотность-плотность $\langle P_{\mathbf{q}}(s)P_{-\mathbf{q}}(s_1) \rangle$, который можно выразить через структурный фактор [6]. В квазистатическом приближении

$$\langle P_{\mathbf{q}}(s)P_{-\mathbf{q}}(s_1) \rangle = \frac{\hbar}{\pi v_q} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-i\Omega(s-s_1)\} F_q(\Omega) d\Omega,$$

$$F_q(\Omega) = (n(\Omega) + 1) \operatorname{Im} \left\{ \frac{\varepsilon_\infty q^2}{q_i \varepsilon_{ij}^*(q, \Omega) q_j} \right\}. \quad (4)$$

Здесь $n(\Omega) = \{\exp(\lambda \hbar \Omega) - 1\}^{-1}$, ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, ε_{ij} — тензор диэлектрической проницаемости. Квантовомеханические средние в (3) вычислим в приближении первой кумулянты. В результате находим выражение для производящей функции

$$I_{fi}(t) = \exp \left\{ -\frac{1}{\pi \hbar} \sum_{\mathbf{q}} v_q \int_{-\infty}^{\infty} F_q(\Omega) \right. \\ \times \left[\sum_n |\rho_{fn}(\mathbf{q})|^2 \Phi_t(\Omega - \tilde{\omega}_{fn}) + \sum_n |\rho_{in}(\mathbf{q})|^2 \Phi_t^*(\Omega - \tilde{\omega}_{in}) \right. \\ \left. + \sum_n |\rho_{in}(\mathbf{q})|^2 \Phi_{i\hbar\lambda}(\Omega - \tilde{\omega}_{in}) - 2\rho_{ii}(\mathbf{q})\rho_{ff}^*(\mathbf{q}) \operatorname{Re} \Phi_t(\Omega) \right. \\ \left. + 2i(\rho_{ii}(\mathbf{q}) - \rho_{ff}(\mathbf{q}))\rho_{ii}^*(\mathbf{q}) \frac{\sin \Omega t}{\Omega^2} \right] d\Omega \left. \right\}. \quad (5)$$

Здесь

$$\Phi_t(\omega) = \{1 - i\omega t - \exp(-i\omega t)\}/\omega^2. \quad (6)$$

Формулы (1)–(5) определяют коэффициент примесного поглощения света с учетом многоквантовых переходов. Частоты элементарных возбуждений, с которыми взаимодействуют связанные электроны, определяются нулями тензора диэлектрической проницаемости рассматриваемой системы в магнитном поле. Используем

эти общие результаты для анализа частотной зависимости коэффициента поглощения двумерных D^- -центров. Линейные по времени и по λ слагаемые в функциях Φ определяют вклады в энергию оптического электрона D^- -центра, обусловленные его взаимодействием с колебаниями решетки (поляронный эффект) и плазмой,

$$\tilde{E}_j = E_j + \frac{1}{\pi} \sum_{\mathbf{q}} v_q \sum_n |\rho_{jn}(\mathbf{q})|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(\Omega)}{\tilde{\omega}_{jn} - \Omega} d\Omega. \quad (7)$$

Как следует из формулы (7), взаимодействие с магнитной плазмой и колебаниями решетки понижает уровни энергии связанных электронов. Согласно экспериментальным данным [10], энергия связи электрона на D^- -центре растет с магнитным полем приблизительно по корневому закону. Теоретические результаты, полученные в работах [11,12] для энергии связи $E_b = \hbar\omega_b$ без учета взаимодействия (2), качественно согласуются с экспериментальными по зависимости E_b от H , хотя сами рассчитанные величины E_b несколько меньше наблюдаемых. Количественного согласия теории с экспериментом можно добиться, не только улучшая вариационные функции [11], но и учитывая вклад в E_b от взаимодействия с колебаниями решетки и плазмой (7). Как следует из формулы (6), $\Phi_t(\omega) \cong 0.5t^2$ при $\omega \rightarrow 0$, что приводит к гауссовой форме контура поглощения $\alpha(\omega)$. Вклад в полуширину гауссовой кривой Δ от взаимодействия связанных электронов с акустическими фононами определяется выражением

$$\Delta = 2 \left(\frac{2 \ln 2}{(2\pi)^{3/2}} \frac{E_1^2 k_0 T}{\rho w^2 a^2 a_0} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

которое легко получить, если волновую функцию основного состояния электрона на центре взять в виде

$$\Psi_i(r) = \pi^{-3/2} a^{-1} a_0^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{r^2}{2a^2} - \frac{z^2}{2a_0^2} \right\}. \quad (9)$$

В формуле (8) w — скорость звука, ρ — плотность кристалла, E_1 — константа деформационного потенциала. Как видно из формулы (8), этот механизм уширения может быть актуальным для сильно связанных электронов с малым радиусом состояния a . При значениях параметров квантовых ям GaAs–GaAlAs $\rho = 5.4 \text{ г/см}^3$, $w = 3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $E_1 = 10 \text{ эВ}$, $T = 9 \text{ К}$ и $a = a_0 = 100 \text{ \AA}$ [10] получим $\Delta = 0.31 \text{ эВ}$, что значительно меньше экспериментальной полуширины $\Delta = 4.8 \text{ эВ}$, использованной в работах [11,12]. Анализ экспериментальных данных [10], проведенный в теоретической работе [11], показал, что линии поглощения D^- -центров имеют лоренцеву

$$L(\omega - \tilde{\omega}_{if}) = \frac{\Delta_{if}/2\hbar}{(\omega - \tilde{\omega}_{if})^2 + (\Delta_{if}/2\hbar)^2}, \quad (10)$$

но не гауссову форму. Здесь $\hbar\tilde{\omega}_{if} = \tilde{E}_i - \tilde{E}_f$ — энергия перехода, найденная с учетом взаимодействия центра

с колебаниями решетки и плазмой (7), а полуширина линии поглощения Δ_{if} рассчитывается в пределе $t \rightarrow \infty$ с использованием соотношения

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1 - \exp(-i\Omega t)}{\Omega^2} = \pi t \delta(\Omega) + i\pi \delta'(\Omega). \quad (11)$$

Согласно формулам (5) и (10), переход $i \rightarrow f$ характеризуется полушириной Δ_{if} , величина которой зависит от мнимой части тензора диэлектрической проницаемости на частотах $\Omega = \omega_{in}$, $\Omega = \omega_{fn}$ и $\Omega \rightarrow 0$

$$\Delta_{if} = \sum_{\mathbf{q}} v_{\mathbf{q}} \left\{ \sum_n |\rho_{fn}(\mathbf{q})|^2 F_{\mathbf{q}}(\omega_{fn}) + \sum_n |\rho_{in}(\mathbf{q})|^2 F_{\mathbf{q}}(\omega_{in}) - 2\rho_{ff}(\mathbf{q})\rho_{ii}(-\mathbf{q})F_{\mathbf{q}}(0) \right\}. \quad (12)$$

Частотная зависимость коэффициента поглощения $\alpha(\omega)$ определяется прежде всего энергетическим спектром D⁻-центра, но не менее важным при этом является также спектр элементарных возбуждений магнитной плазмы и кристалла. В случае квантовой ямы, когда магнитное поле ориентировано перпендикулярно ее поверхности, для двумерной плазмы, согласно известным результатам [6],

$$\frac{\varepsilon_0 q^2}{q_i \varepsilon_{ij}^*(q, \Omega) q_j} = \frac{\Omega^2 - \omega_c^2}{\Omega^2 - \omega_c^2 - \omega_p^2},$$

$$\omega_c = \frac{eH}{mc}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{\varepsilon_0 m}. \quad (13)$$

Это выражение имеет полюс в точке $\Omega = \tilde{\omega}_p = (\omega_c^2 + \omega_p^2)^{1/2}$, который определяет частоту так называемой верхней гибридной моды $\tilde{\omega}_p$. При низких температурах только спонтанное излучение квантов магнитоплазменных волн является существенным. С учетом многоквантовых переходов находим выражение для коэффициента поглощения D⁻-центра при низких температурах

$$\alpha(\omega, H) = \alpha_0 \frac{\omega_p}{\omega} (1 - e^{-\hbar\omega/k_0 T}) \frac{\gamma^{5/2}}{(1 + \gamma)(1 + \gamma + \gamma^2)} \times \{ L(\omega - \omega_b) + I_1 L(\omega - \omega_b - \omega_c) + N_0 L(\omega - \omega_b - \tilde{\omega}_p) + I_2 L(\omega - \omega_b - 2\omega_c) + I_1 N_1 L(\omega - \omega_b - \omega_c - \tilde{\omega}_p) + 0.5 N_0^2 L(\omega - \omega_b - 2\tilde{\omega}_p) + \dots \}. \quad (14)$$

Константы N_n (n нумеруют уровни Ландау) определяют среднее число магнитоплазменных квантов $\hbar\tilde{\omega}_p$, испущенных при поглощении фотона и перехода электрона на соответствующий уровень Ландау. Первое и второе слагаемые в фигурных скобках (14) характеризуют переходы из основного состояния центра на нулевой и первый уровни Ландау соответственно. Третье слагаемое — переход на нулевой уровень Ландау с излучением кванта магнитоплазменных волн. Остальные слагаемые определяются аналогично. Коэффициенты относительной ин-

тенсивности переходов из основного состояния i на уровень Ландау n с использованием волновой функции (9) для основного состояния и волновых функций Ландау для возбужденных могут быть вычислены аналитически. Так,

$$I_1 = \frac{4}{\gamma} + \frac{3}{2}(\gamma_1 - \gamma_2),$$

$$I_2 = \frac{15}{8}(\gamma_1 - \gamma_2)^2 + \frac{3}{2}\gamma_1\gamma_2 + \frac{6}{\gamma}(\gamma_1 - \gamma_2) - 1,$$

$$\gamma_1 = \frac{1 - \gamma + \gamma^2}{1 + \gamma + \gamma^2}, \quad \gamma_2 = \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma}. \quad (15)$$

Громоздкие выражения для $I_3, I_4 \dots$ приводить не будем ($\gamma = c\hbar/eHa^2$). При $\gamma = 1$ $I_1 = 4.5, I_2 = 1.24, I_3 = 0.41 \dots$. Наиболее активным является переход на первый уровень Ландау. Напомним, что для свободных электронов переход 0–1 является единственно разрешенным при низких температурах. На рис. 1 представлена теоретическая зависимость коэффициента

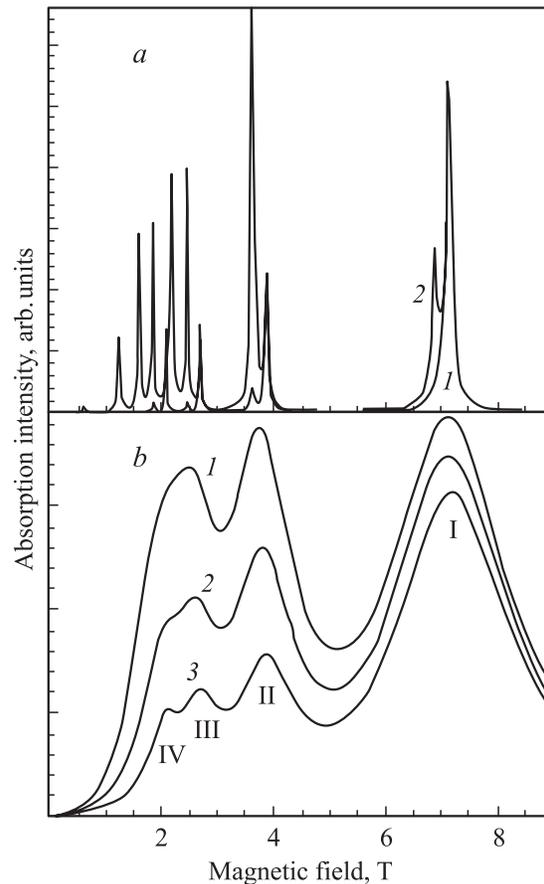


Рис. 1. Рассчитанный по формуле (14) спектр поглощения D⁻-центрами при энергии фотона $\hbar\omega = 17.58$ meV, $\hbar\omega_p = 3.67$ meV и $a = 100$ Å. Римские цифры обозначают номер уровня Ландау, на который происходит переход из основного состояния. *a* — полуширина $\Delta = 0.28$ meV, *1* — $N = 0.1$, *2* — *2*; *b* — полуширина $\Delta = 4.8$ meV, *1* — $N = 0.01$, *2* — *0.5*, *3* — *1*.

поглощения от магнитного поля (14) в относительных единицах при энергии фотона $\hbar\omega = 17.58 \text{ meV}$. Полуширины Δ всех лоренцианов в суперпозиции (14) приняты одинаковыми, так же как и значения параметров N . В простой модели с использованием полюса (13) и волновой функции основного состояния (9)

$$N \cong \frac{\omega_p^2}{2\hbar\tilde{\omega}_p^3} \sum_{\mathbf{q}} v_{\mathbf{q}} |\rho_{ii}(\mathbf{q})|^2 = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{e^2}{\varepsilon_0 a \hbar \tilde{\omega}_p} \left(\frac{\omega_p}{\tilde{\omega}_p} \right)^2. \quad (16)$$

Зависимостью параметров Δ и N от магнитного поля пренебрежем. При численном расчете были использованы экспериментальные значения для энергии связи [10], значение $\hbar\omega_p = 3.67 \text{ meV}$ без учета дисперсии и $a = 100 \text{ \AA}$. Как видно из рис. 1, *a*, при $\Delta = 0.28 \text{ meV}$ все линии поглощения, входящие в суперпозицию (14), разрешены. С ростом N увеличивается поглощение света, сопровождающееся излучением квантов магнито-плазменных волн частоты $\tilde{\omega}_p$. Увеличение полуширины линий сглаживает тонкую структуру спектра поглощения. Результаты расчета при $\Delta = 4.8 \text{ meV}$ показаны на рис. 1, *b*. Числа возле каждой линии поглощения указывают уровень Ландау, на который переходит электрон из основного состояния центра. Спектр поглощения, рассчитанный по формуле (14), на рис. 1, *b* верно отражает основные экспериментальные закономерности [10], представленные на вставке к рис 2. Отметим, что уже при $N = 0.5$ соотношение между высотами пиков существенно изменяется. Авторы работы [10] измерили магнитофотопроводимость (МРС) D⁻центров в GaAs–Ga_{0.75}Al_{0.25}As MQW структурах, состоящих из 150 квантовых ям шириной 100 Å, разделенных

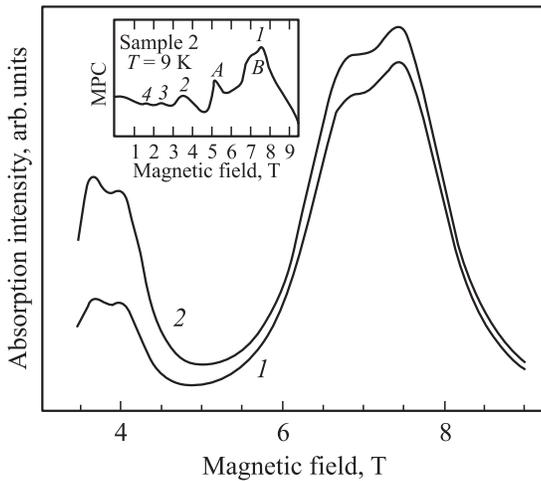


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения D⁻центра от магнитного поля с учетом взаимодействия первого и второго уровней Ландау с верхней гибридной модой магнитоплазменных колебаний, рассчитанная при энергии фотона $\hbar\omega = 17.58 \text{ meV}$, $\hbar\omega_p = 2 \text{ meV}$, $a = 100 \text{ \AA}$, $\hbar G_{10} = \hbar G_{21} = 1.64 \text{ meV}$ и с использованием экспериментальных значений энергии связи [10]. 1 — $N = 0.01$, 2 — 0.5. На вставке представлена экспериментальная зависимость магнитофотопроводимости от магнитного поля из работы [10].

барьерами в 100 Å. Образцы легировались кремнием (10^{10} cm^{-2}) по центру каждой ямы и на расстоянии 10 Å от ее поверхности. Зависимость магнитофотопроводимости от магнитного поля носила осцилляционный характер, обусловленный ионизацией D⁻центров и нейтральных доноров (пик А на вставке к рис. 2). Максимумы магнитофотопроводимости, по данным работы [10] (рис. 2), соответствуют переходам $i \rightarrow n$ с основного уровня D⁻центра на уровни Ландау с первого по четвертый. Доминирует в спектре линия поглощения, соответствующая переходу $i \rightarrow 1$ на первый уровень Ландау. Эти экспериментальные данные согласуются с теорией.

Однако некоторые экспериментальные особенности не отражаются формулой (14). На пике $i \rightarrow 1$ имеется плечо со стороны слабых полей, а на пике $i \rightarrow 2$ — со стороны сильных. В работе [10] первое плечо приписывается вкладу доноров вблизи границы квантовых ям. Но в таком случае на пике $i \rightarrow 2$ плечо также должно быть со стороны слабых полей. Кроме того, такого же рода плечо со стороны слабых полей должно быть и на пике $i \rightarrow 0$. Согласно экспериментальным данным [10], пики МРС $i \rightarrow 0$ при различных значениях энергии фотона $\hbar\omega$ имеют симметричную форму без намека на какую-либо структуру. По нашему мнению, плечи на пиках $i \rightarrow 1$ и $i \rightarrow 2$ обусловлены резонансным взаимодействием D⁻центра с магнито-плазменными волнами. Родственные явления возникают при резонансном взаимодействии электронной и фононной подсистем [13–17]. При совпадении циклотронной частоты с частотой продольных оптических фононов происходит расщепление уровней Ландау, что проявляется в пиннинг-структуре минимумов пропускания [13]. Поляронные пиннинги наблюдались как при исследовании межзонного магнитопоглощения [13], так и внутризонного циклотрон-фононного и циклотронного резонансов [14–16]. Отметим сразу, что объяснить плечи в спектрах МРС [10] излучением реальных квантов $\hbar\tilde{\omega}_p$ невозможно, так как $N < 1$, а $I_1 > 1$. Излучение же виртуальных квантов магнитоплазменных волн существенно изменяет энергетический спектр и вероятности переходов. Действительно, при низких концентрациях плазмы ($\tilde{\omega}_p \cong \omega_c$) состояния электрона на первом уровне Ландау и состояние на нулевом уровне плюс квант $\hbar\tilde{\omega}_p$ имеют близкие значения энергии $E_1 \cong E_0 + \hbar\tilde{\omega}_p$. При резонансных условиях необходимо уже в нулевом приближении учесть суперпозицию этих состояний [18], так как обычная теория возмущений здесь не применима. Энергетический спектр примесно-плазменной системы в области первого уровня Ландау находим из уравнения (7) с учетом резонансных слагаемых и полюса в точке $\Omega = \tilde{\omega}_p = (\omega_c^2 + \omega_p^2)^{1/2}$ (13)

$$\tilde{E}_1 \cong E_0 + \frac{1}{2} \hbar(\delta \pm \tilde{\Omega}), \quad \delta = \tilde{\omega}_p - \omega_c,$$

$$\tilde{\Omega} = \{\delta^2 + G_{10}^2\}^{1/2}, \quad G_{jn}^2 = \frac{2\omega_p^2}{\hbar\tilde{\omega}_p} \sum_{\mathbf{q}} v_{\mathbf{q}} |\rho_{jn}(\mathbf{q})|^2. \quad (17)$$

Магнитоплазменный аналог частоты Раби $\tilde{\Omega}$ зависит от величины расстройки резонанса $\delta = \tilde{\omega}_p - \omega_c$ и резонансного взаимодействия нулевого и первого уровней Ландау (константа G), в результате которого второе и третье слагаемые в формуле (14) заменяются следующими:

$$(I_1 b + N_0 d)L(\omega - \omega_b - \omega_c + 0.5(\tilde{\Omega} + \delta)) + (I_1 d + N_0 b)L(\omega - \omega_b - \omega_c - 0.5(\tilde{\Omega} + \delta)). \quad (18)$$

Мы по-прежнему имеем два пика, но с существенно иными величинами высот, которые определяются коэффициентами

$$b = \frac{\tilde{\Omega} + \delta}{2\Omega}, \quad d = \frac{\tilde{\Omega} - \delta}{2\Omega}. \quad (19)$$

Относительная интенсивность двух пиков поглощения зависит от величины b и d , а при выполнении неравенств $N_0 < 1$, $I_1 > 1$ определяется отношением b/d , которое всегда больше единицы, так как $\delta > 0$. Поэтому пик со стороны сильных магнитных полей выше, а плечо на пике $I \rightarrow 1$ расположено со стороны слабых полей в соответствии со спектром МРС, представленным на вставке к рис. 2. В области второго уровня Ландау возникает взаимодействие четырех уровней, однако наиболее сильно взаимодействуют те, для которых расстройка резонанса меньше. На рис. 2 представлены результаты расчета зависимости коэффициента поглощения от магнитного поля с учетом расщепления первого и второго уровней Ландау. Учитывалось взаимодействие второго уровня Ландау с уровнем $\tilde{E}_1 \cong E_0 + \frac{\hbar}{2}(\delta - \tilde{\Omega})$, для которого расстройка резонанса $\delta_1 = 1.5\delta - 0.5\tilde{\Omega}$ меньше, чем δ , и может стать отрицательной, а коэффициенты $N_1 I_1$ и N_2 сравнимы по величине. Это приводит к тому, что плечо на пике $I \rightarrow 2$ оказывается расположенным со стороны сильных полей в соответствии с экспериментальными данными работы [10].

Список литературы

- [1] R. Schepe, T. Schmelau, D. Tamme, K. Henneberger. Phys. Stat. Sol. B **206**, 1, 273 (1998).
- [2] А.А. Клюканов. ФТТ **29**, 11, 1529 (1987).
- [3] В.С. Вавилов, А.А. Клюканов, К.Д. Сушкевич, М.В. Чукичев, А.З. Ававдех, Р. Резванов. ФТТ **43**, 5, 776 (2001).
- [4] А.А. Klyukanov, N.A. Loiko, I.V. Babushkin. Laser Phys. **11**, 3, 318 (2001).
- [5] А.А. Klyukanov, N.A. Loiko, I.V. Babushkin, V. Gurau. Proc. of SPIE **4748**, 301 (2002).
- [6] Ф. Платцман, П. Вольф. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. Мир, М. (1975).
- [7] R. Kubo. J. Phys. Soc. Japan **12**, 3, 570 (1957).
- [8] R. Feynman, R. Hellwarth, C. Iddings, P. Platzman. Phys. Rev. **127**, 4, 1004 (1962).
- [9] R. Kubo. J. Phys. Sol. Japan **17**, 7, 1100 (1962).
- [10] S. Huant, S.P. Najda, B. Etienne. Phys. Rev. B **51**, 7, 4637 (1995).
- [11] M. Fujito, A. Natori, H. Yasunaga. Phys. Rev. Lett. **65**, 12, 1486 (1990).
- [12] Э.П. Синяевский, С.М. Соковнич. ФТП **34**, 7, 844 (2000).
- [13] E.J. Johnson, D.M. Larsen. Phys. Rev. Lett. **16**, 15, 655 (1966); K.L. Ngai, E.J. Johnson. Phys. Rev. Lett. **29**, 24, 1607 (1972).
- [14] В.И. Иванов-Омский, Е.М. Шерегий. ФТТ **16**, 1, 238 (1974); В.И. Голубев, В.И. Иванов-Омский, Е.М. Шерегий. ФТТ **17**, 1, 185 (1975).
- [15] D.H. Dickey, E.J. Johnson, D.M. Larsen. Phys. Rev. Lett. **18**, 10, 539 (1967); K. Nagasaca. Phys. Rev. B **15**, 4, 2273 (1977).
- [16] А.А. Клюканов, В.Н. Гладилин, Ву Чонг Хунг. УФЖ **25**, 6, 937 (1980); А.А. Klyukanov, E.P. Pokatilov, V.N. Gladilin, Tr.H. Wu. Phys. Stat. Sol. (b) **87**, 1, K159 (1978).
- [17] Ю.Е. Перлин, А.А. Каминский, В.Н. Енакий, Д.Н. Вылегжанин. Письма в ЖЭТФ **30**, 7, 426 (1979); V.N. Enachi, A. Lupei, V. Lupei, C. Presura, V.E. Ciobu. Proc. of SPIE **3405**, 570 (1998).
- [18] А.С. Давыдов. Квантовая механика. ГИФМЛ, М. (1963).