

Гибридно-примесный резонанс в квантовой проволоке, помещенной в магнитное поле

В.В. Карпунин

Мордовский государственный педагогический институт имени М.Е. Евсевьева
г. Саранск, 430007, Россия
E-mail: karpuninvv@mail.ru

В.А. Маргулис

Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева,
г. Саранск, 430005, Россия
E-mail: theorphysics@mrsu.ru

Статья поступила в редакцию 22 февраля 2016 г., опубликована онлайн 25 июля 2016 г.

Получено аналитическое выражение коэффициента поглощения электромагнитного излучения в квантовой проволоке. Рассмотрен случай поля, лежащего в плоскости перпендикулярной оси проволоки. Расчет проведен во втором порядке теории возмущений с учетом рассеяния электронов на ионизированной примеси. Показан резонансный характер поглощения и найдено положение резонансных частот в зависимости от величины и направления магнитного поля.

Отримано аналітичний вираз коефіцієнта поглинання електромагнітного випромінювання в квантовому дроті. Розглянуто випадок поля, що лежить в площині, яка перпендикулярна осі дроту. Розрахунок проведено в другому порядку теорії збурень з урахуванням розсіювання електронів на іонізованій домішці. Показано резонансний характер поглинання і знайдено положення резонансних частот в залежності від величини і напрямку магнітного поля.

PACS: **73.21.-b** Электронные состояния и коллективные возбуждения в мультислоях, квантовых ямах, мезоскопических и наноразмерных системах;
73.21.Hb Квантовые проволоки;
78.67.-n Оптические свойства низкоразмерных, мезоскопических, и наноразмерных материалов и структур.

Ключевые слова: квантовая проволока, ионизированная примесь, коэффициент поглощения.

1. Введение

Исследование оптических свойств низкоразмерных структур, с учетом рассеяния электронов на ионизированной примеси, подробно рассматривалось в литературе. В [1] вычислены вещественные части диагональных компонентов тензора проводимости для системы невырожденного и невзаимодействующего электронного газа в поперечном магнитном поле. Расчет приводит к резонансам, обусловленным поведением функции Макдональда при стремлении аргумента функции к нулю.

Междолинный циклотрон-примесный резонанс в полупроводниках был теоретически предсказан в [2] и экспериментально обнаружен в *n*-Ge в [3].

В последние годы появилось ряд работ, где исследовались электрон-примесные взаимодействия в низкоразмерных системах. Используя второй порядок теории возмущений по электрон-фотонному и электрон-примесному взаимодействиям, теоретически исследован нелинейный циклотрон-примесный резонанс в полупроводниках [4]. Рассмотрен невырожденный электронный газ и использован экранированный кулоновский потенциал электрон-примесного взаимодействия. Показаны резонансные пики в зависимости коэффициента поглощения (КП) от частоты электромагнитного излучения и магнитного поля. Проведено сравнение интенсивностей пиков линейного циклотрон-примесного резонанса и циклотрон-фононного резонанса. Показано, что интенсивность пиков циклотрон-примесного резонанса

существенно больше интенсивности циклотрон-фононного резонанса.

Гибридно-примесный резонанс в случае продольного магнитного поля в анизотропной квантовой проволоке рассмотрен в [5]. В ней изучен невырожденный электронный газ. Расчет проведен также во втором порядке теории возмущений по электрон-фотонному и электрон-примесному взаимодействию. Предполагалось, что все примеси одинаковые и расположены в проволоке хаотично. Использовался метод канонического преобразования фазового пространства для преобразования гамильтониана и получения гибридных частот. Вероятность рассеяния на примесях N_i равна вероятности рассеяния на одной примеси, умноженной на число примесей N_i . Поведение кривой поглощения вблизи точек резонанса имеет логарифмическую особенность и обусловлено функцией Макдональда. Помимо этого явления, построен и проанализирован пик гибридного резонанса. Проведено сравнение интенсивности пиков гибридно-примесного резонанса по сравнению с интенсивностью гибридно-фононного резонанса и показано, что интенсивность пиков гибридно-примесного резонанса достаточно велика.

В [6] выполнен расчет КП для гибридно-примесного резонанса в анизотропных квантовых точках. Построена резонансная кривая и отмечено резкое уменьшение интенсивности пика при увеличении номера уровня, на который происходит заброс электронов.

В [7] экспериментально исследовались магнитосопротивление и эффект Холла в структуре p -Si/SiGe/Si в наклонном магнитном поле. Исследована зависимость эффективного g -фактора от угла наклона магнитного поля относительно нормали к плоскости двумерного канала. Помимо этого, представлена зависимость коэффициента поглощения от полного магнитного поля при разных углах наклона магнитного поля. Показано, что при увеличении угла наклона положение осцилляций смещается в сторону больших магнитных полей.

В [8] теоретически исследован циклотронный резонанс в квазидвумерных металлах в наклонном магнитном поле. Показано, что в условии резонанса в бесстолкновительном пределе проводимость имеет корневую особенность, а амплитуда осцилляций импеданса возрастает при уменьшении параметра анизотропии поверхности Ферми.

Коэффициент поглощения электромагнитного излучения электронами в квантовой яме с учетом спин-орбитального взаимодействия вычислен в [9]. Показана система резонансных пиков на кривой поглощения, обусловленная переходами между уровнями с разными спиновыми числами.

Гибридные и гибридно-фононные резонансы в квантовой проволоке с анизотропным параболическим потенциалом исследовали в [10]. Изучали невырожденный электронный газ, дисперсией оптических фононов

пренебрегали. Получены выражения КП для обеих рассматриваемых задач. Проанализированы зависимости КП от частоты внешнего излучения, величины и направления магнитного поля. Асимметричный вид резонансных кривых обусловлен асимптотикой функции Макдональда вблизи точек резонанса.

Целью настоящей работы является исследование поглощения электромагнитного излучения с учетом рассеяния электронов на ионизированной примеси в квантовой проволоке с анизотропным параболическим потенциалом, помещенной в поперечное к оси проволоки магнитное поле.

2. Коэффициент поглощения для гибридно-примесного резонанса

Рассмотрим задачу нахождения коэффициента поглощения электромагнитного излучения в квантовой проволоке, помещенной в поперечное магнитное поле, описываемую векторным потенциалом $\mathbf{A} = (0, B_z x - B_x z, 0)$.

Гамильтониан электрона в моделируемой анизотропным параболическим потенциалом проволоке имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2m^*} \left[p_x^2 + \left(p_y - \frac{e}{c} B_z x + \frac{e}{c} B_x z \right)^2 + p_z^2 \right] + \frac{m^*}{2} (\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 z^2), \quad (1)$$

где ω_1, ω_2 — частоты параболического потенциала конфинмента.

Волновые функции гамильтониана (1) можно представить в виде [10]

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{L_y}} \exp(ip_y y / \hbar) \varphi_{n_1} \left(\frac{u}{l_1} \right) \varphi_{n_2} \left(\frac{v}{l_2} \right), \quad (2)$$

где $l_1, l_2 = \sqrt{\hbar / m^* \Omega_{1,2}}$ — гибридные длины, $\varphi_n(x)$ — осцилляторные функции, L_y — длина проволоки.

Координаты u, v связаны с декартовыми координатами в (1) следующими соотношениями [10]:

$$u = (x - x_0) \cos \alpha + (z - z_0) \sin \alpha, \\ v = -(x - x_0) \sin \alpha + (z - z_0) \cos \alpha,$$

где $x_0 = p_y \omega_z / M \omega_1^2$, $z_0 = -p_y \omega_x / M \omega_2^2$, $\omega_z = e B_z / m^* c$, $\omega_x = e B_x / m^* c$. Введем угол θ по формуле $\sin \theta = B_x / B$, а угол α связан с углом θ и частотами ω_1, ω_2 выражением

$$\cos 2\alpha = \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2 - \omega_c^2 \cos 2\theta}{\sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2 - \omega_c^2 \cos 2\theta)^2 + \omega_c^4 \sin^2 2\theta}}.$$

Энергетический спектр имеет вид [10]

$$E_{n_1, n_2, p_y} = \hbar \Omega_1 \left(n_1 + \frac{1}{2} \right) + \hbar \Omega_2 \left(n_2 + \frac{1}{2} \right) + \frac{p_y^2}{2M}, \quad (3)$$

где гибридные частоты

$$2\Omega_1^2 = \omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_c^2 - \sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2 - \omega_c^2 \cos 2\theta)^2 + \omega_c^4 \sin^2 2\theta},$$

$$2\Omega_2^2 = \omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_c^2 + \sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2 - \omega_c^2 \cos 2\theta)^2 + \omega_c^4 \sin^2 2\theta}$$

и

$$M = m^* \left(1 + \frac{\omega_c^2 \sin^2 \theta}{\omega_2^2} + \frac{\omega_c^2 \cos^2 \theta}{\omega_1^2} \right).$$

Вектор поляризации направим вдоль оси Ox , тогда оператор электрон-фотонного взаимодействия

$$H_R = -\frac{ie\hbar}{m^*} \sqrt{\frac{2\pi\hbar N_f}{V_0 \epsilon \omega}} \frac{\partial}{\partial x}, \quad (4)$$

где

$$\frac{\partial}{\partial x} = \cos \alpha \frac{\partial}{\partial u} - \sin \alpha \frac{\partial}{\partial v},$$

здесь N_f — число фотонов, ϵ — вещественная часть диэлектрической проницаемости, ω — частота фотонов.

Найдем матричный элемент:

$$\begin{aligned} \langle n_1, n_2, p_y, 0 | H_R | n'_1, n'_2, p'_y, -\mathbf{f} \rangle = & -\frac{ie\hbar}{m^* l_1 l_2} \sqrt{\frac{\pi \hbar N_f}{V_0 \epsilon \omega}} \delta_{p_y, p'_y} \times \\ & \times \left[\delta_{n_2, n'_2} l_2 \cos \alpha \left(\sqrt{n'_1} \delta_{n_1, n'_1-1} - \sqrt{n'_1+1} \delta_{n_1, n'_1+1} \right) - \right. \\ & \left. - \delta_{n_1, n'_1} l_1 \sin \alpha \left(\sqrt{n'_2} \delta_{n_2, n'_2-1} - \sqrt{n'_2+1} \delta_{n_2, n'_2+1} \right) \right]. \quad (5) \end{aligned}$$

Рассмотрим процесс поглощения электромагнитного излучения электронным газом, который сопровождается рассеянием на ионах примеси. В качестве потенциала взаимодействия будем использовать экранированный потенциал ионизированной примеси. При вычислении КП резонансы в поглощении возникают во втором порядке теории возмущений [4]. Тогда матричный элемент оператора возмущения будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} W = \langle n_1, n_2, p_y, 0, 0 | F | n'_1, n'_2, p'_y, -\mathbf{f}, \mathbf{q} \rangle = \\ = \sum_{n''_1 n''_2 p''_y} \frac{\langle n_1, n_2, p_y, 0 | H_R | n''_1, n''_2, p''_y, -\mathbf{f} \rangle \langle n''_1, n''_2, p''_y | V | n'_1, n'_1, p'_y \rangle}{E_{n_1 n_2 p_y} - E_{n''_1 n''_2 p''_y} + \hbar \omega} + \\ + \sum_{n''_1 n''_2 p''_y} \frac{\langle n_1, n_2, p_y | V | n''_1, n''_2, p''_y \rangle \langle n''_1, n''_2, p''_y, 0 | H_R | n'_1, n'_2, p'_y, -\mathbf{f} \rangle}{E_{n''_1 n''_2 p''_y} - E_{n_1 n_2 p_y} - \hbar \omega}. \quad (6) \end{aligned}$$

Фурье-образ экранированного потенциала примеси имеет вид [11]

$$V(r) = \frac{4\pi z e^2}{V_0 \epsilon} \sum_q \frac{1}{q^2 + k^2} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}), \quad (7)$$

где $k = 1/r_0, r_0$ — радиус экранирования, V_0 — нормировочный объем, ze — заряд примеси.

Вычисление матричного элемента электрон-примесного взаимодействия приводит к выражению

$$\begin{aligned} \langle n_1, n_2, p_y | V | n'_1, n'_2, p'_y \rangle = \\ = \sum_q C_q \exp(-l_1^2 G^2 / 4) \exp(-l_2^2 J^2 / 4) \exp(iq_x x_0) \exp(iq_z z_0) \times \\ \times \sqrt{\frac{n_1!}{n'_1!}} \sqrt{\frac{n_2!}{n'_2!}} \rho^{n'_1 - n_1} \alpha^{n'_2 - n_2} i^{n'_1 - n_1} i^{n'_2 - n_2} L_{n_1}^{n'_1 - n_1} \left(\frac{l_1^2 G^2}{2} \right) \times \\ \times L_{n_2}^{n'_2 - n_2} \left(\frac{l_2^2 J^2}{2} \right) \delta(k_y, k'_y + q_y), \quad (8) \end{aligned}$$

здесь введено $G^2 = (g_{x1} + g_{z1})^2 / l_1^2$, где $g_{x1} = q_x l_1 \cos \alpha$, $g_{z1} = q_z l_1 \sin \alpha$, $J^2 = (g_{x2} - g_{z2})^2 / l_2^2$, где $g_{x2} = q_x l_2 \sin \alpha$, $g_{z2} = q_z l_2 \cos \alpha$, $C_q = 4\pi z e^2 (V_0 \epsilon)^{-1} (q^2 + k^2)^{-1}$.

$L_n^\alpha(x)$ — присоединенный полином Лагерра.

Введем далее ρ и α по формулам

$$\rho^2 = \frac{l_1^2 G^2}{2}, \quad \alpha^2 = \frac{l_2^2 J^2}{2}.$$

Используя (6), найдем парциальные коэффициенты поглощения Λ по формуле [5]

$$\begin{aligned} \Lambda(n_1, n_2, n'_1, n'_2) = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon}}{c\hbar N_f} V_0 \times \\ \times N_i \sum_{p_y p'_y} |\langle n_1, n_2, p_y, 0, 0 | F | n'_1, n'_2, p'_y, -\mathbf{f}, \mathbf{q} \rangle|^2 \times \\ \times f_0(E_{n_1 n_2 p_y}) \delta(E_{n_1 n_2 p_y} - E_{n'_1 n'_2 p'_y} + \hbar \omega), \quad (9) \end{aligned}$$

где N_i — число примесей.

Нормированная на концентрацию n функция распределения невырожденного электронного газа имеет вид

$$\begin{aligned} f_0(E_{n_1, n_2, p_y}) = \frac{8\pi\hbar n \operatorname{sh}(\hbar\Omega_1 / 2T) \operatorname{sh}(\hbar\Omega_2 / 2T)}{\sqrt{2M} \pi T L_y} \times \\ \times \exp\left(-\frac{E_{n_1, n_2, p_y}}{T}\right), \quad (10) \end{aligned}$$

где n_1, n_2 — квантовые числа осциллятора.

Используя формулы (5) и (8), при интегрировании по \mathbf{q} перейдем в полярную систему координат q_{\perp}, φ . Рассмотрим ниже актуальный случай, когда переходы идут только из основного состояния $n_1 = n_2 = 0$. Используем [12]:

$$\int_0^{\infty} \frac{x^{\alpha-1}}{(x+z)^{\rho}} \exp(-px) dx = \Gamma(\alpha) z^{\alpha-\rho} \Psi(\alpha; \alpha+1-\rho; pz), \quad (11)$$

где $\Gamma(\alpha)$ — гамма функция Эйлера, $\Psi(\alpha; \beta; \gamma)$ — вырожденная гипергеометрическая функция.

В этом случае получим для интеграла по q_{\perp}

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} \frac{1}{(x+s)^2} x^{n_1'+n_2'+1} \exp(-(\beta^2 + \gamma^2 \eta^2)x) dx = \\ & = \Gamma(n_1' + n_2' + 2) s^{n_1'+n_2'} \times \\ & \times \Psi(n_1' + n_2' + 2; n_1' + n_2' + 1; (\beta^2 + \gamma^2 \eta^2)s), \quad (12) \\ & \beta = \cos(\alpha - \varphi) / \sqrt{2}, \quad x = q_{\perp}^2 l_1^2 = (q_x^2 + q_z^2) l_1^2, \\ & \gamma = \sin(\varphi - \alpha) / \sqrt{2}, \quad \eta = l_2 / l_1, s = l_1^2 k^2. \end{aligned}$$

Для интеграла по φ получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} & \frac{4l_1^2 l_2^2}{\hbar^2} \int_0^{2\pi} \Psi(n_1' + n_2' + 2; n_1' + n_2' + 1; (\beta^2 + \gamma^2 \eta^2)s) \times \\ & \times \left[-\beta \left(\frac{\omega^2}{(\Omega_1^2 - \omega^2)} \right) \cos \alpha + \gamma \left(\frac{\omega^2}{(\Omega_2^2 - \omega^2)} \right) \sin \alpha \right]^2 \times \\ & \times \beta^{2n_1'} (\gamma \eta)^{2n_2'} d\varphi. \end{aligned}$$

Двойной интеграл по импульсам электронов в (9) имеет вид [12]

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-p_y^2 / 2MT) \delta(E_{0,0,p_y} - E_{n_1',n_2',p_y'} + \hbar\omega) dp_y dp_y' = \\ & = M \exp(\hbar\Delta\omega / 2T) K_0(\hbar|\Delta\omega| / 2T), \quad (13) \end{aligned}$$

здесь $K_0(z)$ — функция Макдональда, расстройка резонанса $\Delta\omega = \omega - \Omega_1 n_1' - \Omega_2 n_2'$.

Запишем окончательное выражение КП, просуммировав парциальные коэффициенты,

$$\begin{aligned} & \frac{\Lambda}{\Lambda_0} = \sum_{n_1'} \sum_{n_2'} \frac{\omega_1^3}{\omega^3} \frac{\Gamma(n_1' + n_2' + 2)}{n_1'! n_2'!} s^{n_1'+n_2'} \text{sh}(\hbar\Omega_1 / 2T) \text{sh}(\hbar\Omega_2 / 2T) \times \\ & \times \exp(-\hbar\Omega_1 / 2T) \exp(-\hbar\Omega_2 / 2T) \exp(\hbar\Delta\omega / 2T) K_0(\hbar|\Delta\omega| / 2T) \times \\ & \times \int_0^{2\pi} \Psi(n_1' + n_2' + 2, n_1' + n_2' + 1; (\beta^2 + \gamma^2 \eta^2)s) \times \left[-\beta \left(\frac{\omega^2}{(\Omega_1^2 - \omega^2)} \right) \cos \alpha + \gamma \left(\frac{\omega^2}{(\Omega_2^2 - \omega^2)} \right) \sin \alpha \right]^2 \beta^{2n_1'} (\gamma \eta)^{2n_2'} d\varphi, \quad (14) \end{aligned}$$

где введено

$$\Lambda_0 = \frac{64\pi e^6 n_z^2 N_i}{V_0 \hbar c \sqrt{2\pi T m^*} \sqrt{m^* \varepsilon^{5/2} \omega_1^3}}. \quad (15)$$

Расчет проведен при условии, что вероятность рассеяния на N_i примесях равна вероятности рассеяния на одной примеси, умноженной на число примесей N_i . В расчете предполагалось, что можно пренебречь разогревом электронного газа и связанными с этим эффектами.

3. Заключение

Исследовано поглощение электромагнитного излучения в квантовой проволоке, помещенной в поперечное к оси проволоки магнитное поле. Расчет проведен с учетом рассеяния электронов на ионизованной примеси. Рассмотрен случай переходов электронов с поглощением фотонов и рассеянием электронов на примесях без захвата электронов примесью.

В итоге проявляется гибридно-примесный резонанс в квантовой проволоке. Резонансы происходят на мультигибридных частотах, что позволяет оценить значения

гибридных частот энергетического спектра и параметров параболического потенциала.

Как видно на рис. 1 и 2, пики зависимости КП от частоты электромагнитного излучения имеют асимметричный вид, который обусловлен поведением функции Макдональда вблизи точки резонанса. Также отметим

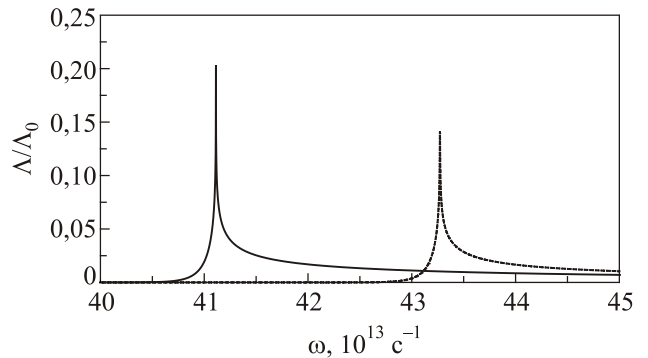


Рис. 1. Зависимость парциального коэффициента поглощения электромагнитного излучения от частоты излучения. Переход $|0,0\rangle \rightarrow |2,2\rangle$, $\omega_1 = 5 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_2 = 10 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_c = 11 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\theta = \pi/3$ — сплошная кривая, $\theta = \pi/6$ — пунктирная кривая, $T = 10 \text{ K}$.

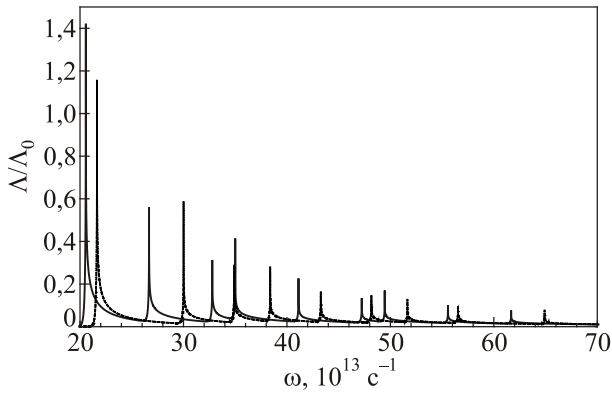


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения электромагнитного излучения от частоты излучения. $\omega_1 = 5 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_2 = 10 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_c = 11 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\theta = \pi/3$ — сплошная кривая, $\theta = \pi/6$ — пунктирная кривая, $T = 10 \text{ K}$.

спад интенсивности пиков, которые соответствуют электронным переходам на более высокие уровни. Подобная ситуация рассматривалась ранее в [6].

Зависимость КП от циклотронной частоты приводит к другому виду асимметричных резонансных пиков (рис. 3).

Зависимость КП от направления магнитного поля в плоскости перпендикулярной оси проволоки также имеет асимметричный резонансный вид (рис. 4), обусловленный теми же причинами.

Следует отметить, что рассмотрение этой задачи для случая вырожденного электронного газа должно привести нас к той же логарифмической сингулярности КП вблизи точек резонанса, что и в невырожденном газе. Эта сингулярность происходит от особенности плотности начальных и конечных состояний и не зависит от вырождения электронного газа [4].

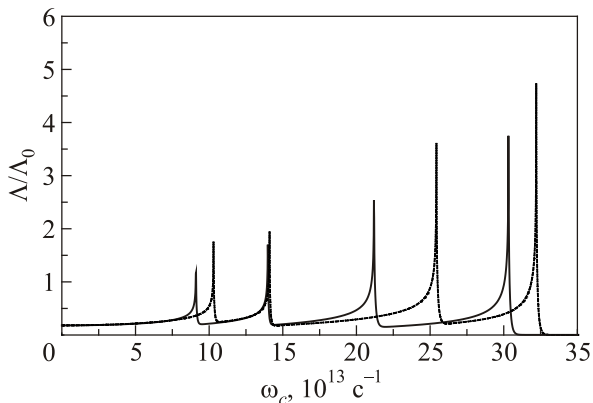


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения электромагнитного излучения от магнитного поля. $\omega_1 = 5 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_2 = 10 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\theta = \pi/3$ — сплошная кривая, $\theta = \pi/6$ — пунктирная кривая, $T = 10 \text{ K}$.

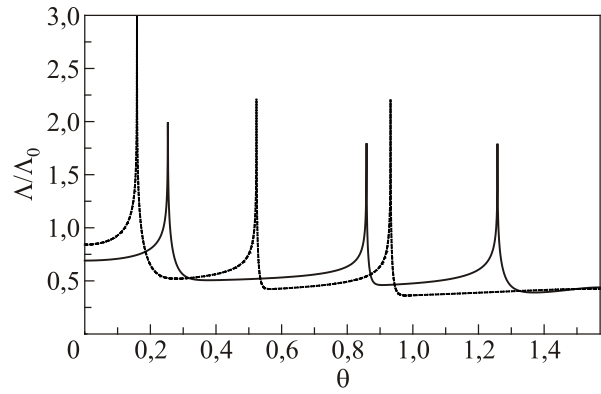


Рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения электромагнитного излучения от угла наклона магнитного поля в плоскости xOz . $\omega_1 = 5 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_2 = 10 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_c = 7 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$ — сплошная кривая, $\omega_c = 11 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$ — пунктирная кривая, $T = 10 \text{ K}$.

1. Ю.А. Гурвич, *ЖЭТФ* **61**, 1120 (1971) [*Sov. JETP* **34**, 598 (1972)].
2. Р.И. Рабинович, *ФТП* **8**, 91 (1974) [*Sov. Phys. Semicond.* **8**, 55 (1974)].
3. Е.М. Гершензон, С.Л. Орлова, Л.А. Орлов, Н.Г. Птицина, Р.И. Рабинович, *Письма в ЖЭТФ* **24**, 145 (1976) [*Sov. JETP Lett.* **24**, 125 (1976)].
4. В.А. Маргулис, *ЖЭТФ* **126**, 727 (2004) [*JETP* **99**, 633 (2004)].
5. В.А. Маргулис, Н.Ф. Павлова, А.В. Шорохов, *ФТТ* **48**, 688 (2006) [*Phys. Solid State* **48**, 935 (2006)].
6. V.A. Margulis and A.V. Shorokhov, *Physica E* **41**, 483 (2009).
7. И.Л. Дричко, И.Ю. Смирнов, А.В. Суслов, О.А. Миронов, Д.Р. Лидли, *ЖЭТФ* **138**, 557 (2010) [*JETP* **111**, 495 (2010)].
8. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ФНТ* **40**, 851 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 662 (2014)].
9. V.V. Karpunin and V.A. Margulis, *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics* **4**, 324 (2013).
10. В.В. Карпунин, В.А. Маргулис, *ФТП* **50**, 785 (2016) [*Semiconductors* **50**, 769 (2016)].
11. Дж. Займан, *Электроны и фононы*, ИЛ, Москва (1962) [Oxford University Press; Reprint edition (April, 5 (2001))].
12. А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев. *Интегралы и ряды. Элементарные функции*, Наука, Москва (1981) [Gordon and Breach, New York (1986)].

Hybrid-impurity resonance in a quantum wire placed in a magnetic field

V.V. Karpunin and V.A. Margulis

The analytical expression of the absorption coefficient of the electromagnetic radiation in a quantum wire is obtained. The case of a transverse magnetic field

with respect to the axis of the wire is considered. The calculation is produce in the second order perturbation theory. We taking into account the scattering of electrons on ionized impurities. Resonances in the absorption are found. Position of resonance frequencies depending on the magnitude and the direction of magnetic field are found.

PACS: **73.21.-b** Electron states and collective excitations in multilayers, quantum wells, mesoscopic, and nanoscale systems;
73.21.Hb Quantum wires;
78.67.-n Optical properties of low-dimensional, mesoscopic, and nanoscale materials and structures.

Keywords: quantum wire, ionized impurities, absorption coefficient.