

Электронное поглощение поверхностных акустических волн квантовыми кольцами в магнитном поле

© В.М. Ковалев, А.В. Чаплик[†]

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 29 января 2003 г. Принята к печати 31 января 2003 г.)

Рассмотрено поглощение поверхностной акустической волны ансамблем квантовых колец с одним и двумя электронами в магнитном поле. Рассчитаны зависимости коэффициента поглощения от магнитного потока сквозь кольцо и от частоты волны при учете кулоновского взаимодействия электронов. Показано, что коэффициент поглощения поверхностной акустической волны как функция магнитного потока осциллирует с периодом, равным кванту магнитного потока.

1. Введение

В текущей литературе имеется большое число работ, посвященных исследованию электронных свойств квантовых колец (КК). Современные успехи технологии позволяют не только создавать полупроводниковые системы с размером КК порядка эффективного боровского радиуса, но также управлять их заселенностью носителями с помощью затворного напряжения. При этом удастся зарегистрировать появление в кольце каждого очередного электрона: в работе [1] авторы наблюдали рекомбинационное излучение из квантовых колец, в которых число электронов последовательно изменялось от одного до пяти. Подобные структуры представляют интерес для недавно возникшего направления в физике полупроводников, называемого одноэлектроникой и занимающегося искусственными атомами с малым числом электронов. В таких объектах удобно изучать роль межэлектронного взаимодействия, так как конкурирующая с ним кинетическая энергия системы определяется размерным квантованием и, следовательно, тоже может управляемо изменяться в эксперименте.

Оптические свойства двухэлектронной вигнеровской молекулы теоретически исследованы в работе [2]. Взаимодействие с электромагнитным полем описывалось в дипольном приближении, поскольку размеры мезоскопических колец на несколько порядков меньше резонансной длины волны. Однако пространственная неоднородность возмущающего поля может стать существенной при взаимодействии электронов с акустическими волнами. Напомним в связи с этим, что в последние годы был достигнут значительный прогресс в исследовании гибридных систем, в которых 2D электроны подвергаются действию поверхностной акустической волны (ПАВ) [3].

В предлагаемой работе мы рассматриваем поглощение ПАВ электронами, локализованными в КК, в присутствии магнитного поля. Одноэлектронный и двухэлектронный случаи качественно отличаются. В первом существует отличный от нуля недиагональный матричный элемент дипольного момента, и электронные переходы

возможны даже в пределе однородного поля. В двух- и многоэлектронном случае при сильном кулоновском взаимодействии электроны образуют кольцевую вигнеровскую молекулу, дипольный момент которой строго равен нулю вследствие симметрии. Поглощение при этом осуществляется за счет переходов высшей мультипольности.

Учет принципа Паули приводит к корреляциям между угловым моментом центра масс и полным спином системы двух электронов, что, естественно, проявляется в магнитолевой зависимости коэффициента поглощения ПАВ. Наконец, учет относительного движения частиц (колебания вигнеровской молекулы) дополнительно усложняет картину поглощения, хотя, разумеется, периодичность по магнитному потоку сохраняется.

Мы будем для определенности рассматривать следующую структуру. Имеется подложка (GaAs), на поверхности которой расположены КК (InAs). Вдоль поверхности распространяется ПАВ, ортогонально поверхности приложено постоянное однородное магнитное поле. Для простоты мы будем рассматривать модель одномерного кольца и пренебрежем зеэмановской энергией и спин-орбитальным взаимодействием. Эти эффекты приводят к малому расщеплению одночастичных уровней энергии, в то время как нашей целью является выяснение роли кулоновского взаимодействия и качественных различий в поглощении ПАВ независимыми частицами и сильно коррелированной системой — вигнеровской молекулой.

2. Невзаимодействующие электроны

В этом разделе мы кратко рассмотрим ситуацию, когда в КК имеется один электрон. Пусть подложка занимает полупространство $z < 0$ и перпендикулярно поверхности приложено однородное магнитное поле $\mathbf{B} = (0, 0, B)$. Магнитный поток, проходящий сквозь КК, определяется выражением $\Phi = B\pi a^2$. ПАВ движется в плоскости (x, y) , с волновым вектором $\mathbf{q} = (\omega/s, 0)$. Здесь ω и s соответственно частота и скорость ПАВ. Тогда для возмущения, действующего на электрон,

[†] E-mail: chaplik@isp.nsc.ru

можно записать

$$V(x) = V_0 \exp(iqx - i\omega t) + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где для пьезоэлектрического взаимодействия $V_0 = e\varphi_{\text{SAW}}$, здесь φ_{SAW} — амплитуда потенциала электрического поля ПАВ. Далее мы будем опускать множители вида $\exp(i\omega t)$.

В модели одномерного КК уравнение Шредингера имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*a^2} \left(\frac{d}{d\varphi} - i \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 \Psi_j(\varphi) = \varepsilon_j \Psi_j(\varphi). \quad (2)$$

Волновые функции и спектр даются формулами

$$\Psi_j(\varphi) = (2\pi)^{-1/2} \exp(ij\varphi),$$

$$\varepsilon_j = \frac{\hbar^2}{2m^*a^2} \left(j + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2, \quad j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3)$$

где $\Phi_0 = hc/e$ — квант магнитного потока.

Для расчета коэффициента поглощения ПАВ воспользуемся выражением

$$\Gamma = \frac{2\pi\omega}{I_0} \sum_{j,j'} |V_{j'j}|^2 \delta(\varepsilon_{j'} - \varepsilon_j - \hbar\omega). \quad (4)$$

Здесь I_0 — интенсивность ПАВ, $V_{j'j}$ — матричный элемент возмущения (1) по состояниям (3). В выражении (4) магнитный поток входит только в комбинации $j + \Phi/\Phi_0$ через уровни энергии ε_j . Отсюда сразу следует, что Γ периодически зависит от Φ с периодом Φ_0 . Результат расчета поглощения по формуле (4) обсуждается в разд. 4.

3. Двухэлектронная вигнеровская молекула

Гамильтониан системы двух взаимодействующих электронов в КК дается выражением

$$H = \sum_{\alpha=1}^2 \frac{1}{2m^*} \left(p_\alpha + \frac{e}{c} A_\alpha \right)^2 + V(x_1, x_2) + U(|x_1 - x_2|), \quad (5)$$

где

$$V(x_1, x_2) = V_0 [\exp(iqx_1) + \exp(iqx_2)] + \text{к.с.} \quad (6)$$

— потенциал взаимодействия электронов в ПАВ, $U(|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|)$ — потенциал кулоновского взаимодействия электронов, $p_\alpha = -i\hbar\nabla_\alpha$ — оператор импульса α -го электрона, $A_\alpha = Ba/2$ — угловая компонента векторного потенциала на кольце. Разделяя переменные в полярной системе координат, мы получаем уравнения

на движение центра масс и относительное движение электронов соответственно:

$$-\frac{\hbar^2}{4m^*a^2} \left(\frac{d}{d\varphi_c} - 2i \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 F(\varphi_c) = E_1 F(\varphi_c),$$

$$-\frac{\hbar^2}{m^*a^2} \frac{d^2}{d\theta^2} G(\theta) + U(\theta) G(\theta) = E_2 G(\theta), \quad (7)$$

где

$$U(\theta) = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_s a \sqrt{2(1 - \cos\theta)}}, \quad (8)$$

$$E = E_1 + E_2$$

— энергия взаимодействия и полная энергия системы, $\varphi_c = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$ — координата центра масс, $\theta = \varphi_2 - \varphi_1$ — координата относительного движения электронов.

Волновая функция системы имеет вид

$$\psi(\varphi_c, \theta) = (2\pi)^{-1/2} \exp(iJ\varphi_c) G(\theta), \quad (9)$$

где $G(\theta)$, будучи решением второго уравнения в (7) с периодическим потенциалом, должна иметь блоховский вид:

$$G(\theta) = e^{ip\theta} u(\theta),$$

$$u(\theta + 2\pi) = u(\theta).$$

Для решения второго уравнения в (7) рассмотрим предел, когда кулоновское взаимодействие гораздо больше, чем кинетическая энергия электронов, т.е. когда выполняется неравенство

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_s a} \gg \frac{\hbar^2}{m^*a^2}.$$

Легко понять, что это условие позволяет применить приближение сильной связи

$$G(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{m=-N/2}^{m=N/2} e^{ip\theta_m} \chi(\theta - \theta_m), \quad N \rightarrow +\infty, \quad (10)$$

где

$$\theta_m = \pi(2m + 1),$$

$$-1/2 < p \leq 1/2.$$

В том же приближении потенциал $U(\theta)$ можно представить в виде

$$U(\theta) = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_s a \sqrt{2(1 - \cos\theta)}} \approx \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0\varepsilon_s a} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{m^* \Omega^2 a^2}{2} (\theta - \theta_m)^2 \Theta(\pi - |\theta - \theta_m|), \quad (11)$$

где

$$\Omega^2 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon_s m^* a^3}$$

и $\Theta(x)$ — функция Хевисайда. Тогда уравнение Шредингера для относительного движения становится осцилляторным, и мы имеем

$$E_2 = \hbar\Omega(n + 1/2) + \Delta(p), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

$$\chi_n(\theta - \theta_m) = C_n \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta - \theta_m}{x_0}\right)^2\right] H_n\left(\frac{\theta - \theta_m}{x_0}\right) \quad (12)$$

и $x_0 = [\hbar/(m^*\Omega a^2)]^{1/2}$ — осцилляторная длина, $H_n(x)$ — полином Эрмита, $C_n = 1/(2^n n! \pi^{1/2} x_0)^{1/2}$ — нормировочная постоянная, $\Delta(p)$ — малая (в приближении сильной связи) добавка к энергии относительного движения, соответствующая туннелированию электронов сквозь кулоновский барьер навстречу друг к другу.

Подставляя (9) в первое уравнение в (7), получаем энергию движения центра масс:

$$E_1 = \hbar\omega_0 \left(J + 2 \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2, \quad (13)$$

$$\omega_0 = \frac{\hbar}{4m^* a^2}.$$

Параметры J и p должны быть найдены из условий периодичности полной волновой функции по φ_1 и φ_2 независимо. Эти условия имеют вид

$$J\pi + 2\pi p = 2\pi N_1, \quad (14)$$

$$J\pi - 2\pi p = 2\pi N_2,$$

где N_1 и N_2 — целые числа. Отсюда находим: J — целое, p — либо целое, либо полуцелое, т.е. в пределах первой „зоны Бриллюэна“ реализуются только две возможности: $p = 0$ при четном J и $p = 1/2$ при нечетном полном моменте.

Для определения основного состояния и волновой функции системы требуется учет принципа Паули, что приводит к корреляции между квантовыми числами орбитального движения и полным спином системы S :

$$J = 2l + 1, \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \text{при } S = 1, \quad p = 1/2,$$

$$J = 2l, \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \text{при } S = 0, \quad p = 0. \quad (15)$$

Таким образом, если внешнее возмущение, накладываемое на систему не зависит от спинов электронов ($\Delta S = 0$), то возможны лишь переходы с изменением J на четное число: $\Delta J = 2l$, где $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Поскольку мы в нашей работе не ограничиваемся только лишь дипольным приближением, для расчета поглощения ПАВ внешнее возмущение (6) пишем в виде разложения по функциям Бесселя $J_n(x)$:

$$V(\varphi_1, \varphi_2) = V_0 \sum_k i^k J_k(qa) (e^{ik\varphi_1} + e^{ik\varphi_2}) + \text{к.с.}, \quad (16)$$

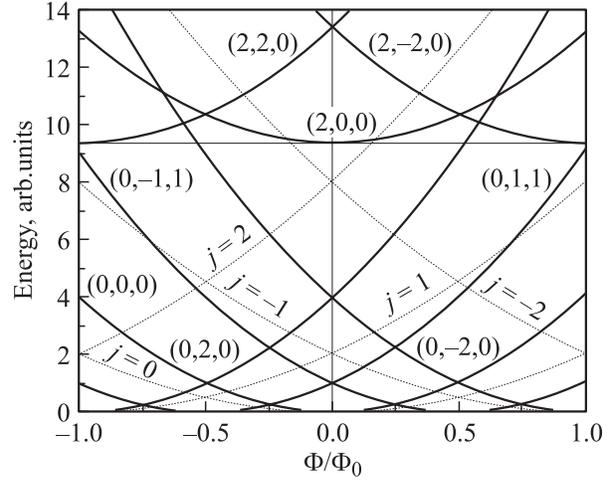


Рис. 1. Уровни энергии свободного электрона (пунктирные кривые) и двух взаимодействующих электронов (сплошные кривые) в зависимости от магнитного потока.

где индексы 1, 2 нумеруют электроны. Переходя в систему центра масс, имеем

$$V(\varphi_c, \theta) = 2V_0 \sum_k i^k J_k(qa) e^{ik\varphi_c} \cos\left(\frac{k\theta}{2}\right). \quad (17)$$

Для расчета коэффициента поглощения ПАВ в случае двух электронов в КК не достаточно просто произвести замену в выражении (4) матричного элемента $V_{j'j}$ на матричный элемент возмущения (17). Дело в том, что при изменении магнитного потока сквозь КК, периодически меняется полный спин основного состояния системы S . Из рис. 1, на котором показана зависимость уровней энергии вигнеровской молекулы в КК от магнитного потока, видим, что при $\Phi/\Phi_0 = 0.25$ роль основного состояния с полным спином $S = 0$ переходит к состоянию с $S = 1$. Это явление (так называемые синглет–триплетные осцилляции) впервые было предсказано в работе [4]. При учете этого обстоятельства поглощение ПАВ запишется в виде

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = g_{\text{singlet}} \sum_{\eta'\eta} \frac{A_{\eta'\eta} A_{\eta'\eta}^*}{1 + (\omega_{\eta'\eta} - \omega)^2 \tau^2} + g_{\text{triplet}} \sum_{\eta'\eta} \frac{A_{\eta'\eta} A_{\eta'\eta}^*}{1 + (\omega_{\eta'\eta} - \omega)^2 \tau^2}. \quad (18)$$

Здесь введены обозначения:

$$A_{\eta'\eta} = \frac{V_{\eta'\eta}}{2V_0}; \quad V_{\eta'\eta} = \langle \eta' | V(\varphi_c, \theta) | \eta \rangle, \quad \omega_{\eta'\eta} = \frac{E_{\eta'} - E_{\eta}}{\hbar},$$

$$\Gamma_0 = 64\pi N_R \frac{e^2}{(\epsilon + 1)} \frac{\tau}{\hbar} K_{\text{eff}}^2,$$

η — совокупность квантовых чисел: полного момента J и осцилляторного числа n ; τ — время релаксации; K_{eff} — коэффициент электромеханической

связи; N_R — поверхностная плотность колец; ε — диэлектрическая проницаемость подложки; $g_{\text{singlet}} = 1$, $g_{\text{triplet}} = 3$ — весовые множители синглетного и триплетного состояний соответственно. Следует отметить, что суммирование в выражении (18) в первой сумме выполняется по четным J , а во второй — по нечетным в соответствии с правилами (15). Имея в виду гибридные структуры, типа описанных в [3], примем для численных оценок следующие значения величин: $N_R = 10^6 \text{ см}^{-2}$, $\varepsilon = 50$, $\tau \approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ с}$, $K_{\text{eff}} = 0.237$ и для Γ_0 получаем оценку $\Gamma_0 \approx 2.4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$.

В выражении (18) учтено, что начальное состояние $|\eta\rangle = |n, J\rangle$ всегда занято, а конечное $|\eta'\rangle = |n', J'\rangle$ всегда свободно. Учитывая (9), (10) и (12), для матричного элемента $V_{\eta'\eta}$ находим выражение (см. Приложение)

$$\langle n', J' | V | 0, J \rangle = \frac{V_0}{\sqrt{2^{n'} n'!}} \sum_k (-i)^k J_k(qa) \left(\frac{ikx_0}{2} \right)^{n'} \times \exp\left(-\frac{k^2 x_0^2}{16}\right) \delta_{J', J+k} \delta_{S', S} [1 + (-1)^{n'}]. \quad (19)$$

Здесь $x_0 = \sqrt{\hbar/(m^* \Omega a^2)}$. Так как переходы по J возможны только на четное число $\Delta J = 2l$, из (19) следует $k = 2l$. Отметим, что матричный элемент (19) в нашей модели не зависит от магнитного потока, пронизывающего КК, и, следовательно, можно утверждать, что высоты пиков поглощения не чувствительны к изменениям магнитного поля по крайней мере в приближении одномерного кольца. Численный расчет поглощения по формулам (4) и (18) представлен на рис. 3, *a, b* и обсуждается далее. При расчете использовались следующие значения параметров: $a = 800 \text{ \AA}$, $m^* = 0.04m_0$.

4. Обсуждение результатов

Энергетический спектр системы двух электронов в зависимости от магнитного потока представлен на рис. 1, где состояния вигнеровской молекулы описываются числами (n, J, S) . Здесь $n = 0, 1, 2, \dots$ — колебательное квантовое число, $J = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$ — азимутальное квантовое число (полный угловой момент системы), $S = 0, 1$ — значение полного спина. Значения энергии даны в единицах вращательного кванта $\hbar\omega_0$. Для состояний свободного электрона указан его угловой момент j . На приведенном рисунке не показаны уровни энергии вида $(1, J, S)$, поскольку, как это видно из (19), вследствие правил отбора $n' = 0, 2, 4, \dots$ они не участвуют в поглощении.

Частотная зависимость коэффициента поглощения ПАВ $\Gamma(\omega)$ вигнеровской молекулы в КК при $S = 0$ и двух различных значениях магнитного потока приведена на рис. 2. Видим, что кроме пиков большой интенсивности, соответствующих переходам $(0, 0, 0) \rightarrow (0, \pm 2, 0)$, существуют дополнительные пики (фонные повторения), связанные с поглощением ПАВ колебательной степенью свободы вигнеровской молекулы (см. вставку на

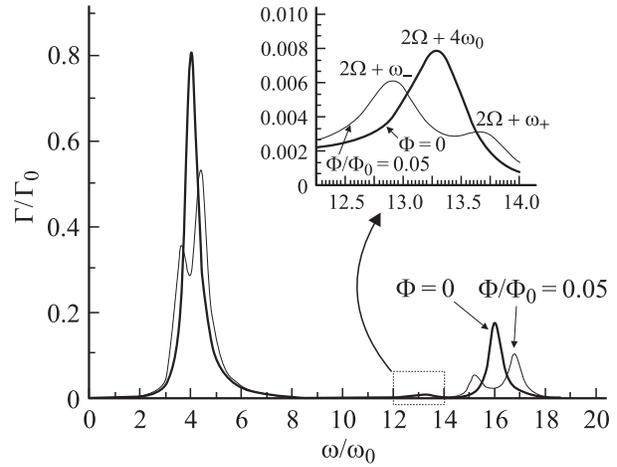


Рис. 2. Зависимости коэффициента поглощения от частоты поверхностной акустической волны (ПАВ) при различных значениях магнитного потока и полным спином системы $S = 0$. Жирные линии соответствуют поглощению при $\Phi = 0$, тонкие — при $\Phi = 0.05\Phi_0$. На вставке — зависимости коэффициента поглощения от частоты ПАВ на колебательных степенях свободы вигнеровской молекулы.

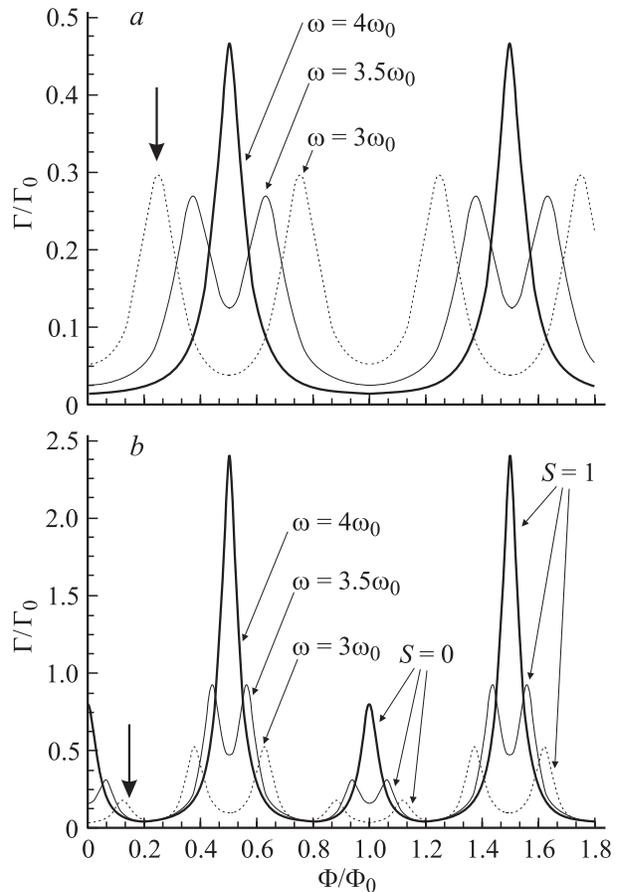


Рис. 3. Зависимости коэффициента поглощения от магнитного потока на частотах $\omega = 4\omega_0$, $\omega = 3.5\omega_0$ и $\omega = 3\omega_0$: *a* — для одного электрона, *b* — для двух взаимодействующих электронов.

рис. 2). Первая (низкочастотная) группа пиков отвечает одному переходу для $\Phi = 0$ (резонансная частота $4\omega_0$) и двум переходам при $\Phi = 0.05\Phi_0$, так как вырождение по моменту в этом случае снимается и в поглощении имеются два максимума при частотах, обозначенных на рис. 2 ω_+ и ω_- . Фононные повторения сдвинуты на частоту разрешенного колебательного перехода 2Ω и также содержат три пика при $\omega = 2\Omega + \omega_-$, $\omega = 2\Omega + 4\omega_0$ и $\omega = 2\Omega + \omega_+$. Группа высокочастотных пиков вблизи $\omega = 16\omega_0$ соответствует переходам $(0, 0, 0) \rightarrow (0, \pm 4, 0)$.

Заметим, что параметр $\omega a/s$ для всех пиков, приведенных на рис. 2, заметно больше единицы ($4\omega_0 a/s = 2.22$), т.е. дипольное приближение заведомо неприменимо.

Наиболее интересной (и простой для экспериментального обнаружения) является эволюция спектра поглощения ПАВ как функции магнитного потока сквозь кольцо. На рис. 3, *a* и 3, *b* приведены эти спектры для случая одного и двух сильно взаимодействующих электронов в КК. Видно, что при появлении в кольце второго электрона (т.е. при некотором значении напряжения) положение пиков поглощения изменяется скачком (см. жирные стрелки на рис. *a* и *b*), так как эффективные вращательные кванты в формулах (3) и (13) отличаются в 2 раза. Что касается высоты пиков, то она определяется величиной $J_k(\omega a/s)$. Если параметр $\omega a/s$ не мал по сравнению с 1 (как в нашем расчете), то высоты пиков быстро меняются при изменении ω или a и возможно также обратное, чем на рис. 3, соотношение между высотами пиков поглощения для одного и двух взаимодействующих электронов.

5. Заключение

Таким образом, мы показали, что электронное поглощение ПАВ в структуре с КК периодически зависит от магнитного потока. Учет кулоновского взаимодействия электронов полностью изменяет картину зависимостей поглощения от потока как в смысле положения, так и высоты максимумов поглощения.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 01-02-16377, 02-02-06174) и программой Министерства промышленности и науки.

Приложение

Рассмотрим вычисление матричного элемента (19). Полная волновая функция электрона в приближении одномерного кольца имеет вид (9). Для матричного элемента $V_{\eta'\eta}$ имеем

$$V_{\eta'\eta} = \int_0^{2\pi} d\varphi_c \int_{-\infty}^{\infty} d\theta \psi^*(\varphi_c, \theta) V(\varphi_c, \theta) \psi(\varphi_c, \theta) \langle S|S' \rangle.$$

Интеграл по φ_c берется элементарно и для матричного элемента получаем

$$V_{\eta'\eta} = 2V_0 \sum_{m,m',k} i^k J_k(qa) \exp(ip\theta_m - ip'\theta_{m'}) \times \delta_{SS'} \delta_{J',J+k} I_n^{n'}(m, m', k).$$

Здесь введено обозначение:

$$I_n^{n'}(m, m', k) = C_{n'} C_n \times \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{n'}^*(\theta - \theta_{m'}) \chi_n(\theta - \theta_m) \cos\left(\frac{k\theta}{2}\right) d\theta.$$

Вычисление этого интеграла в общем виде довольно громоздко, хотя и возможно. Поскольку мы в нашей работе рассматриваем переходы электронов с основного состояния $n = 0$ (низкие температуры), то для этого случая интеграл имеет вид

$$I_0^{n'}(m, m', k) = \delta_{m'm} C_0 C_{n'} i^k \left[\exp\left(ik \frac{\theta_m}{2}\right) + (-1)^{n'} \exp\left(-ik \frac{\theta_m}{2}\right) \right] \sqrt{\pi} x_0 \left(\frac{ikx_0}{2}\right)^{n'} \exp\left(-\frac{x_0^2 k^2}{16}\right).$$

В этом выражении мы пренебрегаем перекрытием состояний с различными m ввиду экспоненциальной малости этих величин, чем и объясняется наличие символа Кронекера по m .

Теперь рассмотрим подробно вычисление суммы по m в матричном элементе. Она имеет вид

$$\sum_m \exp[i(p-p')\theta_m] \left[\exp\left(ik \frac{\theta_m}{2}\right) + (-1)^{n'} \exp\left(-ik \frac{\theta_m}{2}\right) \right],$$

где θ_m определена в соотношении (10). Используя (10), имеем

$$\begin{aligned} \exp\left(\pm ik \frac{\theta_m}{2}\right) &= \exp\left(\pm ik\pi t \pm ik \frac{\pi}{2}\right) = (\pm i)^k \exp(\pm ik\pi t) \\ &= (\pm i)^k \cos(k\pi t) = (\pm i)^k. \end{aligned}$$

В последнем равенстве мы воспользовались тем, что согласно правилам отбора k — целое четное число. Далее, поскольку поглощение происходит без переворота спина, то $p - p' = 0$. Тогда сумма по m равна

$$\begin{aligned} &\sum_m \exp[i(p-p')\theta_m] \\ &\times \left[\exp\left(ik \frac{\theta_m}{2}\right) + (-1)^{n'} \exp\left(-ik \frac{\theta_m}{2}\right) \right] = i^k [1 + (-1)^{n'}]. \end{aligned}$$

Учитывая явное выражение для C_n , получаем выражение (19) основного текста.

Список литературы

- [1] R.J. Warburton, C. Schafren, D. Haft, F. Bichel, A. Lorke, K. Karrai, J.M. Garcia, W. Schoenfeld, D.M. Petroff. *Nature*, **405**, 926 (2000).
- [2] L. Wendler, V.M. Fomin, A.V. Chaplik, A.O. Govorov. *Phys. Rev. B*, **54**, 7 (1996).
- [3] M. Rotter, A.V. Kalameitsev, A.O. Govorov, W. Ruile, A. Wixforth. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 2171 (1999); A.O. Govorov, A.V. Kalameitsev, V.M. Kovalev, H.-J. Kutschera, A. Wixfoth. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 226 803 (2001).
- [4] M. Wagner, U. Merkt, A.V. Chaplik. *Phys. Rev. B*, **45**, 1951 (1992).

Редактор Т.А. Полянская

Electronic absorption of surface acoustic waves by quantum rings in a magnetic field

V.M. Kovalev, A.V. Chaplik

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Science,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Absorption of a surface acoustic wave by a quantum ring array occupied by one and two electrons is considered. The dependences of the absorption coefficient on the magnetic flux through the quantum ring and on the wave frequency allowing for the Coulomb interaction of electrons are calculated. It is shown that the absorption coefficient is an oscillatory function of the magnetic flux with the period equal to the flux quantum.