УДК 537.226

 Физика твердого тела, том 33, № 3, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 3, 1991

ГИГАНТСКОЕ ДВУХФОНОННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КВАЗИДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Л. И. Коровин, С. Т. Павлов, Б. Э. Эшпулатов

Сечение двухфононного РКРС в квантовой яме при включении магнитного поля H возрастает в $\alpha_0{}^3$ раз по отношению к объемному случаю при $H=0$ (α_0 — константа электрон-фононной связи, $\alpha_0 \ll 1$).

1. Понижение размерности электронной системы приводит к усилению резонансных эффектов. Это отчетливо проявляется в резонансном комбинационном рассеянии света (РКРС) с участием оптических фононов. Сечение σ_N РКРС, сопровождающегося испусканием N фононов, которое в объемном полупроводнике $\sim\alpha_0^3$ ($N \geqslant 4$) [1, 2], в сильном магнитном поле возрастает в $\alpha_0{}^2$ раз, как это было теоретически предсказано в [3] и измерено в РКРС в [4] и в явлении возгорания экситонной люминесценции в [5].

В квантовой яме из-за изменения характера электрон-фононного взаимодействия РКРС также усиливается по сравнению с объемным случаем в α_0^{-1} раз ($\sigma_N \sim \alpha_0^2$, $N \geqslant 2$) [6]. Следует ожидать, что дальнейшее ограничение движения электрона в квантовой яме при включении магнитного поля приведет к сечению РКРС, не содержащему в качестве множителя вообще какой-либо положительной степени малой константы связи.

2. Ниже рассматривается процесс РКРС квантовой ямой с испусканием двух LO фононов в сильном магнитном поле H, направленном перпендикулярно плоскости ямы (плоскость xy). Движение электрона в этом случае полностью квантовано, и его спектр состоит из серии уровней, которым соответствуют числа размерного квантования $\mathfrak{N}$ и числа Ландау n. Каждый уровень вырожден по положению центра осциллятора. Потенциальные барьеры на границах ямы ($z=0$ и $z=d$) предполагаются бесконечно высокими. Частотная зависимость дифференциального сечения рассеяния света определяется тензором рассеяния 4-го ранга $S_{\beta\gamma\beta'\gamma'}$, общая формула для которого имеет вид [7]

$$S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = \frac{S_0}{2\pi\omega_l^2\omega_s^2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt e^{i(\omega_l-\omega_s)t} \langle \sigma^{+}_{\beta'\gamma'}(t)\, \sigma_{\beta\gamma}(0)\rangle, \tag{1}$$

$$\sigma_{\beta\gamma}(t) = -\frac{i}{\hbar S_0} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega_l\tau} [I_\beta(t),\ I_\gamma(t-\tau)],\quad I_\alpha = \int dxdy \int\limits_0^d dz j_\alpha(x,\ y,\ z). \tag{2}$$

Здесь $I_\alpha(t)$ — проекция оператора тока в гейзенберговском представлении; S_0 — нормировочная площадь; ω_l, ω_s — частоты падающего и рассеянного излучения; $\langle \ldots \rangle$ — усреднение по основному состоянию системы. Предполагаются низкие температуры, при которых валентная зона заполнена, а зона проводимости пуста.

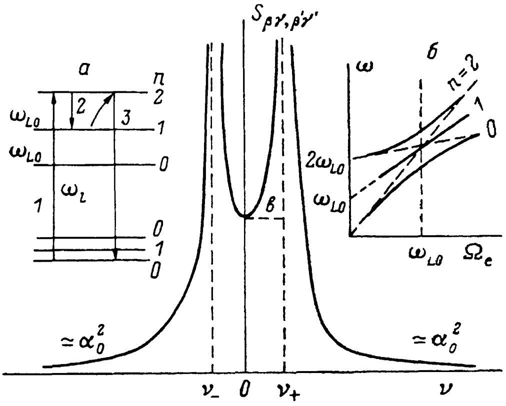
Расчет проводился для квантовой ямы в приближении эффективной массы и параболического закона дисперсии. Предполагалось, что выполняются соотношения $\Omega_e \gg \Omega_h$, $\Omega_e \simeq \omega_{LO}$, где $\Omega_{e(h)} = |e|H/cm_{e(h)}$, ω_{LO} — частота LO фонона, $m_{e(h)}$ — эффективная масса электрона (дырки). Дисперсия LO фонона не учитывается. Наиболее эффективным каналом процесса многофононного РКРС являются прямое рождение электронно-дырочной пары (ЭДП) и «непрямая» аннигиляция с испусканием кванта рассеянного света на последнем этапе (вставка a на рисунке). В случае двухфононного РКРС ограничимся областью частот ω_l в интервале

$$\omega_g + (3 + {}^1\!/_2)\,\Omega_e + \omega_0 > \omega_l \geqslant \omega_g + (2 + {}^1\!/_2)\,\Omega_e + \omega_0, \tag{3}$$

где $\hbar\,(\omega_0)$ — энергия размерного квантования. Предполагается, что задействован только первый уровень размерного квантования, т. е. $\Omega_e < \omega_0$. Прямое рождение ЭДП приводит к появлению на уровнях $n=2$ электрона и дырки. При $\Omega_e \gg \Omega_h$ дырка не рассеивается, а электрон испускает два фонона. Если

$$\omega_l = \omega_g + (2 + {}^1\!/_2)\,\Omega_e + \omega_0, \quad \Omega_e = \omega_{LO}, \tag{4}$$

то переход $n=2 \to n=1$ реален. Процесс испускания второго фонона является виртуальным, так как в противном случае запрещена аннигиляция ЭДП. При расчете тензора рассеяния, который проводился с использованием графической техники [3], необходимо было учесть расщепление уровней электрон-фононной системы, которое имеет место при наличии элек-



Частотная зависимость тензора рассеяния света в произвольном масштабе, $b = [F\,(1,\ 0) + F\,(2,\ 1)^{-2}$.

Вставка a — схема переходов между уровнями Ландау. 1, 2 — реальные переходы; 3 — виртуальный переход с испусканием второго фонона и кванта рассеянного света; вставка $б$ — схема расщепления уровней энергии $\hbar\omega$ электрон-фононной системы.

трон-фононного взаимодействия [8, 9]. В двухфононном РКРС пересекаются три уровня, как это показано на вставке $б$ рисунка.

В приближении $m_h \gg m_e$ тензор $S_{\beta\gamma\beta'\gamma'}$ имеет вид

$$S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = 4\pi\omega_{LO}^2 R^2 (\hbar\omega_l\omega_s)^{-2} \left(\frac{e}{m_0}\right)^4 p_\beta p_\gamma^* p_{\beta'}^* p_{\gamma'} C\,(2,\ 1)\,[\nu^2 - F\,(1,\ 0) - F\,(2,\ 1)]^{-2} \times$$
$$\times\, \delta\,(\omega_l - \omega_s - 2\omega_{LO}), \quad R = (c\hbar/eH)^{1/2}, \tag{5}$$

p_α — межзонный матричный элемент импульса; m_0 — масса свободного электрона; C (2, 1), F (1, 0) и F (2, 1) — положительные плавные функции параметра d/R. В случае $(d/R) < 1$ $F\,(1,\ 0) = \sqrt{\pi}/2$, $F\,(2,\ 1) = 1.19\,\sqrt{\pi}$. Величина ν определяет зависимость сечения рассеяния от частоты ω_l

$$\nu = \eta^{-1/2}(\omega_l - \omega_g - {}^5\!/_2\omega_{LO} - \omega_0/\omega_{LO}, \quad \eta = (\alpha_0/2)\,(\Omega_e/\omega_{LO})^{1/2}. \tag{6}$$

Формула (5) приведена для случая $\Omega_e = \omega_{LO}$. Частотная зависимость приведена на рисунке. В окрестности пиков, расположенных в точках $\nu_\pm = \pm\,[F\,(2,\ 1) + F\,(1,\ 0)]^{1/2}$, исчезает зависимость $S_{\beta\gamma\beta'\gamma'}$ от константы связи. При удалении от интервала $[\nu_-,\ \nu_+]$ на расстояние $\gg \sqrt{\eta}\ S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} \sim \alpha^2$. Поскольку в рассматриваемой модели пренебрегается дисперсией фононов, то частоты ω_l и ω_s связаны соотношением $\omega_s = \omega_l - 2\omega_{LO}$ и зависимость сечения от ω_l и ω_s идентична.

3. Таким образом, теория предсказывает резкое отличие многофононного РКРС в квантовой яме в сильном магнитном поле от рассеяния в объемном полупроводнике в сильном магнитном поле и в квантовой яме в отсутствие поля. Это отличие обусловлено полной дискретизацией электронных уровней в яме. При выполнении резонансного условия $\Omega_e=\omega_{LO}$ имеется узкая область частот $\omega_l\left(|\omega_l-\omega_g-{}^5/_2\omega_{LO}-\omega_0|\leqslant\sqrt{\alpha_0}\ \omega_{LO}\right)$, в которой сечение рассеяния достигает гигантских величин. Вне этой области $S_{\beta\gamma\beta'\gamma'}\sim\alpha_0^2$ и рассеяние резко спадает. В области же гигантского рассеяния выделяются два пика, расстояние между которыми определяется расщеплением уровней и равно по порядку величины $\sqrt{\gamma_1}\omega_{LO}$. Низший уровень (электрон $n=0+2$ фонона) не проявляется в рассеянии, так как он не участвует в переходе. Если $\Omega_e\neq\omega_{LO}$, то реальные переходы между уровнями Ландау невозможны. В этом случае $S_{\beta\gamma\beta'\gamma'}\sim\alpha_0^2$ во всей области частот ω_l. Вывод о существовании области гигантского рассеяния сохраняется и для РКРС с числом испущенных фононов, большим двух. Однако картина расщепления пиков будет иной.

Список литературы

[1] Zeyher R. // Sol. St. Comm. 1975. V. 16. N 1. P. 49—55.
[2] Goltsev A. V., Lang I. G., Pavlov S. T., Bryzhina M. F. // J. Phys. C. 1983. V. 16. N 21. P. 4221—4241.
[3] Белицкий В. И., Гольцев А. В., Ланг И. Г., Павлов С. Т. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 3. С. 1224—1225; ЖЭТФ, 1984. Т. 86. № 1. С. 272—286.
[4] Ruf T., Cardona M. // Phys. Rev. Lett., 1989. V. 63. N 20. P. 2288—2290.
[5] Сейсян Р. П., Юлдашев Ш. У. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 1. С. 12—22.
[6] Коровин Л. И., Павлов С. Т., Эшпулатов Б. Э. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. № 10. С. 516—517.
[7] Коровин Л. И., Павлов С. Т., Эшпулатов Б. Э. // ФТТ. 1988. Т. 30, № 12. С. 3665—3671; Препринт ЛФТИ. 1989. № 1400. С. 50.
[8] Johnson E. I., Larsen D. M. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 655—657.
[9] Коровин Л. И., Павлов С. Т. // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 6. № 2. С. 525—528; ЖЭТФ. 1967. Т. 53. № 5 (11). С. 1708—1716.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
24 сентября 1990 г.

УДК 537.226; 537.311.32; 538.956

© *Физика твердого тела, том 33, № 3, 1991*
Solid State Physics, vol. 33, N 3, 1991

ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ ЗОННОЙ ДЫРКИ В MgO

В. А. Лобач, И. Р. Рубин

Цель данной работы состояла в выяснении роли нестандартного для ионных кристаллов распределения электронной плотности в MgO («$Mg^{2+}O^-$ плюс один электрон» — модель [1–4]) в отсутствие прямых проявлений автолокализованной дырки (АЛД), общепринятых для щелочно-галоидных кристаллов (ЩГК) [5, 6]. Для этого самосогласованным методом многократного рассеяния в приближении внедренного кластера (ВКП) [7] выполнены расчеты электронной структуры релаксированных кластеров $[O_6Mg_6]^+$ и для сравнения $[F_6Na_6]^+$ (рис. 1), моделирующих гипотетическую АЛД в MgO и V_k-центр в NaF соответственно. Использованное здесь ВКП явно учитывает вклад кристаллического остатка в потенциал области дефекта и удобно для прямого учета смещений ионов [3, 7]. Смещения ионов в кластере $[F_6Na_6]^+$ фиксировались в соответствии с теоретическими и полуэмпирическими оценками [6, 8, 9] и в наших расчетах составляли 0.33 для анионов и 1-го типа (X-анионы) и 0.1 для остальных,