

- [7] Nasu S., Katagawa H., Oda Y. et al. // *Physica B*. 1987. V. 148. N 1—3. P. 484—487.
 [8] Dorman J. L., Sayuori S., Bhandage G. I. et al. // *Physica C*. 1989. V. 162—164. P. 570—571.
 [9] Химические применения мессбауэровской спектроскопии // Под ред. В. И. Гольданского. М.: Мир, 1970. 502 с.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе РАН
 Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
 15 апреля 1992 г.

УДК 537.226

© *Физика твердого тела*, том 34, № 9, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 9, 1992

ДВУХФОНОННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ РАВЕНСТВЕ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК

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

В квантовой яме, перпендикулярно плоскости которой приложено сильное магнитное поле H , уровни энергии электронов (e) и дырок (h) дискретны и зависят от квантовых чисел размерного квантования $N_e(N_h)$ и Ландау $n_e(n_h)$. Двухфоновное резонансное комбинационное рассеяние света (ДРКРС) в квазидвумерной системе, коей является квантовая яма, отличается рядом особенностей по сравнению с рассеянием в массивном образце [1, 2]. Во-первых, понижение размерности системы приводит к резкому усилению рассеяния [3]. Во-вторых, взаимодействие (фрелиховское) с LO -фононами радикально изменяет спектр системы, что выражается в появлении нескольких близко расположенных пиков, интенсивность которых сложным образом зависит от величины магнитного поля и частоты возбуждающего света ω_l . В [4] исследовано ДРКРС в случае $m_h \gg m_e$ (приближение тяжелой дырки).

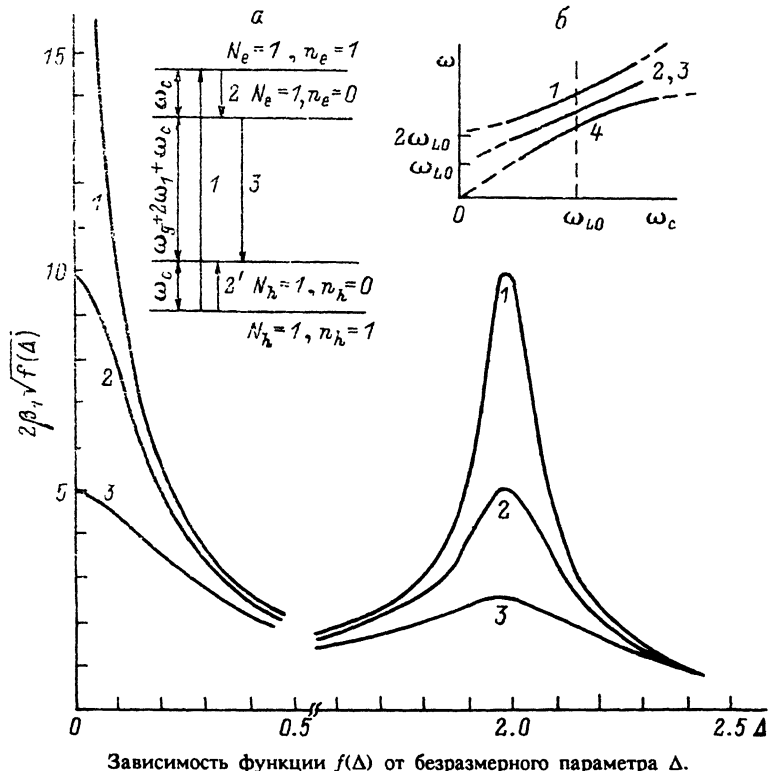
В последнее время привлекают интерес полупроводниковые соединения типа A^3B^5 (InBr, InI), в которых наблюдалось наиболее сильное МРКРС по сравнению с другими полупроводниками [5, 6]. Поскольку в этих материалах эффективные массы электрона и дырки близки друг к другу, то становится актуальным вопрос о спектре МРКРС в случае равных масс $m_e = m_h$. Ниже изложены результаты теоретического исследования ДРКРС в прямоугольной потенциальной яме с бесконечно высокими барьерами в сильном магнитном поле H при выполнении условия $m_e = m_h = m$. Если

$$\omega_c = \omega_{LO} \quad (1)$$

(ω_c — циклотронная частота, ω_{LO} — частота LO -фонона), то рассеяние происходит следующим образом (см. вставку a на рисунке). В результате поглощения возбуждающего света частоты

$$\omega_l = \omega_g + 2\omega_1 + 3\omega_c, \quad \omega_c = \omega_{LO} \quad (2)$$

рождаются электрон и дырка соответственно на уровнях $n_e = 1$, $n_h = 1$. Здесь $E_g = \hbar\omega_g$ — ширина запрещенной энергетической зоны. Предполагается, что частота размерного квантования $\omega_1 = \pi^2 \hbar / md^2 > \omega_c = eH/mc$ (d — ширина ямы) и задействованы только уровни $N_e = N_h = 1$. Затем электрон и дырка испускают по одному LO -фонону и аннигилируют прямым образом с уровнями $n_e = n_h = 0$, испуская рассеянный свет. Все переходы здесь являются реальными, что обеспечивает



Зависимость функции $f(\Delta)$ от безразмерного параметра Δ .

Приведена только правая часть графика (для $\delta > 0$), $f(-\Delta) = f(\Delta)$. Для удобства по оси ординат отложены значения $\sqrt{f(\Delta)}$. 1 — $\delta = 0.01$, 2 — 0.02, 3 — 0.04. Вставка а: схема реальных переходов в электрон-фононной системе. 1 — прямое рождение электрон-дырочной пары, 2 и 2' — реальные переходы с испусканием LO -фононов, 3 — прямая аннигиляция пары. Вставка б: уровни электрон-фононной системы с учетом электрон-фононного взаимодействия. 1 — электрон на уровне $n_e = 1$, дырка на уровне $n_h = 1$, 2 и 3 — электрон на уровне $n_e = 0$, дырка на уровне $n_h = 1$, LO -фотон и электрон $n_e = 1$, дырка $n_h = 0$, LO -фотон и (уровни вырождены), 4 — электрон $n_e = 0$, дырка $n_h = 0.2$, $2LO$ -фотон.

большую величину сечения ДРКРС по сравнению с рассеянием в массивном образце и в квантовой яме в приближении тяжелой дырки. С другой стороны, четыре уровня электрон-фононной системы, рассматриваемые как функции ω_c , пересекаются в точке $\omega_c = \omega_{LO}$, а электрон-фононное взаимодействие раздвигает эти уровни на величину $\sim \alpha_0^{1/2} \omega_{LO}$, где α_0 — безразмерная константа электрон-фононной связи Фрелиха (см. вставку б на рисунке). Расщепление уровней должно привести к появлению в частотной зависимости сечения рассеяния трех пиков. Если резонансное условие (1) не выполнено и $(\omega_c - \omega_{LO}) \omega_{LO}^{-1} > \alpha_0^{1/2}$, то в процессе ДРКРС реальным будет только один переход: либо прямое рождение электронно-дырочной пары, либо ее прямая аннигиляция. Это приведет к резкому уменьшению сечения рассеяния, которое в этой области значений магнитных полей $\sim \alpha_0^2$.

Частотная зависимость тензора рассеяния света 4-го ранга $S'_{\beta\gamma\gamma'}$ определялась из общей формулы [7]

$$S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = \frac{S_0}{2\pi\omega_s^2\omega_s^2} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i(\omega_1 - \omega_s)t} \langle \sigma_{\beta'\gamma'}^+(t) \sigma_{\beta\gamma}(0) \rangle, \quad (3)$$

$$\sigma_{\beta\gamma}(t) = -\frac{i}{\hbar S_0} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} [I_{\beta}(t), I_{\gamma}(t-\tau)], \quad I_{\alpha} = \int dx dy \int_0^d dz j_{\alpha}(x, y, z). \quad (4)$$

Здесь $I_{\alpha}(t)$ — проекции оператора тока в гейзенберговском представлении, S_0 — нормировочная площадь, ω_s — частота рассеянного света, $\langle \dots \rangle$ — усреднение по основному состоянию системы. Предполагаются низкие температуры, при которых валентная зона заполнена, а зона проводимости пуста. Ось z направлена перпендикулярно плоскости ямы, $\text{H} \parallel z$. Дисперсия LO -фонона не учитывалась. Поскольку фрелиховское взаимодействие в двумерных системах с дискретными уровнями не приводит к уширению уровней [8], то при расчете в функции Грина электрона и дырки вводилась конечная мнимая добавка $i\delta_0$, связанная с другими механизмами рассеяния, которые могут привести к уширению уровня (например, рассеяния на примеси). С учетом этого обстоятельства тензор рассеяния в случае выполнения условия (1) представляется в виде

$$S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = g p_{\gamma} p_{\beta} p_{\beta'} p_{\gamma'} \delta(\omega_l - \omega_s - 2\omega_{LO}) \eta^2 f(\Delta), \quad (5)$$

где константа

$$g = (e^4 l^2 C / \hbar^2 \omega_l^2 \omega_s^2 R^4 m_0^4), \\ l = (\hbar / 2m\omega_{LO})^{1/2}, \quad R = (ch / eH)^{1/2},$$

число $C \approx 1$, e — заряд электрона, c — скорость света, p_{γ} — межзонные матричные элементы импульса, m_0 — масса свободного электрона, $\eta = \alpha_0 / 2$. Функция $f(\Delta)$ определяет частотную зависимость сечения рассеяния

$$f(\Delta) = \frac{1}{4\beta_1^6} \left| \frac{\Delta(\Delta - 2) - i\delta(\Delta - 1)}{\Delta^2(\Delta - 2)^2 + \delta^2(\Delta - 1)^2} - \frac{\Delta(\Delta + 2) - i\delta(\Delta + 1)}{\Delta^2(\Delta + 2)^2 + \delta^2(\Delta + 1)^2} \right|^2, \quad (6)$$

$$\Delta = \beta_1^{-1}(\omega_l - \omega_g - 2\omega_1 - 3\omega_c), \quad \beta_1 = \eta^{1/2} \omega_{LO} \sqrt{F(1, 0)}, \quad \delta = 2\delta_0 / \beta_1. \quad (7)$$

Переменная Δ характеризует отклонение частоты ω_l от резонансной, определяемой условием (2); $F(1, 0)$ — положительная плавная функция параметра d/R . Если $d/R < 1$, то $F(1, 0) \approx \sqrt{\pi}/2$. Из (6) видно, что максимумы пиков расположены в точках $\Delta = \pm 2$ и $\Delta = 0$ или $\omega_l = \omega_g - 2\omega_1 - 3\omega_c \times 2\eta^{1/2} \omega_{LO} \sqrt{\pi} F(1, 0)$ (боковые пики) и $\omega_l = \omega_g - 2\omega_1 - 3\omega_c$ (центральный пик). Пики в рассеянном свете смещены относительно частоты ω_l согласно равенству $\omega_s = \omega_l - 2\omega_{LO}$. Вдали от резонанса ($|\Delta| \gg 1$) $f(\Delta) \rightarrow (\omega_l - \omega_g - 2\omega_1 - 3\omega_c)^{-6}$ зависимость от константы связи в функции $f(\Delta)$ выпадает и тензор $S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} \sim \eta^2$. При приближении к боковым пикам на расстояние $\sim \sqrt{\eta} \omega_{LO}$ от максимума пика $S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} \sim \eta^{-1}$, что в η^{-1} раз больше аналогичного значения $S_{\beta\gamma\beta'\gamma'}$ в приближении тяжелой дырки. График функции $\sqrt{f(\Delta)}$ для различных значений параметра δ приведен на рисунке. Ввиду того, что $f(-\Delta) = f(\Delta)$, на рисунке приведена только часть спектра для $\Delta > 0$.

Таким образом, в области частот возбуждающего света, определяемой условием (2), в рассеянном свете должны наблюдаться три пика, соответствующие термам электрон-фононной системы. Максимум центрального пика в 4 раза больше максимумов боковых пиков. Развита выше теория справедлива при выполнении резонансного условия (1). При отклонении циклотронной частоты от резонансной на величину $\leq \sqrt{\eta} \omega_{LO}$ относительная интенсивность пиков будет меняться. При дальнейшем отклонении от условия (1) реальные переходы с рождением LO -фононов станут невозможными, что приведет к резкому умень-

шению сечения рассеяния; тензор $S_{\beta\gamma\gamma}$ в этой области $\sim \eta^2$. При больших значениях ω_1 возможно рождение электрон-дырочной пары на уровнях $n_c = n_h > 1$. В этом случае интенсивность рассеянных пиков будет велика при четном числе испущенных LO -фононов, так как только в этом случае все переходы будут реальными.

Список литературы

- [1] Martin R. M. // Phys. Rev. 1974. V. B10. P. 2620.
- [2] Ивченко Е. Л., Ланг И. Г., Павлов С. Т. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 9. С. 1751—1759.
- [3] Корюбин Л. И., Павлов С. Т., Эшпулатов Б. Э. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. № 10. С. 516—517; ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 5. С. 1619—1631.
- [4] Коровин Л. И., Павлов С. Т., Эшпулатов Б. Э. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 3. С. 968—970.
- [5] Yoshida M., Ohno N., Mitsutake H., Nakamura K., Nakai Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1985. V. 54. N 7. P. 2754—2761.
- [6] Ohno N., Yoshida M., Nakamura K., Nakai Y. // Sol. St. Comm. 1985. V. 53. N 7. P. 569—572.
- [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] Коровин Л. И., Эшпулатов Б. Э. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 4. С. 1048—1053.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
16 апреля 1992 г.

© Физика твердого тела, том 34, № 9, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 9, 1992

СЖИМАЕМОСТЬ SmD_2 И DyD_2 ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

И. Н. Гончаренко, В. П. Глазков, О. А. Лаврова, В. А. Соменков

В работах [1–3] для гидридов переходных металлов были обнаружены корреляции между электронными характеристиками исходных металлов, значением «водородного объема» (разницы объемов гидрида и чистого металла, приходящейся на один атом водорода) и его сжимаемостью при высоких давлениях. Для гидридов металлов с высокой электронной плотностью (металлы V и VIII групп) начальное значение «водородного объема» составляет около 3 \AA^3 и практически не зависит от давления. В гидридах металлов с низкой электронной плотностью (металлы III и IV групп) «водородный объем» с начальным значением, существенно меньшим, чем 3 \AA^3 , увеличивается с давлением. Обнаруженные корреляции рассмотрены в работах [4, 5] в предположении об участии атомов водорода в формировании металлической связи в гидриде.

Для гидридов РЗМ значения «водородного объема» при атмосферном давлении находятся в широком диапазоне от 1 \AA^3 (LuH_2) до 4 \AA^3 (LaH_2) [6]. Представляет интерес выяснить, насколько характерны для гидридов РЗМ корреляции, установленные для гидридов переходных металлов.

Нами было проведено нейтрон-дифракционное исследование уравнений состояния дейтеридов РЗМ SmD_2 (начальное значение «водородного объема» 2.5 \AA^3) и DyD_2 (начальное значение «водородного объема» 1.6 \AA^3) при давлениях до 6.5 и 9.0 ГПа соответственно.

Использованы изотопически обогащенные образцы $^{154}\text{SmD}_2$ и $^{164}\text{DyD}_2$. Выбор изотопов был произведен исходя из требований нейтрон-дифракционного эксперимента (максимальное сечение когерентного рассеяния нейтронов при минимальном сечении поглощения). Дейтерирование проводили методом прямого