

n -GaP в [14] было обнаружено состояние с энергией активации 0.71 эВ и механизмом захвата электрона $> 10^{-15}$ см². Рекомбинационные параметры, найденные для уровня E_8 , оказываются достаточно близкими к оценкам из [14]. Эти, а также данные других работ [15] позволяют заключить, что наведенные ИИФ и постимплантационным БТО электронные ловушки обусловлены, скорее всего, собственными точечными дефектами и их комплексами с фоновыми примесями.

Список литературы

- [1] Максимов С. К. // Мат. III Всес. шк. «Фундаментальные вопросы ионной имплантации». Алма-Ата, 1986. С. 116—124.
- [2] Георгобиани А. Н., Пышная Н. Б., Скакун Ф. А., Тигиняну И. М., Урсаки В. В. // Кратк. сообщ. по физике. М., 1989. № 7. С. 36—37.
- [3] Radautsan S. I., Tiginyanu I. M., Pyshnaya N. B. // Phys. Stat. Sol. (a). 1988. V. 108. P. K59—K61.
- [4] Scibior H., Brylowska I., Mazurek P., Subotowicz M., Paprocki K. // Acta Phys. Polon. 1985. V. A67. N 1. P. 113—116.
- [5] Nishizawa J., Shiota J., Oyama Y. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1986. V. 19. N 6. P. 1073—1087.
- [6] Herle D. T. J. // J. Phys. Chem. Sol. 1979. V. 40. N 4. P. 613—626.
- [7] Барчук А. Н., Герасименко В. В., Иващенко А. И., Копанская Ф. Я., Соломонов А. И., Тарченко В. П. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 7. С. 1308—1310.
- [8] Иващенко А. И., Копанская Ф. Я., Тарченко В. П. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 6. С. 1001—1005.
- [9] Nishizawa J., Okuno Y., Koike M. // Japan. J. Appl. Phys. 1978. V. 17 (Suppl. 17—4). P. 87—92.
- [10] Васильев А. В., Смагулова С. А., Шаймеев С. С. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. С. 162—164.
- [11] Brailowsky E. Yu., Grigoryan N. E., Marchouk N. D., Pambuchyan N. H., Tartachnik V. P. // Def. a. Rad. Eff. Semicond. 1978. Invit. a. Contrib. Pap. Int. Conf. Nice, 1978. Bristol—London, 1979. P. 369—374.
- [12] Huang Q., Grimmeiss H. G., Samuelson L. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 8. P. 3068—3071.
- [13] Черняев В. В., Понамарев Н. Ю., Ушаков В. В., Дравин В. А., Гишпиус А. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 12. С. 2240—2242.
- [14] Ferenczi G., Dozsa L., Somogyi M. // Lect. Note Phys. 1983: Defect Complex Semicond. Struct. Proc. Int. School. Matrafurel, Sept. 13—17. 1982. P. 301—307.
- [15] Fabre E., Bhargava R. N. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. N 7. P. 322—324.

Чишиневский политехнический институт им. С. Лазо

Получено 18.03.1991
Принято к печати 14.05.1991

ФТП, том 25, вып. 9, 1991

ДЕФОРМАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 ВБЛИЗИ КРАЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ПОЛОСЫ

Бибенин Н. Г.

Исследование поглощения циркулярно поляризованного света в ферромагнитных полупроводниках CdCr_2Se_4 [1] и HgCr_2Se_4 [2] в области края фундаментальной полосы позволило сформулировать модель зонной структуры этих шпинделей [3, 4]. Позднее было изучено влияние давления на электронный спектр [5]. Оказалось, что при $T < T_c$ (T_c — температура Кюри) деформационная зависимость энергии электрона в валентной зоне обладает рядом особенностей, не встречающихся в других полупроводниковых материалах. В настоящем сообщении рассматривается, каким образом эти особенности проявляются в поглощении циркулярно поляризованного света и как их можно использовать для нахождения констант деформационного потенциала в указанных материалах.

При $T < T_c$ край фундаментальной полосы в CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 формируется переходами из валентной зоны Γ_3 в s -подобную зону проводимости с см-

метрией Γ_6 [3, 4]. Обменное взаимодействие с локализованными спинами приводит к тому, что при $T < T_c$ вырождение в точке Γ снимается. Низшим состоянием в зоне проводимости оказывается состояние с волновой функцией $S\downarrow$ (ось квантования и направление распространения света считаются совпадающими с направлением намагниченности \mathbf{M}). Валентная зона расщепляется на четыре невырожденные подзоны со спектром

$$E^m(\mathbf{k}) = m\Delta_{ex} - (\gamma_1 \pm \gamma_2 \mp 3\gamma_2 n_i^2) k_i^2 \pm 3(1 - \delta_{ij}) \gamma_3 n_i n_j k_i k_j, \quad (1)$$

где верхний знак относится к $m = \pm 3/2$, а нижний — $m = \pm 1/2$, $\Delta_{ex} = |A\langle S \rangle|/3$, $A_p - p-d$ -обменный интеграл, $\langle S \rangle$ — среднее значение локализованного спина, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — параметры Латтинджера, определенные согласно [6], $\mathbf{n} = \mathbf{M}/M$, $i = x, y, z$, оси координат направлены вдоль осей 4-го порядка, энергия отсчитывается от положения «затравочного» потолка валентной зоны.

Спектр в валентной зоне деформированного кристалла $E_u^m(\mathbf{k})$ легко найти с помощью формул, выписанных в [5]. Считая, что деформационная поправка к электронной энергии мала в сравнении с Δ_{ex} , можно получить следующее выражение:

$$E_u^m(\mathbf{k}) = E^m(\mathbf{k}) + \Delta E^m(\hat{u}),$$

$$\Delta E(\hat{u}) = \left(a \pm \frac{b}{2}\right) u \mp \frac{3}{2} b (n_x^2 u_{xx} + n_y^2 u_{yy} + n_z^2 u_{zz}) \mp \sqrt{3} d (n_x n_y u_{xy} + n_x n_z u_{xz} + n_y n_z u_{yz}), \quad (2)$$

где u_{ij} — тензор деформации, $u = u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}$; a, b и d — деформационные константы, определенные обычным образом [6]. При получении (2) предполагалось, что зависимость эффективных масс от \mathbf{k} можно пренебречь.

В сферически симметричной зоне проводимости спектр описывается с помощью эффективной массы m_c и деформационной константы D :

$$E_{cn}(\mathbf{k}) = E_{g0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} + Du, \quad (3)$$

где E_{g0} — энергетический зазор между дном зоны проводимости и затравочным потолком валентной зоны.

Рассмотрим изменение коэффициента поглощения K_{\pm} света «+» и «-» поляризации при деформации. Учитывая, что изменением матричного элемента оператора импульса, а также эффективных масс при деформации можно пренебречь [6], для края фундаментального поглощения имеем

$$K_{\pm}(\hat{u}) = \frac{B_{\pm}}{\hbar\omega} (\hbar\omega - E_g^{\pm}(\hat{u}))^{1/2}, \quad (4)$$

где B_{\pm} — постоянные, ω — частота света; предполагается, что $\hbar\omega \geq E_g^{\pm}(\hat{u})$. Поглощение излучения с поляризацией «+» связано с переходами из подзоны с $m = -3/2$, а излучения с поляризацией «-» — из подзоны с $m = +1/2$ [3, 4]. Из формул (1)–(3) следует

$$E_g^{\pm}(\hat{u}) = E_g^{\pm} + \left(D - a \mp \frac{b}{2}\right) u \pm \frac{3}{2} b (n_x^2 u_{xx} + n_y^2 u_{yy} + n_z^2 u_{zz}) \pm \sqrt{3} d (n_x n_y u_{xy} + n_x n_z u_{xz} + n_y n_z u_{yz}), \quad (5)$$

где $E_g^{\pm} = E_{g0} + (1/2 \pm 1) \Delta_{ex}$. С помощью (4), (5) получаем выражение для относительного изменения коэффициента поглощения при деформации

$$\frac{\Delta K_{\pm}}{K_{\pm}} = \frac{\left(D - a \mp \frac{b}{2}\right) u \pm \frac{3}{2} b (n_x^2 u_{xx} + n_y^2 u_{yy} + n_z^2 u_{zz}) \pm \sqrt{3} d (n_x n_y u_{xy} + n_x n_z u_{xz} + n_y n_z u_{yz})}{2(\hbar\omega - E_g^{\pm})}. \quad (6)$$

Как видно из этой формулы, изменение коэффициента поглощения света зависит не только от вида деформации, но и от направления намагниченности.

Например, если вектор \mathbf{n} направлен вдоль оси 4-го порядка, $(\Delta K_{\pm}/K_{\pm})$ не зависит от недиагональных компонент тензора деформации и величины константы d , а если $\mathbf{n} \parallel [111]$, выражение для $(\Delta K_{\pm}/K_{\pm})$ не содержит константы b и зависит не от u_{xx} , u_{yy} и u_{zz} в отдельности, а только от их суммы $u = u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}$. Зависимость от направления намагниченности отсутствует при всестороннем растяжении или сжатии, характеризующемся давлением P ($P > 0$ для растягивающих напряжений). В этом случае

$$x^{\pm} \equiv \frac{1}{K_{\pm}} \frac{\partial K_{\pm}}{\partial P} = \frac{D - a}{2(\hbar\omega - E_g^{\pm})(c_{11} + 2c_{12})}, \quad (7)$$

где $c_{\alpha\beta}$ — упругие модули, измеренные для CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 при 300 К в [7]. Это соотношение позволяет определить разность $D - a$ по измерениям коэффициента поглощения в какой-либо из круговых поляризации.

Рассмотрим далее одноосную деформацию вдоль оси $1 \parallel \mathbf{n}$. Пусть, например, $\mathbf{n} \parallel [001]$, а $1 \parallel [100]$. Вычисляя для этого случая компоненты тензора деформации, находим

$$x^{\pm} = \frac{1}{2(\hbar\omega - E_g^{\pm})} \left[\frac{D - a}{c_{11} + 2c_{12}} \mp \frac{b}{2(c_{11} - c_{12})} \right]. \quad (8)$$

Очевидно, $D - a$ и b легко найти, если при заданной частоте измерить деформационную зависимость коэффициента поглощения света в обеих круговых поляризациях.

Для определения константы d удобно выбрать $\mathbf{n} \parallel [111]$, $1 \parallel [1\bar{1}0]$. В этой ситуации

$$x^{\pm} = \frac{1}{2(\hbar\omega - E_g^{\pm})} \left(\frac{D - a}{c_{11} + 2c_{12}} \mp \frac{d}{4\sqrt{3}c_{44}} \right). \quad (9)$$

Таким образом, с помощью данных о деформационной зависимости коэффициента поглощения циркулярно поляризованного света можно найти константы деформационного потенциала CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 . Проведение соответствующих экспериментов желательно, так как о значениях этих констант в CdCr_2Se_4 не известно ничего, а оценка величин b и d в HgCr_2Se_4 , сделанная в [5] на основе данных [8] о пьезосопротивлении $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$, носит предварительный характер.

Список литературы

- [1] Голик Л. Л., Кунькова З. Э., Аминов Т. Г., Калинин В. Т. // ФТТ. 1980. Т. 22. В. 3. С. 877—880.
- [2] Кунькова З. Э., Голик Л. Л., Паксеев В. Е. // ФТТ. 1983. Т. 25. В. 6. С. 1877—1879.
- [3] Ауслендер М. И., Бебенин Н. Г., Гижевский Б. А. и др. // Препринт ИФМ УрО АН СССР. Свердловск, 1987. № 87/2.
- [4] Ауслендер М. И., Бебенин Н. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 4. С. 945—951.
- [5] Ауслендер М. И., Бебенин Н. Г. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1169—1174.
- [6] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 640 с.
- [7] Галдикас А., Гребинский С., Мишкинис Р. А., Рутковский П. Ф., Аминов Т. Г., Шабунина Г. Г. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 7. С. 229—231.
- [8] Galdikas A., Grebinskii S., Mickevicius S. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 107. N 1. P. K53—K55.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Получено 25.03.1991
Принято к печати 14.05.1991