

## ПРОЯВЛЕНИЕ МАГНИТОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ В КУБИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ZnTe, CdTe, GaAs

Б.Б.Кричевцов<sup>1)</sup>, Р.В.Писарев, А.А.Ржевский, Х.-Ю.Вебер<sup>2)</sup>\*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Physics Department, Dortmund University  
44221 Dortmund, Germany

Поступила в редакцию 26 февраля 1999 г.

В кубических полупроводниках класса  $T_d$  ZnTe, CdTe, GaAs вблизи края фундаментального поглощения наблюдалось невязимное двупреломление, связанное с проявлением магнитоиндуцированной пространственной дисперсии. В ZnTe и CdTe определена дисперсия параметров  $A$  и  $g$ , описывающих вклады членов типа  $B_k k_i$  в диагональные и недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{V}, \mathbf{k})$ . Анализ дисперсии и анизотропии невязимного двупреломления показал, что в ZnTe, CdTe и GaAs, в отличие от магнитных полупроводников типа  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ , оно обусловлено проявлением экситонных механизмов.

PACS: 33.55.-b, 78.20.Ls, 78.30.Fs

В кристаллах, структура которых не обладает центром инверсии, в присутствии внешнего магнитного поля  $\mathbf{V}$  могут наблюдаться оптические явления магнитоиндуцированной пространственной дисперсии, описываемые в разложении тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{V}, \mathbf{k})$  членами типа  $\gamma_{ijkl} B_k k_l$ , где  $\mathbf{k}$  – волновой вектор света [1–3]. Одним из ярких проявлений магнитоиндуцированной пространственной дисперсии в области прозрачности является невязимное двупреломление света, линейное по магнитному полю  $\mathbf{V}$  и нечетное по волновому вектору света  $\mathbf{k}$ . Интерес к изучению невязимного двупреломления в полупроводниках обусловлен несколькими обстоятельствами. В отличие от линейного по магнитному полю взаимного двупреломления, которое разрешено только в магнитоупорядоченных кристаллах [4], невязимное двупреломление может существовать в диа- или парамагнетиках. Оно чувствительно к кристаллической структуре и может наблюдаться только в нецентросимметричных кристаллах, что принципиально отличает его от магнитооптического эффекта Фарадея или эффекта Фойгта, которые могут наблюдаться во всех средах. Величина невязимного двупреломления зависит от ориентации векторов  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{k}$  относительно кристаллографических осей и, даже в случае кубической симметрии  $T_d$ , определяется двумя независимыми параметрами  $A$  и  $g$  аксиально-го тензора четвертого ранга  $\gamma_{ijkl}$ , которые описывают вклад членов типа  $B_k k_l$  в диагональные и недиагональные компоненты тензора  $\epsilon_{ij}$ , соответственно. Это открывает новые возможности для изучения анизотропии электронного спектра кубических нецентросимметричных кристаллов. Отметим, что эффект Фарадея, оптическая активность и линейный электрооптический эффект в кубических кристаллах класса  $T_d$  описываются тензорами третьего ранга лишь с одним независимым параметром. Невязимное двупреломление в полупроводниках непосредственно связано с

<sup>1)</sup> e-mail: krichev@star.ioffe.rssi.ru

<sup>2)</sup> e-mail: weberhj@fkip.physik.uni-dortmund.de

присутствием линейных по квазиимпульсу  $q$  или билинейных по  $q$  и  $V$  вкладов в эффективный гамильтониан электронов, дырок или экситонов. Это, в принципе, позволяет оценить соответствующие параметры гамильтониана, если известно, какие именно оптические переходы, межзонные или экситонные, определяют невзаимное двупреломление.

До настоящего времени оптические явления, связанные с проявлением магнитоиндуцированной пространственной дисперсии в полупроводниках, наблюдались в CdSe, CdS (класс  $C_{6v}$ ) [5], GaAs (класс  $T_d$ ) [6] при низких температурах в окрестности экситонных переходов. В этих работах исследовалось изменение интенсивности света, прошедшего через кристалл, помещенный между скрещенными поляризаторами, вызванное поперечным магнитным полем  $k \perp V$ . Непосредственно невзаимное двупреломление наблюдалось недавно в магнитных полупроводниках  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  (класс  $T_d$ ) с помощью поляриметрического метода, который дал возможность доказать нечетность эффекта по  $V$  и по  $k$  и определить параметры  $A$  и  $g$  [7, 8]. Анализ концентрационной зависимости и дисперсии параметров  $A$  и  $g$  позволил сделать вывод о том, что в магнитных полупроводниках невзаимное двупреломление обусловлено присутствием ионов марганца и определяется межзонами оптическими переходами. В кубических полупроводниках, не содержащих магнитных ионов, величины параметров  $A$  и  $g$  не определялись, а для соотношения между ними имеются только теоретические оценки [6, 9]. В данной работе сообщается о наблюдении невзаимного двупреломления в кубических нецентросимметричных кристаллах класса  $T_d$  ZnTe, CdTe вблизи края фундаментального поглощения, исследовании его угловых и спектральных зависимостей, определении параметров  $A$  и  $g$  и их дисперсии и сопоставлении полученных результатов с магнитными полупроводниками  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  и с теоретическими оценками.

Исследования невзаимного двупреломления проводились путем измерения линейного по магнитному полю  $V$  поворота плоскости поляризации  $\alpha$  света, прошедшего через кристалл, помещенный в зазор электромагнита, и пластинку  $\lambda/4$  [7, 8]. Для изучения азимутальной зависимости двупреломления кристалл поворачивался вокруг оси, совпадающей с направлением вектора  $k$ . Направление магнитного поля  $V$  устанавливалось строго перпендикулярно вектору  $k$  ( $k \perp V$ ), поскольку в такой геометрии не проявляется линейный по магнитному полю эффект Фарадея. Использовались две комбинации взаимных ориентаций поляризации падающего света  $E$ , магнитного поля  $V$  и главного направления  $O$  пластинки  $\lambda/4$ : 1.  $E \parallel V \parallel O$  (геометрия  $E \parallel V$ ) и 2.  $E \parallel O$ , а угол между  $E$  и  $V$  составлял  $45^\circ$  (геометрия  $E45V$ ). Величина  $\alpha$  определяется ориентацией главных направлений и эллиптичностью сечения индикатрисы, которые зависят от азимута кристалла  $\theta$  относительно магнитного поля [7, 8]. При  $k \parallel [110]$  угловые зависимости  $\alpha(\theta)$  в геометрии  $E \parallel V$  ( $E45V$ ) описываются комбинацией гармоник  $a_1 \cos \theta + a_2 \cos 3\theta$  ( $b_1 \sin \theta + b_2 \sin 3\theta$ ), где  $a_{1,2}$  ( $b_{1,2}$ ) — параметры, зависящие от  $A$  и  $g$ . Исходя из экспериментальных зависимостей  $\alpha(\theta)$  и зная величину показателя преломления, можно определить параметры  $A$  и  $g$ . При  $k \parallel [111]$  зависимости  $\alpha(\theta)$  описываются гармониками третьего порядка. В этой геометрии определяется комбинация параметров  $A + 2g$ .

В качестве источников света использовались лазер на красителе в диапазоне длин волн  $570 \div 610$  нм, титан-сапфировый лазер в диапазоне  $850 \div 1000$  нм и гелий-неоновый лазер с излучением на длинах волн  $633$  нм,  $1150$  нм. Чувствительность измерений поворотов плоскости поляризации составляла  $\Delta\alpha \sim 10''$ . Для исключения возможного влияния фоторефракции мощность излучения ограничивалась фильтра-

ми. Исследовались монокристаллы ZnTe, CdTe в плоскости типа (110) и GaAs в плоскости типа (111). Толщина кристаллов составляла  $\sim (0.5 - 1)$  мм. В расчетах использовались величины запрещенной зоны  $E_g$  и спектральные зависимости показателя преломления  $n$  из [10–12]. Измерения проводились при  $T = 294$  К.

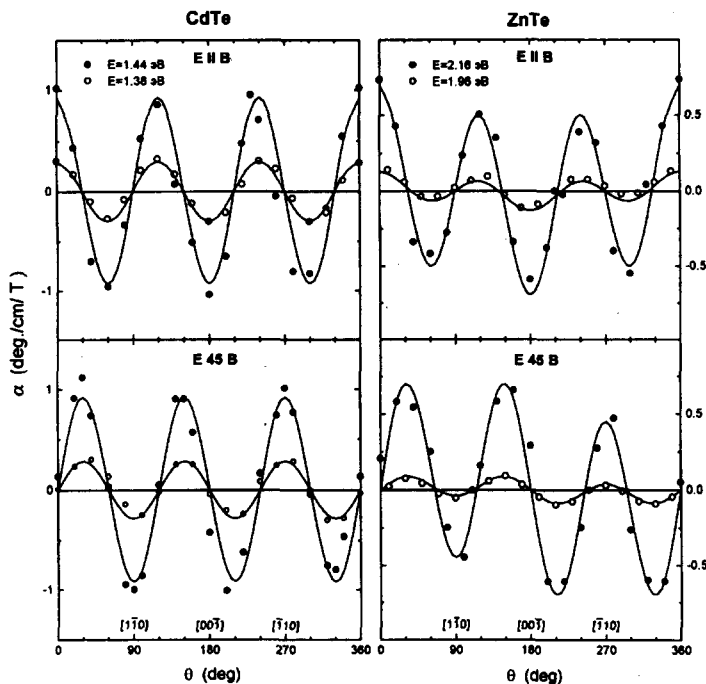


Рис.1. Угловые зависимости  $\alpha(\theta)$  в ZnTe и CdTe в  $\theta = 0$  соответствует направлению В параллельно оси типа [001]. Сплошные линии – результаты расчета с подгонными параметрами  $A$  и  $g$

На рис.1 представлены угловые зависимости  $\alpha(\theta)/B$  в ZnTe, CdTe в плоскости типа (110), измеренные на двух длинах волн в геометриях  $E \parallel B$  и  $E45B$ . В соответствии с теорией экспериментальные зависимости  $\alpha(\theta)$  описываются гармониками 1-го и 3-го порядков. В ZnTe наблюдаются обе гармоники, в CdTe преобладает гармоника 3-го порядка  $\cos 3\theta$  ( $\sin 3\theta$ ). В GaAs в плоскости типа (111) экспериментальные зависимости  $\alpha(\theta)$  описываются гармониками 3-го порядка. Невзаимное дупреломление увеличивается при приближении к краю фундаментального поглощения. На рис.2а представлены зависимости  $\alpha$  от разности  $E_g - E$ , где  $E$  – энергия фотона. Для ZnTe и CdTe приведены зависимости, полученные в геометрии  $E \parallel B$  при  $\theta = 0$  ( $B \parallel [001]$ ,  $k \parallel [110]$ ). В этом случае  $\alpha = \pi g B k / l n$ , то есть определяется только параметром  $g$  ( $l$  – толщина образца). Для GaAs приведены зависимости в геометрии  $E \parallel B$  при  $B \parallel [112]$  и  $k \parallel [111]$ . В этом случае  $\alpha = \pi(A + 2g) B k / \sqrt{6} l n$ . Вдали от края невзаимное дупреломление мало и практически отсутствует при  $E_g - E > 0.2$  эВ. При приближении к краю зоны  $E \rightarrow E_g$  величина невзаимного дупреломления резко увеличивается и при  $E_g - E \simeq 0.1$  эВ характеризуется значением  $\sim 2$  град./см·Тл. На рис.3 представлены зависимости параметров  $A$  и  $g$  в ZnTe и CdTe от  $E_g - E$ , рассчитанные из угловых и спектральных зависимостей  $\alpha(\theta, \lambda)$ . Погрешность определения параметров составляет  $\sim 15\%$ . Параметр  $g$  в обоих кристаллах увеличивается при  $E \rightarrow E_g$ , и его дисперсия описывается степенной зависимостью  $(E_g - E)^{-\tau}$ , где  $\tau = 2.0 \pm 0.3$ . В ZnTe в исследованном спектральном диапазоне  $A \ll g$ . В CdTe параметр  $A$  примерно в 1.5 раза меньше, чем  $g$ .

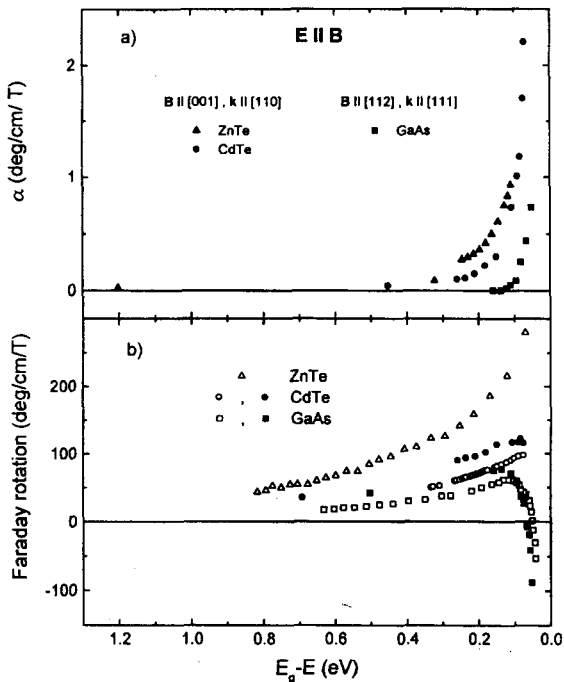


Рис.2. Зависимости  $\alpha(E_g - E)$  в ZnTe, CdTe при  $\mathbf{B} \parallel [001]$  и GaAs при  $\mathbf{k} \parallel [111]$ ,  $\mathbf{B} \parallel [110]$ , в геометрии  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ . Внизу приведены спектральные зависимости эффекта Фарадея, полученные в данной работе (черные кружки и квадраты), а также из [13–15] (светлые кружки, треугольники и квадраты)

Вблизи края зоны невязимное двупреломление в полупроводниках, как и другие проявления магнитоиндуцированной пространственной дисперсии, может быть обусловлено межзонными и экситонными оптическими переходами. В случае межзонных переходов из валентной зоны  $\Gamma_8$  в зону проводимости  $\Gamma_6$  следует ожидать зависимости параметра  $A \sim (E_g - E)^{-0.5}$  [7, 8]. Вклад межзонных переходов в линейный по магнитному полю эффект Фарадея также описывается зависимостью  $\sim (E_g - E)^{-0.5}$  [16], а в квадратичный эффект Фойгта – зависимостью  $\sim (E_g - E)^{-1.5}$  [17]. Таким образом, при межзонном механизме вблизи края зоны следует ожидать подобия спектральных зависимостей невязимного двупреломления и эффекта Фарадея.

Экситонные механизмы невязимного двупреломления в полупроводниках класса  $T_d$  для случая  $1s$ -экситона рассмотрены в [9]. Учет в эффективном экситонном гамильтониане членов, линейных по  $\mathbf{q}$ :

$$H(\mathbf{q}) = C[q_x \{J_x(J_y^2 - J_z^2)\} + \text{с.р.}]I_e, \quad (1)$$

и линейных по  $\mathbf{B}$ :

$$H(\mathbf{B}) = g_e \mu_B \mathbf{s} \mathbf{B} I_h - 2\mu_B [k \mathbf{J} \mathbf{B} + q(B_x J_x^3 + \text{с.р.})]I_e \quad (2)$$

( $\mathbf{s}$  – спиновый оператор электрона, остальные обозначения соответствуют [9]) приводит при  $E_g - E > 0.1$  эВ к дисперсии параметров  $A$  и  $g$ :  $A = g \sim (E_g - E)^{-1}$  [6]. Учет в гамильтониане билинейных по  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{B}$  членов

$$H(\mathbf{q}, \mathbf{B}) = [B_1([\mathbf{B} \mathbf{q}]_x \{J_y J_z\} + \text{с.р.}) + B_2(B_x q_x (J_y^2 - J_z^2) + \text{с.р.})]I_e \quad (3)$$

предсказывает увеличение невязимного двупреломления при приближении к краю  $\sim (E_g - E)^{-2}$ . Соотношение между  $A$  и  $g$  в этом случае определяется параметрами Латтинжера и для кристаллов ZnTe, CdTe, GaAs отношение  $A/g \sim (0.1 - 0.15)$  [9].

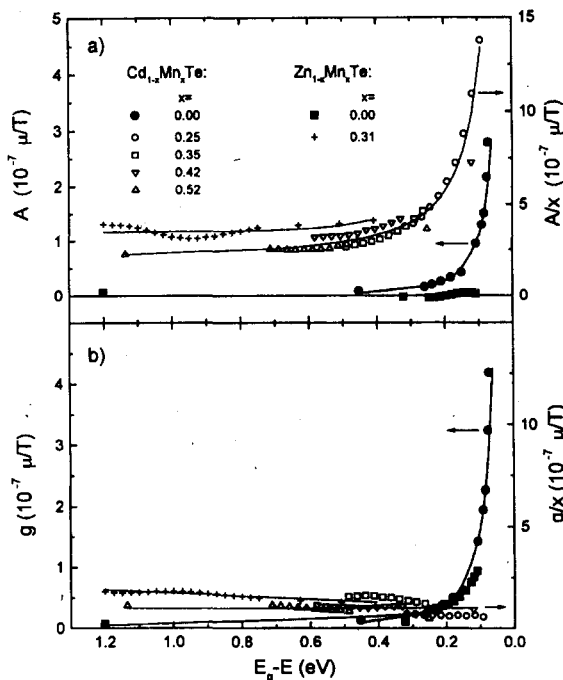


Рис.3. Зависимости параметров  $A$  и  $g$  от  $(E_g - E)$  в ZnTe, CdTe. Сплошные линии — расчет по формуле  $g = t(E_g - E)^{-\tau}$ , где  $t$  и  $\tau$  — подгоночные параметры

Зависимости  $\alpha$  в ZnTe, CdTe, GaAs (рис.2) и параметров  $A$  и  $g$  от  $E_g - E$  в ZnTe и CdTe (рис.3) показывают, что невзаимное дупреломление в исследованных кристаллах не определяется межзонным механизмом и, следовательно, его следует связать с экситонными переходами. Об этом свидетельствует малая величина эффекта при относительно небольшом удалении от края зоны ( $E_g - E > 0.2$  эВ), его резкое возрастание  $\sim (E_g - E)^{-2}$  при приближении к краю, а также нехарактерное для межзонного механизма соотношение между параметрами  $A$  и  $g$  ( $g \gg A$  в ZnTe и  $g > A$  в CdTe). Дисперсия невзаимного дупреломления в исследованных кристаллах существенно отличается от дисперсии эффекта Фарадея. Эффект Фарадея в ZnTe, CdTe, GaAs характеризуется относительно большой величиной вдали от края поглощения и слабо растет при  $E \rightarrow E_g$  (рис.2).

Соотношение между параметрами  $A$  и  $g$  и их частотное поведение в ZnTe и CdTe, тем не менее, не вполне удовлетворительно описывается выражениями, полученными при учете линейных и билинейных по  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{B}$  вкладов в экситонном гамильтониане [6, 9]. В ZnTe  $g \gg A$ , что не согласуется с оценками, полученными в [6, 9]. В CdTe  $g \simeq 1.5A$  (рис.3), что примерно соответствует механизму линейных по  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{B}$  вкладов, однако дисперсия  $A$  и  $g$  более сильная,  $\sim (E_g - E)^{-2}$ , чем предсказывает модель,  $\sim (E_g - E)^{-1}$ . Такое несоответствие, по нашему мнению, связано с тем, что в экситонном гамильтониане необходимо одновременно учитывать линейные и билинейные по  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{B}$  члены. В этом случае величина  $g$  может быть больше  $A$ , если вклады от линейных и билинейных членов имеют разные знаки. Другой возможной причиной различия экспериментальных и теоретических зависимостей параметров  $A$  и  $g$  может быть недостаточность учета только  $1s$ -экситонных состояний, поскольку в невзаимное дупреломление могут давать вклады более высокие экситонные состояния, включая состояния несвязанных экситонов.

В магнитных полупроводниках  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  дисперсия параметра  $A$  и эффекта Фарадея близки, что свидетельствует в пользу межзонного механизма. Более силь-

ная,  $\sim (E_g - E)^{-1.5}$ , чем предсказывает модель межзонных переходов,  $\sim (E_g - E)^{-0.5}$ , дисперсия невзаимного двупреломления и эффекта Фарадея в магнитных полупроводниках объясняется зависимостью параметров обменного взаимодействия электронов и дырок с  $3d$ -электронами ионов  $Mn^{2+}$  от волнового вектора  $q$  [7, 13]. Учет этой зависимости позволяет также объяснить сильную дисперсию эффекта Фойгта  $\sim (E_g - E)^{-3.5}$  в  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  [18].

О разных механизмах магнитоиндуцированной пространственной дисперсии в чистых и Mn-содержащих полупроводниках свидетельствуют также сильные отличия спектрального поведения параметров  $A$  и  $g$  (рис.3). Параметр  $g$  в магнитных полупроводниках практически не имеет дисперсии, в то время как в чистых полупроводниках наблюдается его резкое увеличение при приближении к  $E_g$ . Параметр  $A$  в магнитных полупроводниках  $Zn_{1-x}Mn_xTe$  и  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  существенно больше, чем  $g$ , в то время как в  $ZnTe$  и  $CdTe$  параметр  $g$  больше, чем  $A$ .

Таким образом, проведенное исследование показало, что вблизи края фундаментального поглощения в кубических нецентросимметричных полупроводниках  $ZnTe$ ,  $CdTe$ ,  $GaAs$  наблюдается невзаимное двупреломление, обусловленное проявлением магнитоиндуцированной пространственной дисперсии. Анализ дисперсии невзаимного двупреломления, его анизотропии, сравнение со спектральными зависимостями эффекта Фарадея, в чистых и Mn-содержащих полупроводниках позволил сделать вывод о том, что в чистых полупроводниках, в отличие от магнитных, невзаимное двупреломление определяется не межзонными, а экситонными механизмами. Для адекватного описания анизотропии и дисперсии невзаимного двупреломления необходимо дальнейшее развитие теории.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, программой "Фундаментальная спектроскопия" и DFG.

Авторы благодарят Д. Фрелиха (D. Froehlich), А. А. Бережного и Ю. В. Жилыева за предоставленные кристаллы и Н. Ф. Картенко за рентгеноструктурные исследования.

1. D.L.Portigal and E.Burstein, J. Phys. Chem. Solids. **32**, 603 (1971).
2. В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург, *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов*, М.: Наука, 1979.
3. P.Etchegoin, A.Fainstein, P.Santos et al., Sol. St. Comm. **92**, 505 (1994).
4. В.В.Еременко, Н.Ф.Харченко, Ю.Г.Литвиненко, В.Н.Науменко, *Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков*, Киев: Наукова думка, 1989.
5. Е.Л.Ивченко, В.П.Кочерешко, Г.В.Михайлов, И.Н.Уральцев, Письма в ЖЭТФ **37**, 137 (1983), Phys. Stat. Sol. (b) **121**, 221 (1984).
6. О.В.Гоголин, В.А.Цветков, Е.Г.Цицишвили, ЖЭТФ **87**, 1038 (1984).
7. В.В.Krichevtsov, R.V.Pisarev, A.A.Rzhevsky et al., Phys. Rev. **B57**, 14611 (1997).
8. Б.В.Кричевцов, Р.В.Писарев, А.А.Ржевский и др., ЖЭТФ **114** (1998).
9. Е.Г.Цицишвили, ФТП **20**, 650 (1986).
10. J.K.Furdyna, J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988).
11. D.T.F.Marple, J. Appl. Phys. **35**, 539 (1964).
12. J.S.Blakemore, J. Appl. Phys. **53**, R123 (1982).
13. S.Hugonnard-Bruyère, C.Buss, F.Vouilloz et al., Phys. Rev. **B50**, 2200 (1994).
14. W.Thielmann and B.Rheinländer, Phys. Stat. Sol. **14**, k205 (1966).
15. D.U.Bartholomew, J.K.Furdyna, and A.K.Ramdas, Phys. Rev. **B34**, 6943 (1986).
16. L.Roth, Phys. Rev. **A133**, 542 (1964).
17. M. Cardona, Helv. Phys. Acta **34**, 796 (1961).
18. Б.В.Кричевцов, Р.В.Писарев, А.А.Ржевский и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 569 (1998).