УДК 621.315.592

СПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЗОН И СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ $A^{III}B^{V}$

Обзор

Пикус Г. Е., Марущак В. А., Титков А. Н.

Обобщены результаты экспериментальных и теоретических исследований, посвященных определению спиновых расщеплений зоны проводимости Γ_6 и валентных зон Γ_8^v и Γ_7^v в свободных и деформированных кубических кристаллах $A^{III}B^{V}$. В рамках двух- и трехзонной моделей получены выражения для параметров, определяющих спиновые расщепления. Подробно рассмотрен один из наиболее точных сейчас методов определения спиновых расщеплений, основанный на изучении спиновой релаксации оптически ориентированных носителей. Приводятся численные значения констант спиновых расщеплений зон для ряда кристаллов $A^{III}B^{V}$.

1. Введение

В кубических кристаллах без центра инверсии при удалении от центра зоны Бриллюэна происходит полное снятие вырождения энергетических зон: расщепленным состояниям соответствуют противоположные значения проекций спина электрона на ось квантования, направление которой определяется волновым вектором электрона **k**. Из общих соображений симметрии следует, что в кристаллах класса T_d расщепление имеет место при всех значениях $k \neq 0$, кроме точек, лежащих на оси 4-го порядка, т. е. $\langle 100 \rangle$, и эквивалентных ей, а также отдельных точек на поверхности зоны Бриллюэна, например точки L. Для невырожденных зон Γ_6 или Γ_7 и для ветви легких дырок зоны Γ_8^v двукратное вырождение также сохраняется во всех точках на оси 3-го порядка, т. е. $\langle 111 \rangle$, и эквивалентных ей.

При малых значениях k расщепление зоны проводимости Γ_6, как впервые было указано в [1], пропорционально k^3 и описывается формулой [2-4]

$$H_c = \gamma_c (\sigma \varkappa) = {}^1/_2 \alpha_c \hbar^3 (2m_e^3 E_g)^{-1/2} (\sigma \varkappa), \tag{1}$$

где σ_i — матрицы Паули, $\varkappa$ — вектор с компонентами $\varkappa_z = k_z (k_x^2 - k_y^2)$ и т. д., m_c — эффективная масса электрона, E_g — ширина запрещенной зоны. Гамильтониан H_v для электроновалентной зоны Γ_8^v наряду с квадратичными по k членами, ответственными за расщепление спектра на ветви легких и тяжелых дырок, содержит и не четные по k члены. На наличие линейного по k расщепления в зоне Γ_8^v впервые указывалось в [1, 5]. Соответствующий вклад в гамильтониан H_v может быть записан в виде [6, 7]

$$H_{v_1} = \frac{4}{\sqrt{3}} k_0 \sum_\alpha k_\alpha V_\alpha, \tag{2}$$

где $V_z = \{J_z (J_x^2 - J_y^2)\}_{\text{симм}}$ и т. п., а J — матрица оператора углового момента в базисе функций $Y_m^{3/2}$ $(m = \pm {}^1/_2, \pm {}^3/_2)$. Наряду с линейными по k членами гамильтониан H_v для зоны Γ_8^v содержит и слагаемые, кубические по k [6]. Как показано в [8], в общем случае этот гамильтониан содержит 4 инварианта и может быть записан в виде

$$H_{v_3} = \gamma_v \left\{a_1 (\mathbf{J}\varkappa) + a_2 \sum_i J_i^3 \varkappa_i + a_3 \sum_i V_i k_i \left(k_i^2 - \frac{k^2}{3}\right) + a_4 k^2 (\mathbf{Vk})\right\}, \tag{3}$$

где a_i — безразмерные константы. Как отмечалось в [5], расщепление нижней валентной зоны Γ_7^v, отщепленной от зоны Γ_8^v на величину Δ, как и зоны проводимости Γ_6, пропорционально k^3, и соответствующий гамильтониан H_{v_2} имеет вид, аналогичный (1) с заменой γ_c на γ_{v_2}.

В одноосно деформированных кристаллах класса T_d и в невырожденных зонах Γ_6 и Γ_7 наряду с кубическими по k расщеплениями имеет место и линейное по k расщепление зон, растущее пропорционально деформации [6]. Симметрия допускает наличие в гамильтонианах зон Γ_6 и Γ_7 слагаемых двух видов: содержащих произведения $(\sigma\varphi)$ или $(\sigma\psi)$, где $\varphi_z = \varepsilon_{xz}k_x - \varepsilon_{yz}k_y$ и т. п., а $\psi_z = k_z(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})$ и т. п. Соответствующие слагаемые в гамильтониане зоны Γ_6 имеют вид

$$H_c = {}^1/_2 \left(C_3 (\sigma\varphi) + C_3' (\sigma\psi)\right). \tag{4}$$

Для валентной зоны Γ_7^v гамильтониан H_{v_2} имеет вид, подобный (4), но отличается от него заменой констант C_3 на C_4. Что касается гамильтониана H_v для зоны Γ_8^v, то он наряду с φ_i и ψ_i может содержать и компоненты $\chi_i = k_i(\varepsilon_{ii} - 1/3\varepsilon)$, а также компоненты $k_i\varepsilon$, которые описывают влияние изотропной деформации на линейные по k члены. Таким образом, H_v в общем случае содержит 6 слагаемых:

$$H_{v_\varepsilon} = C_5 (\mathbf{J}\varphi) + C_6 (\mathbf{J}\psi) + C_7 \sum_i J_i^3 \varphi_i + C_8 \sum_i J_i^3 \psi_i + C_9 (\mathbf{V}\chi) + C_{10}\varepsilon (\mathbf{Vk}). \tag{5}$$

Не четное по k спиновое расщепление, так же как и наличие в кристаллах без центра инверсии членов разной четности в междузонных гамильтонианах, проявляется в ряде эффектов. Среди них можно назвать комбинированный резонанс, т. е. индуцированные электрическим полем переходы между спиновыми состояниями, расщепленными магнитным полем [2, 9–11]. Эти слагаемые проявляются и в спектрах циклотронного резонанса, приводя к расщеплению циклотронного дублета [12], наблюдаемого и в двумерных системах [13]. Наличие членов разной четности в гамильтониане зоны Γ_8^v приводит при оптических переходах между ветвями легких и тяжелых дырок к возникновению тока фотогальванического эффекта (ФГЭ) [14, 15], т. е. тока, не связанного с неоднородностью кристалла, условиями освещения или же с эффектом увлечения электронов фотонами. В кристаллах класса T_d такой ток возникает при освещении линейно поляризованным светом (а при некоторых ориентациях кристалла и неполяризованным светом) — так называемый линейный ФГЭ. В магнитном поле ток может возникать и при освещении циркулярно поляризованным светом — так называемый магнитоиндуцированный циркулярный ФГЭ [14]. Циркулярный ФГЭ может наблюдаться и на деформированных кристаллах класса T_d. Аналогичные токи, возникающие при оптических переходах дырок из зоны Γ_8^v в спин-орбитально отщепленную зону Γ_7^v, связаны с наличием квадратичных и линейных или кубических по k членов в междузонном гамильтониане для этих зон. Наличие линейных и квадратичных по k членов в междузонном гамильтониане зон Γ_8^v и Γ_6 приводит к ФГЭ при оптических переходах и между этими зонами.

Эти же члены ответственны за эффект Поккельса, т. е. линейное по электрическому полю двулучепреломление [16, 17]. Спиновое расщепление зон Γ_6 и Γ_8^v является одним из факторов, определяющих скорость спиновой релаксации свободных электронов, а в деформированных кристаллах — и дырок [3, 4, 18, 19]. И, наконец, спиновое расщепление зоны Γ_6 является причиной изменения начальной ориентации электронных спинов в области изгиба зон у поверхности кристалла при выходе электронов в вакуум [20, 21]. Из приведенного перечня видно, что спиновые расщепления зон в кристаллах $A^{III}B^V$ существенно сказываются на ряде их свойств, и знание констант γ_k, k_0 и C_k необходимо для количественного описания многих эффектов.

В принципе, для экспериментального определения этих констант могут быть использованы все указанные выше эффекты. В настоящее время одним из наиболее точных методов является измерение скорости спиновой релаксации оптически ориентированных электронов. Далее в разделах 3—5 приводятся выражения, устанавливающие связь скорости спиновой релаксации с величиной спинового расщепления, кратко описывается принцип измерения времен спиновой релаксации τ_s и определения из них констант γ_c и C_3. Там же приводятся и найденные в [10, 11, 22–26] значения этих констант для ряда соединений $\mathrm{A^{III}B^{V}}$.

В рамках двух- и трехзонной моделей, учитывающих взаимодействие ближайших зон — валентной Γ_{15}^{v}, зоны проводимости Γ_1^c и вышележащей зоны проводимости Γ_{15}^{c}, можно выразить указанные константы через параметры названных зон, а также установить связь между соответствующими константами для зон Γ_6, Γ_8^v, Γ_7^v, происходящими соответственно из Γ_1^c и Γ_{15}^{v}, и найти зависимости этих констант от энергии электрона и дырки. Соответствующие выражения для рассматриваемых констант, полученные нами в двух- и трехзонной моделях, приводятся в разделе 2.

В разделе 6 дается сравнение экспериментально найденных значений констант γ_c и C_3 для зоны проводимости Γ_6 в ряде соединений $\mathrm{A^{III}B^{V}}$ с их теоретическими оценками. Приводятся также оценки для констант γ_k и C_k в валентных зонах этих же соединений и констант k_0 и k_1 при линейных по k членах [см. выражение (13)]. Теоретические оценки были рассчитаны по формулам раздела 2 при использовании значений параметров трехзонной модели, приведенных в табл. 1. Приводятся также отдельные оценки, полученные ранее в работах [12, 27–29].

Таблица 1

Основные параметры трехзонной модели соединений $\mathrm{A^{III}B^{V}}$

Соединение	E_g, эВ [45]	Δ, эВ [45]	E'_g, эВ [45]	Δ', эВ [45]	Δ^-, эВ [29]	$\frac{m_e}{m}$ [45]	g_e [45]	$\frac{\hbar P}{m}$, эВ · Å [46]	$\frac{\hbar P'}{m}$, эВ · Å	d, эВ [45]	b, эВ [45]
InSb	0.23	0.81	3.3	0.33	—0.22	0.014	—51.3	9.6	6.7 *	—5.0	—2.0
InP	1.42	0.11	3.4	0.07	0.20	0.080	1.3	8.9	3.9 *	—5.0	—2.0
GaSb	0.81	0.75	2.6	0.30	—0.30	0.041	—9.25	10.3	6.2 *	—4.6	—2.0
GaAs	1.52	0.34	3.1	0.17	—0.10	0.066	—0.44	10.3	3.3 **	—4.5	—2.0

Примечание. * Взяты средние из величин, найденных в работе [46]. ** Приведено более точное значение, полученное в работе [17].

2. *Спиновые расщепления в двух- и трехзонной моделях*

На рис. 1 показано расположение валентной зоны Γ_{15}^{v} и зон проводимости Γ_1^c и Γ_{15}^{c} в кристаллах $\mathrm{A^{III}B^{V}}$ класса T_d.

В рамках двухзонной модели, учитывающей взаимодействие зоны проводимости Γ_1^c, которая при учете спина переходит в Γ_6, и валентной зоны Γ_{15}^{v}, которая в результате спин-орбитального взаимодействия расщепляется на зоны Γ_8^v и Γ_7^v, кубическое по k расщепление этих зон связано с наличием междузонных членов разной четности — линейных и квадратичных по k. Соответствующий матричный элемент между функцией S зоны проводимости Γ_1^c и одной из функций X, Y, Z валентной зоны Γ_{15}^{v} имеет вид [6, 18, 30]

$$\langle S \mid \hat{H} \mid Z \rangle = \frac{\hbar}{m} P k_z - \frac{i}{m_{vc}} k_x k_y. \tag{6}$$

Здесь $P = \langle S \mid \hat{p}_z \mid Z \rangle$, где $\hat{p}$ — оператор импульса, m — масса свободного электрона, константа m_{vc} обусловлена КР взаимодействием с более далекими зонами. При учете взаимодействия только с ближайшей зоной проводимости Γ_{15}^{c} с волновыми функциями X^c, Y^c и Z^c константа m_{vc} определяется выражением

$$\frac{m}{m_{vc}} = \frac{P'Q}{m} \left(\frac{1}{E'_g} + \frac{1}{E_g - E'_g} \right), \tag{7}$$

где E'_g — расстояние между зонами Γ_1^c и Γ_{15}^c в точке $k=0$, $P'=\langle S \mid \hat{p}_z \mid Z^c\rangle$, $Q=-i\langle X^c \mid \hat{p}_y \mid Z\rangle$ (здесь и далее предполагается, что фазы волновых функций зон Γ_1 и Γ_{15} выбраны так, что все матричные элементы P, P' и Q вещественны). В рамках двухзонной модели эффективная масса электрона определяется формулой

$$\frac{m}{m_e}=\frac{2P^2}{mE_g}\left(1-\frac{1}{3}\eta\right)+1, \tag{8}$$

где $\eta=\Delta/(E_g+\Delta)$.

При $m_e \ll m$ выражение для γ_c имеет вид

$$\gamma_c=\frac{2}{3}\frac{\eta}{m_{vc}}\hbar^3\left[2m_eE_g\left(1-\frac{1}{3}\eta\right)\right]^{-1/2}. \tag{9}$$

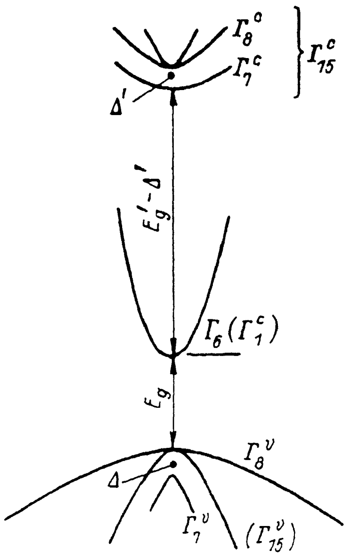

Рис. 1. Схема расположения зон Γ_1^c, Γ_{15}^v и Γ_{15}^c в кристаллах $A^{III}B^V$.

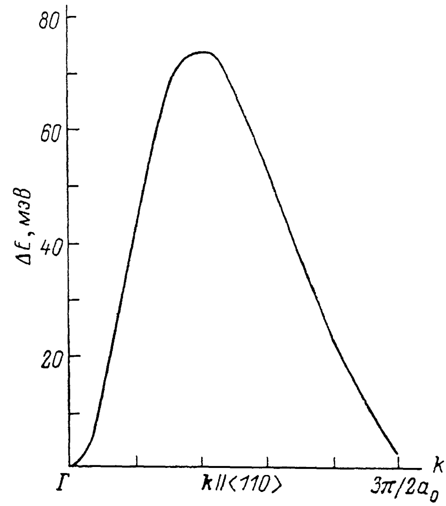

Рис. 2. Спиновое расщепление зоны проводимости GaAs при $\mathbf{k} \parallel \langle 110\rangle$ (по [27]).

Как отмечалось в [8], в этой модели в (3) отличен от нуля только коэффициент a_1, который далее принят равным единице, и константы γ_v и γ_{v_2} связаны с γ_c соотношениями

$$\gamma_v=-\frac{\gamma_c}{\eta}=-\gamma_c\frac{E_g+\Delta}{\Delta},\qquad \gamma_{v_2}=-\frac{1-\eta}{\eta}\gamma_c=-\frac{E_g}{\Delta}\gamma_c. \tag{10}$$

При кинетической энергии электрона, сравнимой с E_g, и энергии дырки, сравнимой с Δ или E_g, необходимо учитывать отступление спектра от параболического, а величин расщеплений — от кубической зависимости по k. Так, в рамках двухзонной модели при учете поправок 1-го порядка по $E_k/E_g=\hbar^2k^2/2m_eE_g$ зависимости $m_e(E_k)$ и $\gamma_c(E_k)$ при $m_e \ll m$ определяются выражениями

$$\frac{1}{m_e(E_k)}=\frac{1}{m_e}\left(1-\frac{E_k}{E_g}\frac{3-2\eta+\eta^2}{3-\eta}\right), \tag{11}$$

$$\gamma_c(E_k)\,m_e^{-3/2}(E_k)=\gamma_c m_e^{-3/2}\left(1-\frac{E_k}{E_g}\frac{9-7\eta+2\eta^2}{3-\eta}\right). \tag{12}$$

Формулы (9) и (10) не учитывают спин-орбитального расщепления зоны Γ_{15}^c, а также смешивания состояний зон Γ_{15}^c и Γ_{15}^v в результате спин-орбитального взаимодействия. Спин-орбитальное смешивание зон Γ_{15}^c и Γ_{15}^v приводит к появлению линейных по k членов в межзонном гамильтониане для зон Γ_8 и Γ_7. На наличие таких слагаемых указывалось в [30].

Соответствующий гамильтониан можно записать в виде

$$H = k_1 \sum_i k_i \left[\sigma_i \left(J_{i+1}^2 - J_{i+2}^2\right) - \{J_i J_{i+1}\}_{\text{симм}}\, \sigma_{i+1} + \{J_i J_{i+2}\}_{\text{симм}}\, \sigma_{i+2}\right], \qquad (i = x,\ y,\ z). \qquad (13)$$

Здесь операторы σ_i действуют только на спиновые функции α, β, а J_i — только на координатные функции X, Y и Z. При учете взаимодействия только с ближайшей зоной Γ_{15}^c константа k_1 равна

$$k_1 = -\frac{1}{9}\frac{\hbar Q\Delta^-}{m}\left[\frac{1}{E_g + E_g'} + \frac{1}{E_g + E_g' + \Delta} + \frac{2}{E_g + E_g' - \Delta'} + \frac{2}{E_g + E_g' + \Delta - \Delta'}\right], \qquad (14)$$

где Δ^- — константа спин-орбитального смешивания зон Γ_{15}^c и Γ_{15}^v,

$$\Delta^- = 3\langle Y_m^{3/2c} \,|\, H_{\text{со}} \,|\, Y_m^{3/2v}\rangle = -{}^3/_2\langle Y_n^{1/2c} \,|\, H_{\text{со}} \,|\, Y_n^{1/2v}\rangle. \qquad (15)$$

Здесь $H_{\text{со}}$ — оператор спин-орбитального взаимодействия, $Y_m^{3/2}$ и $Y_n^{1/2}$ — собственные функции зон Γ_8 и Γ_7 соответственно $(m = \pm{}^1/_2,\ \pm{}^3/_2;\ n = \pm{}^1/_2)$. В (14) также учтено спин-орбитальное расщепление зоны Γ_{15}^c $\Delta' = E_{\Gamma_8^c} - E_{\Gamma_7^c}$ $(k = 0)$ (рис. 1).

Как отмечалось в [29], учет спин-орбитального смешивания зон Γ_{15}^c и Γ_{15}^v приводит к дополнительному вкладу в спиновое расщепление зон Γ_6, Γ_8^v и Γ_7^v. Учет по теории возмущений перекрестных произведений линейных и квадратичных по k членов в гамильтониане $\Gamma_8 \times \Gamma_7$ приводит к дополнительным вкладам в константы γ_c и γ_{v_2}, которые мы будем обозначать $\delta\gamma_c$ и $\delta\gamma_{v_2}$:

$$\delta\gamma_c = -\delta\gamma_{v_2}\frac{\Delta}{E_g} = 2k_1\frac{(\hbar P/m)^2}{E_g(E_g + \Delta)} \approx \frac{\hbar^2 k_1}{m_c E_g}\frac{1 - \eta}{1 - {}^1/_3\eta}. \qquad (16)$$

Что касается валентной зоны Γ_8^v, то учет линейных по k членов (13) при расчете по теории возмущений приводит к появлению в гамильтониане H_v всех 4 слагаемых.

При этом

$$a_1 = {}^{13}/_8, \qquad a_2 = -{}^1/_2, \qquad a_3 = {}^1/_2, \qquad a_4 = 0. \qquad (17)$$

Коэффициент a_1 выбран так, чтобы константа $\delta\gamma_v$ была связана с $\delta\gamma_c$ и $\delta\gamma_{v_2}$ соотношениями, подобными (10). Приведем теперь выражения для констант γ_k, полученные в рамках трехзонной модели, позволяющей учесть спин-орбитальное расщепление зоны Γ_{15}^c,

$$\gamma_c = \frac{4}{3}\hbar^3\frac{PP'Q}{m^3}\frac{1}{E_g E_g'}\frac{\Delta E_g' + \Delta' E_g}{(E_g + \Delta)(E_g' - \Delta')}, \qquad (18)$$

$$\gamma_v = -\frac{4}{3}\hbar^3\frac{PP'Q}{m^3}\frac{E_g + E_g' - \frac{\Delta'}{2}}{E_g(E_g + E_g')(E_g + E_g' - \Delta')}, \qquad (19а)$$

$$\gamma_{v_2} = -\frac{4}{3}\hbar^3\frac{PP'Q}{m^3}\frac{1}{(E_g + \Delta)(E_g + E_g' + \Delta)}. \qquad (19б)$$

При $\Delta' \ll E_g'$ и $E_g \ll E_g'$ эти выражения переходят соответственно в (9) и (10). Формулы (18), (19) не учитывают спин-орбитального смешивания зон Γ_{15}^c и Γ_{15}^v. Учет этого смешивания в рамках трехзонной модели по теории возмущений 4-го порядка приводит к следующим выражениям для констант $\delta\gamma_c$, $\delta\gamma_v$ и $\delta\gamma_{v_2}$:

$$\delta\gamma_c = -\frac{4}{3}\frac{\hbar^3}{m^3}\Delta^- Q\frac{|P|^2(E_g' - {}^1/_3\Delta') + |P'|^2(E_g + {}^1/_3\Delta)}{E_g E_g'(E_g + \Delta)(E_g' - \Delta')}, \qquad (20)$$

$$\delta\gamma_v = \frac{4}{9}\frac{\hbar^3}{m^3}\frac{\Delta^- Q\,|P|^2}{\Delta E_g}\left(\frac{1}{E_g + E_g'} + \frac{2}{E_g + E_g' - \Delta'}\right), \qquad (21а)$$

$$\delta\gamma_{v_2} = \frac{4}{9}\frac{\hbar^3}{m^3}\frac{\Delta^- Q\,|P|^2}{\Delta E_g}\left(\frac{1}{E_g + E_g' + \Delta} + \frac{2}{E_g + E_g' + \Delta - \Delta'}\right). \qquad (21б)$$

При $E_g' \gg E_g$ формулы (20), (21) и (16) совпадают. В рамках трехзонной модели коэффициент k_0 в (2), определяющий линейное по k расщепление зоны Γ_8^v, равен нулю и соответственно все внутризонные матричные элементы оператора (13) для зоны Γ_8^v, как и для зоны Γ_7^v, равны нулю. Линейное по k расщепление зоны Γ_8^v обусловливается спин-орбитальным смешиванием состояний Γ_8, произошедших из Γ_{15}^v и Γ_{12}, и константа k_0 равна

$$k_0 = -\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\hbar}{m} \frac{\Delta_1 P_3}{E_g''}. \tag{22}$$

Здесь $E_g'' = E_{\Gamma_{12}} - E_{\Gamma_8^v}(k=0)$, $P_3 = \sqrt{3/2} \langle Z | \hat{p}_z | \Psi_1 \rangle$, Δ_1 — константа спин-орбитального смешивания зон Γ_{15}^v и Γ_{12},

$$\Delta_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} \langle Y_{3/2}^v | H_{so} | \beta \Psi_1 \rangle, \tag{23}$$

$\Psi_1 = (2/3)^{1/2} (Z^2 - 1/2 (X^2 + Y^2))$ — одна из двух базисных функций зоны Γ_{12}, β — спиновая функция, соответствующая $S_z = -1/2$.

Появление линейных по k и ε членов в гамильтонианах (4) и (5) зон Γ_6, Γ_8^v и Γ_7^v, содержащих компоненты φ в двухзонной модели, обусловлено линейными по ε слагаемыми в междузонном гамильтониане $\Gamma_1^c \times \Gamma_{15}^v$ [6]. Это компоненты

$$\langle S | H_\varepsilon | Z \rangle = -iC_2 \varepsilon_{xy} \quad \text{и т. д.} \tag{24}$$

Константы C_3, C_4 и C_5 в (4), (5) связаны с C_2 соотношениями, подобными (9) и (10),

$$C_3 = \frac{4}{3} C_2 \frac{\hbar P}{m} \frac{\eta}{E_g} \approx \frac{4}{3} \hbar C_2 \eta \left[2m_e E_g \left(1 - \frac{1}{3}\eta\right)\right]^{-1/2}, \tag{25}$$

$$C_4 = -C_3 \left(\frac{1}{\eta} - 1\right) = -\frac{4}{3} \frac{C_2}{E_g + \Delta} \frac{\hbar P}{m}, \tag{26а}$$

$$C_5 = -\frac{C_3}{2\eta} = -\frac{2}{3} \frac{C_2}{E_g} \frac{\hbar P}{m}. \tag{26б}$$

Учет взаимодействия с зоной Γ_{15}^c, определяемого константой C_2' в матричном элементе $\langle Z^c | H_\varepsilon | S \rangle$, подобном (24), приводит к появлению в (25) второго слагаемого, отличающегося от (25) заменой P на P', E_g на E_g', C_2 на C_2' и Δ на Δ'. При больших энергиях необходимо учитывать зависимость констант C_3, C_4 и C_5 от энергии. Учет поправки 1-го порядка по E_k/E_g приводит для C_3 к выражению, подобному (12),

$$C_3(E_k) = C_3 \left(1 - \frac{E_k}{E_g} \frac{9 - 7\eta + 2\eta^2}{3 - \eta}\right). \tag{27}$$

Что касается коэффициента C_3' в гамильтониане (4) для зоны проводимости Γ_6, то в рамках трехзонной модели он равен нулю. Соответствующие слагаемые в (4) появятся лишь при учете спин-орбитального смешивания представлений Γ_8, произошедших из Γ_{15} и Γ_{12}, поэтому константа C_3', как и k_0 в (21), пропорциональна величине Δ_1 (а также величине P_3 или междузонной константе деформационного потенциала в гамильтониане $\Gamma_1^c \times \Gamma_{12}$). Поэтому далее такие слагаемые в (4) не рассматриваются. В гамильтонианах (4) и (5) для валентных зон Γ_8^v и Γ_7^v константы C_6—C_{10} отличны от нуля и в рамках трехзонной модели: для их расчета необходимо учесть линейные по k члены (13) и линейные по ε члены в междузонном гамильтониане $\Gamma_8 \times \Gamma_7$.

В результате получим следующие выражения для констант C_6—C_{10} в (5), константы C_4' для зоны Γ_7 и дополнительных вкладов в константы C_4 и C_5:

$$\delta C_4 = 2\sqrt{3} \frac{k_1 d}{\Delta}, \quad C_4' = 6 \frac{k_1 b}{\Delta}, \quad \delta C_5 = \frac{10}{\sqrt{3}} \frac{k_1 d}{\Delta}, \quad C_6 = -\frac{1}{4} \frac{k_1 b}{\Delta}, \quad C_7 = -\frac{1}{4\sqrt{3}} \frac{k_1 d}{\Delta},$$

$$C_8 = \frac{k_1 b}{\Delta}, \quad C_9 = 3 \frac{k_1 b}{\Delta}, \quad C_{10} = 0. \tag{28}$$

Здесь d и b — константы деформационного потенциала валентной зоны [7]. Учет спин-орбитального смешивания зон Γ_{15}^v Γ_{15}^c приводит также к дополнительному вкладу в константу деформационного потенциала C_3 для зоны Γ_6:

$$\delta C_3 = -\frac{4}{9}\frac{\hbar}{m} C_2 \Delta P' \left(\frac{1}{E_g E_g'} + \frac{2}{(E_g + \Delta)(E_g' - \Delta')}\right). \qquad (29)$$

Приведенные выше формулы описывают спиновое расщепление зон вблизи точки экстремума $k=0$. Расчет расщепления по всей зоне Бриллюэна требует численных методов. В работе [27] для кристалла GaAs проведен такой расчет для зоны проводимости Γ_6 в рамках трехзонной модели, учитывающей взаимодействие зон Γ_1^c, Γ_{15}^c и Γ_{15}^v. Рассчитано расщепление для случая $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$, когда,

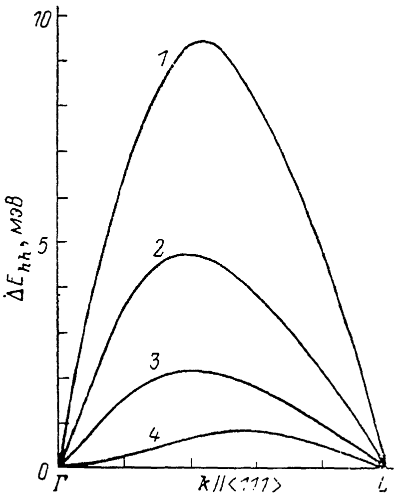

Рис. 3. Спиновое расщепление ветви тяжелых дырок валентной зоны Γ_8^v в кристаллах $A^{III}B^V$ при $\mathbf{k} \parallel \langle 111 \rangle$ (по [29]).
1 — InP, *2* — InSb, *3* — GaAs, *4* — GaSb ($-\Delta E_{hh}$).

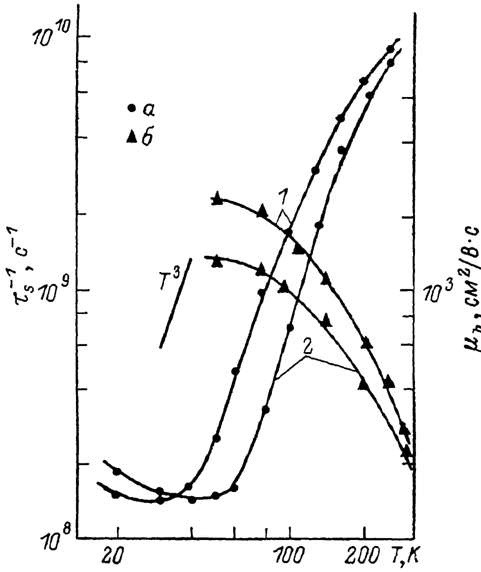

Рис. 4. Температурные зависимости скорости спиновой релаксации электронов проводимости в двух образцах GaAs p-типа, различающихся подвижностью носителей (*а*), и холловская подвижность дырок в этих же образцах (*б*) (по данным работы [22]).

согласно (1), оно является максимальным. Результаты расчета приведены на рис. 2. При малых k расщепление пропорционально k^3, но по мере увеличения k рост расщепления замедляется и оно достигает максимума при $k=3\pi/5a_0$ (a_0 — постоянная решетки) и затем уменьшается.

На рис. 3 показано расщепление ветви тяжелых дырок зоны Γ_8^v $\Delta E_{hh}(\mathbf{k})$ при $\mathbf{k} \parallel \langle 111 \rangle$ для ряда кристаллов $A^{III}B^V$, рассчитанное в [29]. При малых k, согласно (2), это расщепление линейно по k. Как видно из (3) и (17), в рамках трехзонной модели разложение $\Delta E_{hh}(\mathbf{k})$ при $\mathbf{k} \parallel \langle 111 \rangle$ не содержит кубических по k слагаемых.

3. *Спиновая релаксация электронов в кристаллах* $A^{III}B^V$

Если спиновое расщепление зоны проводимости есть $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$, а спиновый гамильтониан соответственно

$$H = \frac{\hbar}{2}(\boldsymbol{\Omega}\boldsymbol{\sigma}), \qquad (30)$$

то в условиях, когда $\Omega\tau_p \ll 1$, где τ_p — время релаксации импульса, спиновая релаксация определяется случайной прецессией спина в эффективном магнитном поле $\mathbf{B}_{\text{эфф}} \sim \boldsymbol{\Omega}$, направление которого быстро меняется за время порядка τ_p. Этот механизм спиновой релаксации был предложен Дьяконовым и Перелем [3, 4] и получил название механизм ДП.

Как показано в [31], в кристаллах $A^{III}B^{V}$ механизм ДП преобладает над другими возможными механизмами спиновой релаксации при достаточно высоких температурах и не очень высоких концентрациях дырок. Исключение, повидимому, составляют лишь кристаллы с очень узкой запрещенной зоной и большим спин-орбитальным расщеплением, например InSb, в которых преобладает механизм Эллиота—Яфета (механизм ЭЯ) [32, 33]. Этот механизм обусловлен смешиванием при $k\neq 0$ состояний зон Γ_6 и Γ_8, Γ_7, соответствующих разным спиновым состояниям. В результате становится возможным рассеяние электронов с переворотом спина при взаимодействии с акустическими или оптическими фононами или примесями. При низких температурах и высоких концентрациях дырок преобладает механизм Бира, Аронова, Пикуса (механизм БАП) [34], обусловленный обменным взаимодействием электронов Γ_6 и дырок Γ_8, приводящим к рассеянию электронов на дырках с переворотом спина. Характерные зависимости времен спиновой релаксации от величины τ_p, температуры и концентрации дырок позволяют легко различать эти три механизма.

В условиях преобладания механизма ДП компоненты тензора скорости спиновой релаксации τ_{sij}^{-1}, определяемые соотношением

$$dS_i/dt = -\sum_j S_j \tau_{sij}^{-1},$$

где $\mathbf{S}$ — средний спин электрона, связаны со средними значениями расщеплений Ω_i соотношениями

$$\tau_{sii}^{-1} = \frac{1}{\Theta_l}\tau_p\left(\langle\Omega^2\rangle - \langle\Omega_i^2\rangle\right), \qquad \underset{(i\neq j)}{\tau_{sij}^{-1}} = -\frac{1}{\Theta_l}\tau_p\langle\Omega_i\Omega_j\rangle. \tag{31}$$

Здесь символ $\langle\ \rangle$ означает усреднение по всем направлениям импульса при фиксированной энергии электрона. Константы Θ_l зависят от механизма рассеяния носителей по импульсу, а также вида $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$. Величины τ_{sij}^{-1}, определяющие скорость спиновой релаксации тепловых электронов, получаются усреднением величины τ_{sij}^{-1} по максвелловскому распределению. В результате для средних величин τ_e и τ_p при $\mathbf{\Omega}$, определяемом (1), следует соотношение

$$\frac{1}{\tau_{sij}} = \Theta\tau_p\alpha_c\frac{(k_BT)^3}{\hbar^2E_g}\delta_{ij}. \tag{32}$$

При рассеянии на ионизованных примесях коэффициент Θ в (32) равен 32/21, при рассеянии на акустических колебаниях при деформационном взаимодействии $\Theta=2.7$, при рассеянии на полярных оптических колебаниях $\Theta=3$. Подчеркнем, что величина τ_p в (32) есть среднее время релаксации импульса, определяющая подвижность электронов $\mu_e = e\tau_p/m_e$.

При преобладании спинового расщепления, индуцированного одноосной деформацией,

$$\frac{1}{\tau_{s\parallel}} = \frac{2}{\tau_{s\perp}} = \frac{2C_3^2k_BTm_e\tau_p}{\hbar^4}\left(\varepsilon_{xy}^2+\varepsilon_{xz}^2+\varepsilon_{yz}^2\right). \tag{33}$$

В случае деформации по оси $\langle 111\rangle$ главная ось тензора $1/\tau_s$ направлена по этой же оси, при деформации вдоль оси $\langle 110\rangle$ — по оси $\langle 001\rangle$.

Из формул (32) и (33) видно, что для определения констант α_c и C_3 помимо величин τ_s необходимо точно измерить и время релаксации по импульсу τ_p. В экспериментах по оптической ориентации, проводимых на кристаллах p-типа, электроны являются неосновными носителями. Определение для них времен τ_p одновременно с τ_s вызывало до сих пор большие затруднения. Эта задача была решена после того, как удалось измерить изменение скорости спиновой релаксации в продольном магнитном поле. Орбитальное движение электронов в магнитном поле нарушает хаотическое изменение $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$ и тем самым увеличивает время спиновой релаксации [35, 36].

Для реализованного в эксперименте [37] случая преобладания рассеяния на ионизованных примесях эта зависимость имеет вид [35]

$$\frac{\tau_s(0)}{\tau_s(B)} = \frac{1}{8}\,[15(T_1 - 9T_2) + 5(1 - 4T_1 + 45T_2)\,F(y) + (17T_1 - 117T_2)\,F(4y) + \\ + 3(1 - 4T_1 + 9T_2)\,F(9y)], \tag{34}$$

где

$$F(y) = \frac{1}{120}\int\limits_0^\infty \frac{x^5 e^{-x}}{1 + x^3 y}\,dx, \quad y = \pi\left(\frac{\Omega_c \tau_p}{48}\right)^2,$$

$$\Omega_c = \frac{eB}{m_e c}, \quad T_1 = \frac{B_x^2 B_y^2 + B_x^2 B_z^2 + B_y^2 B_z^2}{B^4}, \quad T_2 = \frac{B_x^2 B_y^2 B_z^2}{B^6}.$$

Здесь B_x, B_y, B_z — проекции магнитного поля на главные оси кристалла. Величина $\tau_s(0)$ определяется формулой (32) с $\Theta = 32/21$. Как видно, единственным подгоночным параметром теории здесь является время τ_p, которое легко может быть найдено из сопоставления экспериментальной и теоретической зависимостей.

4. *Применение метода оптической ориентации дл измерения скорости спиновой релаксации*

Идея метода оптической ориентации [38] состоит в преимущественном заселении одного из спиновых состояний зоны проводимости при возбуждении кристалла циркулярно поляризованным светом с энергией, немного превышающей ширину запрещенной зоны. При этом электроны оказываются ориентированными по спину вдоль направления распространения возбуждающего света. Возникшая в начальный момент времени преимущественная ориентация электронных спинов затем уменьшается за время жизни фотоэлектронов за счет процессов спиновой релаксации. При этом степень поляризации люминесценции пропорциональна степени ориентации электронных спинов и описывается выражением $\rho = \rho_0/(1 + \tau/\tau_s)$. Здесь τ — время жизни электронов проводимости, ρ_0 — максимально возможная степень циркулярной поляризации в отсутствие спиновой релаксации, определяемая зонной структурой, типом оптических переходов и внешними воздействиями. Для свободных кубических кристаллов соединений $\mathrm{A^{III}B^{V}}$ $\rho_0 = 0.25$.

Приложение внешнего магнитного поля B перпендикулярно направлению распространения света приводит к уменьшению циркулярной поляризации люминесценции из-за отклонения спинов фотовозбужденных электронов от первоначального направления в результате прецессии в этом поле (эффект Ханле). Зависимость поляризации от величины поля в свободном кристалле определяется соотношением $\rho(B) = \rho/(1 + \Omega_L^2\tau_0^2)$. Здесь $\tau_0 = (\tau^{-1} + \tau_s^{-1})^{-1}$ — время жизни ориентированного спина, $\Omega_L = g_e\mu_0 B/\hbar$ — частота ларморовой прецессии, g_e — g-фактор электрона, μ_0 — магнетон Бора. Приведенные выражения позволяют находить τ_s и τ по известному значению степени поляризации люминесценции в нулевом поле и величине магнитного поля $\Delta B = \hbar\,(g_e\mu_0\tau_0)^{-1}$, приводящей к уменьшению начальной поляризации вдвое.

Первое экспериментальное проявление механизма ДП для термализованных электронов было установлено в работах [39, 40], где изучалась спиновая релаксация электронов проводимости в кристаллах GaAs и GaAlAs p-типа с концентрацией акцепторов $2\cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. В дальнейшем при исследовании менее легированных кристаллов GaAs [22] механизм ДП проявился более отчетливо, что позволило изучить его поведение в широком интервале температур. На рис. 4 показаны полученные в этой работе температурные зависимости скорости спиновой релаксации электронов в двух образцах, различающихся величинами подвижности носителей. Это различие достигалось за счет разной степени компенсации акцепторов. Для обоих образцов наблюдается рост скорости релаксации с повышением температуры. Причем сначала величины τ_s^{-1} растут немного быстрее, чем куб температуры, затем зависимости приближаются к кубической, а начиная с температур 80÷100 К отчетливо виден спад скорости нарастания τ_s^{-1}. Отмеченные особенности свидетельствуют о преобладании механизма ДП при температурах выше 30÷40 К. Действительно, согласно выражению (32), скорость спиновой релаксации для механизма ДП должна расти пропорционально $T^3\tau_p$ и зависеть от температурных изменений τ_p.

Качественное представление об изменении времен τ_p с температурой в изучаемых образцах можно получить из температурных зависимостей холловской подвижности дырок, которые также приведены на рис. 4. С учетом разной относительной роли рассеяния на заряженных примесях и фононах для дырок и электронов [41, 42] из данных для дырочных подвижностей следует, что в интервале температур 40÷60 К величина τ_p для электронов должна сначала слегка возрастать, затем проходить через максимум и при температурах, превышающих 100 К, заметно уменьшаться. При найденном характере изменения времен τ_p наблюдается хорошее качественное согласие хода экспериментальных зависимостей для τ_s^{-1} с теоретической зависимостью (32), что, в частности, подтверждает пропорциональность расщепления $\hbar\Omega$ в свободном кристалле кубу квазиимпульса электрона. Дополнительным свидетельством в пользу проявления механизма ДП в исследовавшихся образцах является корреляция поведения величин τ_s^{-1} и τ_p: уменьшение времен τ_p в более компенсированном образце приводит к уменьшению скорости спиновой релаксации τ_s^{-1}, а выравнивание времен τ_p при высоких температурах сопровождается одновременным сближением значений τ_s^{-1} для обоих образцов.

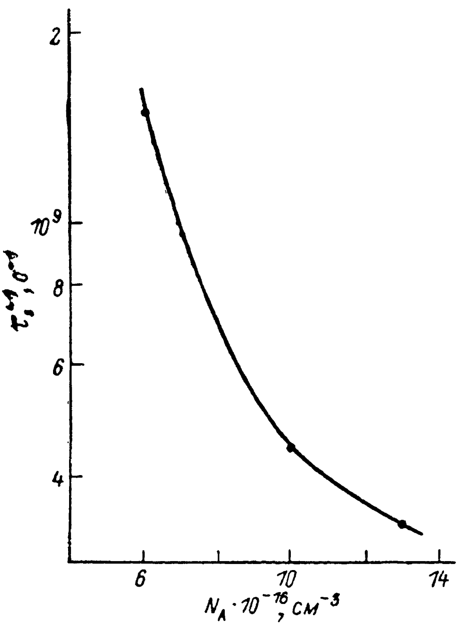

Рис. 5. Зависимость скорости спиновой релаксации свободных электронов от концентрации акцепторов в кристаллах InP при 77 К (по данным работы [24]).

Зависимость скорости спиновой релаксации от времени рассеяния электронов по импульсу определяет и изменение эффективности механизма ДП в различно легированных кристаллах. На рис. 5 на примере кристаллов InP видно, что усиление легирования и связанное с этим уменьшение времен τ_p приводят к замедлению механизма ДП [24]. Сравнение экспериментальных данных, аналогичных приведенным, с теоретической зависимостью (32) позволяет надежно определять области температур и легирования, где механизм ДП играет доминирующую роль в спиновой релаксации термализованных электронов в различных соединениях $A^{III}B^{V}$. В результате появляется возможность для определения величин спинового расщепления зоны проводимости $\hbar\Omega$ и константы γ_c по измерениям скоростей спиновой релаксации τ_s^{-1} в чистых и умеренно легированных кристаллах, в которых преобладающим механизмом спиновой релаксации является механизм ДП. При этом для определения параметра γ_c из величины τ_s необходимо знать величину Θ в (32), т. е. преобладающий механизм рассеяния, а также значение времени релаксации импульса τ_p.

Определение времен τ_p для неравновесных электронов в кристаллах p-типа оказалось возможным по эффекту подавления скорости спиновой релаксации электронов магнитным полем. В экспериментах по оптической ориентации уменьшение скорости спиновой релаксации в магнитном поле проявляется в увеличении степени циркулярной поляризации люминесценции. На рис. 6, *а* показаны зависимости τ_s^{-1} от величины магнитного поля для нескольких образцов GaAs, различающихся подвижностью носителей [37]. В соответствии с формулой (34) наблюдается замедление спиновой релаксации в поле, причем эффект тем сильнее, чем больше подвижность электронов в образцах. Сопоставление данных опыта с расчетом по формуле (34) позволило определить значения τ_p. На рис. 6, *б* приведена также полученная в [37] зависимость рассмотренного эффекта от ориентации магнитного поля относительно главных осей кристалла. Найденная анизотропия является еще одним непосредственным подтверждением проявления в исследуемых случаях именно механизма ДП.

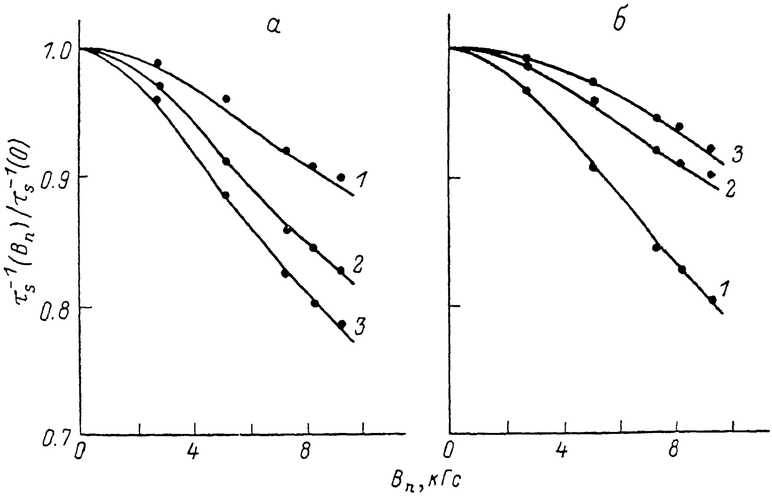

Рис. 6. Уменьшение скорости спиновой релаксации электронов проводимости τ_s^{-1} в магнитном поле в кристаллах GaAs при 77 K [37].

а) влияние магнитного поля на образцы с разной подвижностью носителей $\tau_p \cdot 10^{13}$, с: *1* — 1.7, *2* — 2.5, *3* — 3.1; *б*) изменение τ_s^{-1} при приложении магнитного поля вдоль кристаллографических направлений: *1* — $\mathbf{B}_n \parallel \langle 100 \rangle$, *2* — $\mathbf{B}_n \parallel \langle 110 \rangle$, *3* — $\mathbf{B}_n \parallel \langle 111 \rangle$. Сплошные линии построены согласно выражению (34).

Определенные предложенным способом значения τ_p и измеренные в тех же образцах величины скорости спиновой релаксации τ_s^{-1} позволили с помощью выражения (32) определить константу спинового расщепления зоны проводимости γ_c в GaAs [22]. При этом учитывалось, что при выбранных уровнях легирования и температуре 77 K электроны рассеиваются преимущественно на заряженных примесях [41]. Аналогичные измерения были выполнены еще для двух соединений — GaSb [23] и InP [24], для которых также были получены значения γ_c. Найденные значения сведены в табл. 2.

Таблица 2

Константы спинового расщепления зон Γ_6, Γ_8^v и Γ_7^v кристаллов $A^{III}B^V$

Соединение	Эксперимент			Расчет на основе выражений, полученных в работе									Расчет в [29]	
	$\lvert \alpha_c^{экс} \rvert$	$\lvert \gamma_c^{экс} \rvert$, эВ · Å^3	$\lvert k_0^{экс} \rvert$, мэВ · Å	$\hbar Q/m$, эВ · Å (35)	m/m_{rc} (7)	γ_c, эВ · Å^3 (18)	$\delta\gamma_c$, эВ · Å^3 (20)	γ_v, эВ · Å^3 (19а)	$\delta\gamma_v$, эВ · Å^3 (21а)	γ_{v2}, эВ · Å^3 (19б)	$\delta\gamma_{v2}$, эВ · Å (21б)	k_1, эВ · Å (14)	γ_c, эВ · Å^3	k_0, мэВ · Å
InSb	0.023 [10]	220 [10]	4.65	1.6	0.8	160	60	−178	−70	−30	−56	0.06	+219	−4.1
InP	0.03 [23]	8 [23]		3.6	0.9	3.2	−11.2	−24.5	102	−22	100	−0.1	−9	−7.2
GaSb	0.19 [23]	187 [23]		4.6	2.5	114	73	−149	−100	−60	−81	0.26	+109	+0.35
GaAs	0.07 [23]	24.5 [23]		6.0 *	1.4	14.0	10.5	−39	−35	−29	−33	0.08	+15	−1.7

Примечание. * Из экспериментов по циклотронному резонансу электронов для матричного элемента $\hbar Q/m$ в GaAs были получены значения 8.2 [47] и 7.8 эВ · Å [48].

Как указывалось в разделах 1 и 2, приложение одноосной деформации приводит к дополнительному деформационному расщеплению зоны проводимости $\hbar\Omega_d$, пропорциональному первой степени квазиимпульса электрона и величине деформации. Это дополнительное расщепление ускоряет спиновую релаксацию, обусловленную механизмом ДП. При этом в скорость спиновой релаксации в деформированных кристаллах дают вклад два слагаемых: $\tau_s^{-1} = \tau_{s0}^{-1} + \tau_{sd}^{-1}$, где τ_{s0}^{-1} определяется формулой (32), а деформационный вклад τ_{sd}^{-1} — формулой (33). Из формулы (33), в частности, следует, что деформационный вклад в скорость релаксации должен быть пропорциональным величине $T\tau_p$ и квадрату величины давления $\mathbf{P}^2$.

Экспериментально влияние деформации на скорость спиновой релаксации впервые было обнаружено в работе [25], а затем детально изучено в работе [26], в которых методом оптической ориентации измерялись времена τ_s в деформированных кристаллах. Ускорение спиновой релаксации проявилось в уменьшении степени циркулярной поляризации люминесценции и уширении контуров Ханле. На рис. 7 и 8 приведены полученные в [26] зависимости ρ и ΔB от деформации для кристаллов GaAs и GaSb. Видно, что в обоих соединениях при сжатии вдоль оси $\langle 100 \rangle$ ρ возрастает приблизительно в 1.5 раза, что хорошо согласуется с ожидаемым ростом ρ_0 за счет изменения правил отбора в деформированных кристаллах [43], а полуширины контуров Ханле практически не меняются. Эти результаты свидетельствуют о независимости τ_s и τ от давления при деформации по оси $\langle 100 \rangle$. При двух других ориентациях деформации величина ρ спадает, несмотря даже на происходящий и в этих геометриях рост ρ_0. При этом полуширина контуров Ханле ΔB существенно увеличивается, причем в разной степени при приложении поля B вдоль или поперек оси деформации: $\Delta B_L \neq \Delta B_T$. Эти наблюдения свидетельствуют о быстром росте скорости спиновой релаксации при сжатии вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$. Одновременно они указывают на анизотропный характер релаксации.

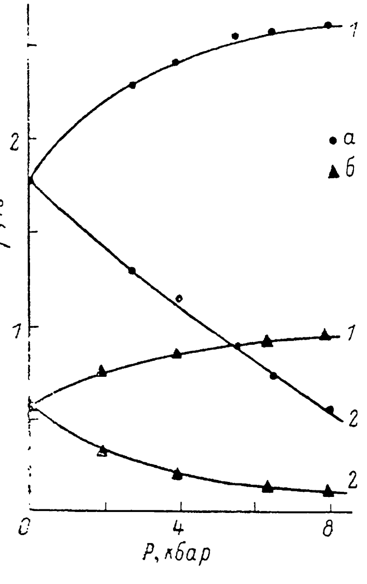

Рис. 7. Изменение степени циркулярной поляризации люминесценции ρ при 77 K в кристаллах GaAs (*а*) и GaSb (*б*) в зависимости от величины одноосного давления **P**, приложенного вдоль осей $\langle 100 \rangle$ (*1*) и $\langle 111 \rangle$ (*2*) [26].

Главные значения тензора скорости спиновой релаксации в деформированных кристаллах могут быть найдены из измеряемых в эксперименте величин ρ, ΔB_L и ΔB_T. Полученные в итоге зависимости $\tau_s^{-1}(\mathbf{P}) = \tau_{s0}^{-1} + \tau_{sd}^{-1}(\mathbf{P})$ для кристаллов GaAs показаны на рис. 9. При $\mathbf{P} = 0$ деформационное расщепление $\hbar\Omega_d$ отсутствует, и спиновая релаксация связана только с начальным расщеплением $\hbar\Omega$, а ее скорость определяется выражением (32). При сжатии по оси $\langle 111 \rangle$ или $\langle 110 \rangle$ прослеживается квадратичный рост деформационного вклада в скорость спиновой релаксации с давлением, причем, как и следует из теории, $\tau_{sd\parallel}^{-1} = 2\tau_{sd\perp}^{-1}$. Наблюдаемый квадратичный ход $\tau_s^{-1}(\mathbf{P})$ свидетельствует о линейной зависимости расщепления $\hbar\Omega_d$ от деформации.

Линейная зависимость величины $\hbar\Omega_d$ от квазиимпульса электрона была проверена при анализе температурных изменений скорости спиновой релаксации в деформированных кристаллах. На рис. 10 представлены результаты измерений скорости спиновой релаксации в деформированных кристаллах GaAs при двух температурах — 77 и 155 K. Температурная зависимость деформационного вклада в τ_s^{-1}, как и для свободных кристаллов, зависит от изменения с температурой времен τ_p. Для выделения температурной зависимости τ_p сравним скорости спиновой релаксации для обеих температур в отсутствие деформации.

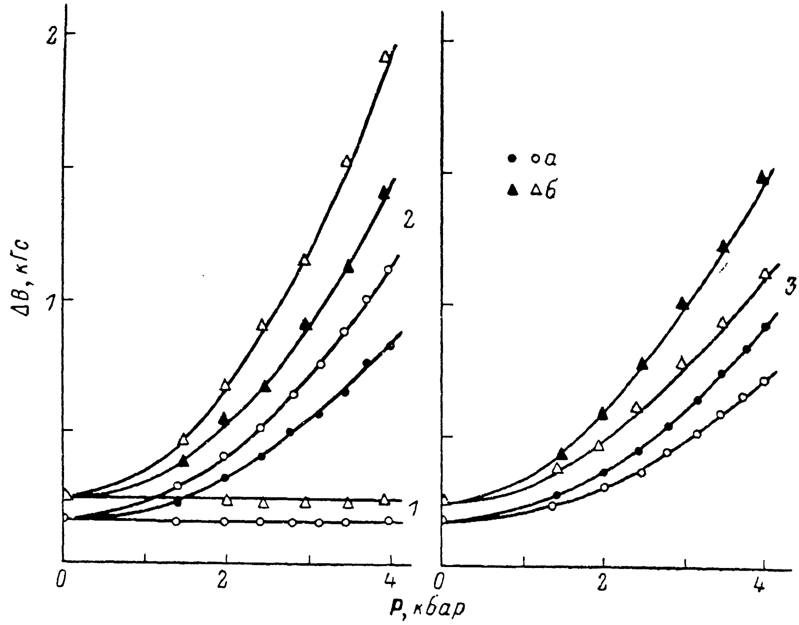

Рис. 8. Зависимость полуширины контура Ханле ΔB при 77 К в кристаллах GaAs (*а*) и GaSb (*б*) от величины давления **P**, приложенного вдоль осей $\langle 100 \rangle$ (*1*), $\langle 111 \rangle$ (*2*) и $\langle 110 \rangle$ (*3*) (по данным работы [26]).

Согласно (32), при увеличении температуры в 2 раза скорость τ_s^{-1} должна возрасти пропорционально T^3, т. е. в 8 раз. Экспериментально наблюдается рост

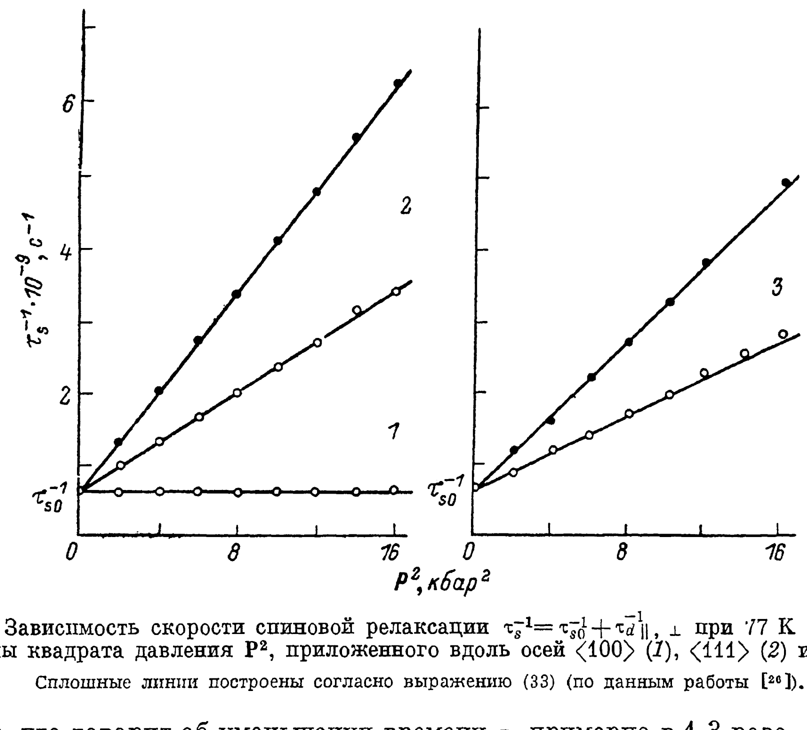

Рис. 9. Зависимость скорости спиновой релаксации $\tau_s^{-1} = \tau_{s0}^{-1} + \tau_d^{-1}\|, \perp$ при 77 К в GaAs от величины квадрата давления $\mathbf{P}^2$, приложенного вдоль осей $\langle 100 \rangle$ (*1*), $\langle 111 \rangle$ (*2*) и $\langle 110 \rangle$ (*3*).

Сплошные линии построены согласно выражению (33) (по данным работы [26]).

в 6 раз, что говорит об уменьшении времени τ_p примерно в 1.3 раза. С учетом найденного уменьшения τ_p изменение скорости τ_{sd}^{-1} с давлением при повышении температуры от 77 до 155 К должно составлять, согласно (33), 1.5 раза. Это

Таблица 3

Константы спинового расщепления деформированных кристаллов $A^{III}B^{V}$

Соединение	Эксперимент			Расчет						
	$\lvert C_2^{экс}\rvert$, эВ	$\lvert C_3^{экс}\rvert$, эВ · Å	$\lvert C_3^{экс}/\hbar\rvert \times 10^{-7}$, см/с	C_2, эВ (36)	C_3, эВ · Å (25)	δC_3, эВ · Å (29)	C_4, эВ · Å (26а)	δC_4, эВ · Å (28)	C_5, эВ · Å (26б)	δC_5, эВ · Å (28)
InSb	1.0 [11]				43.3	1.3	−12.3	−1.4	−27.8	−2.3
InP		2.6 [26]	4 [26]	6.6	4.0	−1.4	−51.2	−17.8	−27.5	−29.6
GaSb		19.7 [26]	30 [26]	2.2	17.9	1.8	−19.4	−5.9	−18.6	−9.8
GaAs		5.2 [26]	8 [26]	3.0	4.9	0.3	−22.1	−3.7	−13.5	−6.1

значение хорошо согласуется с данными рис. 10, что и указывает на линейную связь расщепления $\hbar\Omega_d$ с величиной квазиимпульса электрона.

Определение в работе [26] деформационных добавок к скорости спиновой релаксации электронов позволило найти константы деформационного спинового расщепления C_3 для соединений GaSb, GaAs и InP. Их величины были вычислены с помощью выражения (33) при подстановке значений времен τ_p, найденных из экспериментов по подавлению спиновой релаксации магнитным полем, а также других входящих параметров согласно табл. 1. Найденные величины C_3 приведены в табл. 3.

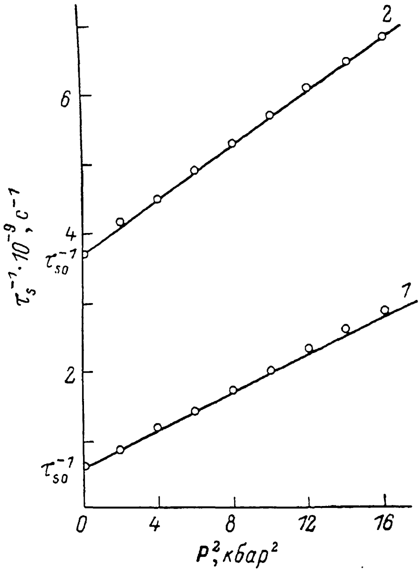

Рис. 10. Изменение скорости спиновой релаксации в деформированном кристалле GaAs при температурах 77 (*1*) и 155 K (*2*) (по данным работы [26]).

6. *Заключение*

Полученные экспериментальные данные о величинах спинового расщепления зоны проводимости и приведенные выше выражения, связывающие это расщепление с другими параметрами кристалла, дают возможность определить ряд параметров трехзонной модели для исследованных соединений, и в частности спиновые расщепления валентных зон Γ_8^v и Γ_7^v. Зная экспериментальные значения констант γ_c для InP, GaSb и GaAs, полученные в [23], и для InSb, приведенное в [10], а также параметры трехзонной модели, сведенные в табл. 1, мы рассчитали для названных соединений величину Q. Для этого было использовано выражение для γ_c, объединяющее оба вклада (18) и (20),

$$\gamma_c = \frac{4}{3}\frac{\hbar^3}{m^3}Q\,\frac{PP'(\Delta E'_g + \Delta' E_g) - P^2\Delta^-\left(E_g - \frac{\Delta'}{3}\right) - P'^2\Delta^-\left(E_g + \frac{\Delta}{3}\right)}{E_g E'_g (E_g + \Delta)(E'_g - \Delta')}. \qquad (35)$$

Далее при известном Q по формулам (7), (14) и (18)—(21) были рассчитаны остальные параметры, определяющие спиновое расщепление зоны проводимости Γ_6 и валентных зон Γ_8^v и Γ_7^v. Эти параметры сведены в табл. 2. Для сравнения в этой таблице приведены значения констант γ_c и k_0, рассчитанные в [29], и указанное в этой работе экспериментальное значение k_0 для InSb. Поскольку измерение скорости спиновой релаксации не дает возможности определить знак γ_c, мы предполагаем, что он совпадает со знаком, следующим из расчета [29].

Аналогичным образом по значениям константы C_3, измеренным для InP, GaSb и GaAs в [26] и для InSb в [11, 44], были рассчитаны величины константы C_2 для этих соединений. При этом использовалось выражение для C_3, учитывающее оба вклада (25) и (29),

$$C_3 = \frac{4}{3}\frac{h}{m}\frac{C_2}{E_g(E_g+\Delta)}\left[\Delta P - \frac{1}{3}\Delta^- P'\left(\frac{E_g+\Delta}{E'_g} + \frac{2E_g}{E'_g-\Delta'}\right)\right]. \qquad (36)$$

Затем исходя из полученных значений C_2 были отдельно рассчитаны вклады (25) и (29), а по формулам (26) и (28) определены другие деформационные константы C_4, C_5 и поправки к ним δC_4, δC_5. Полученные результаты сведены в табл. 3. Остальные константы C_6—C_9 также легко рассчитать с помощью формул (28).

Литература

[1] Dresselhaus G. — Phys. Rev. B, 1955, v. 100, N 1, p. 580—592.
[2] Рашба Э. И., Шека В. И. Комбинированный резонанс зонных электронов в кристаллах с решеткой цинковой обманки. — ФТТ, 1961, т. 3, в. 6, с. 1735—1749.
[3] Дьяконов М. И., Перель В. И. О спиновой ориентации электронов при межзонном поглощении света в полупроводниках. — ЖЭТФ, 1971, т. 60, в. 5, с. 1954—1963.
[4] Дьяконов М. И., Перель В. И. Спиновая релаксация электронов проводимости в полупроводниках без центра инверсии. — ФТТ, 1971, т. 13, в. 12, с. 3581—3585.
[5] Kane E. O. — J. Phys. Chem. Sol., 1957, v. 1, N 1, p. 249—253.
[6] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Влияние деформации на энергетический спектр и электронные свойства полупроводников типа InSb. — ФТТ, 1961, т. 3, в. 10, с. 3051—3069.
[7] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
[8] Рашба Э. И., Шека В. И. К теории комбинированного резонанса на акцепторных центрах. — ФТТ, 1964, т. 6, в. 2, с. 576—583.
[9] Рашба Э. И. Свойства полупроводников с петлей экстремумов: циклотронный и комбинированный резонанс в магнитном поле, перпендикулярном плоскости петли. — ФТТ, 1960, т. 2, в. 6, с. 1224—1238.
[10] Chen Y. F., Dobrowolska M., Furdyna J. K., Rodriguez S. — Phys. Rev. B, 1985, v. 32, N 2, p. 890—898.
[11] Jagannutu C., Aggarwal R. L. — Phys. Rev. B, 1985, v. 32, N 6, p. 2243—2251.
[12] Zawadzki W., Pfeffer P., Sigg H. — Sol. St. Commun., 1985, v. 53, N 3, p. 777—781.
[13] Бычков Ю. А., Рашба Э. И. Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра. — Письма ЖЭТФ, 1984, т. 39, в. 2, с. 66—69.
[14] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. Фотогальванический эффект в полупроводниках. — В кн.: Проблемы современной физики. Л., 1980, с. 275—293.
[15] Белиничер В. И., Стурман Б. И. Фотогальванический эффект в средах без центра инверсии. — УФН, 1980, т. 130, в. 3, с. 415—458.
[16] Багаев В. С., Берозашвили Ю. И., Келдыш Л. В. Об электрооптическом эффекте в GaAs. — Письма ЖЭТФ, 1966, т. 4, в. 9, с. 364—368.
[17] Аронов А. Г., Пикус Г. Е. Анизотропные электрооптические эффекты в полупроводниках. — ФТТ, 1968, т. 10, в. 3, с. 825—831.
[18] Pikus G. E., Titkov A. N. — In: Optical orientation. Amsterdam, 1984, p. 73—131.
[19] Дьяконов М. И., Качоровский В. Ю. Спиновая релаксация двумерных электронов в полупроводниках без центра инверсии. — ФТП, 1986, т. 20, в. 1, с. 178—181.
[20] Riechert H., Alvarado S., Titkov A. N., Safarov V. I. — In: Proc. 17 Int. Conf. Phys. Semicond. San-Francisco, 1984, p. 1360—1366.
[21] Riechert H., Alvarado S., Titkov A. N., Safarov V. I. — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, N 25, p. 2297—2300.
[22] Марущак В. А., Степанова М. Н., Титков А. Н. Спиновая релаксация электронов проводимости в умеренно легированных кристаллах GaAs. — ФТТ, 1983, т. 25, в. 12, с. 3537—3542.
[23] Гореленок А. Т., Марущак В. А., Титков А. Н. Определение спиновых расщеплений зоны проводимости в соединениях A_3B_5. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т. 50, в. 2, с. 290—293.
[24] Гореленок А. Т., Груздов В. Г., Марущак В. А., Титков А. Н. Спиновое расщепление зоны проводимости в InP. — ФТП, 1986, т. 20, в. 2, с. 347—350.
[25] Дьяконов М. И., Марущак В. А., Перель В. И., Титков А. Н. Спиновая релаксация электронов проводимости в одноосно деформированных кристаллах A_3B_5. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, т. 47, в. 12, с. 2311—2313.
[26] Дьяконов М. И., Марущак В. А., Перель В. И., Титков А. Н. Влияние деформации на спиновую релаксацию электронов проводимости в полупроводниках A_3B_5. — ЖЭТФ, 1986, т. 90, в. 3, с. 1123—1133.
[27] Christensen N. E., Cardona M. — Sol. St. Commun., 1984, v. 51, N 2, p. 491—495.
[28] Cardona M., Maruschak V. A., Titkov A. N. — Sol. St. Commun., 1984, v. 50, N 4, p. 701—703.

[29] Cardona M., Christensen N. E., Fasol G. — In: Proc. 18 Int. Conf. Phys. Semicond. Stockholm, 1986, p. 424—428.
[30] Рашба Э. И., Шека В. И. Комбинированный резонанс в электронном InSb. — ФТТ, 1961, т. 3, в. 6, с. 1863—1870.
[31] Аронов А. Г., Пикус Г. Е., Титков А. Н. Спиновая релаксация электронов проводимости в соединениях A_3B_5 p-типа. — ЖЭТФ, 1983, т. 84, в. 3, с. 1170—1184.
[32] Elliott R. J. — Phys. Rev., 1954, v. 56, N 1, p. 256—274.
[33] Yafet Y. — In: Solid State Physics, v. 14. N. Y., 1963, p. 1—98.
[34] Бир Г. Л., Аронов А. Г., Пикус Г. Е. Спиновая релаксация электронов при рассеянии на дырках. — ЖЭТФ, 1975, т. 69, в. 4, с. 1382—1397.
[35] Ивченко Е. Л. Спиновая релаксация свободных носителей в полупроводниках без центра инверсии в продольном магнитном поле. — ФТТ, 1973, т. 15, в. 5, с. 1566—1570.
[36] Захарченя Б. П., Ивченко Е. Л., Рыскин А. Я., Варфоломеев А. В. Спиновая релаксация свободных носителей в антимониде галлия в квантующем магнитном поле. — ФТТ, 1976, т. 18, в. 1, с. 230—236.
[37] Марущак В. А., Степанова М. Н., Титков А. Н. Подавление продольным магнитным полем спиновой релаксации электронов проводимости в полупроводниковых кристаллах без центра инверсии. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, в. 7, с. 337—340.
[38] Parsons R. R. — Canad. J. Phys., 1971, v. 49, N 6, p. 1850—1858.
[39] Clark A. H., Burnham R. D., Chadi D. J., White R. M. — Phys. Rev. B, 1975, v. 12, N 9, p. 5758—5764.
[40] Clark A. H., Burnham R. D., Chadi D. J., White R. M. — Sol. St. Commun., 1976, v 20, N 2, p. 385—389.
[41] Stillman G. E., Wolfe C. M. — Thin Sol. Films, 1976, v. 31, N 1, p. 69—82.
[42] Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. 615 с.
[43] Дьяконов М. И., Перель В. И. Влияние электрического поля и деформации на оптическую ориентацию в полупроводниках. — ФТП, 1973, т. 7, в. 12, с. 2335—2339.
[44] Kriechbaum M., Meisels R., Kuchar F., Fautner E. — In: Proc. 16 Int. Conf. Phys. Semicond. Montpellier, 1982, p. 444—448.
[45] Landolt-Börnstein Tables, v. 17a. Berlin, 1982. 642 p.
[46] Hermann C., Weisbuch C. — Phys. Rev. B, 1977, v. 15, N 2, p. 823—833.
[47] Sigg H., Perenboom J. A. A. J., Pfeffer P., Zawadzki W. — Sol. St. Commun., 1987, v. 61, N 11, p. 685—689.
[48] Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Минервин И. Г., Осутин А. В., Поляков Д. Г. Непараболичность и анизотропия энергетического спектра электронов в GaAs. — ЖЭТФ, 1985, т. 88, в. 6, с. 2052—2062.

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

Получен 25.05.1987
Принят к печати 15.06.1987