

## АНИЗОТРОПИЯ ЭЛЕКТРОННОГО $g$ -ФАКТОРА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs

В.К.Калевич, В.Л.Коренев

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

Поступила в редакцию 27 июля 1992 г.

В одиночных квантовых ямах GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As обнаружена анизотропия  $g$ -фактора электронов проводимости по магнитной деполяризации люминесценции в условиях оптической ориентации электронов. В квантовой яме шириной 80 Å измерено отношение  $g_{\parallel}/g_{\perp} = 2,2 \pm 0,4$ , где  $g_{\parallel}$  и  $g_{\perp}$  – составляющие  $g$ -фактора вдоль и поперек главной оси структуры. Зарегистрирована бистабильность сильно-связанной электронно-ядерной спиновой системы полупроводника, обусловленная анизотропией электронного  $g$ -фактора. Эта бистабильность проявляется в виде гистерезиса на кривой магнитной деполяризации люминесценции.

В объемном полупроводнике типа GaAs электрон проводимости характеризуется изотропным  $g$ -фактором. В гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) эффекты размерного квантования приводят, как показано в теории <sup>1</sup>, к анизотропии  $g$ -фактора электронов проводимости. В системе GaAs/AlGaAs, где с уменьшением ширины ямы  $g_{\parallel}$  и  $g_{\perp}$  проходят через ноль <sup>1,2</sup>, параметр анизотропии становится аномально большим <sup>1</sup>. Различие  $g_{\parallel}$  и  $g_{\perp}$  в короткопериодных сверхрешетках отмечалось в <sup>3</sup>. В настоящей работе впервые экспериментально измерен параметр анизотропии электронного  $g$ -фактора в одиночной прямоугольной КЯ GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As, который в яме шириной  $L_z = 80$  Å равен  $g_{\parallel}/g_{\perp} = 2,2 \pm 0,4$ . Показано, что анизотропия  $g$  приводит к качественному отличию в поведении электронно-ядерной спиновой системы (ЭЯСС) полупроводника в условиях оптической ориентации. В частности, при увеличении угла наклона магнитного поля относительно плоскости КЯ ЭЯСС становится бистабильной, что проявляется в виде гистерезиса на кривой магнитной деполяризации люминесценции.

1. Возбуждение полупроводника циркулярно-поляризованным ( $\sigma^{\pm}$ ) светом сопровождается появлением у электронов проводимости среднего спина  $S$  <sup>4</sup>. Рассмотрим зависимость  $z$ -компоненты  $S_z$  спина  $S$  от величины внешнего магнитного поля  $H$ , направленного под углом  $\alpha$  к лучу (ось  $z$ ) возбуждающего света (рис.1.) В кристалле с изотропным электронным  $g$ -фактором в поле  $H \rightarrow \infty$  проекция  $S$  на направление  $H$  равна  $S_H = S_0 \cos \alpha$ . При этом  $S_z = S_H \cos \alpha$  и, следовательно,  $S_z/S_0 = \cos^2 \alpha$ . В случае анизотропного  $g$  ось прецессии электронных спинов не совпадает с направлением поля  $H$ , и при  $H \rightarrow \infty$   $S_z/S_0 \neq \cos^2 \alpha$ . Отличие  $S_z/S_0$  от  $\cos^2 \alpha$  определяется соотношением величин  $g_{\parallel}$  и  $g_{\perp}$  и может быть использовано для определения параметра анизотропии  $g_{\parallel}/g_{\perp}$ .

Для аналитического выражения  $S_z$  через  $g_{\parallel}/g_{\perp}$  и  $\cos \alpha$  воспользуемся стационарным уравнением для среднего спина электронов  $S$  в объемном полупроводнике <sup>4</sup>, положив в нем электронный  $g$ -фактор анизотропным:

$$\frac{S - S_0}{T_s} = \frac{\mu_B}{\hbar} \hat{g} \mathbf{H} \times \mathbf{S} + \frac{A < I >}{\hbar} \times \mathbf{S}. \quad (1)$$

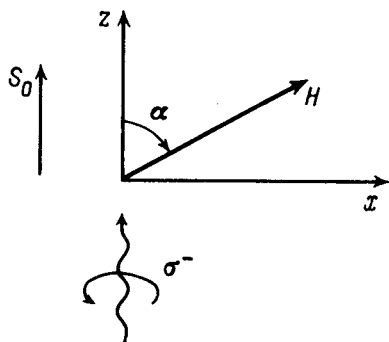


Рис.1. Геометрия эксперимента.  $S_0$  – средний спин оптически ориентированных электронов в нулевом магнитном поле

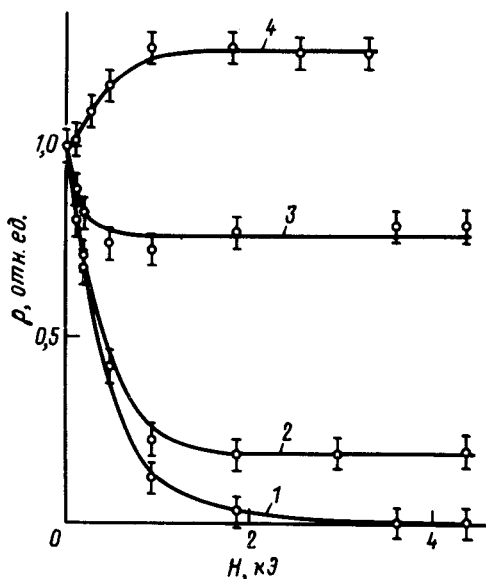


Рис.2. Экспериментальные зависимости  $\rho(H)$ , полученные при переменной с частотой 34 кГц круговой поляризации возбуждающего света,  $T = 2\text{ К}$ ,  $\alpha$ : 1 – 90, 2 – 80, 3 – 60, 4 – 0°. Сплошные кривые проведены для наглядности

Здесь  $\hat{g}$  – тензор второго ранга с отличными от нуля диагональными элементами:  $g_{\perp} \equiv g_{xx} \equiv g_{yy}$ ,  $g_{\parallel} \equiv g_{zz}$ ; магнетон Бора  $\mu_B > 0$ ;  $T_s$  – время существования оптической ориентации:  $1/T_s = 1/\tau + 1/\tau_s$ , где  $\tau$  и  $\tau_s$  – время жизни и время спиновой релаксации электронов. Первое слагаемое в правой части (1) описывает прецессию электронных спинов во внешнем магнитном поле  $H$  с частотой  $\vec{\Omega} = \mu_B \hat{g} H / \hbar$ , второе – в поле поляризованных ядер кристаллической решетки  $H_N = \hat{g}^{-1} A \langle I \rangle / \mu_B$  с частотой  $\vec{\Omega}_N = A \langle I \rangle / \hbar$  ( $\langle I \rangle$  – средний спин ядер,  $A$  – константа сверхтонкого взаимодействия).

Вначале будем пренебрегать сверхтонким взаимодействием электронов и ядер ( $\langle I \rangle = 0$ ). Тогда в интересующем нас случае сильного поля  $H \gg H_{1/2}$  ( $H_{1/2} = \hbar / |g_{\perp}| \mu_B T_s$  – полуширина эффекта Ханле в поперечном магнитном поле) из (1) получаем:

$$\frac{S_z}{S_0} = \frac{a^2}{a^2 + tg^2 \alpha}, \quad (2)$$

где  $a = |g_{||}|/|g_{\perp}|$ . Видно, что действительно, при  $a \neq 1$  значение  $S_z/S_0$  отличается от величины  $\cos^2\alpha$ .

Эксперимент выполнен на гетероструктуре, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии в направлении [001] (ось  $z$ ) и содержащей 30 слоев GaAs толщиной  $80 \text{ \AA}$  каждый, разделенных  $400 \text{ \AA}$ -ми барьерами  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ <sup>5</sup>. Оптическая ориентация квазидвумерных электронов в слоях GaAs создавалась циркулярно-поляризованным светом с  $\lambda = 7525 \text{ \AA}$ . Измеряемой величиной являлась степень  $\rho$  круговой поляризации люминесценции, которая регистрировалась в геометрии "на отражение" вдоль оси  $z$ . В кристаллах типа GaAs  $\rho \propto S_z$ <sup>4</sup>. Анализировалась люминесценция, обусловленная переходами на акцепторные уровни. Для измерения  $\rho$  использовалась схема<sup>6</sup>. Чтобы устранить ядерные эффекты знак круговой поляризации возбуждающего света изменялся с высокой ( $34 \text{ кГц}$ ) частотой. В таком случае динамическая поляризация ядер отсутствует, так как не успевает следить за быстрой сменой направления  $S$ .

На рис.2 приведены экспериментальные зависимости  $\rho(H)$ , полученные для различных углов  $\alpha$ . С увеличением магнитного поля значения  $\rho$  с точностью до ошибки измерения выходят на постоянный уровень  $\rho^*(\alpha)$ , который для  $\alpha \neq 0^\circ$  существенно превышает величину  $\cos^2\alpha$ . Например,  $\rho^*(60^\circ) = 0,80 \pm 0,05$ , тогда как  $\cos^2 60^\circ = 0,25$ . Зависимость  $\rho$  на рис.2 получена в продольном поле  $H \parallel S_0$ . Из нее видно, что  $\rho$  увеличивается с ростом поля  $H$ . Такое увеличение  $\rho$  связано с замедлением спиновой релаксации электронов<sup>4</sup>. При определении параметра анизотропии  $g_{||}/g_{\perp}$  из значений  $\rho^*(\alpha)$  это замедление учитывалось путем нормировки величин  $\rho^*(\alpha)$  на  $\rho^*(\alpha = 0) = 1,25 \pm 0,05$ . Используя (2), где  $S_z/S_0$  заменено на  $\rho^*(\alpha)/\rho^*(0)$ , находим, что  $a = |g_{||}|/|g_{\perp}| = 2,2 \pm 0,4$ . Отметим, что найденное значение  $|g_{||}|/|g_{\perp}|$  находится в количественном согласии с результатом расчета<sup>1</sup>.

В<sup>7</sup> показано, что размерное квантование может приводить к анизотропии времени спиновой релаксации электронов  $\tau_s$  в КЯ. В таком случае, как несложно видеть, параметр  $a$  в (2) будет зависеть также от анизотропии  $\tau_s$ . Однако в исследуемой структуре анизотропией  $\tau_s$  можно пренебречь. Этот вывод основан на результатах экспериментов по оптической поляризации ядер решетки кристалла, анализу которых посвящен следующий раздел.

2. Сверхтонкое взаимодействие оптически ориентированных электронов с ядрами сопровождается динамической поляризацией ядер кристаллической решетки полупроводника<sup>4</sup>. В свою очередь, поляризованные ядра создают действующее на спины электронов магнитное поле  $H_N$  (поле Оверхаузера), что приводит к сложной зависимости  $\rho$  от  $H$ .

Наиболее ярко поле ядер  $H_N$  проявляется в геометрии наклонного поля (рис.1), когда оно усиливает или ослабляет действие перпендикулярной к  $S$  компоненты  $H$ . В объемном GaAs в полях  $H \gg H_L$  (создаваемое на ядре соседними ядрами локальное поле  $H_L \sim 1 \text{ Э}$ ) поле  $H_N \parallel H$ . При этом спины электронов оказываются в суммарном поле  $(H + H_N)$ , и кривая Ханле сдвигается на величину  $H = -H_N$ . Так как  $H_N \propto S_H = S_0 \cos \alpha$  значение  $H_N$  и сдвиг кривой Ханле определяются углом  $\alpha$ <sup>4</sup>.

Экспериментальные зависимости  $\rho(H)$ , полученные в исследуемой квантово-размерной структуре при постоянной круговой поляризации возбуждающего света, приведены на рис.3. На этих зависимостях выделяются узкий пик вблизи  $H = 0$  и широкий подъем при  $H \gtrsim 1 \text{ кЭ}$ .

Узкий максимум связан с влиянием поля оптически ориентированных элек-

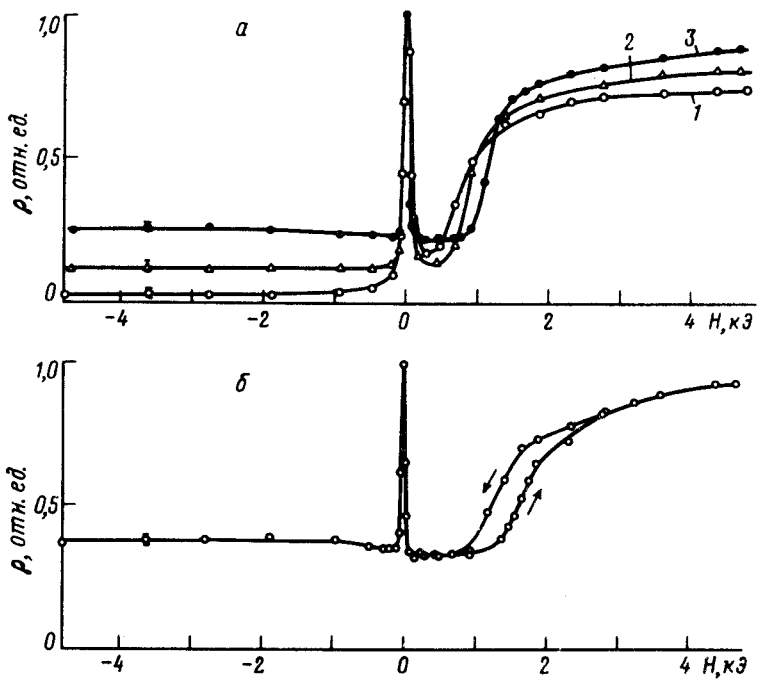


Рис.3. Экспериментальные зависимости  $\rho(H)$ , полученные при постоянной круговой поляризации возбуждающего света,  $T=2\text{К}$ . а -  $\alpha$ : 1 - 85, 2 - 80, 3 - 70°; б -  $\alpha = 60^\circ$

тронов (поле Найта) на поляризацию ядер в слабом поле  $H$ . При этом направления  $H_N$  и  $H$  не совпадают. Этот участок кривой Ханле рассматривался в <sup>8</sup>, где впервые наблюдалась оптическая поляризация ядер в КЯ в наклонном поле, и здесь обсуждаться не будет.

Подъем  $\rho$  в полях  $H \gg 1\text{кЭ}$  естественно связать с компенсацией ядерного поля внешним. Однако наблюдается ряд ярких особенностей, не имеющих объяснения в модели поляризации ядер в объемном GaAs: а) подъем  $\rho$  при  $H \gg 1\text{кЭ}$  имеет протяженность, существенно превосходящую полуширину электронного эффекта Ханле (кривая 1 на рис.2)  $H_{1/2} \simeq 0,4\text{кЭ}$ ; б) он практически не смещается в сторону большего магнитного поля при уменьшении угла  $\alpha$  от 85 до 60°, хотя  $\cos\alpha$  и, следовательно,  $H_N$  увеличивается в 6 раз; в) при увеличении угла наклона поля  $H$  относительно плоскости КЯ на кривой  $\rho(H)$  появляется гистерезис (рис.3б); г) вне центрального пика при  $H < 0$  и при  $H > 0$  до начала подъема  $\rho$  значения  $\rho$  существенно меньше значений  $\rho^*(\alpha)$  на рис.2, полученных при тех же углах  $\alpha$  и  $H_N = 0$ .

Указанные особенности получают естественное объяснение при учете анизотропии электронного  $g$ -фактора.

Изменение  $S$  под действием поляризованных ядер описывается в (1) слагаемым  $(A < I > / \hbar) \times S$ . Мы полагаем, что как и в объемном GaAs поляризация ядер изотропна, то есть средний спин ядер  $< I >$  направлен по внешнему полю  $H$  и пропорционален проекции  $S$  на это направление. В отсутствие

$$\langle I \rangle = (4/3)I(I+1)(S\hbar)\hbar, \quad (3)$$

где  $I$  – спин ядра (в исследуемой структуре у всех ядер решетки  $I = 3/2$ ),  $\hbar = \mathbf{H}/H$ .

На ЭВМ решалось уравнение, получающееся в результате подстановки (3) в (1):

$$s = s_0 + \left[ \frac{g_{\perp}}{|g_{\perp}|} \mathbf{H} + \frac{g_{\parallel} - g_{\perp}}{|g_{\perp}|} (\mathbf{H}\mathbf{k})\mathbf{k} + b(s\hbar)\hbar \right] \times s, \quad (4)$$

Здесь  $s = S/|S_0|$ ,  $s_0 = S_0/|S_0|$ ,  $\mathbf{k}$  – орт вдоль оси  $z$ . Параметр  $b$  характеризует прецессию электронных спинов в ядерном поле:

$$b = \frac{5S_0 (A/\mu_B)}{|g_{\perp}| H_{1/2}}, \quad (5)$$

где поле  $(A/\mu_B) = 15,5 \text{ кЭ}^9$ .

Результаты решения уравнения (4) существенно зависят от отношения  $g_{\parallel}/|g_{\perp}|$  и параметра  $b$ , знаков  $g_{\perp}$  и  $(g_{\parallel} - g_{\perp})$ . Параметр  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}| = 2,2$  определен в п.1. Знаки  $g_{\parallel}$  и  $g_{\perp}$  найдены следующим образом. Отрицательный знак  $g_{\perp}$  определен по взаимному положению на экспериментальных кривых  $\rho(H)$  на рис.3 дополнительных максимумов, обусловленных компенсацией поля ядер и поля электронов внешним полем <sup>8</sup>. Расчет показывает, что теоретические кривые Ханле соответствуют экспериментальным зависимостям  $\rho(H)$  на рис.3 лишь при  $g_{\parallel} < g_{\perp}$  и качественно отличаются от них при  $g_{\parallel} > g_{\perp}$ . Это приводит к выводу, что  $g_{\parallel} < g_{\perp}$  и, следовательно,  $g_{\parallel} < 0$  и  $g_{\parallel}/g_{\perp} = 2,2$ . Такой результат совпадает с предсказанием теории <sup>1</sup>, согласно которому  $g_{\parallel} < g_{\perp}$  в КЯ любой ширины, и  $g_{\parallel} < g_{\perp} < 0$  для  $L_z = 80 \text{ \AA}$ .

Расчетные кривые  $S_z(H)/S_0$  для  $\alpha = 60^\circ$  при  $g_{\parallel} < g_{\perp} < 0$ ,  $g_{\parallel}/g_{\perp} = 2,2$ ,  $b = 60$  (кривая 1) и  $b = 0$  (ядерная поляризация отсутствует) (кривая 2) приведены на рис.4а. Из кривой 1 видно, что она имеет все особенности, обнаруженные выше на экспериментальных зависимостях  $\rho(H)$  на рис.3. Действительно, максимум на этой кривой с центром при  $H = 30H_{1/2}$  связан с компенсацией ядерного поля внешним. Его ширина на два порядка превышает ширину чисто электронной кривой Ханле (кривая 2 на рис.4а). У левой границы максимума наблюдается область бистабильности, которая в увеличенном масштабе по оси  $H$  приведена на рис.4б. Расчет показывает, что положение левой границы максимума слабо зависит от угла  $\alpha$ , тогда как область гистерезиса резко сужается с увеличением  $\alpha$  и исчезает при приближении  $\alpha$  к  $90^\circ$ .

Наибольший интерес вызывает тот факт, что на рис.4а кривая 1, рассчитанная с учетом поляризации ядер, в широком интервале изменения поля  $H$  проходит ниже минимального значения  $S_z/S_0$  на кривой 2, построенной при  $H_N = 0$ . Объясняется это, тем что, как следует из (1), оси прецессии спинов электронов в ядерном и внешнем полях не совпадают:  $\vec{\Omega}_N \parallel \mathbf{H}$ ,  $\vec{\Omega} \nparallel \mathbf{H}$ . По этой причине в слабом поле  $H \ll H_{1/2}$ , где деполаризацию электронов осуществляет ядерное поле, значение  $S_z/S_0$  падает до величины  $\cos^2\alpha$ , которая для  $\alpha = 60^\circ$  равна 0,25 (см. рис.4б). Такой вывод подтверждается ходом экспериментальных кривых  $\rho(H)$  на рис.3.

Мы показали, что учет анизотропии  $g$ -фактора позволяет теоретически описать экспериментальные зависимости  $\rho(H)$  как в отсутствие, так и при

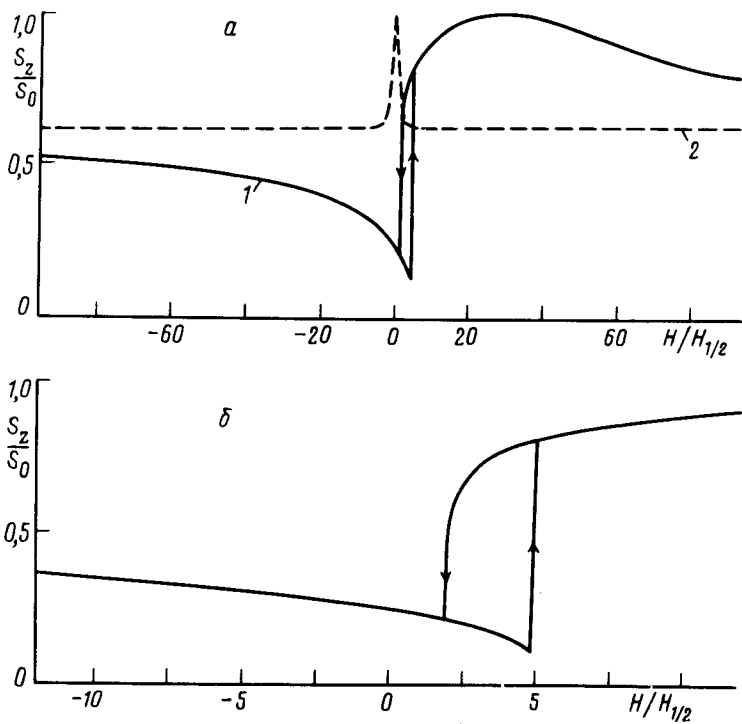


Рис.4. Результаты численного решения уравнения (4) при  $\alpha = 60^\circ$ ,  $g_{\parallel}/g_{\perp} = 2, 2$ ;  $g_{\parallel} < g_{\perp} < 0$ . а: кривая 1 -  $b = 60$ , кривая 2 -  $b = 0$ ; б - область гистерезиса на кривой 1 в увеличенном масштабе по оси  $H$

наличия ядерной поляризации. Вместе с тем анализ показывает, что при анизотропном времени спиновой релаксации  $\tau_s$  кривые Ханле, рассчитанные с учетом поляризации ядер, качественно отличаются от наблюдавшихся на опыте. Откуда следует, что в наших экспериментах влиянием анизотропии  $\tau_s$  можно пренебречь.

Таким образом, в настоящей работе обнаружена анизотропия электронного  $g$ -фактора в одиночных КЯ GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As. С помощью метода оптической ориентации установлено, что в яме шириной  $80 \text{ \AA}$   $g_{\parallel} < g_{\perp} < 0$  и  $g_{\parallel}/g_{\perp} = 2, 2 \pm 0, 4$ . Развита модель поляризации ЭЯСС, учитывающая анизотропию  $g$ -фактора электрона, которая позволила объяснить особенности поведения ЭЯСС в исследованной КЯ. Существенно новые результаты эта модель должна давать в КЯ меньшей ширины, где, согласно <sup>1</sup>,  $g_{\parallel}$  и  $g_{\perp}$  имеют противоположные знаки. В частности, решение (4) показывает, что при  $g_{\perp} > 0$  и  $g_{\parallel} < 0$  ЭЯСС имеет две области бистабильности, которые существуют при противоположных направлениях внешнего магнитного поля.

Авторы признательны Б.П.Захарчене, В.Г.Флейшеру за постоянный интерес к работе, Е.Л.Ивченко, И.А.Меркулову за полезные обсуждения, Б.С.Явичу, О.М.Федоровой за предоставление кристаллов.

1. Е.Л.Ивченко, А.А.Киселев, ФТП **26**, 1471 (1992).

2. M.J.Snelling et al., Phys. Rev. B **44**, 11345 (1990).
3. E.L.Ivchenko et al., Sol. St. Science, Springer-Verlag, 1992, 301.
4. Оптическая ориентация. Под ред. Захарчени Б.П., Майера Ф. Л.: Наука, 1989, главы 2, 5.
5. О.В.Коваленков и др. Письма в ЖТФ, **14**, 222 (1988).
6. В.Д.Кульков, В.К.Калевич, ПТЭ **5**, 196 (1980).
7. М.И.Дьяконов, В.Ю.Качоровский, ФТП, **20**, 178 (1986).
8. В.К.Калевич, В.Л.Коренев, О.М.Федорова, Письма в ЖЭТФ, **52**, 964 (1990).
9. D.Paget, G.Lampel, B.Sapoval and V.I.Safarov, Phys. Rev. B **15**, 5780 (1977).