

## Обменная самополяризация электронного пучка

© Е.В. Орленко, Б.Г. Матисов

Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: quark@citadel.stu.neva.ru

(Поступило в Редакцию 26 января 2000 г.)

Обсуждается механизм, приводящий к самоорганизации пучка свободных электронов, инжектированных светокатодом. Показано, что обменное взаимодействие может приводить к самополяризации электронного пучка в вакууме и способствовать поддержанию поляризации пучка в веществе.

1. Явление оптической ориентации электронных спинов в полупроводниках нашло широкое применение в различных областях физики: атомной и молекулярной физики, физики конденсированных сред [1], ядерной физики и физики элементарных частиц [2]. Создание ориентированных по спину носителей при поглощении циркулярно поляризованного света впервые предложено в работах [3,4]. Несмотря на то, что само явление оптической ориентации изучено достаточно подробно [5], однозначного понимания механизмов, поддерживающих высокую степень поляризации пучка, на сегодня нет [6,7].

Основным действующим механизмом генерации поляризованных электронов является фотоэмиссия в тонких напряженных эпитаксиальных слоях GaAs. Двуосное напряжение вызывает расщепление мультиплета  $p_{3/2}$  в валентной зоне таким образом, что состояние одной пары подуровней оказывается ниже энергии Ферми (так называемые легкие дырки) и другой пары — выше (тяжелые дырки), что в конечном итоге приводит к изменению заселенностей этих подуровней. Циркулярно поляризованный фотон вызывает переход в  $s$ -состояние зоны проводимости преимущественно с одним определенным значением проекции спина на выделенную ось симметрии в кристалле. Таким образом, в условиях симметрии кубического кристалла GaAs при возбуждении циркулярно поляризованным светом с правой поляризацией удастся добиться высокой степени поляризации электронов. Использование специальной активации поверхности кристаллов путем нанесения Cs + O (или Cs + F) в комбинации с изгибом зон приводит к повышению степени поляризации рожденных электронов до 83–90%.

Теоретическое рассмотрение подобного явления сводится в основном к изучению и численному моделированию процессов диффузии электронов из глубины слоя к поверхности, причем диффузии классической без учета возможных проявлений квантового транспорта [6,7] и квантовых коллективных явлений, но в сопоставлении, однако, с механизмами спиновой релаксации. Многие механизмы при этом заслуживают самого пристального внимания именно в связи с анализом возможности спиновой поляризации. Ясно, что столь высокая степень поляризации электронного пучка, которая реально наблюдается в экспериментах, вряд ли может существовать без какого-либо механизма, поддерживающего соориен-

тацию спинов. При этом константа связи должна существенно превышать константы взаимодействий, приводящих к спиновому разрушению. Так, наиболее серьезную конкуренцию любому из возможных механизмов самополяризации составляет механизм Бира–Аронова–Пикуса спиновой релаксации [8], дающий константу взаимодействия, пропорциональную обменному расщеплению энергии состояния экситона, порядка  $50 \mu\text{eV}$ . Время спиновой релаксации в этом случае составляет одну сотую от времени спиновой деструкции при спин-орбитальном взаимодействии [8,9] в механизме Эллиотта–Яссетта, что много короче времени жизни электрона, поэтому указанный механизм является очень эффективным при деструкции спина. Другой механизм разрушения связан со спиновым расщеплением зоны проводимости — механизм Дьяконова–Переля [10]. Указанное расщепление эквивалентно действующему на спин эффективному магнитному полю, направление которого зависит от направления импульса. Характерная энергия расщепления зоны при спин-орбитальном взаимодействии  $\hbar\Omega = (32/21)^{1/2}\alpha(T^3/E_g)^{1/2}$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны;  $\alpha$  — числовой множитель, пропорциональный орбитальному квантовому числу;  $T$  — температура в энергетической шкале. Этот механизм становится существенным при больших энергиях электронов.

В настоящей работе рассматривается возможный механизм, поддерживающий спиновую поляризацию в электронном пучке, который продолжает существовать и при выходе электронов в вакуум. Взаимодействие это, приводящее к упорядочению спинов, обменное кулоновское, такое же, как у электронов в зоне проводимости, а эффект поляризации спинов в пучке электронов в вакууме аналогичен ферромагнетизму свободных электронов. Константа обменного взаимодействия в этом случае сильно превышает константы всех указанных механизмов релаксации.

2. Параметр Гейзенберга с учетом взаимодействия электронов пучка со связанными электронами примесных атомов может быть вычислен с помощью обменной теории возмущений (ОТВ) [11], специально разработанной для расчета магнитных систем. Поправка к энергии в 1-м порядке ОТВ определяется выражением [11]

$$E^{(1)} = \langle \Phi(r_1, r_2) | \hat{V} | \Psi(r_1, r_2) \rangle, \quad (1)$$

где  $\hat{V}$  — оператор, описывающий кулоновское взаимодействие электронов;  $\Phi$  — простое произведение координатных частей одноэлектронных волновых функций;  $\Psi$  — координатная часть волновой функции, антисимметризованной по перестановкам электронов.

Для электронов пучка имеем просто плоские волны, тогда поправка к энергии переписывается в виде  $E^{(1)} = K \pm A$  или

$$E^{(1)} = K - \frac{A}{2} - 2A\hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2, \quad (2)$$

где

$$K = \int \frac{e^2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} d^3 r_1 d^3 r_2,$$

$$A = \int \frac{\exp(i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 + \mathbf{k}_2 \mathbf{r}_2 - \mathbf{k}_1 \mathbf{r}_2 - \mathbf{k}_2 \mathbf{r}_1))}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} d^3 r_1 d^3 r_2 \frac{e^2}{\Omega^2},$$

где  $1/\Omega^2$  — нормировочный множитель, обеспечивающий нормировку на полное число частиц в пучке.

Интересующий нас обменный вклад, собственно и обуславливающий спиновую корреляцию в пучке, равен

$$A(q) = \frac{e^2 n^{2/3}}{2\pi} \delta(q),$$

где  $q = |\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|$ ,  $\delta$  — дельта-функция Дирака,  $n$  — концентрация электронов в пучке. Ясно, что  $q \geq 2\pi\hbar/L$ , где  $L$  — толщина пленки. Только в этом смысле можно понимать  $\delta$ -функцию.

Усредним величину обменного взаимодействия по разбросу энергии электронов, рожденных под действием излучения, имеющего ширину спектральной линии лоренцевского типа. И поскольку интервал частот  $\Delta\omega$ , связанный с шириной линии излучения, пропорционален разбросу импульсов  $\hbar\Delta\omega \simeq \hbar^2 k q/m$ , то можно записать

$$\langle A \rangle = \int A(q) \frac{\alpha}{1 + (\alpha q)^2} dq = \frac{e^2}{2\pi} n^{2/3} \alpha, \quad (3)$$

$\alpha = \hbar k \tau / m$ ,  $\tau^{-1}$  — ширина спектра линии.  $\alpha$  по порядку величины совпадает со средней длиной свободного пробега при диффузии.

Следовательно,  $\langle A \rangle$  будет зависеть от интенсивности падающего света, выбивающего электрон из валентной зоны в зону проводимости. Для оценки возьмем  $n \sim \alpha^{-3} \sim n_{\text{dop}} = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , тогда

$$\langle A \rangle = \frac{1}{2\pi} \frac{e^2}{a_B} \left( \frac{a_B}{\alpha} \right) \sim \frac{1}{\pi} E_B \cdot 10^{-2} \sim 10^{-14} \text{ erg},$$

параметр Гейзенберга  $j = 2A$ , где  $A$  берется с учетом проведенного усреднения. Таким образом, константа взаимодействия, приводящая к соориентации спинов, достаточно велика и корреляция спинов может сохраняться даже для нагретого катода.

3. Пусть единичный вектор  $\mathbf{m}$  характеризует направление спонтанного момента. Энергия частиц зависит от

ориентации спинов по отношению к  $\mathbf{m}$  и ввиду этого может быть записана в виде [12]

$$\varepsilon(p, \mathbf{s}) = \varepsilon_0(p) - b(p)\hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{m}. \quad (4)$$

Согласно этой формуле, энергия электрона с проекцией спина на ось, параллельную  $\mathbf{m}$ , есть  $\varepsilon_0 - b$  и соответственно равновесная функция распределения  $n(\varepsilon_0 - b) = n_\uparrow$ , для противоположной проекции спина  $\varepsilon_0 + b$ ,  $n(\varepsilon_0 + b) = n_\downarrow$  соответственно. Собственными значениями  $n_\uparrow$  и  $n_\downarrow$  при соответствующих ориентациях спина обладает оператор

$$\hat{n}_0(\mathbf{p}, \hat{\mathbf{s}}) = \frac{1}{2}(n_\uparrow + n_\downarrow) + (n_\uparrow - n_\downarrow)\hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{m}, \quad (5)$$

который является равновесной матрицей плотности. Наличие спонтанной соориентации степени  $\bar{\sigma} \sim b/\varepsilon_F$  для вырожденного газа и  $\bar{\sigma} \sim b/T$  для невырожденного обеспечивается болцмановским фактором, обусловленным смещением зон состояний легких и тяжелых дырок относительно уровня Ферми. Для трехмерного случая уровень Ферми будет равен

$$\varepsilon_{F\pm} = \varepsilon_F (1 \pm \bar{\sigma})^{2/3}. \quad (6)$$

Заменяя  $\pm 1$  на оператор

$$\hat{p} = \frac{1}{2}(1 + 4\hat{\mathbf{s}} \cdot \hat{\mathbf{s}}'),$$

собственные значения которого при соответствующей соориентации спинов равны  $\pm 1$ , получим

$$\varepsilon_{F\pm} = \varepsilon_F \left( 1 + \frac{\bar{\sigma}}{2} + 2\bar{\sigma}\hat{\mathbf{s}} \cdot \hat{\mathbf{s}}' \right)^{2/3}. \quad (7)$$

Обменное взаимодействие также вносит вклад в эффективную энергию, приходящуюся на одну частицу, соответствующий оператор будет иметь вид

$$\hat{\varepsilon}_{exc} = -j\hat{\mathbf{s}} \cdot \hat{\mathbf{s}}'.$$

Таким образом, фермиевская функция распределения может быть записана в виде матрицы плотности по спиновой переменной

$$\hat{n}_F = \frac{1}{\exp[(\varepsilon - j\hat{\mathbf{s}} \cdot \hat{\mathbf{s}}' - \varepsilon_{F\pm})/T] + 1}. \quad (8)$$

Имея в виду  $\bar{\sigma} < 1$ , (7) можно разложить в ряд

$$\varepsilon_{F\pm} = \varepsilon_F \left( 1 + \frac{\bar{\sigma}}{3} + \frac{4}{3}\bar{\sigma}\hat{\mathbf{s}} \cdot \hat{\mathbf{s}}' \right).$$

Тогда оператор (8) можно записать в виде

$$\hat{n}_F = n_F^0 - \hat{f} \frac{\partial n_F^0}{\partial \varepsilon}, \quad (9)$$

где  $n_F^0$  — фермиевская функция без учета поправок к кинетической энергии и энергии Ферми,  $\hat{f}$  — аналог функции Ландау [9]

$$\hat{f} = \frac{1}{S p \int \hat{n}_0(\mathbf{p}, \hat{\mathbf{s}}) d^3 p} \left[ \frac{\Delta}{2} + (2\Delta + j)\hat{\mathbf{s}} \cdot \hat{\mathbf{s}}' \right]. \quad (10)$$

Для электронов в полупроводнике GaAs зона проводимости лежит выше энергии Ферми, и, следовательно, для этих электронов функция распределения становится бoльцмановской

$$n_{\uparrow} - n_{\downarrow} = n_0 \exp(-b/T) - n_0 \exp(b/T), \quad (11)$$

где  $n_0 = e^{\frac{\mu - \varepsilon}{T}}$ ,  $\mu$  — химический потенциал классического идеального газа.

В этом случае

$$\begin{aligned} S p \int \hat{n}_0(\mathbf{p}, \hat{s}) d^3 p &= n_0 \exp(-b/T) + n_0 \exp(b/T) \\ &= 2 \cosh \frac{b}{T}. \end{aligned} \quad (12)$$

Между (4) и (10) имеется определенная связь из-за наличия обменных эффектов. Для ее установления, как и в [9], рассмотрим, как изменяется энергия электрона при повороте вектора  $\mathbf{m}$  на угол  $\delta\theta$ . При этом  $\delta\mathbf{m} = [\delta\theta \times \mathbf{m}]$  и, согласно (4), имеем

$$\delta\varepsilon = -b[\mathbf{m} \times \hat{s}]\delta\theta. \quad (13)$$

Но, с другой стороны, при изменении  $\mathbf{m}$  меняется и равновесная функция распределения (5)

$$\delta\hat{n}_0(\mathbf{p}, \hat{s}) = \frac{1}{2}(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})[\mathbf{m} \times \hat{s}]\delta\theta, \quad (14)$$

а с нею и энергия

$$\begin{aligned} \delta\varepsilon &= S p_{s'} \int \hat{f} \delta\hat{n}_0(\mathbf{p}', \hat{s}') d^3 p' \\ &= S p_{s'} \int \frac{1}{2} \hat{f} (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) [\mathbf{m} \times \hat{s}'] \delta\theta d^3 p'. \end{aligned} \quad (15)$$

Приравнявая (13) и (15) при произвольном  $\delta\theta$ , получаем для электронов зоны проводимости

$$-b[\mathbf{m} \times \hat{s}] = \frac{S p_{s'} \int \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta}{2} + (2\Delta + j) \hat{s} \hat{s}' \right) (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) [\mathbf{m} \times \hat{s}'] d^3 p}{S p \int \hat{n}_0(\mathbf{p}, \hat{s}) d^3 p},$$

подставляя сюда (11) и (12) и беря шпур, получим

$$-b[\mathbf{m} \times \hat{s}] = -\frac{\sinh(b/T)}{\cosh(b/T)} \frac{1}{2} (2\Delta + j) \quad (16)$$

или

$$b = \operatorname{tgh}(b/T) \frac{2\Delta + j}{2}, \quad \frac{2b}{2\Delta + j} = \operatorname{tgh} \frac{b}{T},$$

$$\frac{b}{T} \frac{T}{\Delta + j/2} = \operatorname{tgh} \frac{b}{T}, \quad \bar{\sigma} \frac{T}{\Delta + j/2} = \operatorname{tgh} \bar{\sigma}. \quad (17)$$

В итоге получаем трансцендентное уравнение (17), которое имеет ненулевое решение ( $b \neq 0$ ), если коэффициент  $T/(\Delta + j/2)$  будет меньше единицы. Таким образом, видно, что оба фактора — деформационное

расщепление  $\Delta$  и обменное взаимодействие  $j$  способствуют появлению в системе спонтанной ориентации спинов и при  $(\Delta + j/2) > T$  в системе наступает фазовый переход второго рода с установлением поляризации  $\sigma \rightarrow 1$ . Величины  $\Delta$  и  $j$  одного порядка: так,  $\Delta_1 = 50 \text{ meV} = 8 \cdot 10^{-13} \text{ erg}$  (для GaAs) или  $\Delta_2 = 25 \text{ meV} = 4 \cdot 10^{-13} \text{ erg}$  (для GaAsP) [13],  $j$  для тех же материалов  $\sim 10-25 \cdot 10^{-14} \text{ erg}$ . Таким образом, обменное взаимодействие является "равноправным" партнером по наведению в электронном пучке спонтанной поляризации. Это явление можно было бы интерпретировать как ферромагнитное усиление спиновой поляризации в электронном пучке. Перечисленные же механизмы разрушения спиновой поляризации не могут нанести серьезного ущерба самополяризованной системе, поскольку их константы взаимодействия на два порядка меньше констант упорядочения спиновой структуры. Этот вывод объясняет большую часть имеющегося на сегодняшний день экспериментального материала по спин-поляризованным пучкам.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Б. Оскотскому за предоставленные экспериментальные материалы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 99-02-17076).

## Список литературы

- [1] Siegmann C. // Cond. Matt. 1992. Т. 4. N 44. P. 8395–8434.
- [2] Prescott C.Y., Atwood W.B., Gottrell R.L.A. // Phys. Lett. B. 1978. Vol. 77. N 3. P. 347–351. Prescott C.Y., Atwood W.B., Gottrell R.L.A. // Phys. Lett. B. 1979. Vol. 84. N 4. P. 524–527.
- [3] Garwin E., Pierce T., Siegmann H.C. // Helv. Phys. Acta. 1974. Vol. 74. P. 393.
- [4] Lampel G., Weibush C. // Sol. St. Commun. 1975. Vol. 16. N 7. P. 877–879.
- [5] Захарченко Б.П., Майер Ф. Оптическая ориентация. М.: Наука, 1989. 456 с.
- [6] Gerchikov L.G., Oskotskii B.D., Subashiev A.V. // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. N 20. P. 15416–15419.
- [7] Subashiev A.V., Mamaev Yu.A., Yashin Yu.P., Clenderin J.E. // Phys. Low-Dim. Struct. 1999. Vol. 1. N 1. P. 1–3.
- [8] Бир Г.Л., Аронов А.Г., Пикус Г.Е. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 4. С. 1382–1393.
- [9] Elliott R.J. // Phys. Rev. 1954. Vol. 96. N 1. P. 266. Jassett J.R. // Sol. St. Phys. 1963. Vol. 14. N 1. P. 1.
- [10] Дьяконов М.И., Перель В.И. // ФТТ. 1971. Т. 13. Вып. 12. С. 3581.
- [11] Орленко Е.В., Румянцев А.А. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 2. С. 439–446. Орленко Е.В., Латышевская Т.Ю. // ЖЭТФ. 1998 Т. 113. Вып. 5. С. 2129–2140.
- [12] Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 473 с.
- [13] Mair R. SLAC-Report. N 488. 1996.