10. Ivchenko E L, Tarasenko S A *Semicond. Sci. Technol.* **23** 114007 (2008)
11. Zhou B, Shen S-Q *Phys. Rev. B* **75** 045339 (2007)
12. Hu K G *Solid State Commun.* **148** 283 (2008)
13. Tarasenko S A *Phys. Rev. B* **72** 113302 (2005)
14. Лянда-Геллер Ю Б, Пикус Г Е *ФТТ* **31** (12) 77 (1989) [Lyanda-Geller Yu B, Pikus G E *Sov. Phys. Solid State* **31** 2068 (1989)]
15. Zhao H et al. *Phys. Rev. B* **72** 201302(R) (2005)
16. Ивченко Е Л *УФН* **172** 1461 (2002) [Ivchenko E L *Phys. Usp.* **45** 1299 (2002)]
17. Golub L E *Phys. Rev. B* **67** 235320 (2003)
18. Khurgin J B *Phys. Rev. B* **73** 033317 (2006)
19. Bel'kov V V et al. *Solid State Commun.* **128** 283 (2003)
20. Bieler M et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 061102 (2005)
21. Yang C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 186605 (2006)
22. Averkiev N S, Golub L E, Willander M *J. Phys. Condens. Matter* **14** R271 (2002)
23. Ивченко Е Л, Тарасенко С А *ЖЭТФ* **126** 426 (2004) [Ivchenko E L, Tarasenko S A *JETP* **99** 379 (2004)]
24. Ganichev S D et al. *Nature Phys.* **2** 609 (2006)
25. Ganichev S D et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 156602 (2009)

PACS numbers: **75.76.+j**, **76.30.–v**, **85.75.–d**
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007j.0777

Анизотропия спиновой релаксации в двумерных полупроводниках

Н.С. Аверкиев

1. Введение

Основной задачей новой области электроники — спинтроники — является создание приборов, в которых для хранения, записи и считывания информации используются спиновые степени свободы. Современная электроника ориентирована на использование двумерных полупроводниковых структур с высокой подвижностью носителей заряда, поэтому существует фундаментальная задача изучения процессов спиновой динамики именно в низкоразмерных наноструктурах. Основным отличием двумерных структур от объёмных полупроводников является анизотропия физических свойств, обусловленная ограничением движения носителей заряда вдоль одного из кристаллографических направлений. С этим связаны и особенности спиновой динамики, хотя спин может быть ориентирован по всем трём направлениям даже в двумерных системах. Спиновая релаксация представляет собой процесс исчезновения среднего по ансамблю спина носителей заряда. Действительно, спин-орбитальное взаимодействие в каждом микроскопическом акте рассеяния приводит к тому, что знак проекции спина электрона на выделенную ось может поменяться на противоположный. Полное значение квадрата спинового момента при этом не изменяется. Процесс потери среднего спина при взаимодействии электронов, например, с примесями может быть описан в рамках следующих кинетических уравнений:

$$\dot{n}_\uparrow = -Wn_\uparrow + Wn_\downarrow\,, \quad \dot{n}_\downarrow = -Wn_\downarrow + Wn_\uparrow\,, \tag{1}$$

Н.С. Аверкиев. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, РФ
E-mail: averkiev@les.ioffe.ru

где $n_\uparrow$ и $n_\downarrow$ — число электронов со спинами вверх и вниз, W описывает темп переходов с переворотом спинов. Из уравнения (1) следует, что $\dot{n}_\uparrow + \dot{n}_\downarrow = 0$, а для полного спина $S = (n_\uparrow - n_\downarrow)/2$ получаем

$$\dot{S} = -\frac{S}{\tau_{\mathrm{s}}}\,, \quad \tau_{\mathrm{s}}^{-1} = 2W\,, \tag{2}$$

где τ_{s} — время спиновой релаксации. Уравнение (2) описывает исчезновение среднего спина вследствие переворота спина в каждом акте рассеяния. Величина W может быть обусловлена спин-орбитальным взаимодействием (механизм спиновой релаксации Элиотта–Яфета) или контактным магнитным взаимодействием электрона или дырки с магнитными ионами. Однако в полупроводниках при не слишком низких температурах наиболее существенным оказывается кинетический механизм спиновой релаксации, предложенный Дьяконовым и Перелем [1]. В рамках этого механизма исчезновение среднего спина происходит не в момент рассеяния, а между моментами столкновений, вследствие прецессии спина электрона в эффективном магнитном поле, обусловленном спин-орбитальным взаимодействием. Действительно, в магнитном поле спин прецессирует вокруг вектора поля так, что сохраняется только проекция спина на направление поля, а средние значения поперечных составляющих спина теряются. Однако если это эффективное поле изменяется по направлению, то в результате будет происходить релаксация всех компонент спина. Этот процесс можно описать следующим уравнением:

$$\dot{\mathbf{S}} + \mathbf{S}\times\boldsymbol{\Omega} = \frac{\langle\mathbf{S}\rangle - \mathbf{S}}{\tau}\,, \tag{3}$$

где $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$ — частота прецессии спина в эффективном магнитном поле, $\mathbf{S}(\mathbf{k})$ — спиновая плотность ансамбля электронов, $\langle\mathbf{S}\rangle$ — усреднённое по углам вектора $\mathbf{k}$ значение $\mathbf{S}$, τ — время изотропизации по углам вектора $\mathbf{k}$ функции распределения электронов. При выводе (3) предполагалось, что время энергетической релаксации много больше τ и, таким образом, $\mathbf{S}(\mathbf{k})$ представляет собой спиновую плотность при фиксированной энергии. Кроме того, в (3) считается, что время жизни электронов много больше времени спиновой релаксации τ_{s}. Обычно время τ оказывается порядка времени релаксации импульса и $\Omega\tau \ll 1$, причём $\langle\boldsymbol{\Omega}\rangle \equiv 0$. При этом угол поворота между столкновениями оказывается малым, так что релаксация спина будет происходить за счёт диффузии частиц. Как видно из уравнения (3), зависящие от углов $\mathbf{k}$ компоненты $\mathbf{S}$ релаксируют за время τ, а средний спин релаксирует за более длительное время, причём в силу неравенства $\Omega\tau \ll 1$ время спиновой релаксации должно быть относительно большим, $\tau_{\mathrm{s}} \gg \tau$. Можно показать, что уравнение для среднего спина $\langle S\rangle$ принимает вид [1, 2]

$$\langle\dot{S}_i\rangle = -\tau\Big[\langle\boldsymbol{\Omega}^2\rangle\langle S_i\rangle - \sum_j \langle\Omega_i\Omega_j\rangle\langle S_j\rangle\Big]. \tag{4}$$

Уравнение (4) получено при предположении, что τ не зависит от энергии, и из него следует, что $\tau_{\mathrm{s}}^{-1} \sim \Omega^2\tau$, т.е. чем больше τ, тем эффективнее релаксация. Это означает, что в образцах с высокой подвижностью, где τ велико, спиновая релаксация может быть эффективна даже при слабом спин-орбитальном взаимодействии.

В разделах 2–4 будет продемонстрировано, как в двумерных полупроводниковых структурах происходит релаксация спина в рамках кинетического механизма Дьяконова – Переля.

2. Анизотропия спиновой релаксации в асимметричных квантовых ямах

В двумерных структурах зависимость частоты прецессии $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$ определяется двумя факторами. Во-первых, из-за асимметрии самой ямы возникает эффект Рашбы [3], приводящий к следующей зависимости $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$:

$$\mathbf{\Omega} = \alpha(k_y, -k_x)\,, \tag{5}$$

где α — коэффициент. Во-вторых, для полупроводниковых структур, выращенных на основе соединений A_3B_5 даже в симметричных ямах, выращенных вдоль оси (001), возникает вклад в $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$, называемый вкладом Дрессельхауза [2, 4]:

$$\mathbf{\Omega} = \beta(k_x, -k_y)\,, \tag{6}$$

где β — отличный от α параметр. Подстановка (5) и (6) в выражение (4) позволяет получить времена релаксации спина. Для асимметричных квантовых ям, выращенных вдоль оси (001), расчёты времён релаксации для ориентации спина вдоль оси (001) — τ_z, вдоль $(1\bar{1}0)$ — τ_+, вдоль (110) — τ_- дают:

$$\tau_z^{-1} = C(\alpha^2 + \beta^2)\,, \qquad \tau_+^{-1} = \frac{1}{2}\,C(\alpha + \beta)^2\,,$$
$$\tau_-^{-1} = \frac{1}{2}\,C(\alpha - \beta)^2\,, \quad C = \tau k^2\,. \tag{7}$$

Важным обстоятельством является то, что параметр α определяется формой квантовой ямы и может изменяться при приложении электрического поля. Кроме того, из (7) видно, что при $\alpha = \pm\beta$ одно из времён может быть бесконечно большим, что означает отсутствие спиновой релаксации для спинов, ориентированных в плоскости квантовой ямы вдоль направления (110) или $(1\bar{1}0)$. На возможность такой анизотропии было указано в работе [5], а впервые её наблюдали в работе [6] по зависимости эффекта Ханле от ориентации магнитного поля в плоскости квантовой ямы. Наиболее ярко этот эффект продемонстрирован в [7], где изучалась спиновая релаксация электронов в двойных квантовых ямах, в которых соотношение α/β управлялось внешним электрическим полем (рис. 1). Из рисунка видно, что при $V \approx 1{,}2$ В и $\alpha = 0$ времена τ_+ и τ_- совпадают, а при $V \approx 0{,}7$ В и $\alpha = \beta$ времена различаются в несколько раз. Кроме того, из результатов, представленных на рис. 1, следует, что время жизни τ_0 в несколько раз превосходит времена спиновой релаксации τ_+ и τ_-, поэтому полное время исчезновения спина T_s, равное $\tau_0\tau_s/(\tau_0 + \tau_s)$, практически совпадает с τ_s.

Другим, более очевидным, анизотропным эффектом является зависимость времени релаксации от ориентации спина относительно оси роста: скорость релаксации спина, ориентированного вдоль оси роста, в два раза больше скорости релаксации спина, лежащего в плоскости квантовой ямы. Причина этого эффекта заключается в том, что если спин ориентирован вдоль оси роста (z), то на него, согласно (5) и (6), действует эффективное поле, направленное вдоль осей x и y. Если же спин лежит в плоскости ямы (например, вдоль оси x), то на его

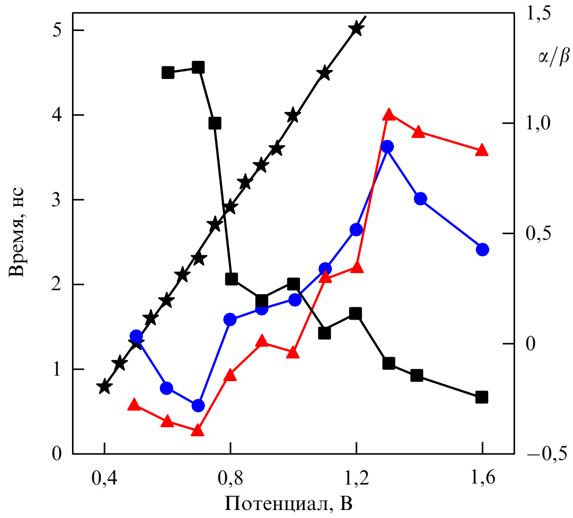

Рис. 1. Анизотропия релаксации спина в плоскости квантовой ямы в зависимости от внешнего электрического поля: ▲ — τ_+, ● — τ_-, ■ — α/β, ★ — излучательное время жизни электронов τ_0.

релаксацию влияет только эффективное магнитное поле, направленное вдоль оси y. Это приводит к увеличению времён спиновой релаксации τ_+ и τ_-. Отметим, что различие времён релаксации ровно в два раза реализуется только при $\alpha = 0$ или $\beta = 0$.

Анизотропия скорости релаксации в двумерных системах возникает и в случае механизма спиновой релаксации Элиотта – Яфета. Можно показать, что в двумерных структурах спин-зависимое рассеяние описывается выражением [8]

$$V'_{kk'} = V_0(\mathbf{k} - \mathbf{k}')\big[\boldsymbol{\sigma} \times (\mathbf{k} + \mathbf{k}')\big]_z\,, \tag{8}$$

где $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ — начальный и конечный квазиимпульсы электрона в плоскости квантовой ямы, z — ось роста, $V_0(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ — фурье-образ рассеивающего потенциала, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$, σ_i — матрицы Паули. Особенностью выражения (8) является линейная зависимость V' только от поперечных компонент векторов k_x и k_y или k'_x и k'_y. В результате эффективное поле, приводящее к релаксации спина, ориентированного по оси z, может быть ориентировано вдоль осей x и y, а для спина, параллельного оси x, — только вдоль оси y. Это и приводит к различию в два раза соответствующих времён. Расчёт с использованием "золотого правила" приводит к выражениям [8]:

$$\frac{1}{\tau_{zz}} = \frac{2}{\tau_{xx}} = \frac{2}{\tau_{yy}}\,, \qquad \frac{1}{\tau_{zz}} = \frac{1}{\tau_p}\,\frac{\varDelta}{E_g}\,\frac{k_B T}{E_g}\,, \tag{9}$$

где $\varDelta$ — величина спин-орбитального расщепления в валентной зоне, E_g — ширина запрещённой зоны, τ_p — время релаксации импульса, обратно пропорциональное $|V_0|^2$, T — температура, k_B — постоянная Больцмана. В объёмном кубическом кристалле все времена одинаковы и пропорциональны $(k_B T/E_g)^2$.

3. Спиновая релаксация в вырожденных полупроводниковых структурах

Как следует из (7), в рамках кинетического механизма время релаксации спина τ_s обратно пропорционально времени изотропизации функции распределения τ, которое, в свою очередь, пропорционально времени релаксации импульса. Это означает, что в сильнолегированных объёмных кристаллах кинетический механизм будет подавлен из-за малой величины времени импульсной релаксации τ_p. В двумерных системах примеси могут быть пространственно отделены от электронов, тогда и в сильнолегированных структурах τ_p оказывается большим, так что $\Omega\tau_p \sim 1$. В этом случае возникает вопрос о роли электрон-электронных столкновений в процессе спиновой релаксации. Особенность ситуации состоит ещё и в том, что на время релаксации импульса межэлектронные взаимодействия не влияют, поскольку при таких взаимодействиях общий импульс электронной системы не изменяется.

В работе [9] впервые было показано, что если в уравнении (2) для $\mathbf{S}(\mathbf{k})$ в интеграле столкновений учесть только электрон-электронные столкновения, то спиновая релаксация в режиме механизма Дьяконова–Переля будет иметь место. Микроскопической причиной релаксации по-прежнему является прецессия спина в эффективном магнитном поле $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$, а взаимодействие частиц приводит к изотропизации функции распределения, так что время изотропизации функции распределения τ оказывается равным $\tau_p\tau_{ee}/(\tau_p + \tau_{ee})$, где τ_{ee} — время изотропизации за счёт электрон-электронных столкновений.

Важной особенностью механизма Дьяконова–Переля при частых электрон-электронных взаимодействиях является резкая температурная зависимость τ_s, обусловленная тем, что в вырожденном электронном газе время изотропизации функции распределения $\tau \sim 1/T^2$. Совместные экспериментальные и теоретические исследования (рис. 2) показали, что такая релаксация спинов действительно имеет место. При высоких температурах, $T \sim T_F$, результаты расчётов с учётом электрон-электронных столкновений демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными. Теоретическая кривая (пунктирная линия) построена по формулам, аналогичным (7), при $\beta = 0$, при условии, что время τ_p оценено из температурной зависимости подвижности. При низких температурах, $T \sim 5$ K, электрон-электронные столкновения подавлены и результат расчёта (пунктирная кривая) демонстрирует согласие с экспериментальными данными (полые квадраты). В разделе 2 было показано, что анизотропия процессов спиновой релаксации обусловлена зависимостью эффективного магнитного поля от импульса электронов, а не процессами изотропизации функции распределения. Это означает [10], что и в случае эффективного электрон-электронного взаимодействия, когда $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$ обусловлено одновременно эффектами Рашбы и Дрессельхауза, возникнет зависимость скорости спиновой релаксации от ориентации спина в плоскости квантовой ямы.

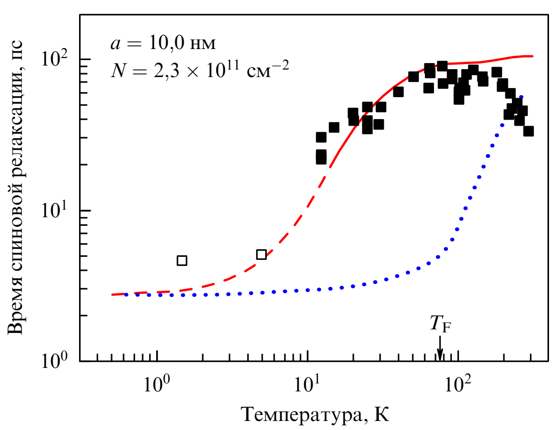

Рис. 2. Температурная зависимость времени спиновой релаксации электронного газа: a — ширина квантовой ямы, N — концентрация электронов, T_F — температура вырождения электронного газа, ■ — экспериментальные данные [10], сплошная кривая — результат теории [10] при $\Omega\tau \ll 1$. Результат соответствующего расчёта без учёта электрон-электронных столкновений при низких температурах, $\tau_{ee} \gg \tau_p$, показан штриховой кривой, □ — экспериментальные результаты [10].

4. Анизотропия спиновой релаксации в структурах, выращенных вдоль оси (110)

Как видно из уравнения (4), в общем виде релаксация спина описывается тензором второго ранга, связывающим скорость изменения среднего спина с самой величиной спина. В кубическом кристалле такой тензор сводится к скаляру, но в низкосимметричных двумерных структурах тензор обратных времён релаксации характеризуется тремя независимыми параметрами. Главные оси тензора времён спиновой релаксации могут не совпадать с естественными геометрическими осями образца. Как было впервые указано в [12], такой случай реализуется в асимметричных ямах, выращенных вдоль оси (110). В структурах с такой кристаллической ориентацией релаксация спина, ориентированного в начальный момент вдоль оси роста, будет приводить к появлению компоненты спина в плоскости квантовой ямы. Микроскопической причиной этого эффекта в структурах с осью роста (110) может быть совместное действие эффектов Рашбы и Дрессельхауза. Действительно (рис. 3), для таких структур эффективное магнитное поле, обусловленное эффектом Дрессельхауза, имеет только z-компоненту, но зависит от k_x. Поле Рашбы имеет компоненты B_x и B_y, пропорциональные k_y и k_x соответственно. На рисунке 3 показано, что одна из собственных осей тензора времён спиновой релаксации будет совпадать с осью x, две другие будут образовывать углы θ с осями y и z. Результаты расчётов [12] (см. рис. 3) показывают, что при $\alpha \sim \beta$ на временах порядка τ_s компонента спина S_y может достигать $\sim 10\,\%$ от исходного значения S_{z0}.

5. Заключение

В статье рассмотрены особенности анизотропии спиновой релаксации для электронов в низкоразмерных полупроводниках. Показано, что анизотропия возникает

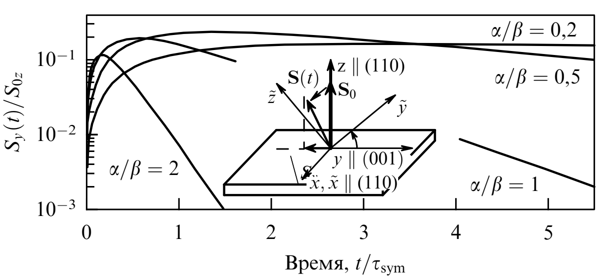

Рис. 3. Возникновение спиновой плотности S_y в асимметричных квантовых ямах вследствие анизотропии спиновой релаксации, S_{0z} — величина начальной спиновой ориентации вдоль оси z, τ_{sym} — время спиновой релаксации в симметричной квантовой яме.

вследствие как естественных причин (наличие оси роста и ограничение свободного движения в этом направлении), так и взаимного действия эффектов Рашбы и Дрессельхауза. Принципиально, что величиной α можно управлять либо технологическим способом, либо внешним электрическим полем.

Анизотропия времён спиновой релаксации может приводить к тому, что вдоль некоторых направлений в плоскости квантовой ямы спин не релаксирует, что открывает возможность использования эффекта анизотропии для сохранения спина.

Можно показать, что в квантовых ямах, где основными носителями являются дырки, подобные эффекты также имеют место, хотя и существуют важные особенности, обусловленные тем, что полная проекция момента дырок $\pm 3/2$ или $\pm 1/2$ всегда ориентирована вдоль оси роста.

Автор благодарит М.М. Глазова, Л.Е. Голуба и С.А. Тарасенко за полезные обсуждения и Н.И. Саблину за помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке Программой "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (контракт 02.740.11.5097) и грантом РФФИ 08-02-00069а.

Список литературы

1. Дьяконов М И, Перель В И *ЖЭТФ* **60** 1954 (1971) [D'yakonov M I, Perel' V I *Sov. Phys. JETP* **33** 1053 (1971)]
2. Дьяконов М И, Качоровский В Ю *ФТП* **20** 178 (1986) [D'yakonov M I, Kachorovskii V Yu *Sov. Phys. Semicond.* **20** 110 (1986)]
3. Рашба Э И *ФТТ* **2** 1224 (1960) [Rashba E I *Sov. Phys. Solid State* **2** 1109 (1960)]
4. Дьяконов М И, Перель В И *ФТТ* **13** 3581 (1971) [D'yakonov M I, Perel V I *Sov. Phys. Solid State* **13** 3023 (1972)]
5. Averkiev N S, Golub L E *Phys. Rev. B* **60** 15582 (1999)
6. Averkiev N S et al. *Phys. Rev. B* **74** 033305 (2006)
7. Larionov A V, Golub L E *Phys. Rev. B* **78** 033302 (2008)
8. Averkiev N S, Golub L E, Willander M *J. Phys. Condens. Matter* **14** R271 (2002)
9. Глазов М М, Ивченко Е Л *Письма в ЖЭТФ* **75** 476 (2002) [Glazov M M, Ivchenko E L *JETP Lett.* **75** 403 (2002)]
10. Leyland W J H et al. *Phys. Rev. B* **75** 165309 (2007)
11. Глазов М М, Ивченко Е Л *ЖЭТФ* **126** 1465 (2004) [Glazov M M, Ivchenko E L *JETP* **99** 1279 (2004)]
12. Tarasenko S A *Phys. Rev. B* **80** 165317 (2009)