

13. Kusrayev Yu G, Landwehr G (Eds) *Semicond. Sci. Technol.* **23** (11) (2008), Special Issue "Optical Orientation"
14. Dyakonov M I (Ed.) *Spin Physics in Semiconductors* (Berlin: Springer, 2008)
15. Elliott R J *Phys. Rev.* **96** 266 (1954)
16. Dresselhaus G *Phys. Rev.* **100** 580 (1955)
17. Дьяконов М И, Перель В И *ФТТ* **13** 3581 (1971) [D'yakonov M I, Perel' V I *Sov. Phys. Solid State* **13** 3023 (1972)]
18. Бир Г Л, Аронов А Г, Пикус Г Е *ЖЭТФ* **69** 1382 (1975) [Bir G L, Aronov A G, Pikus G E *Sov. Phys. JETP* **42** 705 (1976)]
19. Fishman G, Lampel G *Phys. Rev. B* **16** 820 (1977)
20. Crooker S A et al. *Phys. Rev. B* **56** 7574 (1997)
21. Akimoto R et al. *Phys. Rev. B* **57** 7208 (1998)
22. Camilleri C et al. *Phys. Rev. B* **64** 085331 (2001)
23. Bastard G, Chang L L *Phys. Rev. B* **41** 7899 (1990)
24. Abragam A *The Principles of Nuclear Magnetism* (Oxford: Clarendon Press, 1961) [Абрагам А *Ядерный магнетизм* (М.: ИЛ, 1963)]
25. Дьяконов М И, Перель В И *ЖЭТФ* **65** 362 (1973) [D'yakonov M I, Perel' V I *Sov. Phys. JETP* **38** 177 (1974)]
26. Merkulov I A, Efros A I L, Rosen M *Phys. Rev. B* **65** 205309 (2002)
27. Dzhioev R I et al. *Phys. Rev. B* **66** 245204 (2002)
28. Kavokin K V *Phys. Rev. B* **64** 075305 (2001)
29. Astakhov G V et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 076602 (2008)
30. Карлик И Я и др. *ФТТ* **24** 3550 (1982) [Karlik I Ya et al. *Sov. Phys. Solid State* **24** 2022 (1982)]
31. Akimov I A et al. *Phys. Rev. B* **80** 081203(R) (2009)
32. Lombez L et al. *Appl. Phys. Lett.* **87** 252115 (2005)
33. Kalevich V K et al. *Physica B* **404** 4929 (2009)
34. Kalevich V K et al. *Письма в ЖЭТФ* **85** 208 (2007) [*JETP Lett.* **85** 174 (2007)]
35. Bychkov Yu A, Rashba E I *J. Phys. C* **17** 6039 (1984)
36. Дьяконов М И, Качоровский В Ю *ФТП* **20** 178 (1986) [Dyakonov M I, Kachorovskii V Yu *Sov. Phys. Semicond.* **20** 110 (1986)]
37. Аверкиев Н С *УФН* **180** 785 (2010) [Averk'iev N S *Phys. Usp.* **52** (7) (2010)]
38. Калевич В К, Коренев В Л *Письма в ЖЭТФ* **52** 859 (1990) [Kalevich V K, Korenev V L *JETP Lett.* **52** 230 (1990)]
39. Khaetskii A V, Nazarov Yu V *Phys. Rev. B* **61** 12639 (2000)
40. Woods L M, Reinecke T L, Lyanda-Geller Y *Phys. Rev. B* **66** 161318(R) (2002)
41. Paillard M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1634 (2001)
42. Джиоев Р И и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 766 (1997) [Dzhioev R I et al. *JETP Lett.* **65** 804 (1997)]
43. Ivchenko E L, Pikus G E *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena* (Berlin: Springer-Verlag, 1995)
44. Lavallard P, Gourdon C, Planel R *Superlattices Microstruct.* **12** 321 (1992)
45. van Kesteren H W et al. *Phys. Rev. B* **41** 5283 (1990)
46. Tartakovskii A I et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 057401 (2004)
47. Ivchenko E L *Phys. Status Solidi A* **164** 487 (1997)
48. Kusrayev Yu G et al. *Phys. Rev. B* **72** 155301 (2005)
49. Koudinov A V et al. *Phys. Rev. B* **78** 045309 (2008)
50. Bayer M et al. *Phys. Rev. B* **65** 195315 (2002)
51. Finley J J et al. *Phys. Rev. B* **66** 153316 (2002)
52. Bracker A S et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 047402 (2005)
53. Dzhioev R I et al. *Phys. Rev. B* **66** 153409 (2006)
54. Kusrayev Yu G *Semicond. Sci. Technol.* **23** 114013 (2008)
55. Kusrayev Yu G et al. *Phys. Rev. B* **76** 153307 (2007)
56. Flissikowski T et al. *Phys. Rev. B* **68** 161309(R) (2003)
57. Kroutvar M et al. *Nature* **432** 81 (2004)
58. Berezovsky J et al. *Science* **320** 349 (2008)
59. Питаевский Л П *ЖЭТФ* **39** 1450 (1960) [Pitaevskii L P *Sov. Phys. JETP* **12** 1008 (1961)]
60. Ландау Л Д, Лившиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982) [Landau L D Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon, 1983) Ch. XI]
61. Filip A T et al. *Phys. Rev. B* **62** 9996 (2000)
62. Johnson M, Silsbee R H *Phys. Rev. Lett.* **55** 1790 (1985)
63. Schmidt G et al. *Phys. Rev. B* **62** R4790 (2000)
64. Rashba E I *Phys. Rev. B* **62** R16267 (2000)
65. Motsnyi V F et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 265 (2002)
66. Ohno Y et al. *Nature* **402** 790 (1999)
67. Mattana R et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 166601 (2003)
68. Mott N F *Proc. R. Soc. London A* **124** 425 (1929)
69. Kato Y K et al. *Science* **306** 1910 (2004)
70. Stern N P et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 126603 (2006)
71. Аронов А Г, Лянда-Геллер Ю Б *Письма в ЖЭТФ* **50** 398 (1989) [Aronov A G, Lyanda-Geller Yu B *Sov. Phys. JETP Lett.* **50** 431 (1989)]
72. Edelstein V M *Solid State Commun.* **73** 233 (1990)
73. Silov A Yu et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 5929 (2004)
74. Ganichev S D et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **300** 127 (2006)
75. Sih V et al. *Nature Phys.* **1** 31 (2005)
76. Kato Y K et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 176601 (2004)
77. Аверкиев Н С, Дьяконов М И *ФТП* **17** 629 (1983) [Averk'iev N S, Dyakonov M I *Sov. Phys. Semicond.* **17** 393 (1983)]
78. Бакун А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **40** 464 (1984) [Bakun A A et al. *Sov. Phys. JETP Lett.* **40** 1293 (1984)]
79. Стурман Б И, Фридкин В М *Фотогальванический эффект в средах в без центра симметрии и родственные явления* (М.: Наука, 1992) [Sturman B I, Fridkin V M *The Photovoltaic and Photorefractive Effects in Noncentrosymmetric Materials* (Philadelphia: Gordon and Breach Science Publ., 1992)]
80. Аснин В М и др. *Письма в ЖЭТФ* **28** 80 (1978) [Asnin V M et al. *JETP Lett.* **28** 74 (1978)]
81. Ивченко Е Л *УФН* **172** 1461 (2002) [Ivchenko E L *Phys. Usp.* **45** 1299 (2002)]
82. Баранова Н Б, Богданов Ю В, Зельдович Б Я *УФН* **123** 349 (1977) [Baranova N B, Bogdanov Yu V, Zel'dovich B Ya *Sov. Phys. Usp.* **20** 870 (1977)]
83. Fert A *Rev. Mod. Phys.* **80** 1517 (2008); Ферт А *УФН* **178** 1336 (2008)
84. Schliemann J, Egues J C, Loss D *Phys. Rev. Lett.* **90** 146801 (2003)
85. Koo H C et al. *Science* **325** 1515 (2009)
86. Bandyopadhyay S, Cahay M *Appl. Phys. Lett.* **85** 1433 (2004)
87. Shabaev A et al. *Phys. Rev. B* **68** 201305(R) (2003)
88. Loss D, DiVincenzo D P *Phys. Rev. A* **57** 120 (1998)
89. Burkard G, Loss D, DiVincenzo D P *Phys. Rev. B* **59** 2070 (1999)
90. Коренев В Л *Письма в ЖЭТФ* **78** 1053 (2003) [Korenev V L *JETP Lett.* **78** 564 (2003)]
91. Захарченко Б П, Коренев В Л *УФН* **175** 629 (2005) [Zakharchenya B P, Korenev V L *Phys. Usp.* **48** 603 (2005)]
92. Merkulov I A, Kavokin K V *Phys. Rev. B* **52** 1751 (1995)
93. Myers R C, Gossard A C, Awschalom D D *Phys. Rev. B* **69** 161305(R) (2004)
94. Ohno H et al. *Nature* **408** 944 (2000)
95. Gaebel T *Nature Phys.* **2** 408 (2006)
96. Jelezko F et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 2160 (2002)

PACS numbers: 75.76.+j, 78.56.-a, 85.75.-d

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007i.0773

Спиновые фототоки в полупроводниках

С.А. Тарасенко

1. Введение. Феноменологическое описание

Возможность эффективного управления спиновыми состояниями электронов, дырок и других квазичастиц в низкоразмерных структурах является ключевой проблемой полупроводниковой спинтроники. Благодаря спин-орбитальному взаимодействию спиновое состояние ква-

С.А. Тарасенко. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, РФ
E-mail: tarasenko@coherent.ioffe.ru

зичастицы можно изменять, воздействуя на её орбитальное движение. Одним из наглядных проявлений спин-орбитального взаимодействия является спиновый эффект Холла — эффект возникновения поперечного спинового потока при протекании электрического тока [1–4]. Спиновый эффект Холла возникает в полупроводниках со свободными носителями заряда в результате спин-зависимого рассеяния носителей на примесях или фононах, а также может быть обусловлен спин-орбитальным расщеплением электронных состояний. Спинные токи, индуцированные электрическим полем, могут возникать и при баллистическом транспорте электронов, например, в туннельных структурах. В последнем случае эффект связан с зависимостью туннельной прозрачности барьера от взаимной ориентации электронного спина и волнового вектора [5, 6].

В полупроводниковых структурах без центра пространственной инверсии спинные токи могут быть индуцированы оптическими методами [7, 8]. При этом оказывается возможной генерация чисто спинового тока — потока спина без переноса электрического заряда. Такая ситуация соответствует неравновесному распределению, при котором электроны с фиксированной спиновой ориентацией движутся преимущественно в одну сторону, а равное число частиц с противоположным спином движется в противоположную сторону. Чисто спинные токи приводят к пространственному разделению носителей с противоположной спиновой ориентацией и, в частности, к появлению спиновой поляризации вблизи краёв образца.

Поток спина (или в общем случае поток момента импульса) описывается псевдотензором второго ранга J , компоненты которого J_{β}^{α} отвечают потоку спинов, ориентированных вдоль оси α , в направлении β ; здесь α и β — декартовы координаты. В линейном режиме по интенсивности света I поляризационная зависимость компонент спинового тока даётся феноменологическим соотношением

$$J_{\beta}^{\alpha} = I \sum_{\gamma\delta} Q_{\alpha\beta\gamma\delta} e_{\gamma} e_{\delta}^{*} + I \sum_{\gamma\delta} D_{\alpha\beta\gamma\delta} q_{\gamma} e_{\delta} e_{\delta}^{*}, \quad (1)$$

где $\mathbf{e}$ — единичный комплексный вектор поляризации света, $\mathbf{q}$ — волновой вектор фотона. Тензор Q описывает спинные токи, компоненты которых определяются поляризацией света и пространственной симметрией кристалла, Q отличен от нуля только в средах без центра инверсии. Тензор D отвечает за возможные вклады в спиновый ток, связанные с передачей импульсов фотонов электронной системе; в данной статье этими вкладками пренебрегается. Поглощение циркулярно поляризованного света в полупроводниках обычно приводит к появлению значительной спиновой поляризации фотовозбуждённых носителей [9], что затрудняет наблюдение чисто спиновых токов. Поэтому мы будем рассматривать спинные токи, индуцированные линейно поляризованным излучением, и считать вектор $\mathbf{e}$ вещественным. В этом случае поляризационная зависимость компонент спинового тока описывается феноменологическим соотношением (1), в котором тензор Q симметричен по двум последним индексам. Подробный симметричный анализ спиновых фототоков в объёмных полупроводниках и квантовых ямах, выращенных вдоль различных кристаллографических направлений, представлен в работе [10].

2. Прямые оптические переходы в квантовых ямах

Эффект возникновения спиновых токов при прямых межзонных или межподзонных оптических переходах под действием линейно поляризованного света связан с нечётными по волновому вектору $\mathbf{k}$ спин-зависимыми слагаемыми в спектре квазичастиц или в вероятностях оптических переходов. Наиболее наглядно данные механизмы можно пояснить на примере оптических переходов из подзоны тяжёлых дырок $hh1$ в электронную подзону $e1$ в квантовых ямах, выращенных из полупроводников с решёткой цинковой обманки вдоль направления $z' \parallel [110]$.

В квантовых ямах с ориентацией (110) эффективные гамильтонианы, описывающие состояния в зоне проводимости Γ_6 и валентной зоне Γ_8 , содержат вклады $\propto \sigma_{z'} k_{x'}$ и $\propto J_{z'} k_{x'}$ соответственно. Здесь $\sigma_{z'}$ — матрица Паули, $J_{z'}$ — матрица размерностью 4×4 , соответствующая угловому моменту $3/2$, $x' \parallel [1\bar{1}0]$ и $y' \parallel [00\bar{1}]$ — координаты в плоскости интерфейсов. Спин-орбитальное взаимодействие такого вида приводит к расщеплению электронной подзоны $e1$ на ветви с проекциями спина $|\pm 1/2\rangle$ и дырочной подзоны $hh1$ на ветви $|\pm 3/2\rangle$ (рис. 1). Правила отбора [9] допускают только переходы $|+3/2\rangle \rightarrow |+1/2\rangle$ и $|-3/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$, показанные на рис. 1 вертикальными стрелками. При возбуждении линейно поляризованным светом интенсивности обоих процессов совпадают, поэтому средний спин фотоэлектронов равен нулю. Однако линейное по волновому вектору расщепление подзон $e1$ и $hh1$ приводит к тому, что электроны с фиксированной спиновой ориентацией рождаются с отличной от нуля средней скоростью в плоскости квантовой ямы [8]. Такая асимметрия фотовозбуждения приводит к появлению потока электронов $\mathbf{i}_{\pm 1/2}$ внутри каждой спиновой подзоны. Потоки $\mathbf{i}_{\pm 1/2}$ одинаковы по величине, но направлены противополо-

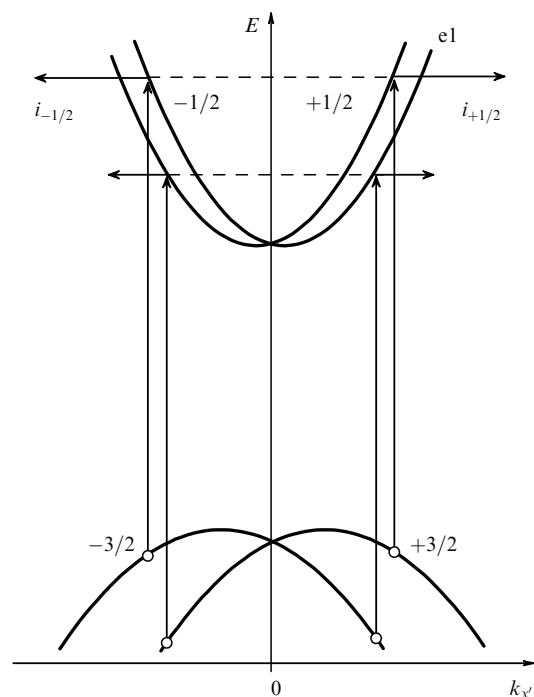


Рис. 1. Механизм генерации спинового тока при межзонных оптических переходах в квантовых ямах за счёт линейного по волновому вектору расщепления подзон.

ложно, поэтому данное распределение электронов в импульсном и спиновом пространствах соответствует чисто спиновому току.

В условиях стационарного возбуждения плотность спинового тока в подзоне e1 имеет вид

$$J_{x'}^{z'} = \frac{\gamma_{z'x'}^{(e1)} m_e + \gamma_{z'x'}^{(hh1)} m_h}{2\hbar(m_e + m_h)} \left(\tau_e + \tilde{\epsilon} \frac{d\tau_e}{d\tilde{\epsilon}} \right) \frac{\eta_{cv}}{\hbar\omega} I, \quad (2)$$

где $\gamma_{z'x'}^{(e1)}$ и $\gamma_{z'x'}^{(hh1)}$ — константы, определяющие линейное по $\mathbf{k}$ расщепление подзон e1 и hh1, m_e и m_h — эффективные массы электронов и дырок для движения в плоскости квантовой ямы, τ_e — время релаксации спинового тока, совпадающее с временем релаксации импульса электронов, если межчастичное взаимодействие несущественно, $\tilde{\epsilon} = (\hbar\omega - E_g^{QW})m_h/(m_e + m_h)$ — кинетическая энергия электронов в момент генерации, ω — частота света, E_g^{QW} — эффективная ширина запрещённой зоны в квантовой яме, η_{cv} — поглощаемая доля светового потока. Величина спинового тока (2) определяется как временем τ_e , так и производной $d\tau_e/d\tilde{\epsilon}$, поэтому при низких температурах спиновый ток значительно увеличивается, если электронная энергия $\tilde{\epsilon}$ близка к энергии оптического фотона $\hbar\Omega_{LO}$. В области такого резонанса плотность спинового тока может достигать значения

$$J_{x'}^{z'} = -\frac{\tau_e^* \sqrt{2m_e \hbar \Omega_{LO}}}{2\pi} \frac{\eta_{cv}}{\hbar\omega} I, \quad (3)$$

где τ_e^* — время релаксации импульса электронов с энергией $\tilde{\epsilon} < \hbar\Omega_{LO}$, а время релаксации импульса носителей с энергией $\tilde{\epsilon} > \hbar\Omega_{LO}$ предполагается значительно более коротким.

Спиновый ток (2), возникающий при межзонных оптических переходах вблизи порога поглощения в геометрии нормального падения света, не зависит от поляризации излучения. Поляризационная зависимость спиновых фототоков, обусловленных расщеплением спектра, возникает, если принять во внимание смешивание лёгких и тяжёлых дырок, при отличном от нуля волновом векторе в плоскости квантовой ямы [11–13].

Другой механизм генерации спиновых фототоков связан с линейными по волновому вектору спин-зависимыми слагаемыми в вероятностях оптических переходов. Такие слагаемые появляются при учёте $\mathbf{kp}$ -подмешивания состояний удалённой зоны проводимости Γ_{15}^c к волновым функциям валентной зоны и зоны проводимости в кубических нецентросимметричных кристаллах [14]. Расчёт показывает [10], что данный вклад в компоненты спинового тока, возникающего в квантовых ямах с ориентацией (110) при оптических переходах из подзоны тяжёлых дырок, определяется выражениями

$$J_{x'}^{z'} = \beta(e_{y'}^2 - e_{x'}^2) \frac{\tau_e \tilde{\epsilon}}{\hbar} \frac{\eta_{cv}}{\hbar\omega} I, \quad J_{y'}^{z'} = \beta e_{x'} e_{y'} \frac{\tau_e \tilde{\epsilon}}{\hbar} \frac{\eta_{cv}}{\hbar\omega} I, \quad (4)$$

где β — коэффициент, с размерностью длины, определяемый зонными параметрами полупроводника. В отличие от вклада (2), спиновый фототок (4) сильно зависит от поляризации возбуждающего излучения даже вблизи порога поглощения и не возникает при возбуждении неполяризованным светом, когда $e_{x'}^2 = e_{y'}^2 = 1/2$, $e_{x'} e_{y'} = 0$. Сравнение вкладов (2) и (4) показывает, что в зависимости от частоты света эти вклады могут быть сравнимыми между собой, а также и один из них может преобладать над другим.

Пространственное разделение электронов с противоположными спинами, обусловленное чисто спиновым фототоком, наблюдалось при комнатной температуре в структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs в работе [15]. В эксперименте использовалась методика "накачка–зондирование" с высоким пространственным разрешением. Линейно поляризованный сфокусированный импульс накачки индуцировал межзонные оптические переходы; методом спинового эффекта Керра пробным импульсом света с энергией кванта, соответствующей ширине запрещённой зоны, изучалось пространственное распределение спиновой поляризации.

Механизмы, ответственные за генерацию чисто спиновых токов при поглощении линейно поляризованного света, могут приводить к возникновению стационарного электрического тока при возбуждении циркулярно поляризованным излучением. Такой циркулярный фотогальванический эффект [16], обусловленный межзонными оптическими переходами в квантовых ямах, изучался теоретически и экспериментально в [17–21].

3. Внутриподзонные оптические переходы

Основной вклад в спиновый ток, возникающий при поглощении света свободными носителями заряда, связан со спин-зависимой асимметрией процессов электронного рассеяния, которые сопровождают внутриподзонные оптические переходы. Матричные элементы рассеяния электронов на статических дефектах или фононах в квантовых ямах содержат нечётные по волновому вектору спин-зависимые вклады [22, 23], и они могут быть представлены в виде

$$V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = V_0 + \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \sigma_{\alpha}(k_{\beta} + k'_{\beta}), \quad (5)$$

где $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ — начальный и конечный электронные волновые векторы. Вследствие асимметрии рассеяния электроны с противоположными спинами, возбуждаемые светом со дна подзоны размерного квантования, переходят в конечные состояния преимущественно с противоположными волновыми векторами, что и приводит к возникновению чисто спинового тока [24]. Поляризационные зависимости компонент спинового фототока имеют вид

$$J_x^z = -\frac{\tau_e}{\hbar} \left(\frac{\langle V_0 V_{xx} \rangle}{V_0^2} \frac{e_x^2 - e_y^2}{2} + \frac{\langle V_0 V_{xy} \rangle}{V_0^2} e_x e_y \right) \eta_{e1}, \quad (6)$$

где η_{e1} — доля электромагнитного излучения, поглощаемая в квантовой яме при внутриподзонных оптических переходах при нормальном падении света, x и y — координаты в плоскости интерфейсов, угловые скобки обозначают усреднение по рассеивателям. Остальные компоненты спинового фототока J_y^z могут быть получены из (6) посредством замены $x \leftrightarrow y$.

Спин-зависимое рассеяние электронов приводит к генерации чисто спинового тока не только при внутриподзонном поглощении света, но и в случае, когда электронный газ выведен из термодинамического равновесия с кристаллической решёткой [10]. В данной ситуации спиновый ток возникает в результате энергетической релаксации электронов на фононах независимо от того, каким образом было нарушено термодинамическое равновесие между электронной и фононной подсистемами.

Механизмы, ответственные за появление спиновых токов при поглощении света свободными носителями заряда, приводят к возникновению электрического тока, если носители поляризованы по спину, например, внешним магнитным полем [24]. Действительно, при внутриподзонных оптических переходах потоки $i_{+1/2}$ и $i_{-1/2}$ зависят от концентрации носителей в спиновых подзонах $n_{+1/2}$ и $n_{-1/2}$ соответственно. В системе поляризованных по спину частиц, в которой $n_{+1/2} \neq n_{-1/2}$, потоки $i_{+1/2}$ и $i_{-1/2}$ перестают компенсировать друг друга, что приводит к возникновению результирующего электрического тока. В случае малой спиновой поляризации электронов фототок, обусловленный разбалансом спинового тока в магнитном поле, определяется выражением

$$j_{\beta}^{(\text{Pol})} = 4eN_e \sum_{\alpha} s_{\alpha} \frac{\partial J_{\beta}^{\alpha}}{\partial N_e}, \quad (7)$$

где s — равновесный электронный спин. Спиновый ток J_{β}^{α} в выражении (7) рассматривается формально как функция концентрации носителей N_e . В частности, для невырожденного электронного газа, когда $J_{\beta}^{\alpha} \propto N_e$ и $N_e \partial J_{\beta}^{\alpha} / \partial N_e = J_{\beta}^{\alpha}$, фототок прямо пропорционален спино-вому току.

Наиболее ярко электрический ток, обусловленный разбалансом спинового фототока, проявляется в структурах с магнитными примесями, в которых зеемановское расщепление электронных состояний значительно увеличивается благодаря обменному взаимодействию между спинами свободных электронов и магнитными моментами примесей [25]. Такие эксперименты по обнаружению и исследованию магнитоиндуцированных фототоков были проведены на (001)-ориентированных квантовых ямах $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ n-типа с различным содержанием атомов марганца. Фототок возбуждался линейно поляризованным терагерцевым излучением, которое вызывало внутриподзонные оптические переходы, в магнитном поле, ориентированном в плоскости интерфейсов. Зависимости фотоэ.д.с. от магнитного поля для квантовой ямы $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с $x = 0,015$, полученные при различных температурах, представлены на рис. 2. Видно, что при низкой температуре, $T = 1,9$ К, фототок линейно возрастает с увеличением магнитного поля в малых полях и насыщается в полях $B \approx 6$ Тл. С возрастанием температуры фототок уменьшается и даже меняет знак, а нелинейность по магнитному полю исчезает. Такое поведение связано с ориентацией ионов Mn внешним магнитным полем и качественно соответствует зависимости зеемановского расщепления электронных состояний от магнитного поля и температуры в разбавленных магнитных полупроводниках $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

При рассмотрении микроскопических механизмов генерации электрического тока в структурах с магнитными примесями необходимо учесть, что ориентация магнитных моментов Mn внешним полем вызывает как гигантское зеемановское расщепление электронных состояний, так и спин-зависимое обменное рассеяние свободных электронов на магнитных примесях. Последний эффект приводит к дополнительному вкладу в электрический ток, который связан с различием времён релаксации носителей по импульсу в спиновых подзонах. Действительно, в структуре с поляризованными ионами марганца вероятности рассеяния электронов со спинами, ориентированными по магнитным моментам Mn и против них, различны. Это приводит к различию времён

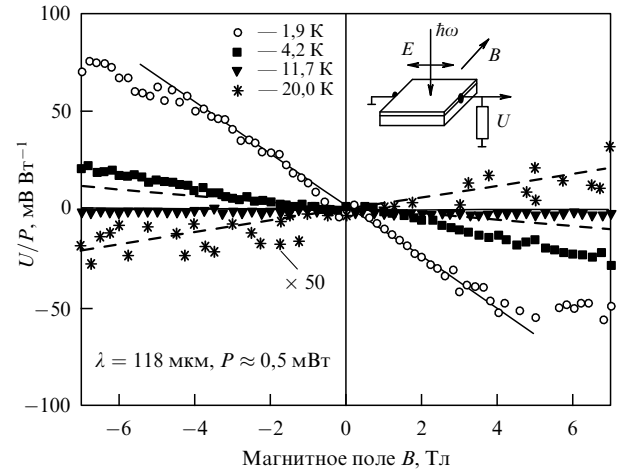


Рис. 2. Зависимость фотоэ.д.с. от магнитного поля в структуре с одиночной квантовой ямой $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ n-типа при внутриподзонном возбуждении линейно поляризованным светом для различных значений температур. На вставке показана геометрия эксперимента.

релаксации электронов по импульсу $\tau_{e,+1/2}$ и $\tau_{e,-1/2}$ в спиновых подзонах и, следовательно, вызывает электрический ток. Для оценки этого вклада в фототок будем предполагать, что релаксация электронов по импульсу связана с рассеянием на ионах марганца и гамильтониан этого взаимодействия имеет вид

$$H_{\text{el-Mn}} = \sum_i [u - \alpha(\mathbf{J}_i^{(\text{Mn})} \cdot \boldsymbol{\sigma})] \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i), \quad (8)$$

где i — индекс примеси, $\mathbf{J}_i^{(\text{Mn})}$ — вектор, составленный из матриц полного углового момента $5/2$, $\mathbf{R}_i$ — положение примеси. Расчёт показывает, что плотность электрического тока, возникающего вследствие различия времён $\tau_{e,+1/2}$ и $\tau_{e,-1/2}$, при $|\alpha| \ll |u|$ принимает вид

$$j_{\beta}^{(\text{Sc})} = 4e\tau_e \frac{\alpha}{u} \sum_{\alpha} S_{\alpha}^{(\text{Mn})} \frac{\partial J_{\beta}^{\alpha}}{\partial \tau_e}, \quad (9)$$

где $S^{(\text{Mn})}$ — средний спин атомов марганца, J_{β}^{α} — плотность спинового тока, которая рассматривается в (9) формально как функция τ_e . В структурах с магнитными примесями фототоки (7) и (9) складываются.

Автор благодарен Е.Л. Ивченко, В.В. Белькову и С.Д. Ганичеву за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранта Президента РФ для молодых учёных (МД-1717.2009.2) и фонда "Династия" — МЦФФМ.

Список литературы

1. Дьяконов М И, Перель В И *Письма в ЖЭТФ* **13** 657 (1971) [D'yakonov M I, Perel V I *JETP Lett.* **13** 467 (1971)]
2. Hirsch J E *Phys. Rev. Lett.* **83** 1834 (1999)
3. Kato Y K et al. *Science* **306** 1910 (2004)
4. Wunderlich J et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 047204 (2005)
5. Zakharova A, Vasko F T, Ryzhii V J. *Phys. Condens. Matter* **6** 7537 (1994)
6. Perel' V I et al. *Phys. Rev. B* **67** 201304(R) (2003)
7. Bhat R D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 096603 (2005)
8. Tarasenko S A, Ivchenko E L *Письма в ЖЭТФ* **81** 292 (2005) [*JETP Lett.* **81** 231 (2005)]
9. Meier F, Zakharova V P (Eds) *Optical Orientation* (Amsterdam: North-Holland, 1984) [Захарова В П, Мейер Ф *Оптическая ориентация* (Л.: Наука, 1989)]

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:

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

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

$$\dot{S} = -\frac{S}{\tau_s}, \quad \tau_s^{-1} = 2W, \quad (2)$$

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:

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

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, $\tau_s \gg \tau$. Можно показать, что уравнение для среднего спина $\langle \mathbf{S} \rangle$ принимает вид [1, 2]

$$\langle \dot{\mathbf{S}} \rangle = -\tau \left[\langle \boldsymbol{\Omega}^2 \rangle \langle \mathbf{S} \rangle - \sum_j \langle \boldsymbol{\Omega}_i \boldsymbol{\Omega}_j \rangle \langle \mathbf{S}_j \rangle \right]. \quad (4)$$

Уравнение (4) получено при предположении, что τ не зависит от энергии, и из него следует, что $\tau_s^{-1} \sim \Omega^2 \tau$, 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

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