

# СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

*М. М. Глазов\**

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

Поступила в редакцию 1 ноября 2015 г.

Эффекты, связанные с отклонением от состояния термодинамического равновесия, занимают особое место в современной физике. Среди них наибольший интерес привлекают неравновесные явления в квантовых системах. К настоящему времени значительное распространение получила экспериментальная методика спектроскопии спиновых шумов, позволяющая наблюдать флуктуации спинов носителей заряда в полупроводниках не только в равновесных, но и в неравновесных условиях. Это приводит к необходимости развития теории флуктуаций спина электронов и электрон-дырочных комплексов для неравновесных условий. В данной статье рассмотрен ряд физических ситуаций, где неравновесность ярко проявляется в спиновых шумах. Предложен общий метод расчета флуктуаций спина электронов и экситонов в неравновесном состоянии. Дан краткий обзор теоретических и экспериментальных результатов в этой области.

*Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 85-летию Л. В. Келдыша*

DOI: 10.7868/S0044451016030081

## 1. ВВЕДЕНИЕ

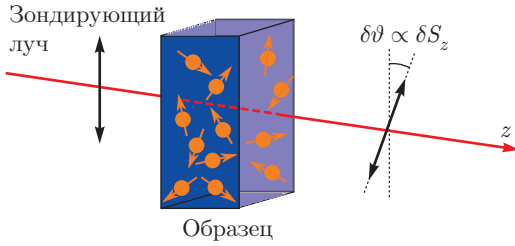
Кинетика неравновесных квантовых систем является одной из наиболее привлекательных областей современной физики конденсированных сред. Отклонение электронной системы от состояния термодинамического равновесия, вызванное внешними статическими или переменными электромагнитными полями, инжекцией неравновесных носителей тока или оптической накачкой, ярко проявляется в транспортных и оптических явлениях в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах [1–4]. Диаграммная техника, предложенная Л. В. Келдышем [5], является незаменимым инструментом для теоретического исследования такого рода явлений.

Среди широкого круга неравновесных эффектов можно выделить особый класс — явления, связанные с флуктуациями наблюдаемых величин в неравновесных условиях. В отличие от равновесных флуктуаций, спектральная плотность которых флуктуационно-диссипационной теоремой связана с линейной восприимчивостью системы [6], флуктуации в неравновесном состоянии не могут быть в

общем случае выражены через какую-либо функцию отклика [7–10]. Это приводит к большому разнообразию неравновесных флуктуационных эффектов и, соответственно, к необходимости отдельного исследования каждой новой физической реализации неравновесных шумов. С появлением диаграммной техники, применимой для задач физической кинетики [5, 11], графический метод, включая технику Келдыша, активно использовался для исследования флуктуаций тока и генерационно-рекомбинационных шумов носителей заряда [12–18].

В последнее десятилетие в физике флуктуаций формируется новое направление — спектроскопия спиновых шумов (в англоязычной литературе — spin noise spectroscopy). Экспериментальный метод наблюдения спиновых шумов был вначале предложен и реализован в физике атомов, он рассматривался как иллюстрация флуктуационно-диссипационной теоремы [19]. В этом методе через образец пропускается линейно поляризованный «зондирующий» свет (частота которого соответствует, как правило, области прозрачности или малого поглощения системы) и детектируются флуктуации угла поворота плоскости поляризации луча  $\delta\vartheta$  в геометрии на пропускание (флуктуации фарадеевского вращения) или на отражение (флуктуации керровского

\* E-mail: glazov@coherent.ioffe.ru



**Рис. 1.** Схематическая иллюстрация детектирования спиновых флуктуаций:  $z$  — ось распространения линейно поляризованного зондирующего луча, двойные стрелки показывают ориентацию плоскости линейной поляризации света до и после прохождения образца

вращения), см. рис. 1. Флуктуации угла поворота  $\delta\theta$  линейно связаны с флуктуациями намагниченности системы, поэтому автокорреляционная функция углов поворота пропорциональна автокорреляционной функции флуктуаций спинов в системе

$$\langle \delta\theta(t')\delta\theta(t) \rangle \propto \langle \delta S_z(t')\delta S_z(t) \rangle, \quad (1)$$

где  $z$  — ось распространения света,  $S_z$  —  $z$ -компонента спина. По своей сути спиновые флуктуации имеют квантовомеханическую природу, что обуславливает значительный интерес к их изучению. Более того, развитие методов детектирования спиновых флуктуаций и применение спектроскопии спиновых шумов к различным системам [20–23] (современный обзор литературы приведен в статьях [24, 25]), возможности воздействия на спиновую систему внешними электромагнитными полями [26], необходимость повышения чувствительности метода путем увеличения интенсивности зондирующего луча [23, 27] определяют актуальность исследований спиновых флуктуаций в полупроводниках в неравновесных условиях.

В данной статье изложен общий формализм расчета спиновых флуктуаций электронов в неравновесных условиях. Приведен краткий обзор теоретических и экспериментальных результатов по спектроскопии неравновесных спиновых шумов. В разд. 2 изучаются флуктуации спина в неравновесных электронных системах, а в разд. 3 — спиновые шумы нейтральных и заряженных экситонов, двух- и трехчастичных электрон-дырочных комплексов, связанных кулоновским взаимодействием.

## 2. СПИНОВЫЙ ШУМ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

### 2.1. Общий формализм

Динамику и флуктуации электронного спина удобно описывать в формализме матрицы плот-

ности. Одночастичная спиновая матрица плотности свободных электронов в полупроводниковом кристалле имеет вид [28, 29]

$$\rho_{\mathbf{k}} = f_{\mathbf{k}} + \mathbf{s}_{\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\sigma}. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{k}$  — квазиволновой вектор электрона,  $f_{\mathbf{k}} = \text{Sp}\{\rho_{\mathbf{k}}/2\}$  — средняя по спину заселенность состояния  $\mathbf{k}$  (функция распределения электронов),  $\mathbf{s}_{\mathbf{k}} = \text{Sp}\{\rho_{\mathbf{k}}\boldsymbol{\sigma}/2\}$  — средний спин электрона в заданном состоянии (функция распределения спина). В уравнении (2)  $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  — псевдовектор, составленный из матриц Паули, единичную матрицу  $2 \times 2$  опускаем. Как известно [8, 9], микроскопические функции распределения частиц и спина флуктуируют около средних значений. Эти флуктуации  $\delta f_{\mathbf{k}}$ ,  $\delta \mathbf{s}_{\mathbf{k}}$  описываются корреляционными функциями

$$\langle \delta f_{\mathbf{k}}(t + \tau)\delta f_{\mathbf{k}'}(t) \rangle, \quad \langle \delta s_{\mathbf{k},\alpha}(t + \tau)\delta s_{\mathbf{k},\beta}(t) \rangle, \quad (3)$$

$$\langle \delta f_{\mathbf{k}}(t + \tau)\delta s_{\mathbf{k},\alpha}(t) \rangle.$$

Здесь  $\alpha, \beta = x, y, z$  — декартовы индексы. Мы будем рассматривать пространственно-однородные флуктуации в стационарном, но, вообще говоря, неравновесном состоянии, соответственно усреднение в (3) проводится по времени  $t$  при фиксированном  $\tau$ . Учет пространственной неоднородности и нестационарности неравновесного состояния может быть выполнен следуя работам [15, 16, 18]. Поскольку, вообще говоря, операторы числа заполнения и спина, относящиеся к разным моментам времени, не коммутируют друг с другом, наблюдаемые величины выражаются симметризованными комбинациями, например,  $\langle \{\delta s_{\mathbf{k},\alpha}(t + \tau)\delta s_{\mathbf{k},\beta}(t)\} \rangle$ , где  $\{AB\} = (AB + BA)/2$ . Всюду, где это не приводит к путанице, фигурные скобки, указывающие на симметризацию, опускаются.

При выполнении стандартных условий

$$\frac{\bar{\varepsilon}\tau}{\hbar} \gg 1, \quad \frac{\bar{\varepsilon}}{\hbar\omega} \gg 1, \quad (4)$$

где  $\bar{\varepsilon}$  — средняя кинетическая энергия электронов,  $\tau$  — характерное время релаксации электронной системы,  $\omega$  — характерная частота флуктуаций, одночастичная матрица плотности электронов (2) и корреляционные функции (3) удовлетворяют кинетическим уравнениям. Наиболее общим способом вывода этих уравнений является применение диаграммной техники Келдыша [5]. В теории флуктуаций неравновесного электронного газа такой метод был использован в работе [15] для анализа флуктуаций функции распределения  $\delta f_{\mathbf{k}}$  в неравновесном ферми-газе и позволил учесть динамическое экранирование кулоновского взаимодействия. Он был развит в работе [18] для полупроводников в присутствии оптического возбуждения. В статье [16] было

предложено расширение техники Келдыша, позволяющее, в частности, выйти за рамки условия (4).

Ниже, следуя работам [15, 18], кратко изложим вывод кинетических уравнений для корреляторов спиновых флуктуаций (3) в рамках техники Келдыша. Введем корреляционную функцию

$$g_{s_1 s_2 s_3 s_4}^{iklm}(t + \tau + \delta', \mathbf{k}_1; t + \delta, \mathbf{k}_2; t, \mathbf{k}_3; t + \tau, \mathbf{k}_4) = \langle T_c a_{\mathbf{k}_1 s_1}(t + \tau + \delta')_i a_{\mathbf{k}_2 s_2}(t + \delta)_k a_{\mathbf{k}_3 s_3}^\dagger(t)_l \times a_{\mathbf{k}_4 s_4}^\dagger(t + \tau)_m \rangle, \quad (5)$$

где  $a_{\mathbf{k},s}$  ( $a_{\mathbf{k},s}^\dagger$ ) — операторы уничтожения (рождения) электронов в состоянии с волновым вектором  $\mathbf{k}$  и спином  $s$  ( $s_1, \dots, s_4 = \pm 1/2$ ),  $T_c$  — оператор упорядочения по келдышевскому контуру, индексы  $i, k, l, m$  пробегает два значения: «-» (1) и «+» (2), нумеруя верхнюю и нижнюю ветви контура,  $\delta, \delta' \rightarrow 0$ . Из величин  $g_{s_1 s_2 s_3 s_4}^{iklm}$  удобно исключить произведение средних матриц плотности  $\rho_{\mathbf{k}} \rho_{\mathbf{k}'}$ , соответствующее произведению одночастичных функций Грина, равному  $-G_{s_1 s_4}^{im} G_{s_2 s_3}^{kl}$ . Уравнение для коррелятора (5) легко представить графически, рис. 2а, где стрелки обозначают одночастичные гриновские функции, заполненный блок — искомую функцию  $g_{s_1 s_2 s_3 s_4}^{iklm}$ , пустой блок — ядро  $K_{s_1' s_2' s_3' s_4'}^{i' k' l' m'}$ , учитывающее взаимодействие электрона с примесями, фононами, другими электронами.

Стандартная процедура [15, 18] позволяет свести интегральное уравнение, показанное на рис. 2а, к кинетическому уравнению для «укороченной» корреляционной функции

$$g_{s_1 s_2 s_3 s_4}^{iklm}(t + \tau, \mathbf{k}; t, \mathbf{k}') = g_{s_1 s_2 s_3 s_4}^{iklm}(t + \tau, \mathbf{k}; t, \mathbf{k}'; t, \mathbf{k}'; t + \tau, \mathbf{k}),$$

которая и дает статистику флуктуаций функций распределения  $\delta f_{\mathbf{k}}$ ,  $\delta s_{\mathbf{k}}$  (ср. с уравнением (20) из [18]):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} g_{s_1 s_2 s_3 s_4}(t + \tau, \mathbf{k}; t, \mathbf{k}') + \\ & + \frac{i}{\hbar} \sum_{s'} [\mathcal{H}_{s_1 s'} g_{s' s_2 s_3 s_4} - g_{s_1 s_2 s_3 s'} \mathcal{H}_{s' s_4}] + \\ & + e\mathbf{E} \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} g_{s_1 s_2 s_3 s_4}(t + \tau, \mathbf{k}; t, \mathbf{k}') + \mathcal{Q}_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}\{g\} = \\ & = \left( \frac{\partial}{\partial \tau} + \mathcal{I}_{\mathbf{k}} \right) \{g\} = 0. \quad (6) \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> В выборе индексов на контуре Келдыша имеется определенная свобода [15, 18], поэтому в конкретных расчетах удобно положить  $i = +$ ,  $k = -$ ,  $l = -$ ,  $m = +$  [17].

Здесь  $\mathcal{H}_{ss'} \equiv \mathcal{H}_{ss'}(\mathbf{k})$  — матричные элементы спинового гамильтониана  $\mathcal{H}$  электрона, учитывающего как взаимодействие спинов с внешними статическими (и низкочастотными,  $\hbar\omega \ll \bar{\epsilon}$ ) полями, так и спин-орбитальное взаимодействие,  $\mathbf{E}$  — внешнее электрическое поле,  $e < 0$  — заряд электрона,  $\mathcal{Q}_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}\{g; \rho\}$  — интеграл столкновений, который зависит от стационарной одночастичной матрицы плотности системы. Для сокращения записи в (6) опущены келдышевские индексы  $i, \dots, m$  и там, где это не приводит к путанице, аргументы функции  $g$ . Во втором равенстве формулы (6) также введен оператор эволюции системы  $\mathcal{I}_{\mathbf{k}}$ , нижний индекс  $\mathbf{k}$  указывает, что оператор действует на переменные одного электрона:  $\mathbf{k}, s_1, s_4$ . Отметим, что одночастичная матрица плотности  $\rho_{\mathbf{k}}$  в стационарном состоянии удовлетворяет аналогичному уравнению:

$$\frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}, \rho_{\mathbf{k}}] + e\mathbf{E} \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \rho_{\mathbf{k}}(t) + \mathcal{Q}_{\mathbf{k}}\{\rho\} = 0, \quad (7)$$

с интегралом столкновений  $\mathcal{Q}_{\mathbf{k}}\{\rho\}$ .

Физический смысл уравнения (6) можно легко понять, воспользовавшись гипотезой Онзагера: стохастическая флуктуация матрицы плотности электронов  $\delta \rho_{\mathbf{k}}$  эволюционирует так же, как если бы эта флуктуация была задана в начальный момент времени  $\tau = 0$  под действием внешних сил [8]. Тем самым, при фиксированных значениях  $\mathbf{k}'$ ,  $t$  и двух спиновых индексах  $s_2, s_3$  коррелятор  $g_{s_1 s_2 s_3 s_4}(t + \tau, \mathbf{k}; t, \mathbf{k}')$  подчиняется стандартному кинетическому уравнению для спиновой матрицы плотности. Единственное различие заключается в виде интеграла столкновений  $\mathcal{Q}_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}\{g; \rho\}$ , который получается из интеграла столкновений  $\mathcal{Q}_{\mathbf{k}}\{\rho\}$  в формуле (7) линеаризацией по малым флуктуациям. Отметим, что выражение для  $\mathcal{Q}_{\mathbf{k}}\{\rho\}$  с учетом электрон-электронных столкновений приведено в статье [29], формулу для интеграла столкновений  $\mathcal{Q}_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}\{g; \rho\}$  можно получить из общих выражений работы [29] разложением по флуктуациям.

Уравнение (6) необходимо дополнить начальным условием — значением корреляционной функции  $g_{s_1 s_2 s_3 s_4}(t + \tau, \mathbf{k}; t, \mathbf{k}')$  при  $\tau = 0$ . Как и в теории флуктуаций усредненной по спину функции распределения [8, 9, 15, 18], выделим в одновременном корреляторе часть, описывающую средние квадраты флуктуаций в заданном квантовом состоянии:

$$g_{s_1 s_2 s_3 s_4}(t, \mathbf{k}; t, \mathbf{k}') = \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \rho_{\mathbf{k}, s_2 s_4} [\delta_{s_1 s_3} - \rho_{\mathbf{k}, s_1 s_3}] + \Phi_{s_1 s_2 s_3 s_4}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'). \quad (8)$$

Функция  $\Phi_{s_1 s_2 s_3 s_4}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  описывает нетривиальную одновременную корреляцию флуктуаций в систе-

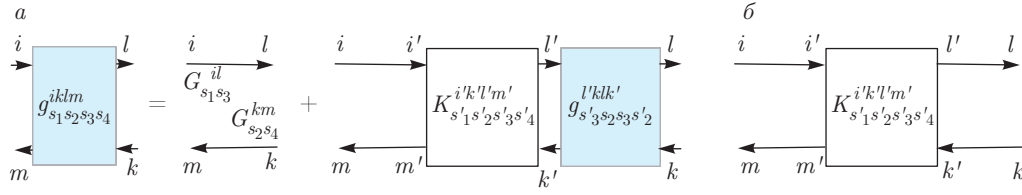


Рис. 2. а) Графическое представление для корреляционной функции (5) (блок с фоном). Светлый блок — ядро  $K$ . б) Блок, описывающий источник корреляции в (9)

ме. Воспользовавшись графическим уравнением на рис. 2а, можно показать, что эта функция по каждой из троек переменных  $\mathbf{k}, s_1, s_4$  и  $\mathbf{k}', s_2, s_3$  удовлетворяет неоднородному стационарному кинетическому уравнению с операторами соответственно  $\mathcal{I}_{\mathbf{k}}$  и  $\mathcal{I}_{\mathbf{k}'}$ :

$$(\mathcal{I}_{\mathbf{k}} + \mathcal{I}_{\mathbf{k}'}) \{ \Phi_{s_1 s_2 s_3 s_4}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \} = \mathcal{L}_{s_1 s_2 s_3 s_4}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'). \quad (9)$$

Формально, источник корреляций  $\mathcal{L}_{s_1 s_2 s_3 s_4}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  получается дифференцированием по времени  $t$  блока, состоящего из четырех функций Грина и ядра  $K$ , представленного на рис. 2б. Физически говоря, функция  $\mathcal{L}$  описывает одновременное и скоррелированное изменение спиновых матриц плотности состояний  $\mathbf{k}, \mathbf{k}'$ . Например, как хорошо известно [8, 9, 12, 13, 30], даже в невырожденном газе ( $f_{\mathbf{k}} \ll 1$ ) электрон-электронные столкновения служат источником парных корреляций чисел заполнения состояний  $\mathbf{k}, \mathbf{k}'$ . Этот результат можно обобщить и на случай спин-поляризованного газа. В простейшем частном случае, когда электроны поляризованы только вдоль одной оси  $z$ , корреляции возникают в диагональных по спину данного электрона элементах матрицы плотности, а именно

$$\mathcal{L}_{s_1 s_2 s_3 s_4}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \sum_{\mathbf{p}, s'_1, \mathbf{p}', s'_2} W(\mathbf{k}s_1, \mathbf{k}'s_2; \mathbf{p}s'_1, \mathbf{p}'s'_2) \times (\rho_{\mathbf{p}, s'_1 s'_1} \rho_{\mathbf{p}', s'_2 s'_2} - \rho_{\mathbf{k}, s_1 s_1} \rho_{\mathbf{k}', s_2 s_2}), \quad (10)$$

где  $W(\mathbf{k}s_1, \mathbf{k}'s_2; \mathbf{p}s'_1, \mathbf{p}'s'_2)$  — вероятность кулоновского рассеяния пары электронов из состояний  $\mathbf{p}, \mathbf{p}'$  со спинами  $s'_1, s'_2$  в состояния  $\mathbf{k}, \mathbf{k}'$  со спинами  $s_1, s_2$ . Получение и анализ общих выражений для источника парных корреляций  $\mathcal{L}_{s_1 s_2 s_3 s_4}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  выходят за рамки данной статьи.

Уравнения (6) и (9) позволяют решить задачу об амплитуде и динамике спиновых флуктуаций электронного газа. Приведем для общности выражение для спектра мощности спиновых шумов:

$$(\delta s_{\mathbf{k}, \alpha} \delta s_{\mathbf{k}', \beta})_{\omega} = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \delta s_{\mathbf{k}, \alpha}(t+\tau) \delta s_{\mathbf{k}', \beta}(t) \rangle e^{i\omega\tau} d\tau, \quad (11)$$

поскольку именно такого рода величины<sup>2)</sup> могут быть непосредственно измерены в эксперименте [19, 20, 25, 31]. Метод, изложенный здесь, легко обобщить также на случай локализованных электронов, взаимодействие между которыми несущественно, зато играет роль сверхтонкое взаимодействие электронных спинов со спинами ядер основной решетки. Этот метод может быть использован и для расчета флуктуаций долиной поляризации и когерентности в многодолинных полупроводниках и наносистемах [32, 33].

## 2.2. Флуктуации электронной спиновой поляризации в условиях оптической ориентации

Мощным инструментом создания неравновесных спиновых распределений в полупроводниках является метод оптической ориентации: спин-орбитальное взаимодействие приводит к передаче углового момента поглощаемых фотонов электронной системе и генерации спин-поляризованных носителей заряда [34]. Задача об исследовании спиновых флуктуаций электронов в объемном полупроводнике в условиях поглощения циркулярно поляризованного света была сформулирована и решена в работе [35]. Развита в рамках метода функций Грина последовательная теория эффекта учитывала также эффекты генерационно-рекомбинационного шума в ориентированной по спину системе электронов. Как показано в работе [35] для циркулярно поляризованного света, распространяющегося вдоль оси  $z$ , спектральная плотность флуктуаций  $z$ -компоненты спина,  $\delta S_z = \sum_{\mathbf{k}} \delta s_{\mathbf{k}, z}$ , ансамбля  $N$  электронов имеет простой вид:

$$(\delta S_z^2)_{\omega} = \frac{N(1 - r_{\omega} P_s^2)}{2} \frac{T_s}{1 + (\omega T_s)^2}, \quad (12)$$

<sup>2)</sup> Как правило, в эксперименте наблюдаются величины, просуммированные по  $\mathbf{k}$  с некоторой весовой функцией.

где  $T_s$  — время жизни спина, учитывающее процессы как спиновой релаксации, так и рекомбинации поляризованных электронов с неполяризованными по спину дырками,  $P_s$  — стационарная степень спиновой ориентации электронов,  $r_\omega$  — множитель, учитывающий процессы генерации и рекомбинации. Формула (12) демонстрирует подавление спиновых флуктуаций электронов за счет их спинового упорядочения. Аналогичный эффект имеет место и в статическом внешнем магнитном поле  $\mathbf{V}_{ext} \parallel z$ , когда реализуется тепловая ориентация электронных спинов. В такой ситуации множитель, описывающий подавление флуктуаций спина, имеет простой вид:  $1 - P_s^2$ . Этот ответ можно получить и из общих соображений, учитывая, что, согласно (11),  $\int d\omega (\delta S_z^2)_\omega = 2\pi \langle \delta S_z^2(t) \rangle$  [35].

Помимо ориентации электронных спинов, поглощение циркулярно поляризованного света приводит к упорядочению спиновой системы ядер кристаллической решетки [34, 36]. В типичной экспериментальной ситуации неравновесная ядерная спиновая система может быть описана эффективной температурой  $\Theta_N$ , причем знак ядерной спиновой температуры  $\Theta_N$  может быть любым (он определяется условиями накачки спинов), но, как правило, абсолютная величина ядерной температуры существенно ниже температуры решетки [34]. В присутствии внешнего магнитного поля возникает ядерная спиновая поляризация, которая проявляется в виде эффективного магнитного поля — поля Оверхаузера, действующего на спины электронов. Наличие такой неравновесной ядерной поляризации и, соответственно, поля Оверхаузера, как показано в работе [37], существенно модифицирует спектр спинового шума носителей заряда. В частности, если внешнее магнитное поле  $\mathbf{V}_{ext}$  приложено перпендикулярно оси распространения зондирующего света  $z$ , для наблюдаемого спектра спиновых флуктуаций электронов имеем [37–39]

$$(\delta S_z^2)_\omega = \frac{N}{4} \left( \frac{T_s}{1 + (\omega - \Omega)^2 T_s^2} + \frac{T_s}{1 + (\omega + \Omega)^2 T_s^2} \right), \quad (13)$$

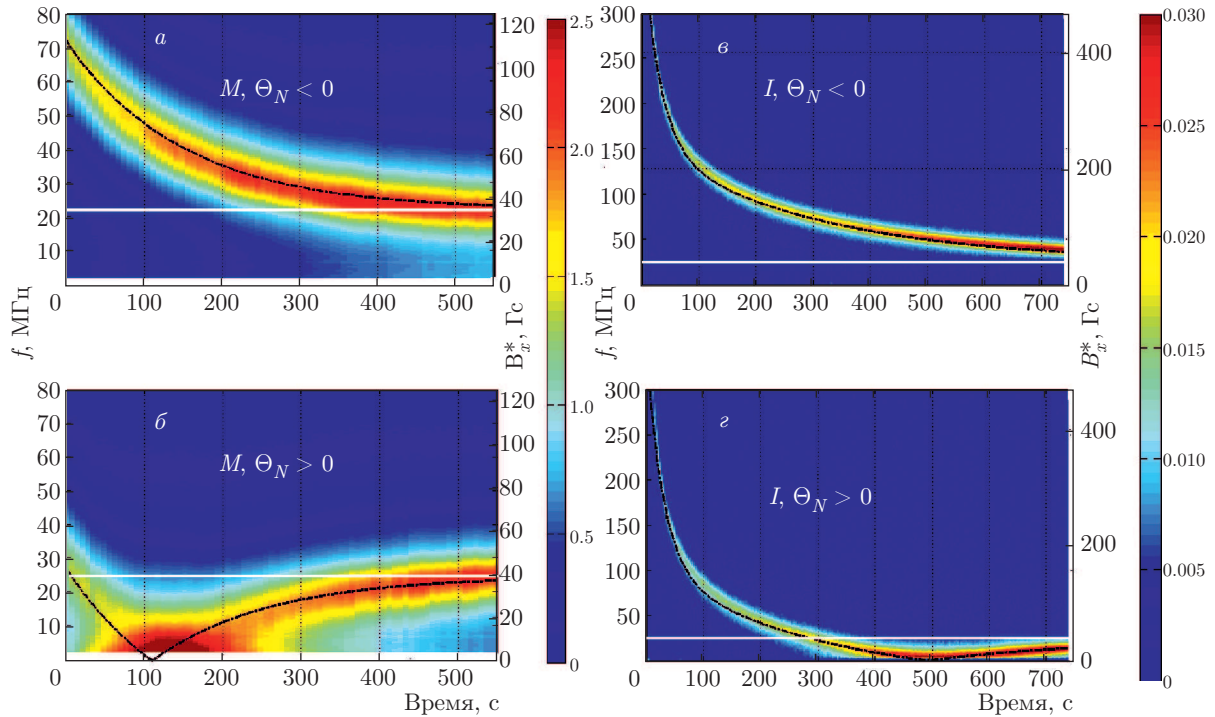
где  $\Omega = g\mu_B B_x^* / \hbar$  — частота прецессии спина в суммарном поле  $B_x^* = B_{ext} + B_N$ ,  $\mathbf{B}_N \propto \alpha \mathbf{V}_{ext} / \Theta_N$  — поле Оверхаузера,  $g$  —  $g$ -фактор электрона,  $\alpha$  — константа сверхтонкого взаимодействия. Фактор подавления флуктуаций в (13) опущен, флуктуациями ядерного спина пренебрегается. Из выражения (13) видно, что пик в спектре спинового шума

(при  $\omega > 0$ ) соответствует частоте прецессии спина  $\Omega$ , его положение определяется не только внешним полем, но и ядерной спиновой температурой.

Как правило, релаксация ядерной спиновой температуры происходит гораздо медленнее электронной спиновой релаксации, поэтому, регистрируя спектры спиновых флуктуаций электронов в разные моменты времени, можно наблюдать динамику поля Оверхаузера  $\mathbf{B}_N$ , а значит, и ядерной спиновой температуры  $\Theta_N$ . Такие эксперименты были выполнены в работах [40, 41] на образцах с объемным GaAs  $n$ -типа, помещенным в микрорезонатор. На рис. 3 представлены результаты измерения спектров спиновых флуктуаций электронов с временным разрешением на двух разных образцах, различающихся уровнем легирования и, соответственно, временами спиновой динамики электронов и ядер. В зависимости от условий приготовления ядерной системы температура ядерных спинов была отрицательной или положительной, что отвечает полю Оверхаузера, сонаправленному или противоположно внешнему полю, соответственно. Более того, в условиях экспериментов [40]  $B_N$  по абсолютной величине превосходило внешнее поле, поэтому в случае положительной ядерной температуры частота  $\Omega$  электронной спиновой прецессии в процессе ядерной спиновой релаксации проходила через нуль, когда поле Оверхаузера в точности компенсировало внешнее, см. рис. 3б,г. В работе [41], наряду с полем Оверхаузера, было обнаружено эффективное «оптическое» магнитное поле, действующее на спины электронов в присутствии эллиптически поляризованной электромагнитной волны, частота которой лежит в области номинальной прозрачности кристалла. Это поле, скорее всего, обусловлено циркулярным динамическим эффектом Штарка (или динамическим эффектом Зеемана) [42]. Результаты [40, 41] демонстрируют возможность экспериментального исследования неравновесной ядерной спиновой подсистемы методикой спектроскопии спиновых шумов. Отметим также, что ядерные спиновые флуктуации в условиях, близких к равновесным, тоже наблюдаются в методе спектроскопии спиновых шумов [43].

### 2.3. Спиновые шумы в присутствии статического электрического поля

Постоянное электрическое поле вызывает дрейф электронов проводимости, выводя электронную систему из равновесного состояния. В зависимости от величины поля, скоростей импульсной и энергетической релаксации электронов могут реализовыв-



**Рис. 3.** Спектры спиновых флуктуаций электронов, измеренные с шагом по времени (порядка нескольких секунд) на проводящем (М) (а,б) и изолирующем (I) (в,г) образцах объемного GaAs *n*-типа во внешнем магнитном поле  $B_{ext} \approx 4$  мТл. Панели (а,в) соответствуют отрицательной ядерной температуре ( $\Theta_N < 0$ ), когда ядерное поле параллельно внешнему, а панели (б,г) — положительной, когда ядерное и внешнее поля антипараллельны. Черные линии — результаты подгонки. Белые линии показывают частоту спиновой прецессии электронов во внешнем поле. Рисунок из работы [40]

ваться различные режимы электронного транспорта [44]. Спин-орбитальное взаимодействие обеспечивает связь между орбитальным движением электронов и динамикой их спинов, поэтому наличие внешнего электрического поля может оказывать существенное влияние на спиновые эффекты в полупроводниковых системах [45]. Например, в полупроводниковых квантовых ямах эффективный гамильтониан электронов проводимости содержит линейные по волновому вектору и спину слагаемые [46, 47]:

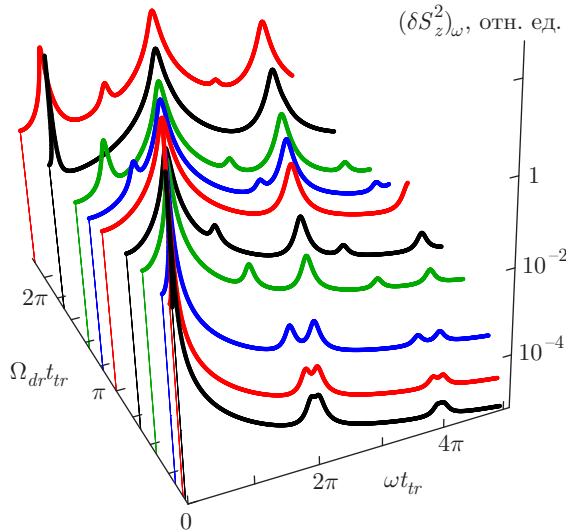
$$\mathcal{H}_{so} = \frac{\hbar}{2}(\mathbf{\Omega}_k \cdot \boldsymbol{\sigma}), \quad \mathbf{\Omega}_{k,\alpha} = \sum_{\beta} \gamma_{\alpha\beta} k_{\beta}. \quad (14)$$

Конкретный вид псевдотензора  $\gamma_{\alpha\beta}$  и величины его компонент определяются материалом, кристаллографической ориентацией квантовой ямы, параметрами ее потенциала и наличием внешних полей [48]. Присутствие спин-зависимых слагаемых (14) в эффективном гамильтониане эквивалентно наличию эффективного магнитного поля, которое зависит от величины и направления волнового вектора электрона и действует на его спин. Поэтому тянущее

электрическое поле  $\mathbf{E}$ , приложенное в плоскости квантовой ямы, приводит не только к дрейфу электронов с характерным средним волновым вектором  $\mathbf{k}_{dr} = e\mathbf{E}\tau_p/\hbar$ , где  $\tau_p$  — время импульсной релаксации электронов, но и к возникновению эффективно магнитного поля

$$\mathbf{B}_{dr} = \frac{\hbar\mathbf{\Omega}_{dr}}{g\mu_B}, \quad \mathbf{\Omega}_{dr} = \mathbf{\Omega}_{\mathbf{k}_{dr}}. \quad (15)$$

Это магнитное поле, наряду с внешним, определяет частоту спиновой прецессии и, соответственно, положение пика в спектре электронных спиновых шумов, ср. с выражением (13). Такого рода сдвиг частоты прецессии спина наблюдался в экспериментах по оптической ориентации [49] и парамагнитному резонансу [50]. Теория спиновых флуктуаций двумерных электронов в присутствии слабого тянущего поля была развита в работе [51], где был предсказан сдвиг пика в спектре спинового шума под действием внешнего электрического поля. Теория [51] открывает возможность измерения спиновых расщеплений электронного газа по спиновым флуктуациям.



**Рис. 4.** Спектры спиновых шумов в режиме стриминга,  $\Omega_{dr}$  — средняя частота спиновой прецессии электронов,  $t_{tr}$  — время пролета электрона до испускания оптического фотона. Рисунок из работы [61]

Отметим также, что эффективное поле (15) приводит к спиновой ориентации электронов, индуцированной протеканием электрического тока [52–56]. Этот эффект носит принципиально неравновесный характер [57]. Спиновая ориентация, наведенная током, так же как и оптическая ориентация спинов, должна проявляться в виде подавления амплитуды спиновых флуктуаций. Хотя последовательная теория спиновых шумов в таком случае отсутствует, оценки показывают, что эффект подавления мал и составляет для типичных структур доли процента.

Спиновые шумы в электронном газе значительно меняются в присутствии умеренно сильных электрических полей, когда реализуется режим стриминга электронов и их функция распределения приобретает вид иглы [44, 58]. В таком режиме электрон баллистически ускоряется во внешнем поле до тех пор, пока его энергия не достигнет энергии оптического фотона, испускание фотона происходит практически мгновенно, а электрон возвращается в состояние с нулевой энергией, и разгон повторяется. Периодическое движение электрона в режиме стриминга приводит к качественно новым эффектам в спиновой динамике [59, 60]. Теория спиновых флуктуаций в этом режиме была разработана в статье [61]. Результаты расчетов спектров спиновых шумов в условиях стриминга приведены на рис. 4. Как показано в работе [58], спектр спиновых флуктуаций состоит

из серии пиков, соответствующих частотам

$$\omega_{nm} = \frac{2\pi n}{t_{tr}} + m\Omega_{dr}, \quad n \in \mathbb{Z}, \quad m = -1, 0, 1, \quad (16)$$

где  $\Omega_{dr}$  — средняя частота спиновой прецессии электронов в иглообразном распределении (ср. с (15)),  $t_{tr}$  — время набора электроном энергии от нуля до энергии оптического фотона. Интенсивности пиков зависят от величины электрического поля, констант спин-орбитального расщепления спектра, а также от ориентации поля по отношению к кристаллическим осям структуры. Ширины пиков связаны с временами рассеяния и спиновой релаксации в системе. Работа [61] показывает потенциал методики спектроскопии спиновых флуктуаций для исследования сложной динамики электронов и их спинов в неравновесных условиях.

#### 2.4. Шум спинов в присутствии переменного магнитного поля

Нестационарные и неравновесные условия в спиновой системе ярко проявляются в присутствии переменного магнитного поля. С точки зрения стандартного электронного парамагнитного резонанса такая ситуация хорошо исследована, см. обзор [62]. Спиновые флуктуации в присутствии переменных электромагнитных полей изучались как теоретически [39, 63], так и экспериментально [26]. В работах [39, 63] предсказано возникновение гармоник в спектре спиновых шумов с частотами, кратными частоте переменного поля. Например, для линейно поляризованного переменного поля  $\mathbf{V}_{ext}(t) = \mathbf{V}_0 \cos(\omega_0 t + \varphi)$ ,  $\mathbf{V}_0 \parallel x$ , в работе [39] было получено следующее выражение для спектра спиновых флуктуаций<sup>3)</sup>:

$$(\delta S_z^2)_\omega = \frac{N}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2 \left( \frac{g\mu_B B_0}{\hbar\omega_0} \right) \times \frac{T_s}{1 + (\omega + n\omega_0)^2 T_s^2}, \quad (17)$$

где  $J_n(x)$  — функция Бесселя порядка  $n$ . Наличие гармоник  $n\omega_0$  можно интерпретировать в терминах многофотонных процессов, по аналогии с классическим результатом для вероятности ионизации атома высокочастотным полем [64]: в переменном магнитном поле квазистационарные состояния системы отвечают квазиэнергиям  $\pm n\omega_0$ , где  $n$  — число квантов

<sup>3)</sup> Обозначения в [39] отличаются от принятых здесь, в работе [39] также подразумевается усреднение по фазе  $\varphi$ .

поля. В работе [63] аналогичный результат был получен для спектра спиновых флуктуаций локализованных носителей заряда, взаимодействующих как с переменным полем, так и со случайными полями ядер решетки.

Отметим, что за счет линейных по  $\mathbf{k}$  членов в эффективном гамильтониане (14) спектр спинового шума, аналогичный (17), должен наблюдаться и в переменном электрическом поле, наподобие того, как электрическое поле, наряду с магнитным, вызывает электронный спиновый резонанс [65].

Экспериментальные исследования спиновых шумов в присутствии переменного магнитного поля были проведены в работе [26] на ансамбле атомов  $^{41}\text{K}$ . Эти эксперименты выявили, помимо многофотонных процессов, ряд интересных нелинейных явлений, включая формирование триплетов Моллоу и динамический эффект Зеемана, а также открыли путь к исследованию эффектов нелинейной оптики в спектроскопии спиновых флуктуаций.

### 3. СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В ЭКСИТОННЫХ СИСТЕМАХ

Оптическое возбуждение полупроводников и полупроводниковых наноструктур с энергией кванта, близкой к ширине запрещенной зоны, приводит к генерации экситонов — электрон-дырочных пар, связанных кулоновским взаимодействием. В легированных структурах с квантовыми ямами и квантовыми точками могут возбуждаться трехчастичные комплексы — трионы, или заряженные экситоны, представляющие собой пару носителей заряда одного знака и неспаренный носитель противоположного заряда. Такие комплексы являются принципиально неравновесными, поэтому исследование флуктуаций их спинов представляет значительную сложность и привлекает особый интерес.

Ниже будут изложены результаты теоретических и экспериментальных исследований спиновых флуктуаций в экситонных системах. Мы начнем со случая структур, где уже есть резидентные электроны, тогда поглощение света и генерация заряженных экситонов приводит к количественным и качественным изменениям спиновых шумов резидентных носителей заряда. Затем будут рассмотрены шумы спина экситонов и экситонных поляритонов в структурах с квантовыми микрорезонаторами.

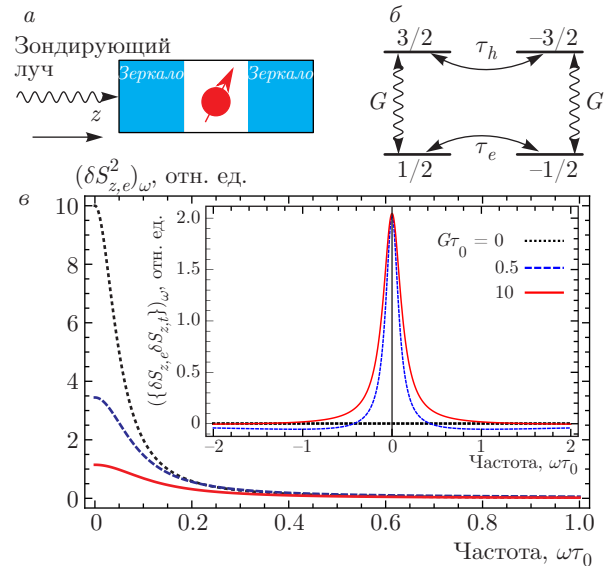


Рис. 5. а) Иллюстрация структуры с квантовой точкой, помещенной в микрорезонатор. б) Схема уровней и переходов между ними, обусловленных поглощением зондирующего луча и спиновой релаксацией. в) Спектры спиновых флуктуаций электрона, рассчитанные для различных темпов генерации трионов  $G\tau_0 = 0, 0.5, 10$ ,  $\tau_e/\tau_0 = 20$ ,  $\tau_h/\tau_0 = 5$ . На вставке показан спектр корреляционного шума спинов электрона и триона

#### 3.1. Эффекты генерации трионов

Начнем с описания простейшей модели, иллюстрирующей влияние поглощения зондирующего луча и фотовозбуждения трионов на спиновые флуктуации электрона. Рассмотрим полупроводниковую квантовую точку с резидентным электроном, основное состояние которой двукратно вырождено по спину  $s = \pm 1/2$ . Возбужденное состояние точки, соответствующее наличию в ней синглетного триона с неспаренным спином тяжелой дырки, также двукратно вырождено по спину дырки  $j = \pm 3/2$ , рис. 5а,б. Такая четырехуровневая модель завоевала большое распространение для описания экспериментов по спиновой динамике носителей заряда в одиночных квантовых точках и их ансамблях [66–68]. Пусть на точку падает когерентное линейно поляризованное электромагнитное излучение с частотой  $\omega$ , близкой к частоте фотовозбуждения триона  $\omega_0$ , причем поле является достаточно сильным, чтобы возбуждать трион. Описанная ситуация может быть также реализована в структурах с квантовыми микрорезонаторами в режиме слабой связи, см. рис. 5а и работы [67, 69]. Из общих уравнений для одночастичной спиновой матрицы плотно-



сти  $\rho_{mm'}$ ,  $m = \pm 1/2, \pm 3/2$ , можно получить систему линейных уравнений для средних заселенностей электронного,  $f = (\rho_{1/2,1/2} + \rho_{-1/2,-1/2})/2$ , и трионного,  $n = (\rho_{3/2,3/2} + \rho_{-3/2,-3/2})/2$ , состояний, стационарные решения которых имеют вид

$$f = \frac{1}{2} \frac{1 + G\tau_0}{1 + 2G\tau_0}, \quad n = \frac{1}{2} - f. \quad (18)$$

В (18) темп генерации трионов

$$G = \frac{\gamma|V|^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2},$$

$V = dE/(\sqrt{2}\hbar)$ ,  $d$  — матричный элемент дипольного перехода между электронным и трионным состояниями,  $E$  — амплитуда падающего поля,  $\gamma$  — темп затухания недиагональных элементов матрицы плотности  $\rho_{\pm 1/2, \pm 3/2}$ ,  $\tau_0$  — время жизни трионного состояния. Также можно убедиться в том, что в стационарных условиях средние  $z$ -компоненты спина электрона,  $S_{z,e} = (\rho_{1/2,1/2} - \rho_{-1/2,-1/2})/2$ , и триона,  $S_{z,t} = (\rho_{3/2,3/2} - \rho_{-3/2,-3/2})/2$ , равны нулю. В методе спиновой матрицы плотности можно получить также уравнения, описывающие медленную динамику спиновых корреляторов<sup>4)</sup>

$$\dot{\mathcal{M}} + \mathcal{R}\mathcal{M} = 0. \quad (19)$$

Здесь введены матрица корреляторов  $\mathcal{M}$  с элементами

$$\mathcal{M}_{ij}(\tau) = \langle \delta S_{z,i}(t + \tau) \delta S_{z,j}(t) \rangle,$$

где индексы  $i, j = e, t$  нумеруют электронное и трионное состояния, и матрица

$$\mathcal{R} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\tau_e} + G & -\frac{1}{\tau_0} - G \\ -G & \frac{1}{\tau_h} + \frac{1}{\tau_0} + G \end{pmatrix}, \quad (20)$$

описывающая процессы генерации и релаксации, точка сверху обозначает дифференцирование по  $\tau$ . В формуле (20) введены еще два параметра теории — феноменологические времена спиновой релаксации электрона  $\tau_e$  и дырки в трионе  $\tau_h$  (рис. 5б). Уравнение (19) аналогично общему кинетическому уравнению (6) для корреляционной функции. Согласно общей теории уравнение (19) следует дополнить начальным условием — значениями матрицы

<sup>4)</sup> Здесь и далее предполагается, что все характерные скорости релаксации и генерации малы по сравнению с  $[(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2]^{1/2}$ . Общий случай требует отдельного рассмотрения.

корреляторов  $\mathcal{M}(\tau = 0)$ . Прямой расчет показывает, что  $\langle \delta S_{z,e}^2 \rangle = f/2$ ,  $\langle \delta S_{z,h}^2 \rangle = n/2$ , а перекрестные одновременные корреляторы равны нулю. Введем вспомогательную матрицу  $\chi(\omega)$  размером  $2 \times 2$ , которая удовлетворяет уравнению

$$(-i\omega + \mathcal{R})\chi = \mathcal{M}(0), \quad (21)$$

тогда спектр мощности спиновых шумов может быть представлен согласно (11) и [9, 70] в виде

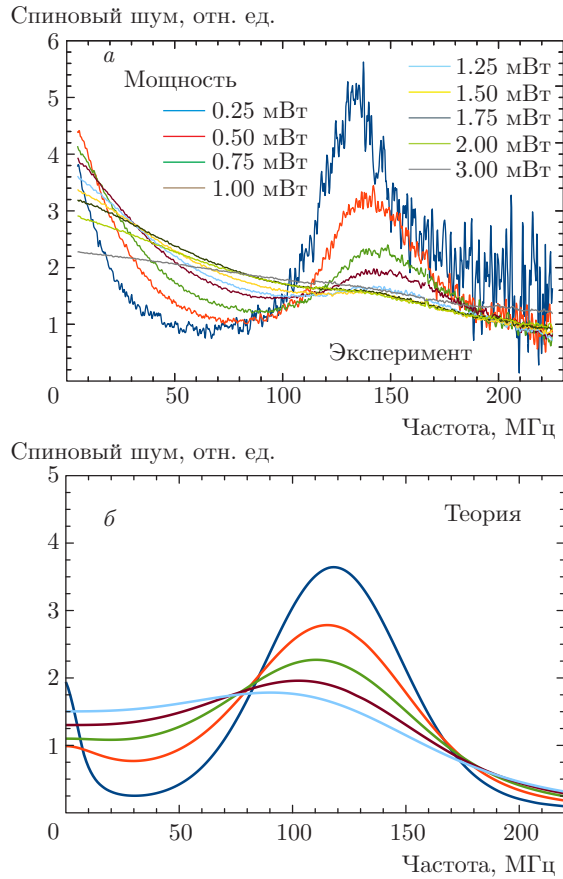
$$\begin{aligned} (\delta S_{z,i} \delta S_{z,j})_\omega &= \\ &= \frac{1}{2} [\chi_{ij}(\omega) + \chi_{ij}^*(-\omega) + \chi_{ji}(-\omega) + \chi_{ji}^*(\omega)]. \end{aligned} \quad (22)$$

В частности, спектр мощности спиновых шумов электрона можно записать как

$$\begin{aligned} (\delta S_{z,e}^2)_\omega &= \\ &= \frac{f}{2} \left[ \tau_e^{-1} + G - i\omega - \frac{G(G + \tau_0^{-1})}{\tau_h^{-1} + \tau_0^{-1} + G - i\omega} \right]^{-1} + \text{с.с.} \end{aligned} \quad (23)$$

Аналогичное выражение можно получить для спектра спиновых флуктуаций триона,  $(\delta S_{z,t}^2)_\omega$ . Отметим, что за счет оптических переходов между электронным и трионным состояниями при  $G \neq 0$  возникают кросс-корреляции спинов электрона и триона, описываемые корреляционной функцией  $\langle \{ \delta S_{z,e}(t + \tau) \delta S_{z,t}(t) \} \rangle$ ; напомним, что фигурные скобки обозначают симметризованное произведение  $\{AB\} = (AB + BA)/2$ .

Характерные спектры спинового шума электрона и кросс-корреляционных флуктуаций спинов электрона и триона представлены на рис. 5в. Видно, что увеличение мощности зондирующего луча приводит к уменьшению амплитуды спиновых флуктуаций электрона за счет заселения трионного состояния и к уширению пика в спектре из-за ускорения спиновой релаксации электронов (при выбранных параметрах  $\tau_e > \tau_h$ ). В типичных условиях, когда время жизни триона  $\tau_0$  значительно короче времен спиновой релаксации электрона и дырки, спектр спиновых флуктуаций трионов имеет более сложную форму и характеризуется компонентами разной ширины ( $\sim \tau_e^{-1}$ ,  $\sim \tau_h^{-1} + \tau_0^{-1}$ ). Вставка на рис. 5в показывает спектр кросс-корреляционных флуктуаций электрона и триона,  $(\{ \delta S_{z,e} \delta S_{z,h} \})_\omega$ . Интересно, что поскольку при  $\tau = 0$  кросс-коррелятор  $\langle \{ \delta S_{z,e}(t + \tau) \delta S_{z,t}(t) \} \rangle$  обращается в нуль, интеграл по частоте  $\int (\{ \delta S_{z,e} \delta S_{z,h} \})_\omega d\omega = 0$ , следовательно, спектр кросс-корреляционных флуктуаций меняет знак при некоторой частоте. Точка смены знака зависит от интенсивности зондирующего луча и времен релаксации в системе.



**Рис. 6.** а) Спектры спиновых шумов квантовой ямы, помещенной в микрорезонатор, измеренные при фиксированном магнитном поле  $B = 29$  мТл и температуре  $T = 3.6$  К и разных мощностях зондирующего луча. Спектры нормированы на мощность зондирующего луча. б) Рассчитанные спектры спиновых шумов электронов в квантовой яме при фиксированном магнитном поле  $B = 24$  мТл и различных скоростях генерации трионов  $G = 0 \dots 5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  (кривые приведены с одинаковым шагом по  $G$ ). Рисунок из работы [23]

Спиновые флуктуации одиночного носителя заряда в квантовой точке экспериментально исследовались в работе [69]. Влияние генерации трионов на спиновые шумы электронов экспериментально и теоретически изучалось в работе [23] для структуры с квантовой ямой, помещенной в микрорезонатор. Микрорезонатор находился в режиме сильной связи, причем в спектре отражения наблюдались как экситонные, так и трионные поляритоны. Результаты измерения спектра спиновых флуктуаций резидентных электронов, приведенные на рис. 6а, демонстрируют сильное влияние поглощения зондирующего луча на спиновый шум электронов. В

частности, с ростом мощности зондирующего луча при фиксированном поперечном магнитном поле наблюдается как уширение спектра флуктуаций, так и практически полное исчезновение прецессионного пика. Эти экспериментальные данные описываются моделью, разработанной в [23] и учитывающей как нерезонансное возбуждение трионов, так и спиновую прецессию электронного спина во внешнем поле и случайных полях ядерных флуктуаций. Исчезновение прецессионного пика с ростом мощности зондирующего луча связано, главным образом, с наведенной анизотропией спиновой релаксации электрона за счет его «прокачки» через трионное состояние, а также с отсутствием спиновой прецессии электрона в трионе, поскольку поперечное поле практически не приводит к спиновому расщеплению состояний тяжелой дырки [71]. Результаты расчетов, приведенные на рис. 6б, удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Различия в амплитуде пика на нулевой частоте могут быть связаны с пренебрежением вкладом фотовозбужденных экситонов и трионов в наблюдаемый спектр флуктуаций керровского вращения, а также с возможными нелинейными процессами в такой системе [72].

### 3.2. Спиновые флуктуации экситонов при нерезонансной накачке

В нелегированных полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах поглощение света приводит к возбуждению нейтральных экситонов. В отсутствие внешней накачки экситонов нет, таким образом, спиновые флуктуации экситонов возникают только благодаря возбуждению. Теория спинового шума экситонов и экситонных поляритонов развивалась в работах [70, 73, 74].

Спиновые состояния экситона с тяжелой дыркой в структурах с квантовыми ямами на основе полупроводников типа GaAs характеризуются проекцией  $m_z = S_z + J_z$  суммарного спина электрона,  $S_z = \pm 1/2$ , и дырки,  $J_z = \pm 3/2$ , на ось роста структуры  $z$ . Обменное взаимодействие между электроном и дыркой расщепляет четверку экситонных состояний на два дублета с  $m_z = \pm 1$  (радиационный, оптически активный или «светлый» дублет) и  $m_z = \pm 2$  («темный» дублет) [48]. Поперечное магнитное поле  $\mathbf{B} \perp z$  смешивает «светлые» и «темные» экситонные состояния. Спиновая динамика экситонов определяется, главным образом, конкуренцией зеемановского эффекта внешнего поля и обменного взаимодействия между электроном и дыркой [75]. Роль такой конкуренции в спиновых флуктуациях

экситонов была теоретически исследована в работе [70].

Согласно [70], если обменное расщепление между оптически активным и неактивным дублетами  $\delta_0$  достаточно велико по сравнению с темпами затухания экситонов и их спинов, выраженными в единицах энергии, то в спектре спиновых флуктуаций экситонов в малых и умеренных магнитных полях  $B \lesssim |\delta_0/(g\mu_B)|$  (напомним, что  $g$  — электронный  $g$ -фактор, дырочный эффект Зеемана в поперечном поле пренебрежимо мал [71]) присутствует один пик, центрированный на нулевой частоте и отвечающий скоррелированным флуктуациям спинов электрона и дырки. С увеличением магнитного поля этот пик уменьшается и уширяется. В больших магнитных полях  $B \gtrsim |\delta_0/(g\mu_B)|$  в спектре флуктуаций появляется пик на комбинационной частоте [70]

$$\Omega' = \frac{\sqrt{(g\mu_B B)^2 + \delta_0^2}}{\hbar}, \quad (24)$$

соответствующий прецессии электрона в эффективном поле, равном сумме внешнего и обменного полей. Ширина пиков в спектре спиновых флуктуаций определяется временами жизни светлых и темных экситонных состояний, темпом спиновой релаксации носителей заряда и темпом генерации экситонов.

В противоположном предельном случае, когда обменное взаимодействие малое по сравнению с уширениями спиновых уровней экситона, оно практически не оказывает влияния на спиновые флуктуации. Как показывают расчеты, выполненные в работе [70], спектр спиновых шумов экситона в такой ситуации будет состоять из двух пиков, соответствующих независимым флуктуациям спинов электрона и дырки. Чувствительность спектров спиновых флуктуаций экситонов к заселенностям светлых и темных состояний открывает возможность изучения спиновой динамики темных экситонов методом спектроскопии спиновых шумов.

### 3.3. Спиновые флуктуации экситонных поляритонов

Экситоны — электрон-дырочные пары — обладают целым спином и могут демонстрировать коллективные эффекты, присущие бозонам [76–78]. Теория спиновых шумов экситонов, предложенная в работе [70], ограничивалась приближением достаточно слабой накачки, когда заселенность экситонного состояния мала по сравнению с единицей. В этом случае эффекты квантовой статистики экситонов несущественны. Качественно иная ситуация может быть

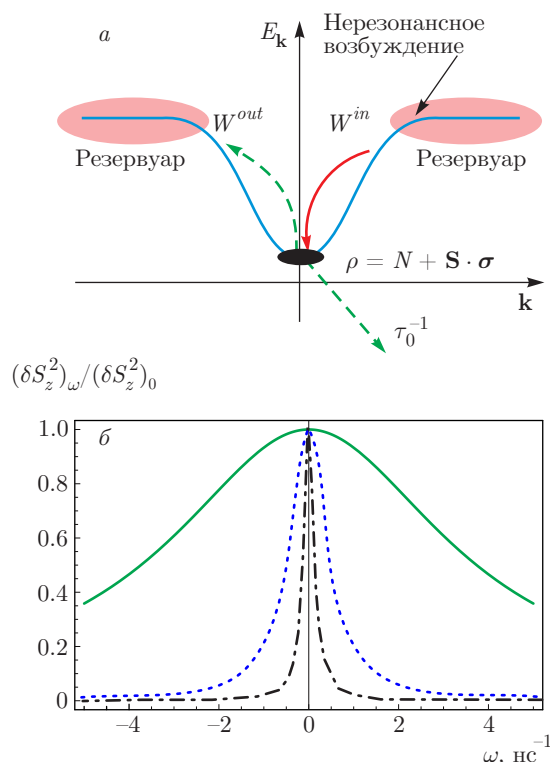


Рис. 7. а) Иллюстративная схема накачки структуры с микрорезонатором. Показаны резервуар частиц, формирующий при нерезонансном возбуждении, а также основное состояние, спиновые флуктуации которого изучаются.  $W^{in}$  и  $W^{out}$  — скорости перехода поляритонов в основное состояние и из него, соответственно,  $\tau_0$  — время жизни поляритонов в основном состоянии. б) Спектры мощности спинового шума, рассчитанные для среднего числа частиц в основном состоянии  $\langle N \rangle = 10$  (сплошная кривая), 100 (пунктирная), 1000 (штрихпунктирная). Параметры расчета  $\tau_0 = 25$  пс,  $W_{out} = 0$ ,  $\tau_s = 10$  нс. Рисунок из работы [73]

реализована в структурах с квантовыми микрорезонаторами в режиме сильного светоэкситонного взаимодействия. В таких системах можно достичь макроскопической заселенности экситон-поляритонных состояний, и эти квазичастицы демонстрируют яркие бозонные эффекты [79, 80]. Шумы в поляритонных системах теоретически исследовались в работах [81, 82].

Влияние макроскопической заселенности на спиновые флуктуации экситонных поляритонов анализировалось теоретически в работе [73]. Была принята простейшая модель, учитывающая формирование резервуара экситонных поляритонов при нерезонансной накачке и релаксацию поляритонов из резервуара в основное состояние за счет взаимодей-

ствия с фононами или экситонными поляритонами в резервуаре (рис. 7а). При рассмотрении экситонных поляритонов достаточно ограничиться лишь спиновым дублетом экситонов с  $m_z = \pm 1$ , так как «темные» экситоны не взаимодействуют со светом и не формируют поляритонов. Поэтому рассмотрение спиновой динамики и флуктуаций экситонных поляритонов вполне аналогично развитому в разд. 2.1 для электронов. Действительно, спиновая матрица плотности поляритонов является матрицей  $2 \times 2$  и может быть параметризована средней по спине заселенностью состояния  $N$  и вектором псевдospина  $\mathbf{S}$ , компоненты которого характеризуют степень циркулярной и линейной поляризации поляритона. Главным результатом работы [73] является вывод о том, что накопление поляритонов в основном состоянии приводит к резкому замедлению их спиновых флуктуаций и, соответственно, к сужению линии в спектре спиновых шумов. Этот результат проиллюстрирован на рис. 7б, где представлены рассчитанные спектры спиновых флуктуаций экситонных поляритонов для разных средних заселенностей основного состояния.

Физическая причина такого замедления временных флуктуаций и сужения спектра шумов заключается в бозе-стимуляции процессов рассеяния частиц. В этом несложно убедиться, проанализировав интеграл столкновений поляритонов с фононами, описывающий процессы их прихода из резервуара в основное состояние и их ухода из основного состояния в резервуар. Интеграл столкновений, описывающий скорость изменения числа заполнения основного состояния, имеет вид [73]

$$Q_n\{N\} = N/\tau_0 + W^{out}N - W^{in}(1 + N), \quad (25)$$

где  $\tau_0$  — время жизни поляритонов в основном состоянии, обусловленное прозрачностью зеркал микрорезонатора,  $W^{in}$  и  $W^{out}$  — скорости перехода поляритонов в основное состояние из резервуара и из основного состояния в резервуар соответственно. Для стационарного состояния, характеризуемого средней заселенностью  $\langle N \rangle$ , интеграл столкновений обращается в нуль, откуда

$$\langle N \rangle = \frac{W^{in}\tau_0}{1 + (W^{out} - W^{in})\tau_0}.$$

Релаксация малых флуктуаций числа заполнения  $\delta N = N - \langle N \rangle$  и спина  $\delta \mathbf{S}$  также описывается интегралом столкновений (25) и характеризуется корреляционным временем  $\tau_c$ :

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{\tau_0^{-1} + W^{out}}{1 + \langle N \rangle}, \quad (26)$$

которое тем длиннее, чем больше заселенность основного состояния. Фактически, флуктуации поддерживаются стимулированным приходом поляритонов из резервуара в основное состояние.

В работе [73] исследовался также вопрос о среднеквадратичной амплитуде флуктуаций спина экситонных поляритонов. Особая сложность этой задачи заключается в необходимости определения полной функции распределения системы бозонов. В частности, статистика основного состояния  $P(N)$  — вероятность найти  $N$  частиц в этом состоянии — существенным образом зависит от механизмов накачки системы и взаимодействий экситонных поляритонов друг с другом [80]. Таким образом, средний квадрат флуктуации числа частиц или спина в заданном состоянии для бозонов не может быть, вообще говоря, выражен только через заселенность этого состояния (ср. с (8)), а определяется еще одним параметром системы — когерентностью второго порядка  $g^{(2)}$  [73]:

$$\langle \delta N^2 \rangle = \langle N \rangle [1 + (g^{(2)} - 1) \langle N \rangle], \quad (27)$$

$$\langle \delta S_z^2 \rangle = \langle \delta N^2 \rangle / 2.$$

Отметим, что выражение для среднего квадрата спиновой флуктуации (второе равенство в (27)) верно в отсутствие спиновой поляризации и взаимодействия поляритонов. В работе [73] было показано, что из-за взаимодействия между частицами спектр спиновых шумов поляритонов также может существенным образом зависеть от статистики частиц. Отметим, что взаимодействие между частицами приводит к необычным эффектам в пространственно-временных корреляциях экситонных поляритонов и может обеспечить распространение спиновых волн в такой системе [74].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Спектроскопия спиновых шумов активно развивается и постепенно занимает важное место в арсенале экспериментальных методов исследования спиновой динамики носителей заряда и их комплексов в полупроводниках. К настоящему времени уже имеется ряд убедительных экспериментальных фактов и детальных теоретических моделей спиновых флуктуаций в неравновесных условиях. Тем не менее, на наш взгляд, исследования в данной области еще далеки от завершения. В

частности, вопрос об источнике одновременных спиновых корреляций электронов, вызванных межчастичным взаимодействием, требует дальнейшего исследования. Интересной представляется также задача о пространственно-временных спиновых флуктуациях в неравновесных электронных и экситонных системах (равновесный случай рассмотрен в работах [74, 83]). Несомненную актуальность представляют задачи о спиновых флуктуациях одиночных электронов и экситонов в структурах с сильным светоэкситонным взаимодействием — микрорезонаторах с квантовыми точками в режиме сильной связи. Безусловно, подробные экспериментальные исследования спиновых флуктуаций электронов в присутствии сильных статических и переменных электромагнитных полей позволят подтвердить развитые модели неравновесного электронного спинового шума и поставят новые вопросы, требующие теоретического анализа.

Автор благодарен Л. Е. Голубу, В. С. Запасскому, Е. Л. Ивченко и Д. С. Смирнову за полезные обсуждения. Работа частично поддержана грантом Российского научного фонда 14-12-01067, грантом Президента РФ МД-5726.2015.2 и фондом Династия.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Binder and S. Koch, *Progr. Quant. Electr.* **19**, 307 (1995).
2. F. Rossi and T. Kuhn, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 895 (2002).
3. A. Polkovnikov, K. Sengupta, A. Silva, and M. Vengalattore, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 863 (2011).
4. E. Schöll, *Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors: Self-Organization Induced by Generation and Recombination Processes*, Springer Series in Synergetics, Springer Berlin, Heidelberg (2012).
5. Л. В. Келдыш, *ЖЭТФ* **47**, 1515 (1964).
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ч. 1, Наука, Москва (1976).
7. M. Lax, *Rev. Mod. Phys.* **32**, 25 (1960).
8. S. Gantsevich, V. Gurevich, and R. Katilius, *La Rivista del Nuovo Cimento* (1978–1999) **2**, 1 (1979).
9. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
10. Y. Blanter and M. Büttiker, *Phys. Rep.* **336**, 1 (2000).
11. О. В. Константинов, В. И. Перель, *ЖЭТФ* **39**, 197 (1960).
12. С. В. Ганцевич, В. Л. Гуревич, Р. Катилос, *ЖЭТФ* **57**, 503 (1969).
13. С. В. Ганцевич, В. Л. Гуревич, Р. Катилос, *ЖЭТФ* **59**, 533 (1970).
14. А. Г. Аронов, Е. Л. Ивченко, *ФТТ* **13**, 2550 (1971).
15. В. Д. Каган, *ФТТ* **17**, 1969 (1975).
16. S. M. Kogan, *Phys. Rev. A* **44**, 8072 (1991).
17. B. L. Altshuler, L. S. Levitov, and A. Y. Yakovets, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 821 (1994).
18. M. I. Muradov, *Phys. Rev. B* **58**, 12883 (1998).
19. Е. Б. Александров, В. С. Запасский, *ЖЭТФ* **81**, 132 (1981).
20. S. A. Crooker, D. G. Rickel, A. V. Balatsky, and D. L. Smith, *Nature* **431**, 49 (2004).
21. M. Oestreich, M. Römer, R. J. Haug, and D. Hägele, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 216603 (2005).
22. Y. Li, N. Sinitsyn, D. L. Smith, D. Reuter, A. D. Wieck, D. R. Yakovlev, M. Bayer, and S. A. Crooker, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 186603 (2012).
23. S. V. Poltavtsev, I. I. Ryzhov, M. M. Glazov, G. G. Kozlov, V. S. Zapasskii, A. V. Kavokin, P. G. Lagoudakis, D. S. Smirnov, and E. L. Ivchenko, *Phys. Rev. B* **89**, 081304 (2014).
24. V. S. Zapasskii, *Adv. Opt. Photon.* **5**, 131 (2013).
25. J. Hübner, F. Berski, R. Dahbashi, and M. Oestreich, *Phys. Stat. Sol. (b)* **251**, 1824 (2014).
26. P. Glasenapp, N. A. Sinitsyn, L. Yang, D. G. Rickel, D. Roy, A. Greilich, M. Bayer, and S. A. Crooker, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 156601 (2014).
27. P. Glasenapp, A. Greilich, I. I. Ryzhov, V. S. Zapasskii, D. R. Yakovlev, G. G. Kozlov, and M. Bayer, *Phys. Rev. B* **88**, 165314 (2013).
28. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, *ФТТ* **13**, 3581 (1972).
29. М. М. Глазов, Е. Л. Ивченко, *ЖЭТФ* **126**, 1465 (2004).
30. Ш. М. Коган, А. Я. Шульман, *ЖЭТФ* **56**, 862 (1969).
31. М. М. Glazov and V. S. Zapasskii, *Opt. Express* **23**, 11713 (2015).

32. V. Bareikis, R. Katilius, J. Pozhela, S. V. Gantsevich, and V. L. Gurevich, in *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons*, ed. by B. P. Zakharchenya and C. V. Shank, Modern Problems in Condensed Matter Sciences, pp. 327–396, Amsterdam, Elsevier (1992).
33. W.-K. Tse, A. Saxena, D. L. Smith, and N. A. Sinitsyn, Phys. Rev. Lett. **113**, 046602 (2014).
34. Б. П. Захарченя, Ф. Майер, *Оптическая ориентация*, Наука, Ленинград (1989).
35. Е. Л. Ивченко, ФТП **7**, 1489 (1973).
36. А. Абрагам, *Ядерный магнетизм*, Изд-во иностр. лит., Москва (1963).
37. D. S. Smirnov, Phys. Rev. B **91**, 205301 (2015).
38. М. М. Глазов and Е. Л. Ivchenko, Phys. Rev. B **86**, 115308 (2012).
39. M. Braun and J. König, Phys. Rev. B **75**, 085310 (2007).
40. I. I. Ryzhov, S. V. Poltavtsev, K. V. Kavokin, M. M. Glazov, G. G. Kozlov, M. Vladimirova, D. Scalbert, S. Cronenberger, A. V. Kavokin, A. Lemaître, J. Bloch, and V. S. Zapasskii, Appl. Phys. Lett. **106**, 242405 (2015).
41. I. I. Ryzhov, G. G. Kozlov, D. S. Smirnov, M. M. Glazov, Y. P. Efimov, S. A. Eliseev, V. A. Lovtcius, V. V. Petrov, K. V. Kavokin, A. V. Kavokin, and V. S. Zapasskii, arXiv:1508.04968.
42. C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-photon Interactions. Basic Processes and Applications*, Wiley (2004).
43. F. Berski, J. Hübner, M. Oestreich, A. Ludwig, A. D. Wieck, and M. Glazov, arXiv:1506.05370.
44. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, Москва (1984).
45. M. I. Dyakonov ed., *Spin Physics in Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2008).
46. Y. Bunchkov and E. Rashba, J. Phys. C: Sol. St. **17**, 6039 (1984).
47. М. И. Дьяконов, В. Ю. Качоровский, ФТП **20**, 178 (1986).
48. E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, Alpha Sci., Harrow, UK (2005).
49. В. Калевич, В. Коренев, Письма в ЖЭТФ **52**, 859 (1990).
50. Z. Wilamowski, H. Malissa, F. Schäffler, and W. Jantsch, Phys. Rev. Lett. **98**, 187203 (2007).
51. F. Li, Y. V. Pershin, V. A. Slipko, and N. A. Sinitsyn, Phys. Rev. Lett. **111**, 067201 (2013).
52. А. Г. Аронов, Ю. Б. Лянда-Геллер, Письма в ЖЭТФ **50**, 398 (1989).
53. V. Edelstein, Sol. St. Commun. **73**, 233 (1990).
54. Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Phys. Rev. Lett. **93**, 176601 (2004).
55. A. Y. Silov, P. A. Blajnov, J. H. Wolter, R. Hey, K. H. Ploog, and N. S. Averkiev, Appl. Phys. Lett. **85**, 5929 (2004).
56. S. Ganichev, S. Danilov, P. Schneider, V. Bel'kov, L. Golub, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, J. Magn. Magn. Mater. **300**, 127 (2006).
57. L. E. Golub and E. L. Ivchenko, Phys. Rev. B **84**, 115303 (2011).
58. A. Andronov, in *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons*, ed. by B. P. Zakharchenya and C. V. Shank, Modern Problems in Condensed Matter Sciences, pp. 169–214, Elsevier, Amsterdam (1992).
59. L. E. Golub and E. L. Ivchenko, New J. Phys. **15**, 125003 (2013).
60. L. E. Golub and E. L. Ivchenko, in *Advances in Semiconductor Research: Physics of Nanosystems, Spintronics and Technological Applications*, ed. by D. P. Adorno and S. Pokutnyi, Nova Sci. Publ. (2014), pp. 93–104.
61. D. S. Smirnov and L. E. Golub, Phys. Rev. B **92**, 035437 (2015).
62. M. Kälin, M. Fedin, I. Gromov, and A. Schweiger, in *Novel NMR and EPR Techniques*, ed. by J. Dolinsek, M. Vilfan, and S. Zumer, Lect. Notes Phys., Springer, Berlin, Heidelberg (2006), Vol. 684, pp. 143–183.
63. Z. Yue and M. E. Raikh, Phys. Rev. B **91**, 155301 (2015).
64. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
65. Э. И. Рашба, ФТТ **2**, 1224 (1960).
66. М. М. Глазов, ФТТ **54**, 3 (2012).
67. C. Arnold, J. Demory, V. Loo, A. Lemaître, I. Sagnes, M. Glazov, O. Krebs, P. Voisin, P. Senellart, and L. Lanco, Nat. Commun. **6**, 6236 (2015).
68. D. S. Smirnov, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, and L. Lanco, Phys. Rev. B **92**, 115305 (2015).

69. R. Dahbashi, J. Hübner, F. Berski, K. Pierz, and M. Oestreich, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 156601 (2014).
70. D. S. Smirnov and M. M. Glazov, *Phys. Rev. B* **90**, 085303 (2014).
71. X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune, M. Paillard, P. Renucci, L. E. Golub, V. D. Dymnikov, and E. L. Ivchenko, *Phys. Rev. B* **60**, 5811 (1999).
72. I. I. Ryzhov, S. V. Poltavtsev, G. G. Kozlov, A. V. Kavokin, P. V. Lagoudakis, and V. S. Zapasskii, *J. Appl. Phys.* **117**, 224305 (2015).
73. M. M. Glazov, M. A. Semina, E. Y. Sherman, and A. V. Kavokin, *Phys. Rev. B* **88**, 041309 (2013).
74. M. M. Glazov and A. V. Kavokin, *Phys. Rev. B* **91**, 161307 (2015).
75. M. Dyakonov, X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune, D. Robart, M. Brousseau, and J. Barrau, *Phys. Rev. B* **56**, 10412 (1997).
76. С. А. Москаленко, *ФТТ* **4**, 276 (1962).
77. В. А. Гергель, Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, *ЖЭТФ* **53**, 544 (1968).
78. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, *ЖЭТФ* **54**, 978 (1968).
79. A. Kavokin, J. Baumberg, G. Malpuech, and F. Laussy, *Microcavities*, Oxford Univ. Press, Oxford (2011).
80. V. Timofeev and D. Sanvitto (eds.), *Exciton Polaritons in Microcavities*, Springer (2012).
81. Л. В. Келдыш, С. Г. Тиходеев, *ЖЭТФ* **91**, 78 (1986).
82. Н. А. Гиппиус, Л. В. Келдыш, С. Г. Тиходеев, *ЖЭТФ* **91**, 2263 (1986).
83. A. V. Poshakinskiy and S. A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **92**, 045308 (2015).