

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Магнетоэлектричество

*Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 20 января 2009 г.*

А.А. Горбацевич, О.Е. Омельяновский, В.И. Цебро; А.К. Звездин, А.П. Пятаков;
А.А. Мухин, В.Ю. Иванов, В.Д. Травкин, А.С. Прохоров, А.А. Волков,
А.В. Пименов, А.М. Шуваев, А. Лойдл; В.М. Мухортов, Ю.И. Головко, Ю.И. Юзюк

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200908g.0887

20 января 2009 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук "Магнетоэлектричество". На сессии были заслушаны доклады:

1. **Горбацевич А.А.** (Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, С.-Петербург), **О. Е. Омельяновский, Цебро В.И.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН). *Тороидное упорядочение в кристаллах иnanoструктурах*.

2. **Звездин А.К.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва), **Пятаков А.П.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва; Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва). *Неоднородное магнетоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты*.

3. **Мухин А.А., Иванов В. Ю., Травкин В.Д., Прохоров А.С., Волков А.А.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва), **Пименов А.В., Шуваев А.М.** (Wuerzburg University, Germany), **Лойдл А.** (Augsburg University, Germany). *Терагерцевая спектроскопия и магнетоэлектрические свойства мультиферроиков на основе мanganитов*.

4. **Мухортов В.М., Головко Ю.И.** (Южный научный центр РАН, Ростов-на-Дону), **Юзюк Ю. И.** (Факультет физики Южного федерального университета, Ростов-на-Дону). *Гетероэпитаксиальные плёнки мультиферроика феррита висмута, допированного неодимом*.

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS number: 77.80.-e
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200908h.0887

**Тороидное упорядочение
в кристаллах и nanoструктурах**

А.А. Горбацевич, О.Е. Омельяновский,
В.И. Цебро

1. Состояния с нарушенной симметрией традиционно находятся в фокусе внимания физики конденсирован-

ного состояния. Физическая природа изменения макроскопической симметрии связана с возникновением того или иного типа упорядочения. Современные технологии nano- и гетероструктур обеспечивают возможность управления не только параметрами энергетического спектра и волновых функций, но и макроскопической симметрией системы. При этом физические проявления нарушения макроскопической симметрии в nanoструктурах могут быть выражены более ярко, чем в объёмных материалах [1, 2]. Формально реакция системы на внешние воздействия определяется набором матричных элементов операторов физических величин, структура которого, в свою очередь, обусловлена макроскопической симметрией системы. Отличие nanoструктур от обычных объёмных материалов с аналогичной симметрией связано с различием характерных пространственных масштабов изменения потенциальной энергии, определяющей симметрию системы. В объёмных материалах — это масштаб межатомных расстояний. В nanoструктурах данный масштаб может быть существенно большим, достигая предельного характерного размера, на котором допустимо оперировать понятием волновой функции носителей заряда — длины когерентности. Соответственно характерный масштаб пространственных изменений волновых функций носителей в nanoструктурах существенно больше, чем в объёмных материалах, и, как следствие, величины матричных элементов, определяющие как равновесные характеристики системы, так и её реакцию на внешние воздействия, нарушающие равновесие, также существенно превышают таковые в объёмных материалах.

В немагнитных материалах пространственная симметрия определяется распределением зарядов. Симметрия магнетиков связана с упорядочением микроскопических магнитных моментов и токов, нарушающим инвариантность относительно обращения времени. Тип упорядочения при этом характеризуется параметром порядка [3], симметрия которого соответствует изменению макроскопической симметрии системы при её переходе в упорядоченное состояние (в общем случае параметр порядка — это тензор, реализующий одно из неприводимых представлений группы симметрии низкотемпературной фазы).

Так, например, в случае группы симметрии, образованной операциями пространственной и временной инверсии, имеющей четыре векторных представления, возможно существование четырёх векторных параметров порядка [4, 5]: полярного, инвариантного относительно обращения времени t вектора электрической поляризации \mathbf{P} , аксиального t -нечётного вектора магнитного момента \mathbf{M} , полярного t -нечётного вектора торOIDного момента \mathbf{T} , симметрия которого совпадает также с симметрией электрического тока \mathbf{j} и вектора-потенциала \mathbf{A} , и аксиального t -чётного вектора \mathbf{G} , характеризующего упорядочение спиновых токов в системе. Электрическая поляризация \mathbf{P} и намагниченность \mathbf{M} играют роль параметров порядка соответственно в сегнетоэлектриках и ферромагнетиках.

В упорядоченном состоянии, характеризуемом вектором \mathbf{T} , имеет место нарушение как пространственной, так и временной симметрии. Такая ситуация возможна в мультиферроиках — веществах, в которых сосуществуют сегнетоэлектрическое и магнитное упорядочения [6–10]. В мультиферроиках электрические воздействия могут существенно изменять магнитные свойства системы, а магнитное поле — электрические свойства, что определяет значительный интерес к подобным материалам с точки зрения практических приложений. Однако нарушение как временной, так и пространственной симметрии может быть связано не только с наличием магнитных моментов и электрической поляризации, но и со существованием отличной от нуля спонтанной плотности электрического тока в системах с торOIDным упорядочением [11].

По-видимому, впервые объект с симметрией торOIDного момента (рис. 1) был введён Зельдовичем [12] при обсуждении явления несохранения чётности. Несохранение чётности допускает существование псевдоскаляра a , меняющего знак при инверсии координат. Следовательно, частица, обладающая спином \mathbf{S} , также может быть охарактеризована и вектором \mathbf{T} , связанным со спином \mathbf{S} соотношением

$$\mathbf{T} = a\mathbf{S}.$$

Позднее t -нечётный полярный вектор в кристаллах появился в работах Ашера в связи с обсуждением возможности существования спонтанных токов [13] и кинето-магнитных и кинето-электрических эффектов [14], где был определён 31 магнитный класс, допускающий существование такого вектора. Принципиально, однако, что сам по себе электрический ток \mathbf{j} нельзя рассматривать в качестве параметра порядка, так как это запрещено требованием калибровочной инвариант-

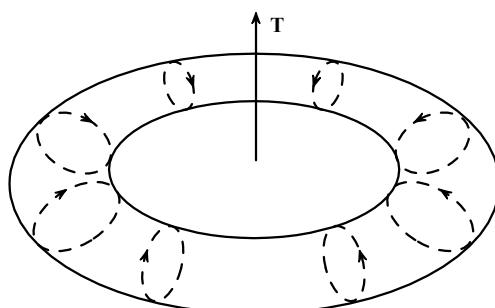


Рис. 1. Геометрический образ торOIDного момента.

ности энергии системы [15, 16]. Действительно, если в качестве параметра порядка выбран ток \mathbf{j} , то разложение Ландау для свободной энергии в магнитном поле H ($\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$)

$$F = aj^2 + bj^4 + \dots - \frac{1}{c} \mathbf{j} \cdot \mathbf{A}$$

очевидным образом является неинвариантным относительно калибровочного преобразования $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla \chi$, где $\chi(\mathbf{r}, t)$ — произвольная функция.

В классическом электромагнетизме торOIDные моменты возникают как третье независимое, наряду с электрическими и магнитными моментами, семейство электромагнитных мультиполей [17, 18]. При этом торOIDный дипольный момент возникает в том же порядке мультипольного разложения, что и электрический и магнитный квадруполи [17–20]. Связь плотности тока с плотностью торOIDного дипольного момента имеет вид

$$\mathbf{j} = c \text{rot} \text{rot} \mathbf{T}, \quad (1)$$

а суммарный торOIDный момент элемента объёма выражается через плотность тока следующим образом:

$$\mathbf{T}_\Sigma = \frac{1}{10c} \int [\mathbf{r}(\mathbf{rj}) - 2r^2 \mathbf{j}] d^3r. \quad (2)$$

Роль сопряжённого поля (источника) для параметра порядка в разложении плотности свободной энергии по степеням плотности торOIDного момента играет полный ток $\mathbf{J} = (c/4\pi) \text{rot} \mathbf{B}$. При этом, поскольку симметрия торOIDного момента совпадает также с симметрией вектора Пойнтинга, его источником может служить и векторное произведение $[\mathbf{EH}]$. Таким образом, разложение плотности свободной энергии в ряд по степеням торOIDного параметра во внешних полях имеет вид

$$F = \alpha T^2 + \beta T^4 + \dots - \gamma \mathbf{T} \cdot [\mathbf{EH}] - \mathbf{T} \cdot \text{rot} \mathbf{B}, \quad (3)$$

где, как обычно, $\alpha \propto (\theta - \theta_c)$, θ_c — температура перехода, α, β, γ — параметры материала. Представление о торOIDном моменте как о параметре порядка было введено в работах [5, 11] (см. также [2, 21, 22]), а в работах [23, 24] было предложено называть вещества с отличной от нуля плотностью торOIDного момента тороиками.

ТорOIDный момент может быть связан как с орбитальными токами, так и с локализованными моментами, в том числе чисто спиновой природы. Подставив в (2) выражение для плотности тока через намагниченность

$$\mathbf{j} = c \text{rot} \mathbf{M},$$

получим

$$\mathbf{T}_\Sigma = \frac{1}{2} \int (\mathbf{r} \times \mathbf{M}) d^3r,$$

что для дискретных моментов переходит в соотношение

$$\mathbf{T}_\Sigma = \frac{1}{2} \sum_i \mathbf{r}_i \times \mathbf{M}_i. \quad (4)$$

Простейшие конфигурации магнитных моментов, обладающие ненулевым торOIDным моментом, пред-

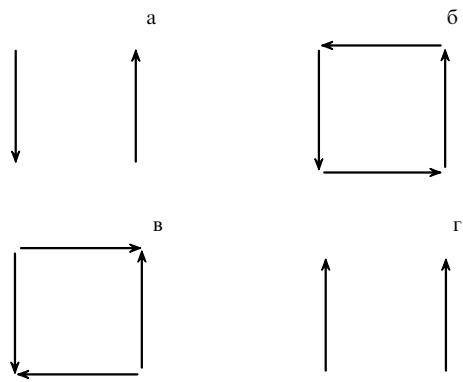


Рис. 2. Простейшие конфигурации магнитных моментов: (а, б) тороидный момент отличен от нуля, (в, г) тороидный момент равен нулю (см. пояснение в тексте).

ставлены на рис. 2а, б. При этом конфигурация рис. 2а обладает также и квадрупольным моментом, а конфигурация рис. 2в имеет квадрупольный момент, но не имеет тороидного. Заметим, что, как следует из (4), определение тороидного момента является однозначным и не зависит от выбора начала координат при условии равенства суммарного магнитного момента нулю. Однако даже при неравном нулю магнитном моменте, например в мультиферроиках, понятие тороидного момента как параметра порядка сохраняет смысл [20, 25]. Появление тороидного момента в точке фазового перехода при этом можно зарегистрировать, вычисляя по формуле (4) приращение тороидного момента, связанное с приращением магнитных моментов. Действительно, для тороидного момента системы из двух магнитных моментов $M_{1,2}$ (рис. 2г), ориентированных вдоль оси y и расположенных на оси x в точках $x_{1,2}$ ($x_2 = x_1 + d$), имеем

$$T_\Sigma = x_1 M_1 + x_2 M_2 = x_1(M_1 + M_2) + dM_2, \quad (5)$$

т.е. тороидный момент очевидным образом зависит от абсолютного значения x_1 , связанного с выбором начала координат. При $M_1 = M_2 = M_0$ симметрия системы не допускает существования тороидного момента. В этом можно непосредственно убедиться, выбрав начало системы координат посередине между моментами ($x_1 = -d/2$, $T_\Sigma = 0$). Переход в тороидное состояние имеет место при изменении величин магнитных моментов, соответствующих конфигурации на рис. 2г: $\delta M_{1,2} = \mp \delta M$. Вычисленное из формулы (5) изменение тороидного момента уже не зависит от выбора начала координат и совпадает с полным тороидным моментом, вычисленным по формуле (5) при "правильном" выборе начала координат посередине между моментами. В эксперименте возникновение тороидного момента можно зарегистрировать по появлению антисимметричной компоненты магнитоэлектрического тензора $\alpha_{ik} - \alpha_{ki}$. Именно так появление тороидного момента было зарегистрировано при переходе в спин-флоп-фазу в сильном магнитном поле в Cr_2O_3 [26], а также в ферромагнитном соединении $\text{Ga}_{2-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ [27]. Тороидное упорядочение обнаружено также в целом ряде других соединений (см. [25]), а недавно оптическим методом генерации второй гармоники в соединении LiCoPO_4 были идентифицированы тороидные домены [28].

Термодинамические свойства материалов с тороидным моментом определяются разложением (3) и не зависят от природы тороидного момента (спиновой или орбитальной), за исключением величины коэффициента γ , характеризующего магнитоэлектрический эффект в выражениях

$$\mathbf{M} = \gamma \mathbf{E} \times \mathbf{T}, \quad \mathbf{P} = \gamma \mathbf{T} \times \mathbf{H}. \quad (6)$$

В спиновых тороиках величина γ определяется спин-орбитальным взаимодействием и в общем случае этот коэффициент мал. В тороиках орбитальной природы этот коэффициент определяется кулоновским взаимодействием и не содержит спин-орбитальной малости, поэтому магнитоэлектрический эффект может быть велик.

Рисунок 3 иллюстрирует физическую картину возникновения магнитоэлектрического эффекта в орбитальном тороике. В отсутствие внешних полей магнитные моменты токовых контуров, расположенных симметрично относительно оси тороида, в точности компенсируют друг друга и полный магнитный момент равен нулю. Заряд, создающий электрические токи, также равномерно распределён по поверхности тороида, и электрическая поляризация отсутствует. Внешнее магнитное поле ориентирует локальные токовые контуры, формирующие тороидный момент. Наличие макроскопической тороидной симметрии на микроскопическом уровне означает существование определённой жёсткости конструкции локальных токов, ограничивающей их возможные деформации. Как видно из рис. 3, токовые контуры нанизаны на тор и изменение их ориентации неизбежно связано с перераспределением контуров по тору, сопровождающимся перераспределением заряда и возникновением электрической поляризации. С другой стороны, электрическое поле, перемещая заряды, перемещает одновременно токовые контуры по поверхности тороида, что приводит к нарушению взаимной компенсации магнитных моментов элементарных токовых контуров и появлению суммарного магнитного момента тороида.

Согласно (6) тороидный момент дуален антисимметричной компоненте магнитоэлектрического тензора α_{ik} : $P_i = \alpha_{ik} H_k$, т.е. тороики представляют собой подкласс магнитоэлектриков [4, 7]. В более широком контексте тороики образуют подкласс антиферромагнетиков. Фундаментальное отличие тороиков от других антиферромагнетиков связано с тем, что переход в тороидное состояние сопровождается возникновением особенности

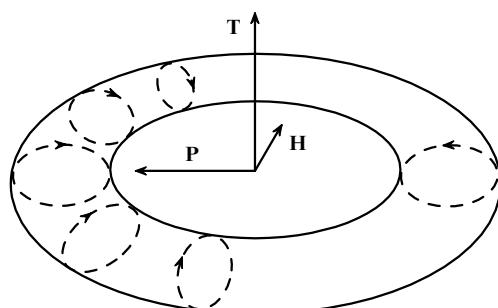


Рис. 3. Иллюстрация возникновения магнитоэлектрического эффекта в орбитальном тороике.

в точке перехода новой функции отклика. Это функция отклика на ток

$$T_{\text{ind}} = \chi_T J, \quad \chi_T \sim \frac{1}{\theta - \theta_c},$$

где θ_c — температура перехода. Данную функцию можно измерить, поместив образец между обкладками конденсатора, через которые пропускается ток смещения

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_D = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}.$$

Наличие "своего" сопряжённого поля, роль которого играет ток, а также особой функции отклика объясняет необходимость использования в качестве параметра порядка именно плотности торOIDного момента в тех антиферромагнетиках, где симметрия допускает его существование.

Особые свойства тороиков орбитальной природы проявляются на микроскопическом уровне. Наличие в системе отличного от нуля материального t -нечётного полярного вектора \mathbf{T} , симметрия которого аналогична симметрии квазимпульса, означает возможность существования в выражении для энергии линейного по квазимпульсу инварианта:

$$\Delta E(\mathbf{k}) \propto \mathbf{T} \mathbf{k}. \quad (7)$$

Таким образом, спектр элементарных возбуждений в орбитальном тороике асимметричен по квазимпульсу [2, 16]. В меру величины спин-орбитального взаимодействия асимметрия спектра должна присутствовать также и в спиновых тороиках, но асимметрия в этом случае мала. Заметим, что орбитальное антиферромагнитное упорядочение возникает также в моделях сильно взаимодействующих частиц [29], где оно известно как "фазы с потоком" ("flux phase").

Качественные оценки, выполненные в работе [11], показывают, что орбитальные тороики могут обладать сильным диамагнетизмом в несверхпроводящем состоянии (сверхдиамагнетизмом). Намагниченность материала M , связанную с существованием контура площадью S с током J , можно представить как $M = aJS$, где a — некоторая постоянная. Парамагнитная составляющая отклика на внешнее поле δM_S при этом связана с изменением площади проекции контура, перпендикулярной направлению магнитного поля (т.е. с ориентацией контура), $\delta M_S = aJ\delta S$. Диамагнитная составляющая отклика определяется изменением тока в контуре, $\delta M_J = aS\delta J$. В случае, когда параметр порядка A — это намагниченность и плотность тока $\mathbf{j} = c \operatorname{rot} \mathbf{M}$, для полного тока можно записать $J \sim A/\rho$, где ρ — характерный размер проекции контура ($S \sim \rho^2$). Следовательно, $\delta M_J \sim -aA\delta\rho$, а $\delta M_S \sim 2aA\delta\rho$, и суммарное изменение намагниченности $\delta M = \delta M_S + \delta M_J \sim aA\delta\rho$ оказывается того же знака, что и δM_S , т.е. реакция контура с током носит парамагнитный характер.

Если роль параметра порядка играет плотность торOIDного момента, то ток, определяемый выражением (1), $J \sim A/\rho^2$, и диамагнитная и парамагнитная составляющие отклика в точности компенсируют друг друга. Однако в случае пространственно неоднородной системы есть основания ожидать суммарной диамагнит-

ной реакции, поскольку неоднородность может препятствовать изменению ориентации контура с током, подавляя тем самым парамагнитную составляющую отклика.

Микроскопическая теория сверхдиамагнетизма [16] в пространственно неоднородных тороиках основана на аналогии торOIDного параметра порядка и вектора-потенциала. Существенное отличие торOIDного параметра порядка от обычного вектора-потенциала связано с тем, что однородный вектор-потенциал не имеет физического смысла и может быть устранён однородным сдвигом в импульсном пространстве (калибровочным преобразованием). Тогда как асимметрия спектра по квазимпульсу в орбитальных тороиках неустранима никаким преобразованием, и она может приводить к наблюдаемым физическим эффектам.

В тороике с пространственно неоднородным орбитальным параметром порядка можно ввести эффективное псевдомагнитное поле $\mathbf{B}_{\text{eff}} = 4\pi \operatorname{rot} \mathbf{T}$. ТорOIDный параметр порядка при этом выступает в роли эффективного вектора-потенциала. Псевдомагнитное поле оказывает на носителях заряда действие, аналогичное действию обычного магнитного поля. Величина псевдомагнитного поля, которая определяется природой торOIDного упорядочения, может быть очень велика в тороиках орбитальной природы. Соответственно восприимчивость системы по отношению к истинному полю B определяется дифференциальной восприимчивостью в полном поле $B_{\text{tot}} = B_{\text{eff}} + B$:

$$\chi = - \left. \frac{\partial^2 F(B_{\text{tot}})}{\partial B^2} \right|_{B=0}.$$

Как хорошо известно [30], дифференциальная восприимчивость в сильных магнитных полях может быть отрицательной и большой по абсолютной величине, что проявляется, в частности, в существовании диамагнитных доменов [30, 31]. В случае пространственно неоднородного тороика дифференциальная восприимчивость в сильном псевдомагнитном поле есть не что иное, как отклик системы на слабое внешнее магнитное поле, и, следовательно, этот отклик может быть сильно диамагнитным.

Псевдомагнитные поля возникают также при описании в приближении среднего поля многочастичных эффектов в моделях квантового эффекта Холла [32, 33], сверхтекущего $\text{He}^3\text{-A}$ [34], а также в моделях высокотемпературной сверхпроводимости с нарушением t -инвариантности [35, 36]. Недавно на основе аналогии плотности торOIDного момента с вектором-потенциалом было показано [37], что в области доменной границы мультиферроика возникает псевдомагнитное поле, создающее силу, аналогичную силе Лоренца, но действующую на свет, что объясняет механизм оптического магнитоэлектрического эффекта [38].

Асимметрия спектра по квазимпульсу означает, что групповые скорости носителей $V(k) = (1/\hbar) dE(k)/dk$ с равными по величине и противоположными по направлению квазимпульсами уже не компенсируют друг друга, как в обычных материалах. При этом полный макроскопический ток в равновесии обращается в нуль при интегрировании по заполненным состояниям с равновесной функцией распределения $f_0(k) \equiv f_0(E(k))$, поскольку подынтегральное выражение сводится к пол-

ной производной:

$$\mathbf{j} = -2e \int \mathbf{V}(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} = \frac{2e}{\hbar} \int \frac{dE(\mathbf{k})}{d\mathbf{k}} f_0(E(\mathbf{k})) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} = \\ = \int \frac{d}{d\mathbf{k}} (\dots) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \equiv 0. \quad (8)$$

Однако в неравновесных условиях в том случае, когда неравновесная функция распределения не сводится к функции, зависящей только от энергии, $f(\mathbf{k}) \neq f(E(\mathbf{k}))$ (т.е., в частности, не имеет квазифермиевского вида), подынтегральное выражение в (8) уже не сводится к полной производной и в системе возникает макроскопический ток

$$\mathbf{j} = \eta \mathbf{T}, \quad (9)$$

где η — диссипативная константа. Ток (9) — это ток, протекающий в неравновесной системе в отсутствие градиента электрохимического потенциала. Появление такого тока известно как аномальный фотогальванический эффект (АФГЭ) [39, 40]. Ранее были описаны АФГЭ в системах без центра инверсии, связанные с асимметрией рассеяния носителей при внутризонных столкновениях и/или межзонных переходах [39–42]. Скорость носителей при этом — нечётная функция квазимпульса, и макроскопический ток АФГЭ возникает за счёт антисимметричной добавки к функции распределения во втором порядке по переменному полю. Для описания такой добавки к функции распределения при решении кинетического уравнения (или уравнения для матрицы плотности) необходимо выйти за рамки борновского приближения [39].

В объёмных материалах состояния с нетривиальной симметрией реализуются, как правило, в результате сложных межчастичных корреляций и требуют наложения достаточно жёстких условий на параметры межчастичного взаимодействия. Вnanoструктурах состояния с заданной пространственной симметрией может быть сформировано с помощью традиционных методов инженерии волновых функций, а нарушение инвариантности относительно обращения времени может быть имитировано воздействием внешнего магнитного поля. Так, в работе [43] показано, что асимметричный по импульсу спектр, характерный для систем с тороидным типом упорядочения, формируется в асимметричных nanoструктурах (туннельно связанных асимметричных квантовых ямах) в параллельном слоям магнитном поле \mathbf{H} . Наличие в такой системе материального вектора \mathbf{T} с симметрией тороидного момента, определяющего асимметрию спектра по квазимпульсу, непосредственно следует из симметрийных соображений:

$$\mathbf{T} \propto \mathbf{I} \times \mathbf{H}, \quad (10)$$

где \mathbf{I} — полярный вектор, направленный вдоль оси роста квантовых ям.

Что касается электрической поляризации

$$\mathbf{P} \propto \mathbf{T} \times \mathbf{H} \quad (11)$$

в магнитоэлектрическом (МЭ) эффекте, то из (10) и (11) следует, что должно существовать два типа нелинейных по магнитному полю МЭ-эффектов — так называемые продольный и поперечный МЭ-эффекты. При продольном по отношению к оси роста (вектору асимметрии \mathbf{I})

6*

эффекте электрическая поляризация изменяется в слабых полях квадратично по полю:

$$P_x = \alpha_{\parallel} H_z^2, \quad (12)$$

где $\mathbf{I} \parallel x$, α_{\parallel} — зависящий от степени неравновесности коэффициент пропорциональности. Заметим, что в силу симметрии системы и наличия в ней полярной оси \mathbf{I} даже в отсутствие внешних полей имеется некоторая поляризация $\mathbf{P}_0 \propto \mathbf{I}$. Продольный магнитоэлектрический эффект представляет собой добавку к \mathbf{P}_0 , связанную с деформацией волновых функций носителей заряда в магнитном поле.

Более интересным представляется поперечный магнитоэлектрический эффект. При поперечном МЭ-эффекте плоскость гетероструктуры наклонена относительно направления магнитного поля так, что одна компонента магнитного поля H_z (формирующая тороидный момент) направлена вдоль плоскости квантовых ям, а другая, H_x (вызывающая перераспределение токовых орбит в тороидной конфигурации), — вдоль вектора асимметрии гетероструктуры \mathbf{I} . В этом случае возникает электрическая поляризация в латеральном направлении гетероструктуры вдоль плоскости квантовых ям:

$$P_z = \alpha_{\perp} H_z H_x \propto H^2 \sin \varphi \cos \varphi \quad (13)$$

(φ — угол наклона плоскости гетероструктуры относительно направления магнитного поля, α_{\perp} — соответствующий коэффициент пропорциональности), которая имеет место уже в масштабе латеральных размеров гетероструктуры, что на практике соответствует размерам порядка нескольких миллиметров (но может соответствовать и существенно большим размерам). Вследствие этого поперечный МЭ-эффект в отличие от продольного легко наблюдать и при приготовлении образцов не требуется применения литографии для создания потенциальных контактов — достаточно иметь два разнесённых на плоскости вплавленных металлических контакта произвольного размера и формы.

В случае, когда нарушение симметрии относительно обращения времени вызвано внешним магнитным полем, представляется интерес изучение неравновесных свойств, для наблюдения которых принципиально наличие асимметрии спектра элементарных возбуждений.

2. Фотогальванический эффект (ФГЭ) и магнитоэлектрический эффект измерялись нами как на нелегированных асимметричных гетероструктурах, в которых равновесные носители заряда отсутствуют, так и на легированных структурах с конечной плотностью равновесных носителей. Причём и в том и в другом случае всегда использовалось фотовозбуждение неравновесных носителей из валентной зоны посредством воздействия на гетероструктуру светом с энергией кванта, большей ширины запрещённой зоны (переходы зона — зона). В случае ФГЭ величина спонтанного тока согласно (9) определяется степенью неравновесности всей электронной системы и в легированных структурах со значительной плотностью равновесных носителей оказывается существенно меньшей (как показал эксперимент, на много порядков величины), чем в нелегированных.

Что касается МЭ-эффекта, то его возникновение изначально никак не обусловлено неравновесностью

носителей заряда и является следствием, как было сказано выше, перераспределения формирующих торOIDНЫЙ момент токовых траекторий орбитального движения носителей заряда, одновременно с которым перераспределяется и сам заряд в поперечном или продольном по отношению к вектору асимметрии направлении. Однако и в этом случае, как отмечалось в [43], величина электрической поляризации в МЭ-эффекте очень чувствительна к степени неравновесности системы, поскольку выражение для электрического дипольного момента в первом приближении содержит полную производную энергии по квазимпульсу и при суммировании по заполненным состояниям с равновесной функцией распределения обращается в нуль. Согласно [43] при включении диссипации, например в результате оптического возбуждения, следует ожидать резкого увеличения электрической поляризации. Что касается равновесной поляризации, то в пределе сильного магнитного поля она должна возникать только в высших по удерживающему потенциалу порядках величины [43].

Следует, однако, отметить, что наблюдать равновесную поляризацию в системе со свободными равновесными носителями, т.е. в металлической системе, какой является легированная гетероструктура, невозможно вследствие того, что в равновесных условиях электрическое поле внутри металлической системы должно быть равно нулю. В нашем случае это означает, что перераспределение носителей заряда, обусловленное причинами, вызывающими магнитоэлектрический эффект, полностью компенсируется свободными носителями так, чтобы установилось равномерное распределение заряда по всему объёму. Таким образом, получается, что и для легированных (металлических) асимметричных гетероструктур наблюдение магнитоэлектрического эффекта возможно только в неравновесных условиях, т.е. в нашем случае — при оптическом возбуждении носителей заряда.

Образцы исследованных асимметричных гетероструктур, схема измерений и геометрия опытов по фотогальваническому и магнитоэлектрическому эффектам. Эксперименты по наблюдению ФГЭ и МЭ-эффекта проводились на асимметричных относительно оси роста гетероструктурах систем GaAs/AlGaAs и AlGaAs/InGaAs/GaAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Исследовались образцы:

а) асимметричных нелегированных структур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,1 - 0,25$) с тремя квантовыми ямами, разделёнными тонкими прозрачными барьерными слоями, в результате чего формировалась единая двумерная электронная система шириной порядка 250–350 Å с несколькими уровнями размерного квантования. Послойное устройство одной из таких гетероструктур (S1) приведено в табл. 1, а энергетический профиль, уровни размерного квантования и соответствующие волновые функции электронов представлены на рис. 4а;

б) асимметричных нелегированных структур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,1 - 0,25$) с тремя квантовыми ямами, разделёнными толстыми непроницаемыми для электронов барьерами, так что три двумерных электронных слоя существуют независимо друг от друга (см. данные для структуры S1a в табл. 1 и на рис. 4б);

в) асимметричной легированной гетероструктуры (S512), представляющей собой одиночную квантовую

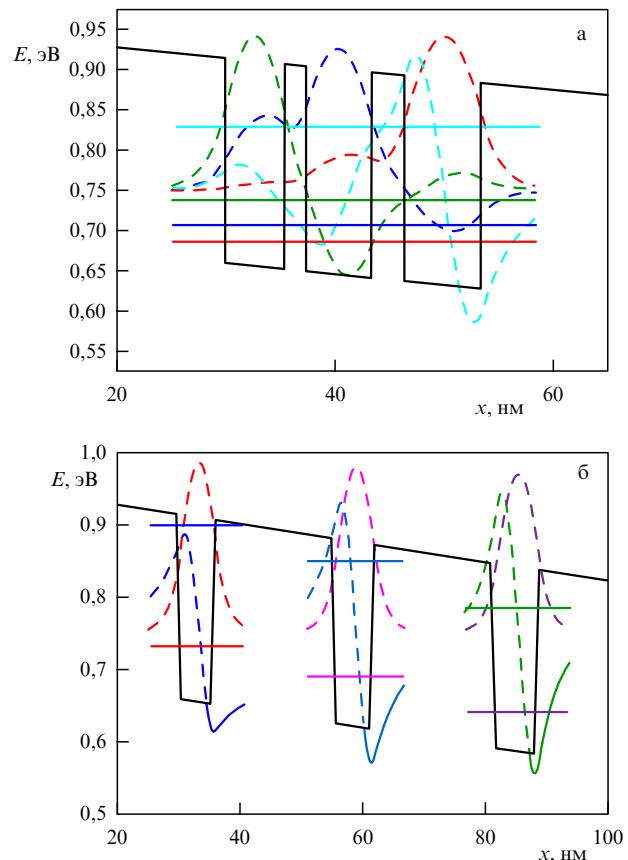


Рис. 4. Энергетические профили двух асимметричных нелегированных трёхъёмных гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,25$) с туннельно связанными (а) — структура S1 — и разделёнными (б) — структура S1a — квантовыми ямами. Показаны уровни размерного квантования и соответствующие им волновые функции электронов.

Таблица 1. Послойное устройство двух асимметричных нелегированных трёхъёмных гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,25$) с туннельно связанными (S1) и разделёнными (S1a) квантовыми ямами

Состав слоя	Толщина слоя, Å		Примечание
	S1	S1a	
GaAs	100	100	Защитный слой
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	200	200	
GaAs	54	54	Квантовая яма
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	20	200	Барьер
GaAs	60	60	Квантовая яма
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	30	200	Барьер
GaAs	70	70	Квантовая яма
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	200	200	
GaAs	5000	5000	Буфер

яму $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0,2$) шириной 135 Å между сильно различающимися по высоте барьерами $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0,28$) и GaAs. Послойное устройство гетероструктуры приведено в табл. 2, а энергетический профиль показан на рис. 5. В данной квантовой яме ниже уровня Ферми имеется один уровень размерного квантования. За счёт легирования кремнием лежащей за спейсером области внешнего барьера в системе имеются равновесные носители заряда, двумерная плотность которых при комнатной температуре составляет $1,2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ($0,78 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $T = 4,2 \text{ K}$).

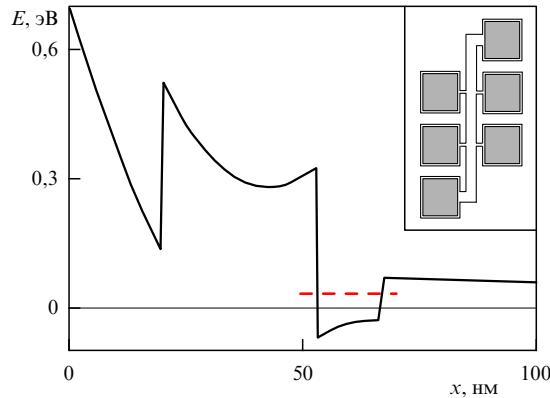


Рис. 5. Энергетический профиль асимметричной легированной гетероструктуры S512 системы $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с одним уровнем размерного квантования (штриховой отрезок). На вставке показана планарная форма приготовленных с помощью литографии образцов гетероструктуры с контактными металлизированными площадками (см. пояснение в тексте).

Таблица 2. Устройство асимметричной легированной гетероструктуры (S512), представляющей собой одиночную квантовую яму между сильно различающимися по высоте барьераами (см. рис. 5)

Состав слоя	Толщина слоя, Å	x	Концентрация Si	Примечание
GaAs	200			
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	300	0,28	$3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$	Защитный слой
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	30	0,28	$7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$	Легированная область
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	135	0,2		Спейсер
GaAs	4300			Квантовая яма
				Буфер

Образцы нелегированных гетероструктур S1 и S1a прямоугольной формы (размером примерно 8×2 мм) имели по два потенциальных вплавленных металлических (индиевых) контакта, симметрично расположенных напротив друг друга на расстоянии нескольких миллиметров (рис. 6в и г). Образцы легированной структуры S512, приготовленные с помощью литографии, имели форму так называемого паучка (см. вставку на рис. 5), приспособленную для измерений транспортных свойств, и в плане представляли собой узкую полоску шириной 57 мкм, к которой ещё более узкими (10 мкм) перемычками подсоединялись металлизированные области потенциальных контактов. Перемычки располагались на расстоянии 0,27 мм друг от друга. Полная длина образца вместе с контактными площадками равнялась 1,1 мм.

Измерения ФГЭ и МЭ-эффекта проводились в специальной вставке с оптическим вводом, помещаемой вертикально в дюоар-вставку промежуточных температур сверхпроводящего соленоида. Световое излучение от галогенной лампы или голубого светодиода подводилось к образцу по гибкому световоду. Мощность подводимого излучения составляла в максимуме величину порядка 5 мВт, при этом плотность мощности излучения на освещаемой поверхности образца составляла примерно $0,35 \text{ мВт } \text{мм}^{-2}$. Контакты и прилегающие к ним участки образца закрывались специальным защитным экраном. При измерениях ФГЭ и продольного МЭ-эффекта плоскости слоёв образцов гетероструктур ориентировались вдоль магнитного поля, при

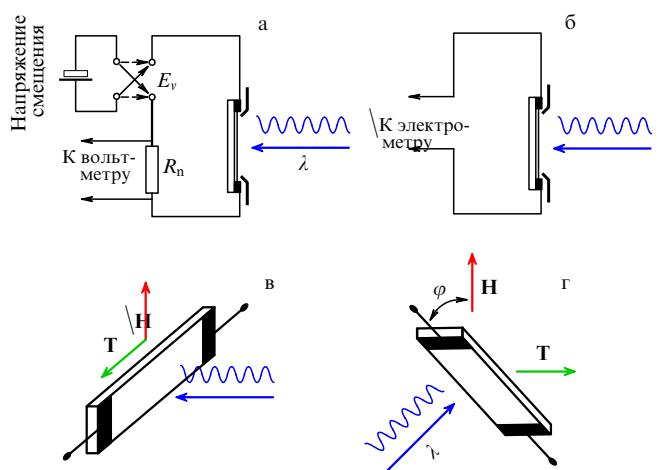


Рис. 6. Геометрия опытов и схема измерений ФГЭ и продольного МЭ-эффекта (а, в), а также поперечного МЭ-эффекта (б, г). Показаны взаимные ориентации направлений магнитного поля и торOIDного момента относительно плоскости гетероструктуры.

этом линия потенциальных контактов являлась перпендикулярной направлению поля (рис. 6в). При измерениях поперечного МЭ-эффекта линия потенциальных контактов образцов ориентировалась под углом к направлению магнитного поля так, чтобы линия контактов, вектор асимметрии структуры и вектор магнитного поля находились в одной плоскости (рис. 6г).

Электрическая схема измерений ФГЭ и МЭ-эффекта была предельно простой. Электрическая поляризация в магнитоэлектрическом эффекте измерялась на потенциальных контактах вольтметром с очень высоким входным сопротивлением или электрометром (рис. 6б). Что касается ФГЭ, то первоначально ток ФГЭ измерялся в простой последовательной замкнутой цепи из образца и эталонного измерительного сопротивления (рис. 6а) [44]. При этом определяемый по падению напряжения на измерительном сопротивлении ток является током короткого замыкания, так как сопротивление исследуемых образцов даже при максимальном освещении намного больше измерительного сопротивления. В измерительную цепь можно было при необходимости включать дополнительный источник напряжения. В таком режиме, например, исследовалось магнетосопротивление асимметричной гетероструктуры в случае фотоиндцируемых носителей тока [45] и измерялись вольт-амперные характеристики образцов [44]. Отметим, что вплавление металлического (в нашем случае — индиевого) контакта на некоторую глубину сопровождается возникновением вблизи квантовой ямы потенциального барьера, в результате чего под контактом и в непосредственной близости от него возникает обеднённая носителями область. Эта обеднённая приконтактная область обладает очень большим сопротивлением, особенно при низких температурах. Кроме того, при низких температурах вольт-амперная характеристика системы контакт/гетероструктура/контакт из-за нелинейных свойств приконтактных областей становится сильно нелинейной, что значительно искажает измеряемые полевые зависимости $J_{\text{PGE}}(H)$ [44]. Поэтому в дальнейшем ФГЭ, так же как и МЭ-эффект, практически всегда измерялся нами в разомкнутой цепи по разности потенциалов U_{PGE} на контактах к гетероструктуре с помощью

электрометра или вольтметра с очень высоким входным сопротивлением. При этом полностью исключалось влияние приконтактных областей, а при необходимости фотогальванический ток J_{PGE} определялся из измеряемой разности потенциалов U_{PGE} и известной величины электросопротивления гетероструктуры при заданном уровне светового возбуждения носителей.

Фотогальванический эффект в сильном магнитном поле. Первым экспериментальным свидетельством достаточно сильного ФГЭ в асимметричных гетероструктурах в соответствии с теоретическими предсказаниями [43] следует считать работу [46]. В этой работе было зафиксировано смещение вольт-амперных характеристик трёхъямной асимметричной гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,25$) в зависимости от направления постоянного магнитного поля напряжённостью 5 кЭ на некоторую меняющуюся с температурой величину V_{PGE} ($\sim 0,25$ В при $T \approx 300$ К), названную авторами э.д.с. фотогальванического эффекта. Понятно, что представляло интерес исследовать ФГЭ подробно в широком интервале магнитных полей и температур на гетероструктурах с различным асимметричным профилем, что и было проделано нами в дальнейшем, начиная с работы [44].

На рисунке 7 приведены полученные нами результаты измерений полевых зависимостей $U_{\text{PGE}}(H)$ на различных образцах нелегированных трёхъямных гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,25$) в магнитных полях величиной до 140 кЭ при разных температурах и интенсивностях подсветки галогенной лампой. Из данных, представленных на рис. 7а и 7б для гетероструктуры S1, видно, что во всех случаях зависимости $U_{\text{PGE}}(H)$ представляют собой нечётные по H функции, линейные в малых полях и немонотонные, с хорошо выраженным экстремумами, в больших. Обращают на себя внимание высокие значения U_{PGE} , достигающие в максимуме (при $H \approx 20$ кЭ), в зависимости от температуры и условий освещения, 2–8 В на 1 см длины освещаемого участка гетероструктуры. Для комнатной температуры, например, с учётом измеренного электросопротивления (≈ 150 МОм) это соответствует фотогальваническому току $J_{\text{PGE}}^{\max} \approx 10$ нА, что совпадает с данными, полученными в режиме коротко-замкнутой цепи [44].

Линейное возрастание U_{PGE} при малых H является прямым следствием соотношений (9) и (10), т.е. того факта, что величина торOIDного момента линейна по H в малых магнитных полях. С увеличением магнитного поля U_{PGE} проходит через максимум и далее заметно уменьшается. Из общих соображений понятно, что по мере того, как с возрастанием H магнитная длина $L_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$ становится меньше размера трёхъямной квантовой ямы гетероструктуры вдоль вектора асимметрии, начинает сказываться магнитная локализация, в результате которой форма потенциала, удерживающего носители, в существенно меньшей степени оказывается на их поведении. Таким образом, величина вектора асимметрии в формуле (10) в области больших полей с увеличением поля уменьшается, а вместе с ней уменьшается и торOIDный момент. Результаты численных расчётов, выполненных для трёхъямной гетероструктуры S1 в работе [45], показывают, что с увеличением H электроны практически полностью уходят из двух узких квантовых ям и локализуются в самой

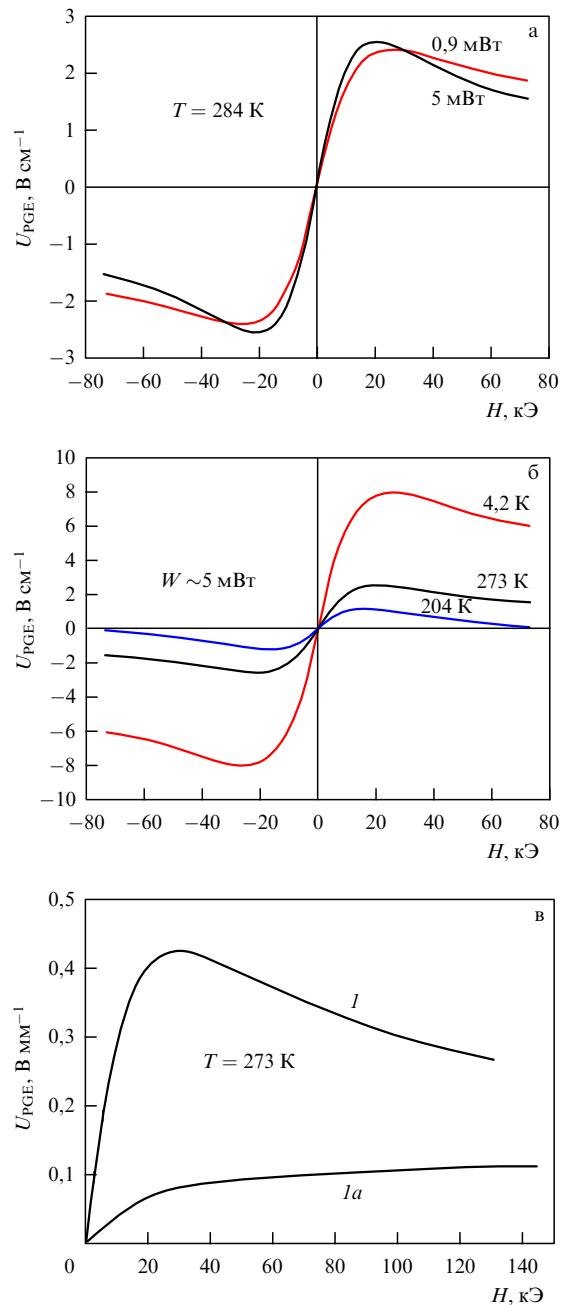


Рис. 7. Полевые зависимости фотогальванического эффекта $U_{\text{PGE}}(H)$ на образцах асимметричных трёхъямных нелегированных гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,25$): (а) для структуры S1 при комнатной температуре и мощностях подсветки $W = 5$ и 0,9 мВт; (б) для структуры S1 при $W = 5$ мВт и $T = 273$, 204 и 4,2 К; (в) для гетероструктур с различной туннельной связностью — кривые I и Ia относятся к образцам структур S1 и S1a (см. табл. 1). Значения U_{PGE} приведены в вольтах на единицу длины освещаемого участка гетероструктуры.

широкой яме. Это приводит не только к сильному уменьшению величины торOIDного момента, но и самым существенным образом оказывается на величине магнетосопротивления при движении photoиндцируемых носителей в латеральной плоскости гетероструктуры ($\Delta R(H)/R(0) = 1,85$ в поле 75 кЭ) [45], что, в свою очередь, приводит к более сильной полевой зависимости фотогальванического тока $J_{\text{PGE}}(H)$, по сравнению с зависимостью $U_{\text{PGE}}(H)$ [44].

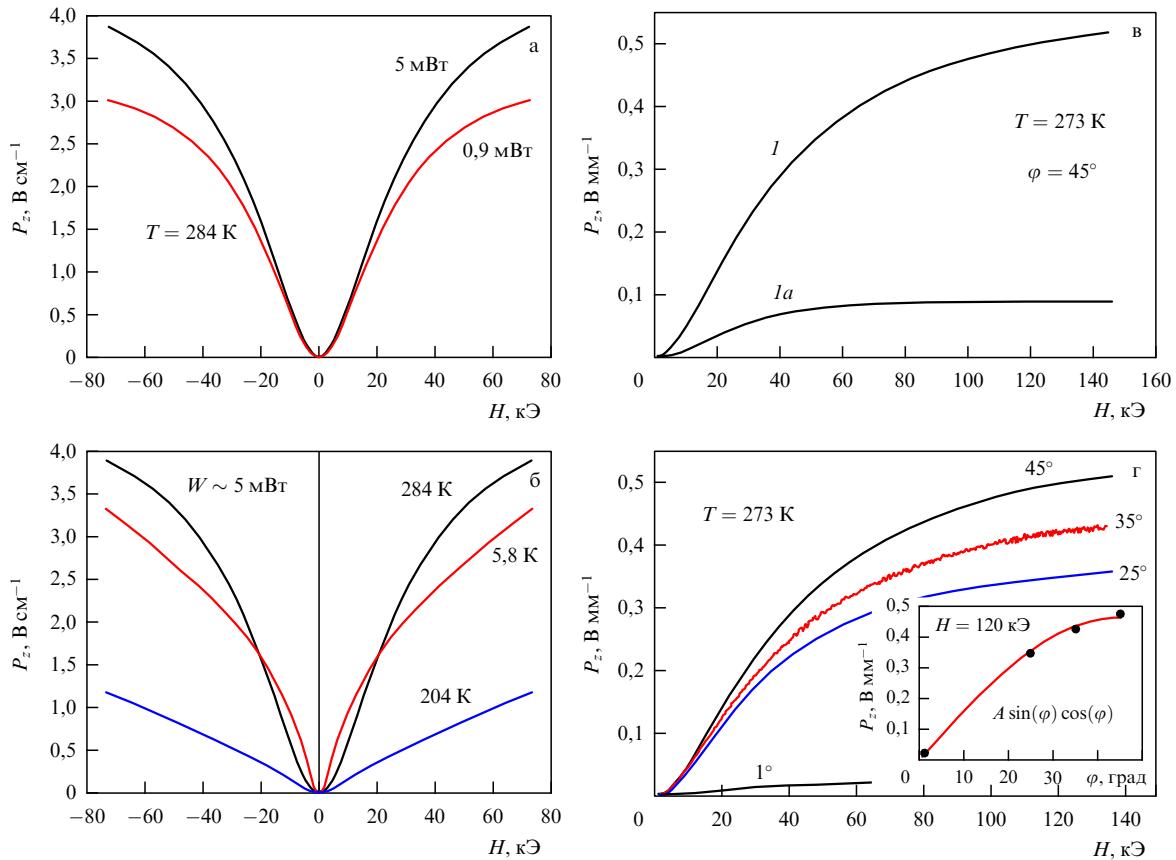


Рис. 8. Полевые зависимости электрической поляризации $P_z(H)$ в поперечном магнитоэлектрическом эффекте на образцах асимметричных трёхъярусных нелегированных гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,25$): (а) для структуры S1 при комнатной температуре и мощностях подсветки $W = 5$ и $0,9$ мВт; (б) для структуры S1 при $W = 5$ мВт и $T = 273$, 204 и $4,2$ К; (в) для гетероструктур с различной тунNELьной связностью — кривые I и Ia относятся к образцам структур S1 и S1a (см. табл. 1); (г) при разных углах наклона гетероструктуры (S1) к направлению магнитного поля (на вставке приведена угловая зависимость P_z при $H = 120$ кЭ). Значения поляризации приведены в вольтах на единицу длины освещаемого участка гетероструктуры.

Сравнение экспериментальных данных по ФГЭ, полученных на гетероструктурах с туннельно-связанными (S1) и разделёнными (S1a) квантовыми ямами, показывает, что на образцах с разделёнными квантовыми ямами эффект гораздо слабее (ср. кривые I и Ia на рис. 7в), при этом на полевых зависимостях ФГЭ отсутствует максимум. Наблюдаемое сильное уменьшение ФГЭ на структурах с узкими квантовыми ямами, разделёнными непроницаемыми для электронов широкими барьерными слоями, можно объяснить тем, что в этом случае торOIDные состояния носителей образуются независимо друг от друга в каждой квантовой яме, потенциальный энергетический профиль которых и соответствующие волновые функции электронов гораздо менее асимметричны (рис. 4б). Как следствие, интегральная величина торOIDного момента, индуцируемого магнитным полем, в каждой квантовой яме и в совокупности во всей структуре в целом оказывается намного меньше той, которая существовала бы в случае туннельной связности квантовых ям, составляющих структуру. Понятно также, что магнитная локализация в этом случае должна проявиться в очень сильных полях (~ 500 кЭ), чем объясняется отсутствие максимума на полевых зависимостях ФГЭ.

Поперечный магнитоэлектрический эффект на нелегированных гетероструктурах системы $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$. Результаты измерений полевых зависимостей электрической

поляризации в поперечном магнитоэлектрическом эффекте на образцах нелегированных трёхъярусных гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,25$) представлены на рис. 8. Все данные относятся к углу наклона гетероструктуры относительно направления магнитного поля $\varphi = 45^\circ$, при котором, согласно (13), эффект максимален. Видно, что во всех случаях зависимости $P_z(H)$ имеют вид симметричных, чётных по H функций. В области малых полей, там, где торOIDный момент возрастает с увеличением поля линейно, электрическая поляризация квадратична по полю, $P_z \sim H^2$. В отличие от ФГЭ, при котором U_{PGE} с увеличением H проходит через максимум, в поперечном МЭ-эффекте поляризация продолжает в больших полях возрастать с тенденцией к насыщению, что является следствием двух факторов — уменьшения с увеличением поля торOIDного момента, индуцируемого латеральной компонентой поля H_z (см. (11) и (13)), и линейного возрастания нормальной компоненты поля H_x . Сравнение данных по поперечному МЭ-эффекту, измеренному на гетероструктурах с туннельно-связанными и разделёнными квантовыми ямами, даёт ту же картину, что и в случае ФГЭ, — на образцах с разделёнными квантовыми ямами эффект значительно меньше (ср. кривые I и Ia на рис. 8в). Выполненные с целью проверки измерения поперечного МЭ-эффекта при разных углах наклона плоскости гетероструктуры к направлению магнитного поля (рис. 8г) показали, что угловая зависимость

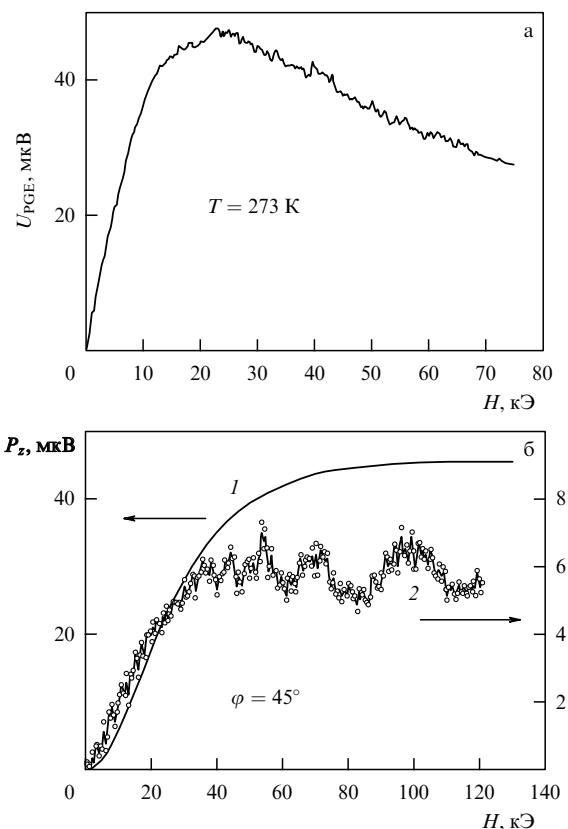


Рис. 9. Полевые зависимости фотогальванического эффекта (а) при $T = 273$ К и электрической поляризации P_z в поперечном магнитоэлектрическом эффекте, (б) при $T = 273$ К (кривая 1) и 4.2 К (кривая 2) на образце асимметричной легированной гетероструктуры S512.

поляризации с хорошей точностью следует выражению (13).

Фотогальванический эффект и поперечный магнитоэлектрический эффект на легированной гетероструктуре системы AlGaAs/InGaAs/GaAs. На рисунке 9а приведены полученные нами результаты измерений полевых зависимостей $U_{PGE}(H)$ при комнатной температуре в магнитных полях величиной до 75 кЭ на образце легированной гетероструктуры S512, а на рис. 9б — результаты измерений зависимостей $P_z(H)$ в поперечном магнитоэлектрическом эффекте (угол наклона гетероструктуры относительно направления магнитного поля $\alpha = 45^\circ$) в магнитных полях величиной до 140 кЭ при комнатной температуре (кривая 1) и температуре жидкого гелия (кривая 2).

Измерения проводились на соседних потенциальных контактах, расположенных на расстоянии 0,27 мм друг от друга. Подсветка осуществлялась галогенной лампой при мощности подводимого к образцу излучения (порядка 5 мВт), при которой плотность мощности на поверхности образца составляет 0,35 мВт мм^{-2} . Из сравнения величин U_{PGE} в максимуме зависимости $U_{PGE}(H)$ и электрической поляризации P_z в области её насыщения в сильных магнитных полях с соответствующими значениями для нелегированной гетероструктуры S1 следует, что при комнатной температуре при равных условиях освещённости значения U_{PGE} и P_z , приведённые на единицу длины освещаемого участка образца, для легированной структуры примерно в 3000 раз меньше.

Магнитоэлектрический эффект в легированной структуре, в отличие от такового в нелегированной структуре, сильно зависит от температуры — при понижении температуры от комнатной до 4,2 К в легированной структуре P_z уменьшается примерно на порядок величины (см. кривую 2 на рис. 9б). При этом, как видно из приведённых данных, в области сильных магнитных полей наблюдаются заметно выраженные осцилляции $P_z(H)$. Период этих осцилляций по обратному магнитному полю совпадает с периодом осцилляций в эффекте Шубникова–де Гааза при измерении полевых зависимостей магнетосопротивления в случае, когда магнитное поле направлено по нормали к поверхности образца.

Оба факта — сильное ослабление магнитоэлектрического эффекта с понижением температуры и наличие при низкой температуре осцилляций на зависимости $P_z(H)$ — иллюстрируют упомянутое выше участие равновесных носителей в компенсации электрической поляризации, образующейся за счёт неравновесной фотовозбуждённой доли носителей заряда. Понятно, что мера такой компенсации должна определяться временем релаксации τ в электронном транспорте и соответственно проводимостью системы ($\tau \ll \tau_r$, где τ_r — время рекомбинации фотовозбуждённых носителей). При уменьшении температуры от комнатной до 4,2 К время релаксации τ существенно увеличивается, что приводит к ещё большей (по сравнению с таковой при комнатной температуре) компенсации наведённого магнитным полем электрического дипольного момента, которая, кроме того, в сильных магнитных полях ($\omega_c\tau \gg 1$, где ω_c — циклотронная частота) начинает осциллировать с магнитным полем.

3. В настоящее время экспериментально обнаружены разнообразные проявления нового типа упорядочения в конденсированных системах — торoidalного упорядочения, предсказанного в начале 1980-х годов. Значительную роль в этом сыграли методы инженерии зонной структуры, которые позволили наблюдать описанные в настоящем сообщении особенности аномального фотогальванического и магнитоэлектрического эффектов в неравновесных условиях в искусственно выращенных гетероструктурах. Большой интерес представляет исследование возможности существования сверхдиамагнитного состояния в пространственно неоднородных тороиках, связанного с представлением о псевдомагнитном поле [16], действующем на носители заряда.

Заметим также, что магнитное поле может нарушать симметрию внутриподзонных переходов и приводить к возникновению АФГЭ, связанного с появлением асимметричной по импульсу добавки к функции распределения, что, по-видимому, наблюдалось в [47]. Существенно, что симметрия эксперимента в этом случае допускает также существование в системе торoidalного момента и связанной с ним асимметрии спектра по квазимпульсу, которая может быть причиной АФГЭ, рассмотренного в настоящем сообщении. Сравнение и выявление различий в экспериментальных проявлениях двух механизмов АФГЭ — обусловленного асимметрией функции распределения по импульсу в симметричном по электрическому полю приближении [40, 47] и обусловленного асимметрией спектра (см. (7)–(9)) — требуют дополнительного исследования.

Список литературы

1. Gorbatsevich A A, Kopaev V V, Kopaev Yu V *Ferroelectrics* **161** 303 (1994)
2. Gorbatsevich A A, Kopaev Yu V *Ferroelectrics* **161** 321 (1994)
3. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика Ч. 1* (М.: Наука, 1976) с. 489 [Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics* (Oxford: Pergamon Press, 1980)]
4. Ascher E, in *Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals* (Eds A J Freeman, H Schmid) (New York: Gordon and Breach Sci. Publ., 1975) p. 69
5. Волков Б А, Горбацевич А А, Копаев Ю В *ЖЭТФ* **86** 1870 (1984) [Volkov B A, Gorbatsevich A A, Kopaev Yu V *Sov. Phys. JETP* **59** 1087 (1984)]
6. Смоленский Г А, Чупис И Е *УФН* **137** 415 (1982) [Smolen-skii G A, Chupis I E *Sov. Phys. Usp.* **24** 475 (1982)]
7. Schmid H *Ferroelectrics* **162** 317 (1994)
8. Kimura T et al. *Nature* **426** 55 (2003)
9. Hur N et al. *Nature* **429** 392 (2004)
10. Eerenstein W, Mathur N D, Scott J F *Nature* **442** 759 (2006)
11. Ginzburg V L, Gorbatsevich A A, Kopaev Yu V, Volkov B A *Solid State Commun.* **50** 339 (1984)
12. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **33** 1531 (1957) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **6** 1184 (1958)]
13. Ascher E *Helv. Phys. Acta* **39** 40 (1966)
14. Ascher E *Int. J. Magn.* **5** 287 (1974)
15. Ландау Л Д (не опубликовано)
16. Горбацевич А А *ЖЭТФ* **95** 1467 (1989) [Gorbatsevich A A *Sov. Phys. JETP* **68** 847 (1989)]
17. Дубовик В М, Чешков А А *ЭЧАЯ* **5** 791 (1974) [Dubovik V M, Cheshkov A A *Sov. J. Part. Nucl.* **5** 318 (1974)]
18. Дубовик В М, Тосунян Л А *ЭЧАЯ* **14** 1193 (1983) [Dubovik V M, Tosunyan L A *Sov. J. Part. Nucl.* **14** 504 (1983)]
19. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория полей* (М.: Наука, 1988) с. 136 [Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1983)]
20. Spaldin N A, Fiebig M, Mostovoy M *J. Phys. Condens. Matter* **20** 434203 (2008)
21. Дубовик В М, Кротов С С, Тугушев В В *Кристаллография* **32** 540 (1987) [Dubovik V M, Krotov S S, Tugushev V V *Sov. Phys. Crystallogr.* **32** 314 (1987)]
22. Dubovik V M, Tugushev V V *Phys. Rep.* **187** 145 (1990)
23. Санников Д Г *Письма в ЖЭТФ* **41** 229 (1985) [Sannikov D G *JETP Lett.* **41** 277 (1985)]
24. Санников Д Г, Желудев И С *ФТТ* **27** 1369 (1985) [Sannikov D G, Zheludev I S *Sov. Phys. Solid State* **27** 826 (1985)]
25. Ederer C, Spaldin N A *Phys. Rev. B* **76** 214404 (2007)
26. Попов Ю Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **69** 302 (1999) [Popov Yu F et al. *JETP Lett.* **69** 330 (1999)]
27. Попов Ю Ф и др. *ЖЭТФ* **114** 263 (1998) [Popov Yu F et al. *JETP* **87** 146 (1998)]
28. Van Aken B V et al. *Nature* **449** 702 (2007)
29. Affleck I, Marston J B *Phys. Rev. B* **37** 3774 (1988)
30. Shoenberg D *Magnetic Oscillations in Metals* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1984) [Шенберг Д *Магнитные осцилляции в металлах* (М.: Мир, 1986)]
31. Приворотский И А *ЖЭТФ* **52** 1755 (1967) [Privorotskii I A *Sov. Phys. JETP* **25** 1167 (1967)]
32. Girvin S M, MacDonald A H *Phys. Rev. Lett.* **58** 1252 (1987)
33. Zhang S C, Hansson T H, Kivelson S *Phys. Rev. Lett.* **62** 82 (1989)
34. Volovik G E *The Universe in a Helium Droplet* (New York: Oxford Univ. Press, 2003)
35. Kalmeyer V, Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **59** 2095 (1987)
36. Halperin B I, March-Russell J, Wilczek F *Phys. Rev. B* **40** 8726 (1989)
37. Sawada K, Nagaosa N *Phys. Rev. Lett.* **95** 237402 (2005)
38. Jung J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 037403 (2004)
39. Белиничев В И, Стурман Б И *УФН* **130** 415 (1980) [Belinicher V I, Sturman B I *Sov. Phys. Usp.* **23** 199 (1980)]
40. Ивченко Е Л, Пикус Г Е, в сб. *Проблемы современной физики: Сборник статей к 100-летию со дня рождения А.Ф. Иоффе* (Отв. ред. А П Александров) (Л.: Наука, 1980) с. 275
41. Ivchenko E L, Pikus G E *Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena* (Springer Series in Solid-State Sciences, Vol. 110) 2nd ed. (Berlin: Springer, 1997)
42. Стурман Б И, Фридкин В М *Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления* (М.: Наука, 1992)
43. Горбацевич А А, Капаев В В, Копаев Ю В *Письма в ЖЭТФ* **57** 565 (1993) [Gorbatsevich A A, Kapaev V V, Kopaev Yu V *JETP Lett.* **57** 580 (1993)]
44. Омельяновский О Е, Цебро В И, Кадушкин В И *Письма в ЖЭТФ* **63** 197 (1996) [Omelyanovskii O E, Tsebro V I, Kadushkin V I *JETP Lett.* **63** 209 (1996)]
45. Tsebro V I et al. *Phys. Low-Dim. Struct.* (1/2) 25 (1997)
46. Алещенко Ю А и др. *Письма в ЖЭТФ* **58** 377 (1993) [Aleshchenko Yu A et al. *JETP Lett.* **58** 384 (1993)]
47. Emelyanov S A, Meltser B Ya, Ivanov S V *Письма в ЖЭТФ* **76** 547 (2002) [*JETP Lett.* **76** 469 (2002)]

PACS numbers: 75.80.+q, 77.80.-e
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200908i.0897

Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты

А.К. Звездин, А.П. Пятаков

1. Введение

В докладе рассмотрен ряд явлений, связанных с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием. Взаимосвязь между пространственной модуляцией параметра порядка и электрической поляризацией, известная как флексоэлектрический эффект в жидких кристаллах, в случае мультиферроиков проявляется в виде модуляции спина, индуцированной электрической поляризацией, и обратного эффекта. С этим флексомагнитоэлектрическим взаимодействием связано также влияние сегнетоэлектрической доменной структуры на антиферромагнитную структуру и магнитоэлектрические свойства микромагнитных структур. Рассмотрено также влияние неоднородного магнитоэлектрического эффекта на динамические свойства мультиферроиков, в частности спектры магнонов.

Последнее десятилетие характеризуется всплеском интереса к средам со взаимосвязанными магнитными и электрическими свойствами* (см. обзоры [1 – 10], а также специальные выпуски журналов, посвящённые этой теме [11]). Интерес к данной области выражается, с одной стороны, в повышенном внимании к фундаментальным аспектам магнитоэлектрических явлений в мультиферроиках — веществах, в которых магнитное и электрическое упорядочения сосуществуют, а с другой — в ожиданиях конкретных практических приложений магнитоэлектриков в спиновой электронике (в частности, как основы магнитной памяти) и сенсорной технике.

Применение мультиферроиков позволит существенно расширить функциональные возможности спинtronики: используя новую степень свободы — электрическую поляризацию, можно получить дополнительный рычаг воздействия на магнитные и магниторезистивные свойства спинtronных элементов [12], а также реализовать логические устройства с четырьмя состояниями [13, 14]. Более того, использование магнитоэлектрических явлений в перспективе может позволить отказаться от записи информации с помощью электрических токов [15 – 18], что очень своевременно, поскольку дальней-

* С середины 1990-х годов число печатных работ по магнитоэлектрическим материалам каждые пять лет возрастало в два-три раза и в последние годы стало составлять около 800 публикаций в год.