

Таким образом, введение добавок Ge в шихту $\text{Sn}_{1-z}\text{Pb}_z\text{Te:In}$ позволяет улучшить распределение примеси In по толщине пленок, приготовленных методом лазерного напыления, и приблизить критическую температуру к ее значению в объемных образцах.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS 93, проект № 1555.

Список литературы

- [1] Бушмарина Г.С., Дробкин И.А., Компаниец В.В., Парфеньев Р.В., Шамшур Д.В., Шахов М.А. ФТТ 28, 4, 1094 (1986).
- [2] Бакулин Е.А., Данилов В.А., Парфеньев Р.В., Светлов Н.В., Шамшур Д.В., Шахов М.А. ФТТ 35, 1, 173 (1993).
- [3] Мусихин С.Ф., Немов С.А., Прошин В.И., Семин И.Е., Шамшур Д.В., Берзин А.В., Имамкулиев С.Д. ФТП 27, 3, 513 (1993).
- [4] Попов Д.И., Мусихин С.Ф., Немов С.А., Парфеньев Р.В., Макарова Т.Л., Светлов В.Н. ФТТ 37, 1, 194 (1995).

УДК 535.592.539.144.4

© Физика твердого тела, том 37, № 11, 1995
Solid State Physics, vol. 37, N 11, 1995

РЕЗОНАНСНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ЯДЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs

В.К.Калевич, Б.П.Захарченя

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 17 июля 1995 г.)

При оптической ориентации электронов в полупроводниках угловой момент за счет сверхтонкого взаимодействия передается в систему спинов ядер решетки. Этот процесс приводит к охлаждению ядерной спиновой системы (ЯСС), что в магнитном поле сопровождается ее поляризацией [1]. При постоянной круговой поляризации возбуждающего света поляризация ядер происходит весьма эффективно. Она наблюдается в широком диапазоне изменения магнитного поля как в объемных кристаллах [1], так и в квантово-размерных пленках [2,3]. Когда возбуждающий свет имеет знакопеременную круговую поляризацию, процесс поляризации ядер существенно подавляется. Связано это с тем, что вследствие больших времен спиновой релаксации ядер их средний спин не успевает следить за быстрым изменением направления поляризации электронов. В этом случае единственной причиной, приводящей к поляризации ЯСС, является ее охлаждение в поле поляризованных электронов (поле Найта), которое осциллирует с частотой модуляции поляризации света. При этом во внешнем магнитном поле, перпендикулярном возбуждающему лучу, поляризация ядер осуществляется в узкой области полей вблизи резонансного значения $H_0 = \omega_0/\gamma$, где ω_0 — частота модуляции поляризации света, γ — гиромагнитное отношение ядер [4,5]. В объемных полупроводниках такой эффект был обнаружен в [4]. Ниже описывается первое наблюдение резонансного охлаждения в квантовых ямах.

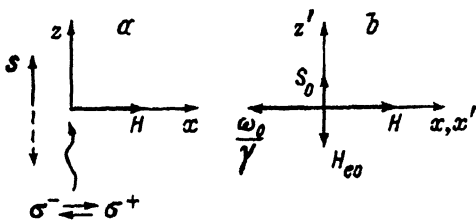


Рис. 1. Схема эксперимента.

a — лабораторная система координат, b — система координат, вращающаяся вокруг оси x с частотой ω_0 в направлении прецессии ядерных спинов. S_0 и H_{e0} — средний спин и поле электронов, неподвижные во вращающейся системе координат (ВСК) и вращающиеся в частоте ω_0 вокруг оси x в лабораторной системе координат. $(H - \omega_0/\gamma)$ — x' -составляющая эффективного магнитного поля в ВСК.

Кратко рассмотрим идею эксперимента. Пусть смена знака круговой поляризации осуществляется на частоте ω_0 и внешнее магнитное поле \mathbf{H} направлено перпендикулярно возбуждающему лучу (рис. 1, a). При этом средний спин оптически ориентированных электронов \mathbf{S} и поле сверхтонкого взаимодействия \mathbf{H}_e ($H_e \propto \mathbf{S}$), которое они создают на ядрах, направлены вдоль оси z и осциллируют во времени: $\mathbf{S} = 2S_0 \cos \omega_0 t$, $\mathbf{H}_e = 2H_{e0} \cos \omega_0 t$. Удобно перейти во вращающуюся (штрихованную) систему координат, где средний спин и поле электронов не зависят явным образом от времени: $\mathbf{S}' = S_0$, $\mathbf{H}' = H_{e0}$ (рис. 1, b). В этом случае можно воспользоваться выражением для ядерной спиновой температуры, полученным в [6] для постоянной во времени поляризации электронов. Во вращающейся системе координат

$$\beta' = \frac{4I(S_0 H_{e0})}{\mu \left[(H - H_0)^2 + H_{e0}^2 + \tilde{H}_L^2 \right]}, \quad (1)$$

где I , μ , \tilde{H}_L — спин, магнитный момент и локальное поле ядер (\tilde{H}_L порядка единиц эрстед). Учтем, что поле Оверхаузера $\mathbf{H}_{Nx'} \propto \langle \mathbf{I}_{x'} \rangle$, средний спин ядер $\langle \mathbf{I}_{x'} \rangle = \mu(I + 1)\beta'(H - H_0)/3\gamma$, $H_{e0} \propto S_0$. Тогда проявляющаяся в эксперименте x -составляющая ядерного поля [4]

$$H_{Nx} = H_{Nx'} \propto \frac{-\gamma}{g_x} \frac{(H - H_0)H_{e0}^2}{(H - H_0)^2 + H_{e0}^2 + \tilde{H}_L^2}, \quad (2)$$

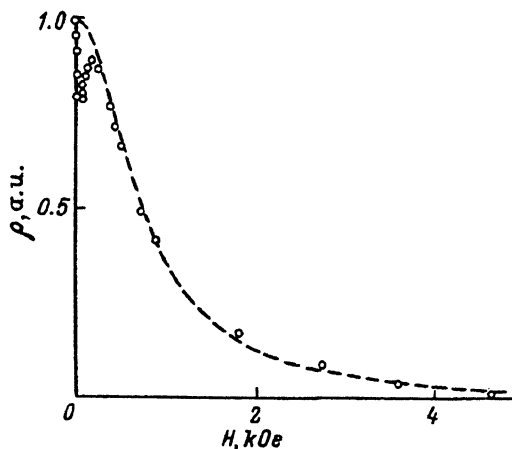
где g_x — x -компонента g -фактора электронов проводимости.

Как видно из (2), вблизи $H = H_0$ зависимость H_{Nx} от H имеет вид кривой дисперсии, а знак H_{Nx} определяется знаком расстройки $(H - H_0)$ и знаком отношения γ/g_x . Складываясь с внешним полем или вычитаясь из него, поле H_{Nx} приводит к изменениям в зависимости $S_z(H)$, и эти изменения имеют форму сигнала дисперсии.

Эксперимент выполнен на изолированной прямоугольной квантовой яме GaAs/Al_{0.28}Ga_{0.72}As шириной $L_z = 45 \text{ \AA}$, выращенной в направлении [001] (ось z) методом МОС-гидридной эпитаксии [7]. Образец возбуждался по нормали к его поверхности (рис. 1, a) светом с энергией квантов 1.833 eV (подбарьерное возбуждение). При температуре образца $T = 2 \text{ K}$ спектр люминесценции исследованной КЯ состоял из двух линий с максимумами на 1.605 и 1.617 eV соответственно. Коротковолновая линия сформирована излучением слабо локализованного экситона, а за образование длинноволновой линии ответствен экситон, локализованный на крупных островках монослойного флуктуационного уширения ямы [7,8].

Рис. 2. Магнитная деполаризация люминесценции структуры GaAs/Al_{0.28}Ga_{0.72}As с квантовой ямой шириной 45 Å в перпендикулярном магнитном поле при переменной с частотой 50 кГц круговой поляризации возбуждающего света.

$T = 2$ К. Штриховая кривая построена по классической формуле эффекта Ханле для электронов $\rho(H)/\rho(0) = 1/(1 + H^2/H_{1/2}^2)$ при $H_{1/2} = 0.78$ кОе.



Оптическая ориентация квазидвумерных электронов осуществлялась циркулярно поляризованным светом, знак поляризации которого изменялся с помощью кварцевого модулятора [9] с частотой 34 или 50 кГц. Измеряемой величиной являлась степень ρ круговой поляризации люминесценции, регистрируемой в геометрии «на отражение» вдоль оси z . В кристаллах GaAs $\rho \propto \mathcal{E}_z$ [1]. Для измерения ρ использовалась схема [10]. Регистрировалось излучение в максимуме коротковолновой полосы, хотя обнаруженный эффект качественно одинаков в обеих линиях люминесценции. Магнитное поле H было направлено в плоскости квантовой ямы вдоль оси кристалла [110].

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости $\rho(H)$, полученные при частоте модуляции равной 50 кГц. Штриховая кривая на этом рисунке построена по формуле Ханле $\rho(H)/\rho(0) = 1/(1 + H^2/H_{1/2}^2)$ при $H_{1/2} = 0.78$ кОе. Из рис. 2 видно, что деполаризация люминесценции поперечным магнитным полем хорошо описывается лоренцевским контуром за исключением области полей, меньших 0.3 кОе, где экспериментальные значения ρ существенно меньше расчетных. Этот участок $\rho(H)$ в увеличенном масштабе приведен на рис. 3, а. Стрелками на нем показаны резонансные значения магнитного поля $H_0 = \omega_0/\gamma$ для различных типов ядер решетки, входящих в состав исследованной структуры.

Как видно из рис. 3, а, экспериментальная зависимость $\rho(H)$ имеет резонансную особенность в области резонансных значений магнитного поля (30–60 Ое) и при удалении от этой области плавно приближается к расчетной кривой, построенной в предположении, что ядерная поляризация отсутствует. Привлекает внимание, что изменение ρ вблизи резонансного значения поля для ядер ^{71}Ga имеет форму сигнала дисперсии. Такой ход экспериментальной зависимости $\rho(H)$ естественно объяснить осуществлением резонансного охлаждения ЯСС. Действительно, согласно (2), вблизи H_0 изменение ядерного поля H_{Nx} имеет дисперсионный характер. При больших расстройках $(H - H_0)$ ядерное поле стремится к нулю, что должно сопровождаться приближением зависимости $\rho(H)$ к чисто электронной кривой Ханле.

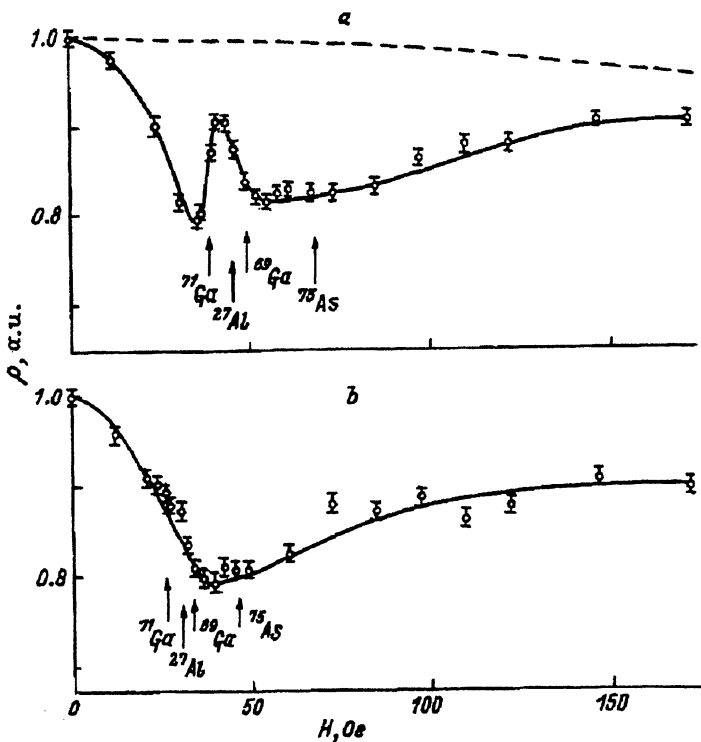


Рис. 3. Начальные участки зависимостей $\rho(H)$, полученные для квантовой ямы GaAs/Al_{0.28}Ga_{0.72}As шириной 45 Å в перпендикулярном магнитном поле при частотах модуляции 50 (а) и 34 кГц (б).

$T = 2$ К. Сплошные кривые проведены для наглядности. Штриховая кривая — начальный участок расчетной кривой Ханле.

На экспериментальной кривой на рис. 3, а резонансные сигналы от других (кроме ^{71}Ga) типов ядер явно не выделены, что вызвано их перекрытием вследствие сравнительно низкой частоты модуляции. Подтверждением этому объяснению может служить практическое отсутствие резонансных сигналов при более низкой частоте модуляции, равной 34 кГц (рис. 3, б).

Из рис. 3, а видно, что ядерное поле H_{Nx} меняет знак с положительного на отрицательный при прохождении резонанса ядер ^{71}Ga из меньших полей в большие. Поскольку для всех типов ядер в исследованной структуре гиромагнитное отношение γ больше нуля, это, согласно (2), означает, что компонента g -фактора электронов проводимости в плоскости ямы имеет положительный знак. Такой вывод совпадает с данными теории [11] и эксперимента [8,12,13] для ям GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 45 Å.

Таким образом, в настоящей работе впервые обнаружено охлаждение ЯСС в полупроводниковых квантовых ямах в условиях высокочастотной модуляции поляризации оптически ориентированных электронов. Продемонстрировано, что анализ формы сигнала оптически индуцируемого ЯМР позволяет определить знак поперечной к оси роста структуры компоненты g -фактора электронов проводимости.

Авторы признательны И.А.Меркулову за полезные обсуждения, В.А.Суховееву за помощь в проведении эксперимента, Б.С.Явичу и О.М.Федоровой за предоставление кристаллов.

Работа частично финансировалась Фондом фундаментальных исследований России (проект № 93-02-2611), Фондом Дж.Сороса (проект NJKK100) и Министерством науки России (программа «Физика твердотельных наноструктур», проект № 1-002).

Список литературы

- [1] Оптическая ориентация / Под ред. Б.П.Захарчени и Ф.Майера. Л. (1989). 408 с. Гл. 2, 5, 9.
- [2] Калевич В.К., Коренев В.Л., Федорова О.М. Письма в ЖЭТФ **52**, 6, 964 (1990).
- [3] Flinn G.P., Harley R.T., Snelling M.J., Tropper A.C., Kerr T.M. J. Lumin. **45**, 218 (1990).
- [4] Калевич В.К., Кульков В.Д., Флейшер В.Г. ФТТ **22**, 4, 1208 (1980); **23**, 5, 1524 (1981).
- [5] Меркулов И.А., Ткачук М.Н. Изв. АН СССР. Сер. физ. **46**, 3, 502 (1982).
- [6] Дьяконов М.И., Перель В.И. ЖЭТФ **68**, 4, 1514 (1975).
- [7] Кузьмин И.А., Машевский А.Г., Строганов Д.Р., Федорова О.М., Явич Б.С. ФТП **23**, 8, 1420 (1989).
- [8] Калевич В.К., Захарченя Б.П., Федорова О.М. ФТТ **37**, 1, 283 (1995).
- [9] Jasperson S.N., Schnatterly S.E. Rev. Sci. Instr. **40**, 6, 761 (1969).
- [10] Кульков В.Д., Калевич В.К. ПТЭ, 5, 196 (1980).
- [11] Ивченко Е.Л., Киселев А.А. ФТП **26**, 8, 1471 (1992).
- [12] Snelling M.J., Flinn G.P., Plaut A.S., Harley R.T., Tropper A.C., Eccleston R., Phillips C.C. Phys. Rev. **B44**, 20, 11345 (1991).
- [13] Hannak R.M., Oestreich M., Heberle A.P., Ruhle W.W., Kohler K. Solid State Commun. **93**, 4, 313 (1995).

УДК 538.22+538.561

© Физика твердого тела, том 37, № 11, 1995
Solid State Physics, vol. 37, N 11, 1995

НЕЛИНЕЙНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО УЛЬТРАЗВУКА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ В ОБЛАСТИ НАСЫЩЕНИЯ

В.Д.Бучельников, Ю.А.Никишин

Челябинский государственный университет,
454136, Челябинск, Россия
(Поступило в Редакцию 17 апреля 1995 г.)

Теоретически исследована нелинейная генерация продольного ультразвука в ферромагнетиках в полях, больших поля насыщения, когда генерация ультразвука за счет магнитоупругого (МУ) механизма на основной частоте неэффективна. Впервые показано, что по сравнению с линейной генерацией нелинейная генерация продольного ультразвука в такой ситуации за счет МУ механизма более эффективна, чем за счет индукционного механизма.

При падении электромагнитной волны на поверхность проводящего ферромагнетика в нем возбуждаются ультразвуковые колебания. Электромагнитно-акустическое преобразование (ЭМАП) на основной частоте происходит в широком интервале температур и внешнего магнитного поля. Особенно велика эффективность ЭМАП в области точ-