

Федеральное агентство по образованию  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, А.А. Ежевский

## ОСНОВЫ СПИНТРОНИКИ

Нижний Новгород

2009

*Учебное пособие подготовлено с использованием результатов исследований, поддерживаемых грантами РФФИ 03-02-16777а, 05-02-16624а, 05-02-17362а, 08-02-01222а, 05-02-16449а 08-02-00964а, 09-03-97041р\_поволжье\_а, МНТЦ G-1335, РНП ВШ 2.1.1/2833, 2.1.1/1634, 2.2.2.2.4297.*

Данилов Ю.А., Демидов Е.С., Ежевский А.А. Основы спинтроники. Учебное пособие. Нижний Новгород, 2009, 173 с.

В учебном пособии изложены основы новой быстроразвивающейся области физики и технологии – спинтроники. Вводятся понятия спина электрона, многоэлектронного атома и фотона. Описан магнетизм как традиционных (переходных металлов группы железа), так и новых материалов: сильнолегированных марганцем элементарных полупроводников и соединений  $A^3B^5$ , а также магнетизм наноразмерных частиц. Рассмотрены приемы ориентации спинов носителей тока в полупроводниках путем возбуждения циркулярно-поляризованным оптическим излучением и электрической инжекции спин-ориентированных электронов или дырок. Описаны механизмы спиновой релаксации в твердых телах. Изложены принципы работы приборов спинтроники, в частности, спинового транзистора, спинового клапана и спинового светоизлучающего диода. Приведены данные исследований новых магнитных материалов и наноразмерных структур на их основе, выполняемых с участием авторов пособия.

© Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, А.А. Ежевский 2009

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Введение .....	5
Глава 1. Спин электронов, атомов и фотонов.....	8
1.1. Спин электрона.....	10
1.2. Взаимодействия (эффекты) с участием спина электрона.....	11
1.3. Строение электронных оболочек атомов переходных элементов	16
1.4. Орбитальный и спиновый магнитные моменты оболочек многоэлектронных атомов.....	18
1.5. Спин фотона.....	24
Глава 2. Магнитные свойства материалов.....	32
2.1. Основные виды магнетизма веществ.....	32
2.2. Парамагнетизм Паули.....	37
2.3. Зонная структура ферромагнетика.....	38
2.4. Гейзенберговский обменный гамильтониан.....	41
2.5. Приближение молекулярного поля Вейсса, ферромагнитный переход.....	44
2.6. Доменная структура ферромагнетика.....	46
2.7. Стенки Блоха.....	47
2.8. Коэрцитивная сила и гистерезис.....	49
2.9. Спиновые волны в ферромагнетике.....	50
2.10. Квантование спиновых волн.....	53
2.11. Теплоёмкость магнонов.....	55
2.12. Закон Блоха.....	56
2.13. Закон дисперсии для магнонов в антиферромагнетике.....	58
2.14. Ферромагнитный резонанс.....	60
2.15. Эффекты, связанные с формой образца.....	63
2.16. Спин-волновой резонанс.....	70
2.17. Антиферромагнитный резонанс.....	72
2.18. Многообразие видов магнитного упорядочения в твёрдых телах.....	73
Глава 3. Специальные случаи магнетизма.....	77
3.1. Ферромагнитные полупроводники $A^3B^5$ .....	77
3.1.1. Изготовление ферромагнитных полупроводников.....	77
3.1.2. Магнитные свойства.....	80
3.1.3. Электрические свойства.....	81
3.1.4. Механизм ферромагнетизма в $(A^3, Mn)B^5$ .....	86
3.2. Магнетизм малых частиц.....	88
3.2.1. Однодоменные частицы.....	88
3.2.2. Суперпарамагнетизм.....	92
Глава 4. Оптическая и электрическая ориентация спинов.....	98
4.1. Оптическая ориентация.....	98
4.2. Эффект Ханле.....	110
4.3. Спиновая инжекция.....	116
Глава 5. Спиновая релаксация носителей.....	127
5.1. Спиновая релаксация и спиновая дефазировка (декогеренизация).....	127
5.2. Времена спиновой релаксации и дефазировки $T_1$ и $T_2$ .....	128
5.3. Механизмы спиновой релаксации.....	129

	5.3.1. Механизм Эллиотта-Яфета.....	129
	5.3.2. Механизм Дьяконова-Переля.....	132
	5.3.3. Механизм Бира-Аронова-Пикуса.....	134
	5.3.4. Механизмы спиновой релаксации с участием сверхтонких взаимодействий.....	135
Глава 6.	Приборы спинтроники.....	143
	6.1. Полупроводниковый спиновый транзистор.....	143
	6.2. Спиновый свето-излучающий диод.....	149
	6.3. Приборы, использующие эффект гигантского магнетосопротивления.....	154
	6.3.1. Двухполюсные диодные структуры.....	154
	6.3.2. Трёхполюсные транзисторные структуры.....	161
	6.4. Структуры с наведённым током переключением намагниченности.....	164
	6.5. Электронный спин-резонансный транзистор для квантовых вычислений.....	165
Послесловие	.....	171

## ВВЕДЕНИЕ

Термин спинтроника (spintronics, spin-electronics) был предложен в 1996 году С.А. Вольфом. Он означает мультидисциплинарную область науки и технологии (рис.В.1), центральное место в которой занимает активное использование спиновой степени свободы в твердотельных системах.



Рис. В.1. Место спинтроники в физике конденсированного состояния

Во многих обзорах, посвященных спинтронике, считается, что ее история начинается со статьи, опубликованной в 1988 году группой под руководством проф. А. Ферта [1]. В этой работе описан эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС) в многослойных структурах Fe/Cr (Fe – ферромагнетик, Cr – антиферромагнетик), нанесенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложки GaAs (100). В работе сделана только предварительная качественная интерпретация явления ГМС, но уже используется мысль, что прохождение электронов между слоями Fe зависит от направления их спина по отношению к намагниченности, а именно: сопротивление структуры уменьшается, когда внешним магнитным полем векторы намагниченности в слоях Fe делаются параллельными.

Уже в 1991 году фирма IBM приступила к разработке приборов на основе установленного эффекта. В результате в настоящее время считывающие головки жестких дисков практически в большинстве компьютеров изготавливаются на эффекте ГМС (рис.В.2).

На самом деле история спинтроники начиналась гораздо раньше 1988 года и при самом активном участии российских ученых. Так, в 1970-80-ых годах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе

под руководством Б.П. Захарчени был выполнен цикл работ по оптической ориентации спинов электронов [2]. В этом же институте были рассмотрены основные механизмы спиновой релаксации, два из которых носят имена сотрудников ФТИ им. А.Ф. Иоффе (механизмы Дьяконова-Переля и Бира-Аронова-Пикуса).



HDD 20.5 GB IDE IBM (DPTA 372050) UDMA66 7200rpm GMR	
Сезин	Daakelar 210XP
Аступленная емкость	20.5 GB
Среднее время доступа	9 мс
Буфес	2 MB 1875 кб/сек (максимальная)
	512 байт
Скорость вращения дисков	7200 об/мин.
Время переключе. с дрежки на дрежку	2.8 мс
Скорость обмена между жестким и контроллером	284 МБ/сек
Головки	5 (3+2)
Число дисков	3
Протокол обмена данными	UDMA66
ЭММ/МТ	Да
Интерфейс	UDMA66
Совместим с SATA-протоколом	нет

Рис.В.2. Страница из каталога товаров для компьютера

Классической, признанной во всем мире является монография С.В. Вонсовского «Магнетизм» [3].

Результаты ранних теоретических и экспериментальных работ по физике магнитных полупроводников приведены в книге Э.Л. Нагаева «Физика магнитных полупроводников», опубликованная в 1979 году [4].

В периодической научной литературе доступны несколько обзоров по спинтронике [например, 5-6]. Однако, они, как правило, посвящены какой-то одной проблеме («металлической» спинтронике [5]), и к тому же не переведены на русский язык. Изданы также книги [7-8], представляющие на самом деле сборник англоязычных статей разных авторов, но они практически недоступны российским студентам.

Данное пособие написано на основе лекций курсов по «Спинтроника», «Избранные главы физики твёрдого тела» читаемых авторами для студентов 5-го курса (специалисты), студентов магистратуры и аспирантов физического факультета ННГУ, начиная с 2005 года. Экспериментальные работы в области спинтронике (изготовление и исследование слоев магнитных полупроводников  $(A^3, Mn)B^5$ , светоизлучающих диодов со спиновой инжекцией и др.) ведутся с участием авторов данного издания в НИФТИ и на физическом факультете ННГУ с 2001 года. Учебное пособие является

развитием учебно-методических материалов, подготовленных в 2007 г. в рамках инновационной образовательной программы ННГУ: Образовательно-научный центр «Информационно-телекоммуникационные системы: физические основы и математическое обеспечение». В настоящем существенно расширенном издании внесены исправления в тексте и иллюстративном материале, добавлены разделы, посвящённые структурам с наведённым током переключением намагниченности, электронному спин-резонансному транзистору для квантовых вычислений. Как и в первом издании здесь не рассматривались не менее важные составляющие спинтроники - квантовые состояния в низкоразмерных структурах со спин-орбитальным взаимодействием, которые подробно изложены в недавно изданном в ННГУ курсе лекций В.Я. Демиховского [9].

Ю.А. Данилов написал главы 1, 3, 4 и введение; Е.С. Демидов – главу 2 и послесловие; А.А. Ежевский – главу 5. Глава 6 написана совместно Ю.А. Даниловым, Е.С. Демидовым и раздел 6.5 - А.А. Ежевским.

#### **Литература к введению**

1. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A.Fert, F. Nguen Van Dau, F. Petroff, P.Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas // *Phys. Rev. Letters.* – 1988. – V. 61, n. 21. - P. 2472-2475.
2. Оптическая ориентация / Ред. Б.П. Захарченя, Ф.Майер. - Л.: Наука, 1989. - 408 с.
3. Вонсовский, С.В. Магнетизм / С.В. Вонсовский. - М.: Наука, 1971. - 1032 с.
4. Нагаев, Э.Л. Физика магнитных полупроводников / Э.Л. Нагаев. - М.: Наука, 1979. - 431 с.
5. Spin electronics – a review / J.F. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet, C. Dennis // *J. Phys. D: Appl.Phys.* – 2002. - V.35. - P.R121-R155.
6. Zutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // *Rev. Mod. Phys.* – 2004. - V.76, n.2. - P.323-410.
7. *Concepts in Spin Electronics.* Ed. by S. Maekawa. New York: Oxford University Press, 2006. - 398 p.
8. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation.* Ed. by D.D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth. Berlin: Springer, 2002. - 311 p.
9. Демиховский, В.Я. Низкоразмерные структуры спинтроники / В.Я. Демиховский. – Н.Новгород: Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2007. – 126 с.

## ГЛАВА 1. СПИН ЭЛЕКТРОНОВ, АТОМОВ И ФОТОНОВ

Итак, что такое спин? Происходит от английского слова spin – вращаться, вертеться. В «Физической энциклопедии» [1] спин определяется как собственный момент количества движения элементарных частиц, имеющий квантовую природу и не связанный с перемещением частицы как целого. Спин измеряется в единицах  $\hbar$  и равен  $J\hbar$ , где  $J$  - характерное для каждого сорта частиц целое (в том числе нулевое) или полуцелое положительное число – т.н. называемое спиновое квантовое число (или просто спин). Полуцелым спином обладают электроны ( $J = 1/2$ ), протоны ( $1/2$ ) и нейтроны ( $1/2$ ). Спин фотона равен 1.

Спином также называют собственный момент количества движения атомного ядра или атома; в этом случае спин определяется как векторная сумма (вычисленная по правилам сложения моментов в квантовой механике) спинов элементарных частиц, образующих систему, и орбитальных моментов этих частиц, обусловленных их движением внутри системы. Проекция спина на любое фиксированное направление  $z$  в пространстве может принимать значения  $-J, -J+1, \dots, +J$ . Т.о., частица со спином  $J$  может находиться в  $2J+1$  спиновых состояниях (при  $J = 1/2$  - в двух состояниях), что эквивалентно наличию у нее дополнительной внутренней степени свободы. Со спином частицы, обладающей ненулевой массой покоя, связан спиновый магнитный момент

$$m = g \cdot J \cdot \hbar, \quad (1.1)$$

где  $g$  – гиромагнитное отношение.

Наличие у атомов магнитных моментов и их квантование было доказано опытами Герлаха и Штерна в 1924 году. На рис.1.1 показана схема их эксперимента.

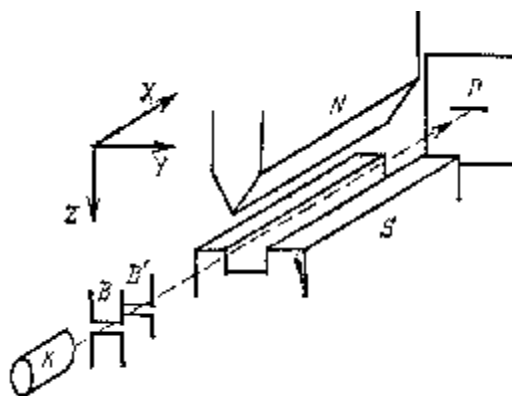


Рис.1.1. Схема эксперимента Герлаха и Штерна. К – источник атомов, В и В' - диафрагмы, NS – сильный электромагнит, создающий неоднородное магнитное поле, Р – фотопластинка



В электропечи К испаряется изучаемое вещество. Поток испарившихся атомов или молекул выходит из печи через малое отверстие. Формирование узкого пучка завершается прохождением через диафрагмы В и В'. Пусть  $\vec{m}$  - магнитный момент атома. Тогда в неоднородном магнитном поле на атом будет действовать сила

$$\vec{f} = (\vec{m} \cdot \nabla) \vec{H} \quad (1.2)$$

Направим ось  $z$  вдоль магнитного поля (т.е. от N к S перпендикулярно к полюсным наконечникам). Тогда проекция силы в этом направлении будет равна

$$f_z = m_x \cdot \frac{\partial H_z}{\partial x} + m_y \cdot \frac{\partial H_z}{\partial y} + m_z \cdot \frac{\partial H_z}{\partial z}. \quad (1.3)$$

Атом в магнитном поле совершает прецессию вокруг оси  $z$ , вращаясь с частотой Лармора

$$\omega_L = \frac{q \cdot H}{2 \cdot m \cdot c}. \quad (1.4)$$

Поэтому проекции  $\mu_x$  и  $\mu_y$  совершают колебания с той же частотой, становясь попеременно то положительными, то отрицательными. Период прецессии Лармора

$$t = \frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{4\pi \cdot m \cdot c}{e \cdot H} \approx \frac{7 \cdot 10^{-7}}{H[\text{Гс}]} [c]. \quad (1.5)$$

В поле  $H = 1000$  Гс величина  $\tau \approx 7 \cdot 10^{-10}$  с. Если скорость атомов в пучке  $v = 100$  м/с =  $10^4$  см/с, то за это время атом пролетает  $x \approx 7 \cdot 10^{-6}$  см, расстояние пренебрежимо малое по сравнению с размерами установки. Тогда силу  $f_z$  можно усреднить по времени, при этом зануляются первые два слагаемых в (1.3), и можно написать

$$\bar{f}_z = m_z \cdot \frac{\partial H_z}{\partial z}. \quad (1.6)$$

Эта сила будет влиять на движение атома (вдоль оси  $x$ ) на участке длиной  $l$ , где  $\partial H_z / \partial z \neq 0$ . Величина отклонения атома в конце этого пути равна:

$$z_t = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_z}{M} \left( \frac{\partial H_z}{\partial z} \right)_{cp} \cdot t^2, \quad (1.7)$$

где  $M$  – масса атома,  $t = l/v$  – время пролета атома через участок  $l$ .

В этих опытах сначала получался след атомного пучка при выключенном магнитном поле, а затем при включенном. Если бы проекция  $\mu_z$  могла принимать всевозможные непрерывные значения, то сила  $\bar{f}_z$  также принимала бы всевозможные непрерывные значения. Тогда включение магнитного поля приводило бы к уширению пучка. В первоначальных опытах применялись пучки атомов серебра (имеющих один валентный

электрон). В магнитном поле пучок расщеплялся на две составляющих (то же получалось и для атомов водорода). Результаты Герлаха и Штерна позволили утверждать, что:

- 1) атом серебра обладает магнитным моментом;
- 2) проекции магнитного момента атома на направление магнитного поля могут принимать только два дискретных значения: вдоль и против магнитного поля.

Подобные опыты также дали возможность определить величину проекции спинового магнитного момента на направление внешнего магнитного поля, используя измеренное отклонение атомного пучка  $z_i$  и формулу (1.7). Эта величина оказалась равной магнетону Бора.

В дальнейшем было установлено, что измеренный в опытах Герлаха и Штерна магнитный момент атома серебра возникает благодаря нескомпенсированному спиновому магнитному моменту электрона внешней электронной оболочки.

### 1.1. Спин электрона

Для объяснения спектроскопических данных Уленбек и Гаудсмит в 1925 году ввели концепцию спина и предложили рассматривать электрон как частицу с собственным механическим моментом ( $\hat{s}$ ), равным  $1/2$ , и собственным (спиновым) магнитным моментом, равным магнетону Бора

$$m_B = \frac{\mathbf{h} \cdot e}{2 \cdot m \cdot c} \quad (1.8)$$

Т.о., для спина электрона гиромагнитное отношение равно  $\gamma = e/(m \cdot c)$ , что с классической точки зрения является аномальным: для движения классического заряда гиромагнитное отношение в 2 раза меньше  $q/(2 \cdot m_q \cdot c)$ .

Относительно какого-либо выделенного направления (например, направления внешнего магнитного поля) спин электрона имеет две возможные ориентации:

$$s_z = \pm \frac{1}{2} \cdot \mathbf{h} \quad (1.9)$$

Две возможные проекции магнитного момента на направление внешнего магнитного поля равны:

$$m_{se}^z = \pm \frac{e \cdot \mathbf{h}}{2 \cdot m \cdot c} = \mathbf{m} \frac{|e|}{m \cdot c} \cdot s_z \quad (1.10)$$

Отрицательный знак заряда электрона определяет антипараллельную ориентацию спина и его магнитного момента. Существует и другая форма записи:

$$\mathbf{m} = g \left( \frac{e}{2m_e c} \right) \cdot \mathbf{s} \quad (1.11)$$

и для проекции

$$|m_x| = g_s \left( \frac{|e|}{2m_e c} \right) \cdot \frac{\mathbf{h}}{2}, \quad (1.12)$$

где  $g_s$  – фактор (или множитель) Ланде для спина электрона. Величина  $g_s = 2$  (точнее, 2.002329 вследствие релятивистских поправок).

Спин частиц однозначно связан с характером статистики, которой они подчиняются. Все частицы с целым спином подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна (являются бозонами), с полуцелым спином – статистике Ферми-Дирака (фермионы). Для фермионов (к которым относятся электроны) справедлив принцип Паули: в произвольной физической системе не может быть двух частиц, находящихся в одном и том же квантовом состоянии. Для бозонов принцип Паули не имеет силы.

Сравним величины магнитных моментов электрона и ядра

$$m_e = \frac{e}{2 \cdot m \cdot c} \cdot \mathbf{h} \approx 9.27 \cdot 10^{-21} \text{ эрг} / \text{Гс};$$

$$m_N \approx 5.1 \cdot 10^{-24} \text{ эрг} / \text{Гс}, \text{ поскольку } m_{p,n}/m_e = 1836.$$

Таким образом, магнитный момент электрона в тысячи раз больше ядерных магнитных моментов.

## 1.2. Взаимодействия (эффекты) с участием спина электрона

### *Взаимодействие между спинами*

Для простоты проведем классическое упрощенное рассмотрение. Для получения выражения для энергии взаимодействия двух элементарных магнитных моментов  $\mu$ , находящихся на расстоянии  $r$ , надо предварительно определить напряженность магнитного поля, создаваемого в окружающем пространстве одним магнитным моментом. Представим (рис.1.2) магнитный момент в виде магнитного диполя CD с моментом  $\mu = m \cdot a$  (где  $m$  – «магнитный заряд»).

Расстояние от точки А до «магнитного заряда» «- $m$ » равно  $r - a/2$ , и до заряда «+ $m$ »  $r + a/2$ . По аналогии с электрическим полем точечного заряда

$$H_{\parallel} = \frac{m}{(r + a/2)^2} - \frac{m}{(r - a/2)^2} = -\frac{2mar}{(r^2 - a^2/4)^2}. \quad (1.13)$$

Учтем, что  $r \gg a$ , тогда

$$H_{\parallel} = -\frac{2mar}{r^4} = -\frac{2m}{r^3}. \quad (1.14)$$

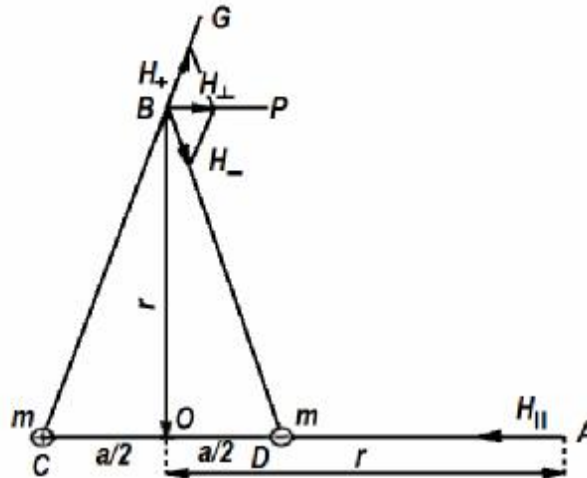


Рис.1.2. К расчету напряженности поля магнитного диполя

Теперь сделаем расчет напряженности магнитного поля вдоль линии ОВ, перпендикулярной оси диполя:

$$H_{+} = \frac{m}{(CB)^2} = \frac{m}{r^2 + a^2/4}; \quad (1.15)$$

$$H_{-} = -\frac{m}{r^2 + a^2/4}. \quad (1.16)$$

Абсолютные значения проекций на ось ВР равны

$$H_{+} \cos \angle GBP = H_{-} \cos \angle PBD = \frac{m}{r^2 + a^2/4} \cdot \frac{a/2}{(r^2 + a^2/4)^{1/2}}. \quad (1.17)$$

Тогда сумма этих проекций

$$H_{\perp} = \frac{2ma}{2(r^2 + a^2/4)^{3/2}} = \frac{m}{(r^2 + a^2/4)^{3/2}} \approx \frac{m}{r^3}. \quad (1.18)$$

Таким образом, напряженность магнитного поля, создаваемого моментом  $\mu$ , падает с расстоянием как  $r^{-3}$ .

Решим **промежуточную задачу**: определим энергию магнитного момента в магнитном поле. Снова воспользуемся классическим рассмотрением. Пусть диполь с магнитным моментом  $\mu = ma$  помещен во внешнее однородное магнитное поле напряженностью  $\vec{H}$  (рис.1.3).

На «магнитные заряды» « $+m$ » и « $-m$ » со стороны магнитного поля действует сила, равная по модулю  $mH$ .

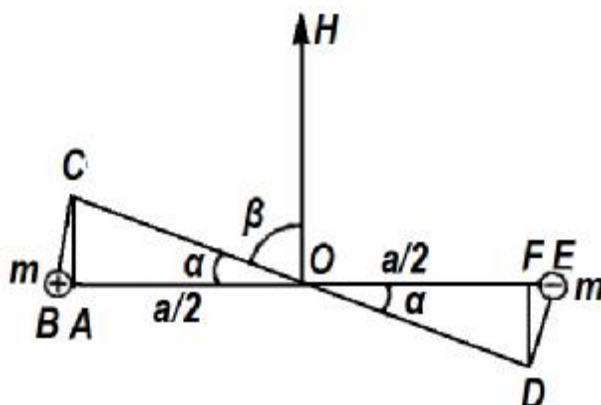


Рис.1.3. К расчету магнитной энергии диполя с моментом  $\mu = m \cdot a$  во внешнем однородном магнитном поле напряженностью  $H$

Тогда суммарная работа, совершаемая магнитным полем над диполем, равна  $m \cdot H \cdot (BC + ED)$ . Смещения BC и ED при малых углах  $\alpha$  можно заменить на AC и FD, которые равны  $(a/2) \cdot \sin \alpha$  каждое. Поэтому суммарная работа равна

$$\approx 2mH(a/2) \cdot \sin \alpha = \mu H \cdot \cos \beta. \quad (1.19)$$

Таким образом, энергия магнитного момента в магнитном поле, равная работе с обратным знаком, будет равна скалярному произведению векторов  $\vec{m}$  и  $\vec{H}$ :

$$U_{mag} = -(\vec{m} \cdot \vec{H}) = -mH \cdot \cos \beta. \quad (1.20)$$

При  $\beta = 0$ , т.е. когда магнитное поле направлено вдоль момента, энергия минимальна и равна  $-\mu H$ , а при антипараллельных векторах  $\vec{m}$  и  $\vec{H}$  ( $\beta = \pi$ ) энергия максимальна и равна  $+\mu H$ .

Итак, если источником магнитного поля является магнитный момент  $\mu$ , то энергия взаимодействия магнитных моментов  $\mu$  и  $\mu'$  (с точностью до множителя порядка единицы) будет равна

$$U_{mag} \approx \frac{m \cdot m'}{r^3}. \quad (1.21)$$

Известно, что энергия электрического взаимодействия между двумя точечными электрическими зарядами  $q$  и  $q'$ , полученная из закона Кулона:

$$U_{el} = \frac{q \cdot q'}{r}. \quad (1.22)$$

Тогда можно из сравнения  $U_{mag}$  и  $U_{el}$  сказать, что магнитные взаимодействия обычно слабее электрических. Сравним электрическую и магнитную энергии связи двух частиц, находящихся на расстоянии порядка боровского радиуса  $a_B = \frac{\hbar^2}{m \cdot q^2} \approx 5.3 \cdot 10^{-9}$  см, с элементарными зарядами  $q_e$  и элементарными магнитными моментами  $\mu_B$ :

$$U_{el} \approx \frac{q_e^2}{a_B} \approx 4.4 \cdot 10^{-11} \text{ эрг},$$

$$U_{mag} \approx \frac{m_B^2}{a_B^3} \approx 5.8 \cdot 10^{-17} \text{ эрг}.$$

Таким образом, магнитная энергия почти на 6 порядков слабее электрической. В тяжелых атомах (в конце таблицы Менделеева) из-за большого числа электронов суммарные магнитные моменты могут быть до  $\sim 10\mu_B$ , поэтому  $U_{mag}$  может возрасти в сотни раз, поэтому в ряде случаев магнитные силы могут играть заметную роль. Полезно также сравнить магнитную энергию со средней атомной тепловой энергией при температуре  $T$ :  $U_t \approx k_B T$  ( $k_B = 1.38 \cdot 10^{-16}$  эрг/град). Т.о. энергия прямого диполь-дипольного взаимодействия между магнитными моментами пары электронов меньше, чем тепловая энергия даже при температуре 1 К.

### ***Взаимодействие спина электрона с внешним магнитным полем***

Мы уже так или иначе обращались к этому вопросу. Резюмируем сведения. А рассматривать будем орбитальное движение электрона. В этом случае может быть применена классическая аналогия: виток с током в магнитном поле.

Пусть электрон движется с угловой скоростью  $\omega_o$  по круговой орбите радиуса  $r$ , плоскость которой нормальна к вектору внешнего магнитного поля  $\vec{H}$ . При этом в отсутствие магнитного поля на электрон действует сила  $e^2/r^2$  (в случае атома водорода) и уравнение движения имеет вид:

$$m \cdot \omega_o^2 \cdot r = \frac{e^2}{r^2} \quad \rightarrow \quad \omega_o = \left( \frac{e^2}{m \cdot r^3} \right)^{1/2}. \quad (1.23)$$

Если включить магнитное поле, то магнитный поток через площадь орбиты будет меняться со временем. Поэтому возникает добавочное индуцированное электрическое поле, вызывающее изменение скорости движения электрона по орбите.

На электрон, движущийся в магнитном поле  $\vec{H}$ , будет действовать сила Лоренца  $\vec{F}_H$ , направленная по радиусу

$$\vec{F}_H = \frac{e}{c} \cdot [\vec{u} \cdot \vec{H}] \quad (1.24)$$

Её величина и направление окажутся такими, что обеспечат сохранение радиуса орбиты. Поэтому включение магнитного поля приведёт только к увеличению или уменьшению угловой скорости электрона, в зависимости от направления его движения относительно вектора магнитного поля.

Если измененное значение угловой скорости электрона равно  $\omega$ , то

$$F_H = \pm \frac{1}{c} H \cdot e \cdot w \cdot r. \quad (1.25)$$

Два знака соответствуют двум возможным ориентациям вектора нормали (с противоположными направлениями вращения электрона) к плоскости орбиты относительно заданного вектора  $\vec{H}$ . Тогда

$$m \cdot w^2 \cdot r = m \cdot w_o^2 \cdot r \pm \frac{1}{c} H \cdot e \cdot w \cdot r. \quad (1.26)$$

Будем иметь в виду, что  $w_o \approx 4 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$ ,

$$\frac{e}{mc} \approx 1.8 \times 10^7 \frac{1}{\text{Э} \cdot \text{с}} \rightarrow \text{даже в поле } 10^5 \text{ Э величина } \frac{eH}{mc} \approx 1.8 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}.$$

Таким образом,

$$\frac{eH}{mc} \ll w_o.$$

Тогда можно записать

$$w = w_o \pm \frac{eH}{2mc}. \quad (1.27)$$

Величина  $w_L = \frac{eH}{2mc}$  носит название частоты Лармора; она определяет собой величину влияния магнитного поля на орбитальное движение электрона в атоме.

Если магнитное поле  $\vec{H}$  не перпендикулярно плоскости орбиты, то эффект также определяется величиной  $\omega_L$ , которая в общем случае является угловой скоростью прецессии электронной орбиты вокруг направления магнитного поля (рис.1.4).

Явление ларморовой прецессии лежит в основе универсального явления диамагнетизма, присущего всем атомам (легко видеть, что добавочное движение электрона, вызванное включением магнитного поля, создаёт своё магнитное поле, антипараллельное первому), а также используется для объяснения эффекта Зеемана (см. ниже).

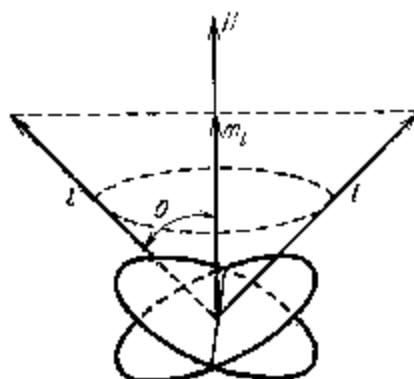


Рис.1.4. Прецессия электронной орбиты ( $l$ ) вокруг магнитного поля ( $H$ )

Изменение энергии электрона, обусловленное добавочной угловой скоростью, равно энергии взаимодействия орбитального магнитного момента с внешним полем, т.е. скалярному произведению этих векторов с обратным знаком  $(-\vec{m}_{orb} \cdot \vec{H})$ . Абсолютная величина этого изменения энергии равна

$$\Delta e_H = m_{orb} \cdot H \cdot \cos q . \quad (1.28)$$

Прежде, чем рассмотреть квантовую трактовку действия магнитного поля на атомные системы, рассмотрим строение электронных оболочек атомов.

### 1.3. Строение электронных оболочек атомов переходных элементов

Состояние электрона в атоме характеризуется четырьмя квантовыми числами.

**Главное квантовое число  $n$**  определяет основную часть энергии электрона в атоме; может принимать значения  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Совокупность электронов, обладающих одним и тем же главным квантовым числом, образует отдельную группу орбитальных состояний электронной оболочки атомов (электронный слой). В соответствии с рентгеновской терминологией слои обозначаются прописными буквами латинского алфавита, а именно:

$n$	1	2	3	4
Слой	К	L	M	N
Максимальное число электронов в слое	2	8	18	32

**Орбитальное квантовое число  $l$**  должно быть меньше главного квантового числа ( $l < n$ ). При данном  $n$  число  $l$  принимает значения  $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$ . Совокупность



электронов с заданными значениями  $n$  и  $l$  образует **оболочку**. Оболочка обозначается строчными буквами латинского алфавита:

$l$	0	1	2	3	....
Оболочка	s	p	d	f	
Максимальное число электронов в оболочке	2	6	10	14	

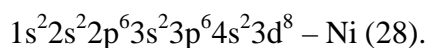
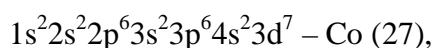
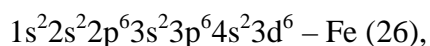
Третье **квантовое число**  $m_l$  называют **магнитным**. Оно связано с пространственным квантованием орбит. При каждом заданном орбитальном числе  $l$  магнитное число  $m_l$  меняется от  $-l$  до  $+l$ , т.е.  $m_l = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, 1, \dots, (l-1), l$ . Следовательно, число  $m_l$  может принимать  $2l+1$  значений.

Наконец, **спиновое квантовое число**  $m_s = \pm 1/2$ .

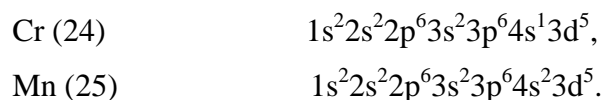
Символ, указывающий слои, оболочки и числа электронов в каждой оболочке, называется электронной конфигурацией атома. Например,  $1s^2 2s^2 2p^6$  означает, что в состоянии  $n = 1, l = 0$  находятся два электрона, в состоянии  $n = 2, l = 0$  также два электрона, в состоянии  $n = 2, l = 1$  шесть электронов. Это электронная конфигурация Ne. Максимальное число электронов в слое с заданным значением  $n$  получается суммированием чисел электронов во всех оболочках с допустимыми значениями  $l$ :

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2. \quad (1.29)$$

Как меняются электронные конфигурации при переходе от одного атома к другому в порядке возрастания их атомных номеров  $Z$ ? При возрастании  $Z$  на 1 заряд ядра увеличивается на 1, а к электронной оболочке атома добавляется один электрон. Вновь получаемая конфигурация из  $Z+1$  электронов должна обладать наименьшей энергией из всех возможных значений ее. Последовательность заполнения поэтому иногда нарушается. Например, каждый из электронов 3d оболочки обладает меньшей энергией связи, чем электроны 4s оболочки. Поэтому 4s оболочка заполняется электронами раньше, чем оболочка 3d, хотя во втором случае главное квантовое число меньше. Для переходных элементов группы железа конфигурация выглядит так:



Для атомов V(23) конфигурация  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^3$ ,



#### 1.4. Орбитальный и спиновый магнитные моменты оболочек многоэлектронных атомов

Рассмотрим сначала случай **одноэлектронного** атома, т.е. атома водорода или водородоподобных ионов  $He^+$ ,  $Li^{2+}$ ,  $Be^{3+}$  и т.д. В результате точного решения уравнения Шредингера для случая движения в центрально-симметричном поле атомного ядра было показано, что величина вектора момента количества движения для стационарного состояния электрона в одноэлектронном атоме

$$|\vec{l}| = \sqrt{l(l+1)} \cdot \mathbf{h}, \quad (1.30)$$

где  $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$ . Здесь  $n$  – главное квантовое число. Аналогично для магнитного момента имеем

$$m_{orb} = \sqrt{l \cdot (l+1)} \cdot m_B. \quad (1.31)$$

Проекция вектора механического момента  $\vec{l}$ , например, на направление внешнего магнитного поля  $\vec{H}$  или ось  $z$  могут быть не любыми, а лишь вполне определёнными

$$l_z = m_l \cdot \mathbf{h}, \quad (1.32)$$

где  $m_l$  – магнитное орбитальное число, которое при данном  $l$  может принимать  $(2l+1)$  значений:  $m_l = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, 1, \dots, l-1, l$ .

На рис.1.5 приведена графическая иллюстрация пространственного квантования орбитального момента с  $l = 3$  ( $f$ - состояние).

Такое же правило пространственного квантования имеет место и для магнитного момента, проекции которого в единицах  $\mu_B$  определяются квантовыми числами  $m_l$ , т.е.

$$(\mu_{orb})_H = m_l \cdot \mu_B. \quad (1.33)$$

Таким образом, проекции орбитального магнитного момента остаются в квантовой механике кратными магнетону Бора, в то время как величина самого вектора не кратна магнетону Бора из-за появления фактора  $\sqrt{l \cdot (l+1)}$  в формуле (1.31).

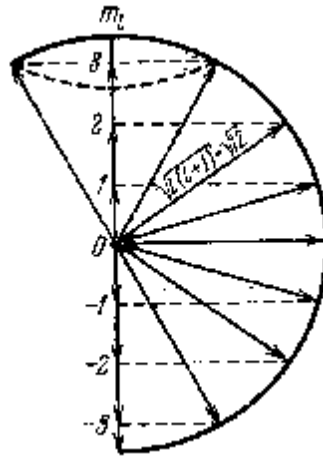


Рис.1.5. Пространственное квантование (и прецессия) орбитального механического момента электрона (для случая  $l = 3$ )

Паули (1927) показал, что для спина имеют место аналогичные соотношения: величина самого вектора спина равна

$$|\mathbf{s}| = \sqrt{s(s+1)} \cdot \mathbf{h}. \quad (1.34)$$

А величина вектора спинового магнитного момента соответственно равна:

$$|\mathbf{m}_{cn}| = \frac{|e|\hbar}{mc} \sqrt{s(s+1)}, \quad (1.35)$$

где  $s$  – спиновое квантовое число. Для  $s = 1/2$  формулы (1.34) и (1.35) переходят в

$$|\mathbf{s}| = \frac{\sqrt{3}}{2} \mathbf{h} \text{ и } |\mathbf{m}_{cn}| = \sqrt{3} m_B, \text{ соответственно.}$$

Квантовая механика не даёт возможности определить полностью вектор механического или магнитного момента, т.е. определить одновременно его абсолютную величину и направление. Одновременно можно говорить лишь об абсолютном значении вектора и одной из возможных его проекций на выделенное направление (например, внешнего поля). Вследствие соотношения неопределённостей о двух других слагаемых вектора момента при этом нет смысла говорить.

На классическом языке можно сказать, что вектор механического момента (и, соответственно, магнитного) может быть определён с точностью до прецессии вокруг направления внешнего поля, а проекции этих векторов на плоскость, перпендикулярную к полю, в среднем по времени равны 0.

Перейдем теперь к рассмотрению **многоэлектронных** атомов. В оболочке многоэлектронных атомов можно сохранить те же квантовые характеристики состояний отдельных электронов, как и в водородоподобном атоме (квантовые числа  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$  и  $m_s$ ).

Для полного описания квантовых состояний оболочек многоэлектронных атомов, кроме электронной конфигурации (т.е., задания чисел электронов с данными  $n$  и  $l$ ), необходимо также задать полные моменты: орбитальный  $\vec{L}$  и спиновый  $\vec{S}$ .

**Правило сложения моментов.** Орбитальное квантовое число  $L$ , определяющее суммарный момент  $\vec{L}$ , имеет, например, в случае двух электронов с квантовыми числами  $l_1$  и  $l_2$  следующие возможные значения

$$L = l_1 + l_2; l_1 + l_2 - 1; \dots; l_1 - l_2 \quad (l_1 \geq l_2). \quad (1.36)$$

Величины вектора  $\vec{L}$  и суммарного орбитального магнитного момента  $\mathbf{m}_L$  равны, соответственно:

$$|\mathbf{L}| = \sqrt{L(L+1)} \cdot \mathbf{h} \quad \text{и} \quad |\mathbf{m}_L| = \sqrt{L(L+1)} \cdot m_B. \quad (1.37)$$

Проекция этих векторов на направление, например, внешнего магнитного поля квантуется так же, как и в случае одного электрона. Они (проекции) определяются  $2L+1$  магнитными орбитальными квантовыми числами (в единицах  $\hbar$ ):

$$m_L = -L, -(L-1), \dots, (L-1), L.$$

Аналогичные правила сложения имеют место и для суммарного спинового момента  $\vec{S}$  и соответствующего ему магнитного момента  $\mathbf{m}_S$ , величины которых равны

$$|\mathbf{S}| = \sqrt{S(S+1)} \cdot \mathbf{h} \quad \text{и} \quad |\mathbf{m}_S| = 2\sqrt{S(S+1)} \cdot m_B. \quad (1.38)$$

Проекция этих векторов на направление магнитного поля соответственно также кратны величинам  $\hbar$  и  $\mu_B$  и определяются  $(2S+1)$  полными спиновыми магнитными квантовыми числами

$$m_S = -S, -(S-1), \dots, (S-1), S.$$

Полный момент количества движения  $\vec{J}$  электронной оболочки атома является векторной суммой результирующего орбитального момента  $\vec{L}$  и результирующего спинового момента  $\vec{S}$ :

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (1.39)$$

Полное угловое квантовое число  $J$  принимает следующие значения:

Если  $L \geq S$

$$J = L+S, L+S-1, \dots, L-S \quad (1.40a)$$

(всего  $2S+1$  значений).

Если  $L < S$

$$J = S+L, S+L-1, \dots, S-L+1, S-L \quad (1.406)$$

(всего  $2L+1$  значений).

Величина вектора  $\mathbf{J}$  равна

$$|\mathbf{J}| = \sqrt{J(J+1)} \cdot \hbar. \quad (1.41)$$

Проекции вектора  $\mathbf{J}$  на направление внешнего поля  $\mathbf{H}$  имеют, так же как и проекции векторов  $\vec{L}$  и  $\vec{S}$ , лишь целочисленные значения в единицах  $\hbar$  и определяются результирующими магнитными квантовыми числами  $m_J$ , которые могут иметь  $2J+1$  различных значений:

$$m_J = -J, -(J-1), \dots, (J-1), J.$$

Можно показать, что

$$\cos(\mathbf{J}, \mathbf{H}) = \frac{m_J}{\sqrt{J(J+1)}}. \quad (1.42)$$

Например, в атоме с одним электроном полный момент  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ . Для  $l=0$  имеется лишь одно значение полного углового квантового числа  $j = s = \frac{1}{2}$ ; если  $l=1$ , то  $j = l + \frac{1}{2}, l - \frac{1}{2}$ .

Таким образом,  $j = \frac{3}{2}; \frac{1}{2}$ . Для случая  $l=2$   $j = l + \frac{1}{2}, \dots, l - \frac{1}{2}$ . Таким образом,  $j = \frac{5}{2}; \frac{3}{2}$ .

В многоэлектронных атомах сначала складываются орбитальные  $\vec{L}$  и отдельно спиновые моменты  $\vec{S}$ ; затем они складываются в полный момент  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ . Такое сложение соответствует нормальной  $LS$ -связи Рассела-Саундерса, т.е. приближению законному, когда электростатическое взаимодействие между электронами в атомной оболочке значительно превышает по величине магнитное (спин-орбитальное) взаимодействие. Состояния атома в схеме  $LS$ -связи характеризуются четырьмя квантовыми числами  $L, S, m_L, m_S$  или  $L, S, J, m_J$ . При этом энергия состояний зависит только от квантовых чисел  $L$  и  $S$ .

Результирующий магнитный момент атома получается суммированием соответствующих векторов орбитального и спинового моментов (рис.1.6).

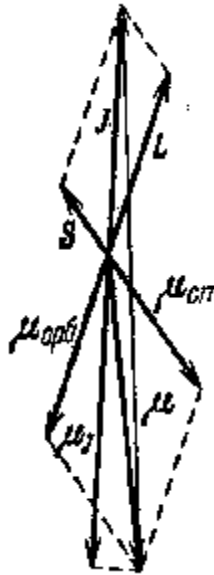


Рис.1.6. Механический и магнитный моменты атома, складывающиеся из спинового и орбитального механических и магнитных моментов

Из рис.1.6 видно, что из-за отрицательного знака электронного заряда магнитные моменты  $\vec{m}_S$  и  $\vec{m}_L$  антипараллельны соответствующим механическим моментам, а из-за гиромангнитной аномалии спина вектор суммарного магнитного момента  $\vec{m}$  составляет с суммарным вектором механического момента  $\vec{J}$  угол, меньший  $180^\circ$ . На схеме обозначена также  $\mu_J$  – проекция суммарного магнитного момента на направление вектора  $\vec{J}$ . Показано [2], что

$$m_J = g_J \cdot \sqrt{J(J+1)} \cdot m_B, \quad (1.43)$$

где

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.44)$$

- фактор Ланде электронной оболочки.

**Правило Хунда.** По этому правилу наименьшей энергией обладает состояние с наибольшим (при заданной конфигурации) значением суммарного спина  $S$  и наибольшим (при этом значении  $S$ ) суммарным орбитальным моментом  $L$ . При этом суммарное спиновое квантовое число  $m_S = \sum_k (m_s)_k$  в основном состоянии максимально в пределах, допускаемых принципом Паули. Суммарное квантовое число полного  $J$  момента для не полностью застроенного слоя дается выражениями:

$J = L - S$ , если слой заполнен менее, чем наполовину;

$J = L + S$ , если слой заполнен больше, чем наполовину.

Для атома Fe с незаполненным 3d-слоем с шестью электронами

$$S = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 2;$$

$$L = 2 + 1 + 0 - 1 - 2 + 2 = 2;$$

$$J = 2 + 2 = 4.$$

**Эффект Зеемана.** Он заключается в расщеплении линий атомных спектров, когда излучающие атомы помещены во внешнее магнитное поле. Классическое рассмотрение поведения электрона в атоме водорода, помещенном в магнитное поле, приведено в п.1.2. Уточним только сначала формулу (1.28) для изменения энергии электрона, связанного с взаимодействием орбитального магнитного момента с внешним магнитным полем. Подставляя соотношение (1.33) в (1.28), получим

$$\Delta e_H = m_l \cdot \frac{|l| \hbar}{2mc} \cdot H = m_l \cdot \mathbf{h} \cdot |\mathbf{w}_L|. \quad (1.45)$$

Элементарная квантовая трактовка эффекта Зеемана заключается в том, что внешнее магнитное поле  $\dot{H}$  полагают относительно слабым так, что связь между векторами  $\vec{L}$  и  $\vec{S}$  не разрывается, а вокруг направления магнитного поля будет прецессировать результирующий вектор  $\vec{J}$ . В многоэлектронных атомах добавочная энергия  $\Delta E_H$  (так называемое зеемановское расщепление), обусловленное действием магнитного поля на результирующий атомный магнитный момент  $\dot{\mathbf{m}}_J$ , будет из-за соотношения (1.43) равна

$$\Delta E_H = m_J \cdot H \cdot \cos(\dot{J}, \dot{H}) = g_J \cdot m_B \cdot H \cdot \sqrt{J(J+1)} \cdot \cos(\dot{J}, \dot{H}). \quad (1.46)$$

С учетом соотношения (1.42) получаем

$$\Delta E_H = m_J \cdot g_J \cdot m_B \cdot H. \quad (1.47)$$

Следовательно, каждый  $n$ -й атомный уровень с энергией  $E_n$  расщепляется во внешнем магнитном поле на  $2J+1$  уровней, находящихся друг от друга на расстоянии  $g_J m_B H$ .

**Спин-орбитальное взаимодействие.** Его физическую природу легко понять, рассматривая движение электрона в атоме водорода. Мысленно перейдем в систему отсчета, в которой электрон покоится, т.е. в систему, движущуюся вместе с электроном. В этой системе отсчета ядро будет двигаться и, как любой движущийся заряд, – создавать магнитное поле  $\vec{H}$ , которое будет воздействовать на спиновый магнитный момент электрона  $\vec{m}$ . Электрон получит дополнительную энергию  $\Delta e$ , обусловленную этим

взаимодействием и зависящую от ориентации  $\vec{m}$ :  $\Delta e = -\vec{m} \cdot \vec{H} = -m_H \cdot H$ . Поскольку  $m_H = \pm \frac{1}{2} m_B$ , то спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению уровней энергии в водородоподобных атомах на два близких подуровня, т.е. к дублетной структуре уровней. У многоэлектронных атомов картина расщепления уровней энергии оказывается более сложной.

### 1.5. Спин фотона

Рассмотрим типы поляризации оптического излучения.

**Плоская электромагнитная волна.** В электромагнитной волне взаимное расположение векторов напряжённости электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей и вектора скорости выглядит следующим образом (рис.1.7).

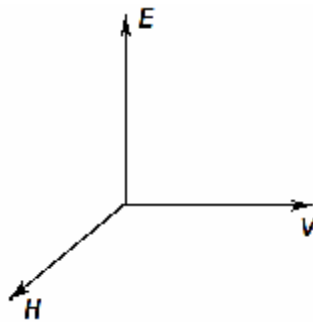


Рис.1.7. Взаимная ориентация векторов плоской электромагнитной волны

Волна является плоской, если у неё направление распространения одинаково во всех точках пространства (рис.1.8). Пусть также волна будет монохроматической. Тогда

$$u(\vec{r}, t) = C \cdot \exp\{i(\omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{r})\}, \quad (1.48)$$

где  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  – круговая частота;

$t$  – время;

$\vec{k}$  – волновое число (численно оно равно  $k = \frac{2\pi}{l} = \frac{2\pi}{u \cdot T} = \frac{\omega}{u}$ ; направлено  $\vec{k}$  в сторону

положительных значений  $\vec{u}$ );

$\vec{r}$  – координата;

$(\omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{r})$  – фаза.



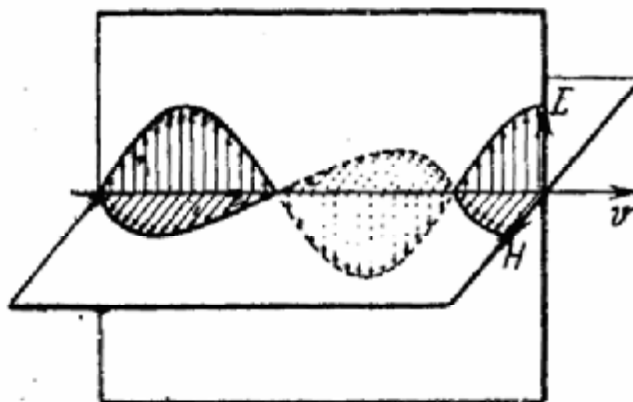


Рис.1.8. Изменение векторов плоской волны в пространстве

Если в процессе распространения волны вектор  $\vec{E}$  лежит в одной и той же плоскости, параллельной направлению распространения, то волна называется **линейно поляризованной**. Плоскость поляризации – это плоскость, проходящая через направление колебаний электрического вектора световой волны и направление распространения света. Источниками поляризованного света являются лазеры и осветительные системы, снабженные поляризационными линзами.

При прохождении узкого светового луча через пластинку оптически анизотропного кристалла на выходе световой луч расщепляется на два луча (рис.1.9), линейно поляризованные во взаимно перпендикулярных направлениях: обыкновенный (о) – продолжение первичного и необыкновенный (е). Пример такого кристалла – исландский шпат ( $\text{CaCO}_3$ ). Различие в отклонении этих лучей связано с тем, что они обладают разными показателями преломления:  $n_o = 1.658$ ,  $n_e = 1.486 \div 1.658$  (в зависимости от направления).

В кристалле исландского шпата существует одно определённое направление, вдоль которого оба параллельных луча обладают одним и тем же показателем преломления, т.е. вдоль которого они распространяются, не раздваиваясь. Это направление называется **оптической осью** кристалла. Плоскость, проходящая через оптическую ось и световой луч, называется **главной плоскостью** кристалла. Экспериментально было установлено, что электрические колебания обыкновенного луча проходят перпендикулярно главной плоскости, а необыкновенного – лежат в главной плоскости.

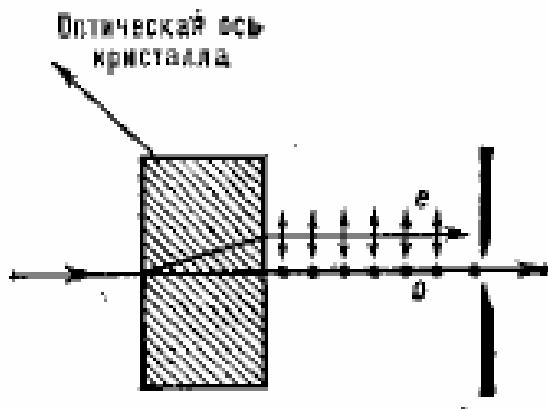


Рис.1.9. Поляризация света с помощью двупреломляющего кристалла: направления электрических колебаний указаны стрелками (колебания в плоскости рисунка) и точками (перпендикулярно плоскости рисунка); *o* и *e* – обыкновенный и необыкновенный лучи

На этих же эффектах основана работа поляризационных призм. Например, на рис.1.10 показана поляризационная призма Глана.

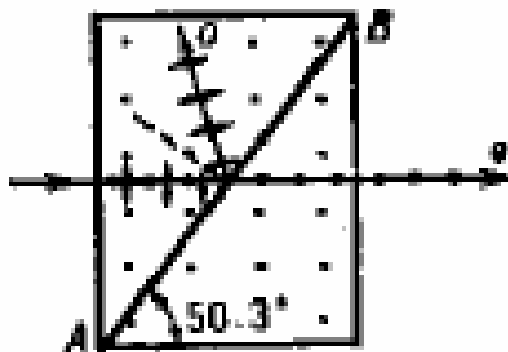


Рис.1.10. Поляризационная призма Глана. АВ – воздушный промежуток. Точки на обеих трехгранных призмах указывают, что оптические оси двух склеенных кристаллов перпендикулярны плоскости рисунка

Призма Глана используется при работе с мощными пучками оптического излучения.

Рассмотрим результат сложения двух световых волн, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Можем сконструировать следующий эксперимент (рис.1.11): монохроматический свет проходит через поляризатор *N* и становится плоскополяризованным (направление колебаний электрического вектора меняется поворотом николя). Далее его пустим на кристаллическую пластину *K* толщиной *d*, вырезанную из

одноосного кристалла (плоскость параллельна оптической оси), так что направление луча перпендикулярно поверхности  $K$ .

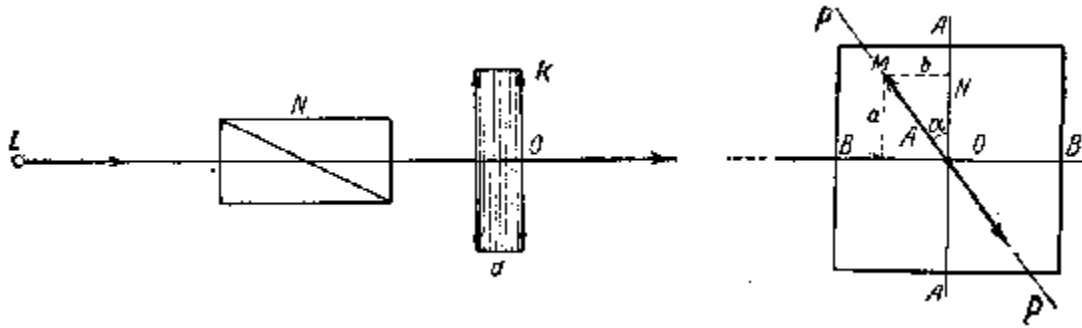


Рис.1.11. Схема получения эллиптически поляризованного света:  $L$  – источник света;  $N$  – поляризатор;  $K$  – кристаллическая пластинка. Справа – разложение светового вектора по главным направлениям пластинки на ее входе

Сквозь пластинку будут распространяться по *одному* направлению, но с *разной* скоростью два луча, поляризованные в двух взаимно перпендикулярных направлениях, которые принято называть *главными направлениями* кристаллической пластины. В одном из этих лучей электрические колебания направлены вдоль оси, например, по  $AA$  (необыкновенный луч с показателем преломления  $n_e$ ), в другом – перпендикулярно к оси, т.е. по  $BB$  (обыкновенный луч с показателем преломления  $n_o$ ).

Если направление колебаний в падающем поляризованном свете составляет угол  $\alpha$  с одним из главных направлений пластинки, то амплитуды колебаний необыкновенного и обыкновенного лучей будут, соответственно, равны

$$a = A \cdot \cos \alpha, \quad b = A \cdot \sin \alpha,$$

где  $A = OM$  – амплитуда падающей волны. Пройдя через толщину пластинки  $d$ , эти два луча приобретут *разность хода*, равную  $(n_o - n_e) \cdot d$ . Следовательно, обыкновенный луч отстанет по фазе на

$$j = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) \cdot d. \tag{1.49}$$

Тогда колебания в лучах, прошедших пластинку, будут:

$$\begin{aligned} x &= A \cdot \cos \alpha \cdot \cos(\omega \cdot t) = a \cdot \cos(\omega \cdot t) \\ y &= A \cdot \sin \alpha \cdot \cos(\omega \cdot t - j) = b \cdot \cos(\omega \cdot t - j) \end{aligned} \tag{1.50}$$

Чтобы получить траекторию результирующего колебания, надо из этих уравнений исключить время  $t$ .

$$\begin{aligned} \cos(\omega \cdot t) &= \frac{x}{a} \\ y &= b \cdot \left( \cos(\omega \cdot t) \cdot \cos j + \sin(\omega \cdot t) \cdot \sin j \right) \end{aligned}$$

Тогда

$$\sin(\mathbf{w} \cdot \mathbf{t}) \cdot \sin j = \frac{y}{b} - \frac{x}{a} \cos j$$

Возведя в квадрат и складывая с

$$(\cos(\mathbf{w} \cdot \mathbf{t}) \cdot \sin j)^2 = \frac{x^2}{a^2} \sin^2 j ,$$

получим

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cos j = \sin^2 j . \quad (1.51)$$

Это – уравнение эллипса. Форма эллипса и его ориентация относительно осей зависит от значений  $\alpha$  и  $\varphi$ .

Таким образом, при прохождении плоско-поляризованного света через кристаллическую пластинку получаем световую волну, концы векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  которой описывают эллипсы. Такой свет называется *эллиптически-поляризованным*.

Рассмотрим случай, когда толщина пластинки такова, что разность хода двух лучей составляет четверть волны (четвертьволновая пластинка):

$$(n_o - n_e) \cdot d = \frac{l}{4} \text{ или } (n_o - n_e) \cdot d = \left(m + \frac{1}{4}\right) \cdot l . \quad (1.52)$$

В этом случае  $j = \frac{\rho}{2}$  и уравнение (1.51) примет вид  $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$ , т.е. эллипс, ориентированный относительно главных осей. При  $\alpha = 45^\circ$  имеем  $a = b$ , тогда эллипс обращается в круг  $x^2 + y^2 = a^2$ . В этом случае получаем так называемую *круговую* или *циркулярную поляризацию*.

Как её себе представить? Для фиксированного момента времени циркулярно-поляризованную волну можно представить так: на поверхности цилиндра проведена винтовая линия, начало вектора  $\vec{E}$  - на винтовой линии, причём сам вектор везде перпендикулярен оси.

Знак разности  $(n_o - n_e)$  зависит от типа кристалла. Для положительного кристалла  $(n_o - n_e) > 0$ , для отрицательного  $(n_o - n_e) < 0$ . В зависимости от этого, а также от величины  $m$  (см. (1.52)) приобретаемая разность фаз равна  $+\frac{\rho}{2}$  или  $-\frac{\rho}{2}$ , т.е. компонента вдоль оси  $OX$  будет опережать или отставать на  $\rho/2$  по фазе от компоненты  $OY$ . В

соответствии с этим вектор  $\vec{E}$  (результатирующий) вращается *против* часовой стрелки (влево) или *по* часовой стрелке (вправо). Поэтому принято различать левую или правую поляризацию. При этом наблюдение за вращением вектора  $\vec{E}$  ведётся со стороны, в которую движется волна (на нас).

В 1889 году Садовским было предсказано, что тело, облучаемое эллиптически поляризованным светом, будет приобретать вращательный момент. Это означало, что световая волна обладает моментом импульса. Экспериментально эффект был подтверждён в 1935 году Бетом (США) как для радиоволн, так и для видимого света.

В левополяризованной волне (вращение вектора  $\vec{E}$  совершается против часовой стрелки, если волна идёт к глазу наблюдателя) момент количества движения  $\vec{L}_{изл}$  направлен в сторону распространения волны, а в правополяризованной – в сторону, противоположную направлению распространения волны.

По *классической* трактовке эффекта Садовского электрический заряд, вращающийся по окружности вокруг другого неподвижного заряда той же величины, но противоположного знака, теряет энергию на электромагнитное излучение, причем изменение энергии  $d\varepsilon$  пропорционально изменению момента количества движения  $dL$ :  $\frac{d\varepsilon}{dL} = \omega$ , где  $\omega$  – круговая частота. Т.о., при изменении радиуса орбиты  $r$  на величину  $dr$  излучение уносит энергию -  $d\varepsilon$  и момент количества движения -  $dL$ . Если излучение уже отделилось от излучателя, то теряется его связь с излучателем; излучение продолжает существовать как самостоятельное. Поэтому соотношение между его энергией и моментом количества движения есть внутреннее свойство самого отделившегося излучения. Тогда

$$\frac{e_{изл}}{L_{изл}} = \nu \quad (1.53)$$

**Квантовая** трактовка эффекта Садовского. Учтём, что испускание и последующее распространение света происходит квантами - фотонами. При переходе атома из одного стационарного состояния в другое испускается один фотон с энергией  $e = \mathbf{h} \cdot \omega$ . Проекция момента количества движения атома на выбранное направление (ось z) при орбитальном движении электрона может принимать значения  $m_J \cdot \hbar$ . Пусть при излучении фотона эта проекция изменилась на  $\hbar$ . В таком случае в процессе излучения атом теряет энергию  $\hbar \cdot \omega$  и проекцию момента количества движения  $\hbar$ . По законам сохранения энергия и момент

количества движения, потерянные атомом, перейдут к излучению. Поэтому следует заключить, что проекция момента количества движения излучённого фотона равна  $\hbar$ . Это согласуется с тем, что спин фотона – целочисленный и равен 1 (т.е.,  $\hbar$ ). Обратим внимание на соотношение между энергией фотона  $\varepsilon$  и проекцией момента количества движения  $L_z$

на ось:  $\frac{e}{L_z} = \frac{\mathbf{h} \cdot \mathbf{w}}{\mathbf{h}} = w$ . Это соотношение по форме совпадает с классическим выражением

(1.53), хотя между ними есть существенное различие. В классической формуле  $L_{изл}$  означает *полный момент* количества движения излучения, тогда как в квантовой формуле  $L_z = \hbar$  дает только *проекцию момента* на избранное направление. Для фотона уже есть одно избранное направление – это направление распространения. Если спин фотона направлен в сторону распространения света, то поляризация фотона называется левой, в противном случае – правой. Используют также терминологию  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  (положительная и отрицательная) поляризация или спиральность. На это направление и проектируется вектор спина фотона.

Т.к. спин фотона  $s = 1$ , то, казалось бы, на это направление спин может ориентироваться  $2 \cdot s + 1 = 3$  способами: по движению, против движения и 0. В действительности третья возможность не осуществляется. К этому заключению приводит опыт. Из поперечности электромагнитных волн следует, что для получения любой поляризации волны достаточно наложения только двух, а не трёх волн с различными поляризациями.

Рассмотрим суперпозицию волн с левой и правой круговыми поляризациями (рис.1.12).

При некотором фиксированном  $z$  вектора напряжённости  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  волны заданы соотношениями

$$\begin{aligned} E_{1x} &= E_o \cdot \text{Cos}(w \cdot t); & E_{1y} &= E_o \cdot \text{Sin}(w \cdot t) \\ E_{2x} &= E_o \cdot \text{Cos}(w \cdot t); & E_{2y} &= -E_o \cdot \text{Sin}(w \cdot t) \end{aligned} \quad (1.54)$$

Первая волна обладает левой, а вторая правой круговой поляризацией. Амплитуды волн одинаковы. В результате суперпозиции волн получается волна с проекциями напряжённости:

$$\begin{aligned} E_x &= E_{1x} + E_{2x} = E_o \cdot \text{Cos}(w \cdot t) \\ E_y &= E_{1y} + E_{2y} = 0 \end{aligned} \quad ,$$

т.е. линейно поляризованная волна.

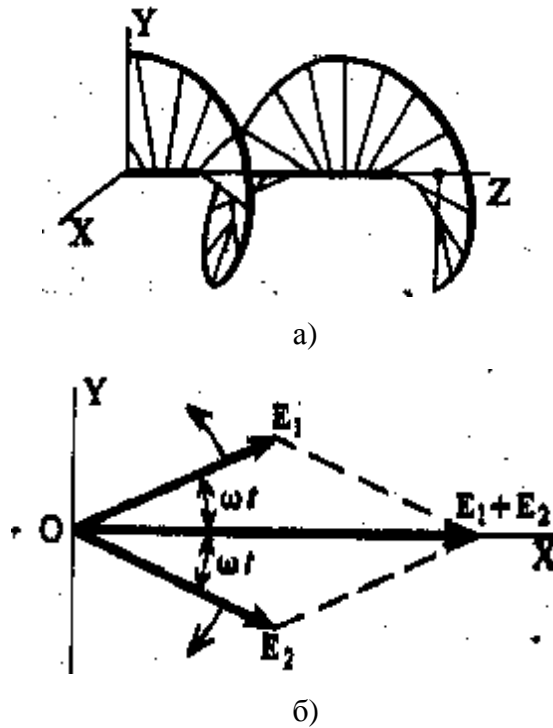


Рис.1.12. (а) Изменение вектора  $E$  в пространстве в фиксированный момент времени при круговой поляризации; (б) образование линейно-поляризованной волны в результате суперпозиции циркулярно-поляризованных волн

В соответствии с принципом соответствия следует ожидать, что в квантовой теории для получения любого состояния фотона достаточно суперпозиции двух независимых состояний его. Какие состояния фотона могут быть приняты в качестве независимых? Это состояния с  $s_z = +1$  и  $s_z = -1$ . Проявляется это, например, в том, что при изменении проекции  $s_z$  может с соответствующей вероятностью получиться либо  $s_z = +1$ , либо  $s_z = -1$ . Никакой промежуточный результат получиться не может.

### Литература к главе 1

1. Физическая энциклопедия / Гл. ред. А.М. Прохоров. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1994. – Т.4. – С. 631.
2. Вонсовский, С.В. Магнетизм микрочастиц / С.В. Вонсовский. – М.: Наука, 1973. - 280 с.

## ГЛАВА 2. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

### 2.1. Основные виды магнетизма веществ

Явление магнетизма получило своё название ещё в ранних наблюдениях ферромагнитного поведения кусков железной руды - магнетита (кристалл  $\text{Fe}^{3+}[\text{Fe}^{2+}\text{Fe}^{3+}]\text{O}_4$ ), которые были обнаружены вблизи древнего города Магнезия в древней Греции. Все вещества: диэлектрики, полупроводники и металлы, в различных агрегатных состояниях обладают магнитными свойствами. Магнетизм – существенно квантовомеханическое свойство, так как чисто классическая система в состоянии теплового равновесия не может обладать магнитным моментом даже при наличии внешнего магнитного поля. Это утверждение, известное как теорема Ван-Леевен-Терлецкого, хотя и не является очевидным, тем не менее истинно. Ван-Леевен-Терлецкий показали, что, если бы постоянная Планка  $\hbar$  обращалась в нуль, то не было бы науки о магнетизме, и это оказалось бы одной из «катастроф», которые затронули бы все явления во Вселенной.

Намагниченность вещества  $M$  определяется как магнитный момент единицы объёма. Магнитная восприимчивость  $\chi$  определяется как отношение намагниченности к напряжённости  $H$  магнитного поля: в системе СГСМ  $\chi=M/H$ , а в системе СИ  $\chi=\mu_0 M/H$ , где  $m_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн} / \text{м}$  – магнитная проницаемость вакуума. Часто  $\chi$  относят к одному молю вещества:  $\chi_\mu$ .

Для характеристики намагниченного вещества используют величину вектора магнитной индукции  $B$ , при этом в системе СИ  $B=\mu_0(H+M)$ . Коэффициент пропорциональности между  $B$  и  $H$  называется магнитной проницаемостью вещества. Из предыдущих соотношений ясно, что относительная магнитная проницаемость  $\mu=1+\chi$ . Абсолютная магнитная проницаемость  $m_a = m_0 \cdot m$ .

Существует несколько десятков различных видов проявления магнитных свойств веществ, которые кратко будут рассмотрены в конце главы. Самая простая классификация веществ по их магнитным свойствам различает диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики. Такая классификация показана на рис.2.1.

Происхождение магнитного момента свободного атома связано с тремя главными обстоятельствами:

- 1 наличие спина, которым обладают все электроны;



- 2 наличие у всех электронов орбитального момента количества движения (углового момента), связанного с их движением вокруг ядра;
- 3 изменение орбитального момента при наложении внешнего магнитного поля.

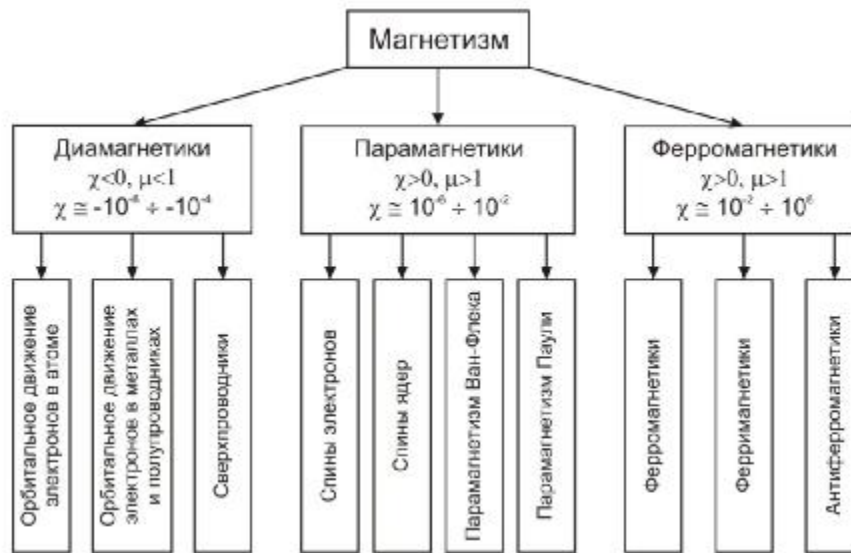


Рис.2.1. Классификация магнетизма

Первые два обстоятельства приводят к образованию парамагнитной составляющей намагниченности, а третье – диамагнитной. Магнитный момент атома определяется выражением

$$\overline{m}_a = g \cdot \mathbf{h} \cdot \overline{J} = -g \cdot m_B \cdot \overline{J}; \quad \overline{J} = \overline{L} + \overline{S}, \quad (2.1)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\hbar$  – делённая на  $2\pi$  постоянная Планка,  $g$  – фактор Ланде,  $m_B$  – магнетон Бора,  $L$  и  $S$  – орбитальный и спиновый моменты атома, соответственно.

Обычно диамагнетизм веществ мал, как показано на рис.2.1:  $\chi \sim 10^{-6} - 10^{-4}$ . Самыми сильными и идеальными диамагнетиками являются сверхпроводники, для которых отрицательная магнитная восприимчивость имеет максимально возможное значение  $1/2\pi$ .

Наличие спина у электронов приводит к парамагнетизму, связанному с эффектом Зеемана – с расщеплением энергетических уровней в магнитном поле, как показано на рис.2.2. Электроны с проекцией спина  $S = -1/2$  (магнитный момент вдоль поля) имеют энергию меньше, чем у электронов с  $S = +1/2$  (магнитный момент против поля). Разность энергий между этими уровнями

$$\Delta E = g\mu_B H \text{ } ^1), \quad (2.2)$$

где фактор Ланде или фактор спектроскопического расщепления  $g=2.0023$  для свободного электрона,  $m_B = e\hbar/2mc$  - магнетон Бора (или в системе СИ  $m_B = e\hbar/2m = 9.2741 \cdot 10^{-24}$  Дж·Т<sup>-1</sup> =  $5.7884 \cdot 10^{-5}$  эВ·Т<sup>-1</sup>),  $H$  - напряженность магнитного поля. Через некоторое время после включения магнитного поля в системе спинов наступит тепловое равновесие. В этом состоянии зеемановские уровни заселены в соответствии с распределением Больцмана, отношение заселённости  $n_1$  нижнего уровня к заселённости  $n_2$  верхнего определяется выражением

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{-\frac{g\mu_B \cdot H}{kT}}, \quad (2.3)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - абсолютная температура.

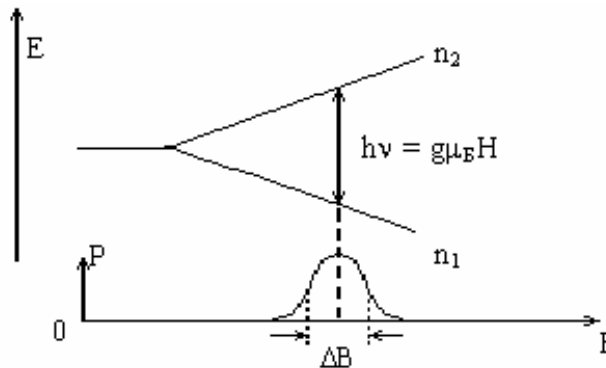


Рис.2.2. Зеемановское расщепление энергетических уровней электронов в магнитном поле и резонансное поглощение мощности  $P$  квантов радиочастотного излучения  $h\nu = \Delta E = g\mu_B H$

При не слишком больших полях  $g\mu_B H / (kT) \ll 1$ . Поэтому можно, разложив (2.3) в степенной ряд и ограничившись первым порядком малости по величине  $g\mu_B H$ , записать

$$\frac{n_1}{n_2} = 1 + \frac{g\mu_B H}{kT}. \quad (2.4)$$

Небольшой избыток  $n_1 - n_2$  приводит к появлению макроскопического магнитного момента  $M$  единицы объёма вещества или к намагничённости вещества

<sup>1)</sup> Примечание: В системе единиц СИ  $\Delta E = g\mu_B B$ , где  $B$  – индукция магнитного поля. Однако в литературе по ЭПР и ФМР до сих пор обычно используется не система единиц СИ, а СГСМ, в которой записывают  $\Delta E = g\mu_B H$ . В этой системе единиц в вакууме напряжённость магнитного поля  $H$  численно совпадает с индукцией магнитного поля  $B$  ( $H = \mu_0 B$ ,  $\mu_0 = 1$ ).

$$\mathbf{M} = \chi_0 \mathbf{H} = \chi_0 \frac{\mathbf{B}}{\mu_0}, \quad (2.5)$$

где  $\mathbf{H}$  – напряженность,  $\mathbf{B}$  – индукция магнитного поля,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная, статическая парамагнитная восприимчивость обратно пропорциональна температуре – закон Кюри

$$\chi = \frac{N_0 g^2 \mu_B^2 \cdot S(S+1)}{3kT}, \quad (2.6)$$

где  $N_0$  – концентрация электронов. Аналогичный закон Кюри имеет место в случае парамагнетизма атомов, молекул или дефектов в твёрдых телах. Резонансное поглощение внешнего электромагнитного излучения, связанное с переходами между зеемановскими уровнями (рис.2.2) используется при наблюдении электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [1].

Орбитальное движение электронов в металлах и полупроводниках приводит к диамагнитной составляющей магнитной восприимчивости

$$\chi_L = -\frac{e^2 k_F}{12\pi^2 m c^2}, \quad (2.7)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $m$  – его масса,  $c$  – скорость света,  $k_F$  – радиус сферы Ферми. Парамагнитный вклад электронов проводимости, обусловленный спинами электронов (так называемый парамагнетизм Паули) будет рассмотрен ниже.

Для ансамбля молекул магнитная восприимчивость состоит из двух частей

$$\chi_i = -\frac{N_A e^2}{6m c^2} \sum \langle r^2 \rangle + 2N_A \sum_i \frac{\langle i | \mu_z | c \rangle^2}{E_i - E_0}, \quad (2.8)$$

где  $m_z$  –  $z$ -компонента магнитного момента. В этой формуле первое слагаемое определяет диамагнитный вклад, связанный с орбитальным движением электронов, второе слагаемое – парамагнитный вклад, связанный с орбитальным движением электрона и его спином.

Парамагнетизм веществ, связанный со спинами электронов, также как и обычный диамагнетизм, мал. Положительная величина  $\chi \sim 10^{-6} - 10^{-2}$  мала, хотя верхняя граница по абсолютной величине на два порядка выше, чем в случае диамагнетиков. К самым сильным парамагнетикам относятся жидкий кислород и азотная кислота.

В парамагнетизм веществ, как показано на рис.2.1, вносят вклад и ядра атомов с ненулевым ядерным спином. Однако этот вклад приблизительно на три - четыре порядка слабее спинового парамагнетизма электронов, поскольку ядерный магнетон Бора

нуклонов – протонов  $m_N = e\hbar / 2m_p = 5.0508 \cdot 10^{-27}$  Дж·Т<sup>-1</sup> и нейтронов почти в две тысячи раз меньше электронного  $m_B$ .

Особый класс веществ со спонтанным упорядочением спинов составляют ферромагнетики, которые подразделяются на три группы (рис.2.1.). Это собственно ферромагнетики – самые сильные магнетики:  $\chi > 0$  и достигает порядка  $10^6$  в сплавах никеля с железом (пермаллой, супермаллой). Вторая группа это ферримагнетики, которые несколько уступают по максимальной намагниченности ферромагнетикам. Третья группа веществ это антиферромагнетики. О характере и природе различного спинового упорядочения будет сказано в разделе 2.4.

Различные виды магнетиков имеют свои характерные температурные зависимости магнитной восприимчивости, показанные на рис.2.3 и 2.4. Для обычного парамагнетизма, связанного с наличием спинов у невырожденного газа электронов, ансамбля атомов или дефектов с ненулевым спином, характерен так называемый ланжевеновский парамагнетизм и закон Кюри  $\chi \sim 1/T$ . Почти не зависящий от температуры парамагнетизм Ван-Флека характерен для атомов или молекул с нулевым спином в основном состоянии и обусловлен примешиванием к основному состоянию возбуждённых состояний с неспаренным спином. Также почти не зависят от температуры парамагнетизм Паули (суть см. ниже) и диамагнетизм.

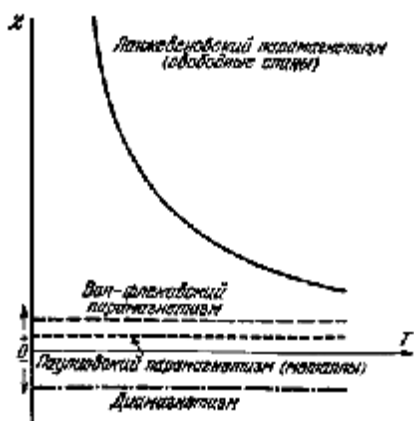


Рис.2.3. Температурные зависимости магнитной восприимчивости диа-магнитных и парамагнитных веществ [1]

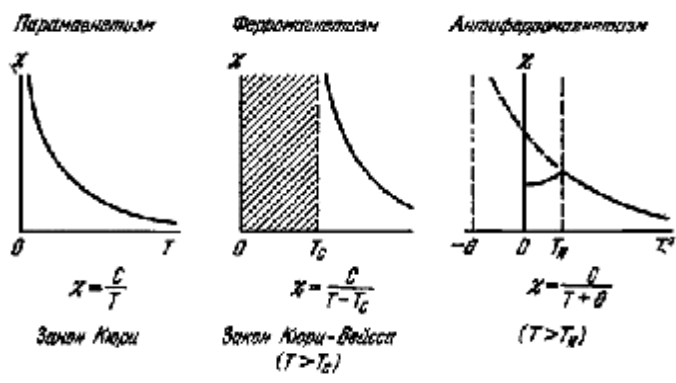


Рис.2.4. Температурные зависимости магнитной восприимчивости с парамагнетика, ферромагнетика и антиферромагнетика [1]

На рис.2.4 для сравнения показаны характерные температурные зависимости восприимчивости для ферромагнетиков. Для сравнения приведена картина для

парамагнетика. В ферромагнетиках в интервале температур  $0 < T < T_c$ , где  $T_c$  – температура Кюри, зависимость  $c(T)$  носит сложный характер. В антиферромагнетиках ниже температуры Нееля спины ориентированы антипараллельно. Восприимчивость достигает максимума при температуре Нееля  $T = T_H$ , где на кривой  $c(T)$  наблюдается хорошо выраженный излом. Точка фазового перехода может быть зарегистрирована также по максимуму теплоемкости и коэффициента теплового расширения. Выше точки Кюри ферромагнетика, или точки Нееля антиферромагнетика магнитная восприимчивость меняется с температурой по закону Кюри-Вейсса.

## 2.2. Парамагнетизм Паули

Для понимания свойств металлических ферромагнетиков с точки зрения зонной структуры кристаллов применяется такой же подход, как и при описании парамагнетизма Паули [1]. Поэтому перед анализом природы ферромагнетизма рассмотрим зонную модель парамагнетизма Паули. Рассмотрим обычный металл с частично заполненной электронами зоной проводимости. Будем полагать справедливым квадратичным закон дисперсии для электронов  $\epsilon(k) = \hbar^2 k^2 / 2m$ , при котором плотность состояний  $\rho(\epsilon) \sim \sqrt{\epsilon}$ . В отсутствие магнитного поля состояния со спином вверх и вниз одинаково заполнены до уровня Ферми  $\epsilon_F$ . При наложении внешнего магнитного поля в соответствии с рис.2.2 и формулой (2.2) происходит энергетический сдвиг состояний со спином вдоль поля вниз на величину  $g\mu_B H/2$  и состояний со спином против поля – вверх на такую же величину  $g\mu_B H/2$  вверх, где  $g \approx 2$ . Этот сдвиг показан на рис.2.5а. При этом, как показано на рис.2.5б, появляется избыток электронов со спином вдоль поля, который и обеспечивает парамагнетизм Паули.

Концентрация электронов со спином вдоль поля при условии  $kT \ll \epsilon_F$

$$n_+ = \frac{1}{2} \int_{-\mu_A \dot{I}}^{\epsilon_F} d\epsilon \cdot f(\epsilon) \cdot \rho(\epsilon + \mu_A \dot{I}) \approx \frac{1}{2} \int_0^{\epsilon_F} d\epsilon \cdot f(\epsilon) \cdot \rho(\epsilon) + \frac{1}{2} \mu_A \cdot \dot{I} \cdot \rho(\epsilon_F), \quad (2.9)$$

где  $f(\epsilon)$  – функция распределения Ферми-Дирака. Множитель  $1/2$  перед последним слагаемым (2.9) учитывает, что при искусственном сдвиге зон, совмещающем две половины параболы на рис.2.5б, над уровнем Ферми располагается половина избыточных электронов вдоль поля. Приблизительное выражение справа в (2.9) записано с учётом того, что зеемановское расщепление состояний  $g\mu_B H \ll \epsilon_F$  – энергии Ферми. При этом плотность состояний  $\rho(\epsilon)$  практически постоянна, не зависит от энергии и равна её

значению  $\rho(\epsilon_F)$  на уровне Ферми, функция  $f(\epsilon) \approx 1$ . Аналогично для электронов со спином против поля имеем выражение

$$n_- = \frac{1}{2} \int_{\mu_A H}^{\epsilon_F} d\epsilon \cdot f(\epsilon) \cdot \rho(\epsilon - \mu_A H) \approx \frac{1}{2} \int_0^{\epsilon_F} d\epsilon \cdot f(\epsilon) \cdot \rho(\epsilon) - \frac{1}{2} \mu_A \cdot H \cdot \rho(\epsilon_F). \quad (2.10)$$

Здесь знак минус и множитель  $1/2$  учитывают, что на рис.2.5б половина недостающей части электронов со спином против поля располагается под уровнем Ферми.

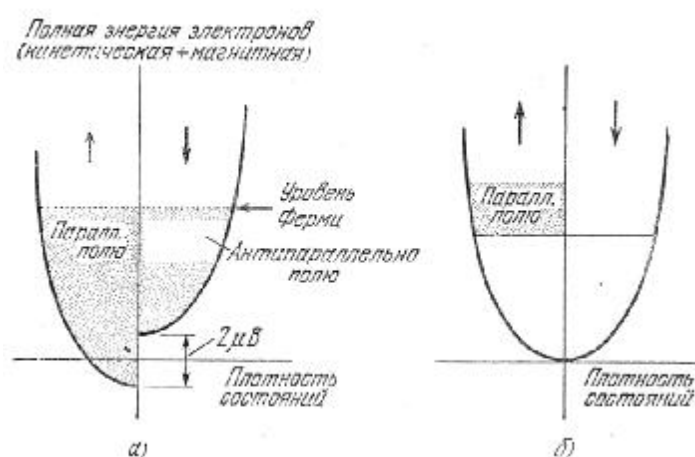


Рис.2.5. Электронный парамагнетизм Паули при 0 К [1]. Заштрихованная область на схеме (а) описывает занятые уровни. Числа электронов в подзонах со спинами, направленными «вверх» (левая область) и «вниз» (правая область), определяются тем, что наивысший занятый уровень (для обеих областей) есть уровень Ферми. Химический потенциал (энергия, отвечающая уровню Ферми) электрона со спином, направленным вверх, равен химическому потенциалу электрона со спином, направленным вниз. На схеме (б) показан избыток спинов, направленных вверх, что вызвано действием внешнего магнитного поля

Намагниченность металла будет определяться разностью (2.9) и (2.10) и магнитным моментом электрона  $\mu_B$

$$M = m_B (n_+ - n_-) \approx m_B^2 \cdot r(e_F) \cdot H = \frac{3nm_B^2}{2e_F} H, \text{ где } r(e_F) = \frac{3n}{2e_F}. \quad (2.11)$$

В соответствии с определением магнитной восприимчивости  $\chi = M/H$  получаем

$$c = m_B^2 \cdot r(e_F) = \frac{3nm_B^2}{2e_F}. \quad (2.12)$$

Здесь важно, что парамагнетизм Паули тем сильнее, чем выше плотность зонных состояний электронов вблизи уровня Ферми.

### 2.3. Зонная структура ферромагнетика

Рассмотрим зонную структуру переходных металлов группы железа, в которых важную роль играют не только зоны, происходящие из s- и p- электронных состояний атомов, как

в обычных неперегородных металлах, но и d- зоны (3d- зоны для группы железа). Начнём с меди, которая не проявляет ферромагнитных свойств. В атоме меди внешние оболочки имеют конфигурацию  $3d^{10}4s^1$ . Схема заполнения 4s- и 3d-зон в металлической меди показана на рис.2.6. В 3d-зоне может располагаться 10 электронов на атом, и в меди она целиком заполнена. В 4s -зоне может располагаться 2 электрона на атом. На рис.26 показано, что она заполнена наполовину, поскольку атом меди имеет вне заполненной 3d-оболочки один валентный электрон. Приведенная схема взята из книги [2]. На этой схеме заполненная 3d-зона условно разделена на две подзоны, в которых спины антипараллельны; в каждой подзоне по 5 электронов. Поскольку обе подзоны заполнены целиком, то суммарный спин d-зоны равен нулю, следовательно, равна нулю и полная приносимая ею намагниченность.

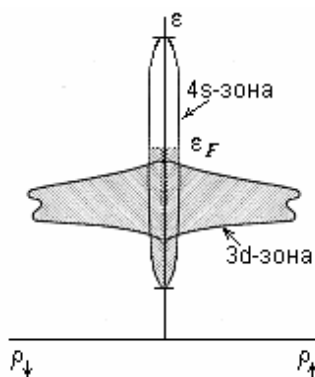


Рис.2.6. Схема заполнения 4s- и 3d-зон в металлической меди

Иная картина имеет место для ферромагнитного никеля. Атом никеля имеет электронную конфигурацию валентных оболочек  $3d^84s^2$ . Схема заполнения 4s- и 3d-зон в металлическом никеле показана на рис.2.7.

Заполнение зон выше точки Кюри показано на рис.2.7а. Полный магнитный момент равен нулю. Подзоны  $3d\uparrow$  и  $3d\downarrow$  заполнены не целиком, в каждой имеется равное число дырок (0.27). Здесь важно отметить, что парамагнетизм Паули в никеле согласно (2.12) должен быть много сильнее чем в обычных металлах вследствие того, что уровень Ферми располагается в области 3d- зоны с высокой плотностью состояний. Высокая плотность состояний 3d- зоны обусловлена, во-первых, высоким 10-кратным вырождением d- состояний по спину и орбитальному моменту. Во вторых, узостью 3d- зоны вследствие слабого перекрытия сильно локализованных 3d- волновых функций электронов.

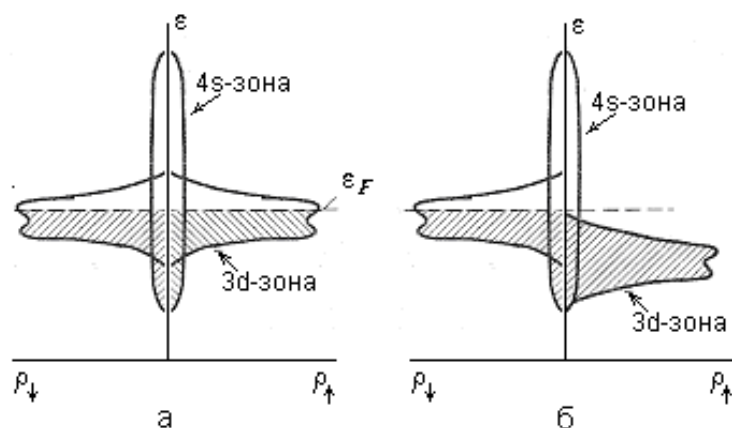


Рис.2.7. Схема заполнения 4s- и 3d-зон в металлическом никеле

Схема заполнения зон в никеле ниже точки Кюри на рис.2.7б показывает, что подзоны  $3d\uparrow$  и  $3d\downarrow$  сдвинуты по энергетической шкале и отделены одна от другой за счет обменного взаимодействия. Подзона  $3d\uparrow$  заполнена целиком, подзона  $3d\downarrow$  содержит 4.46 электронов и 0.54 дырок [1]. Обычно считают, что в 4s-зоне электроны с противоположными направлениями спина содержатся в равном числе и поэтому нет необходимости выделять в ней подзоны. Полный магнитный момент, равный  $0,54m_B$  на атом, обусловлен избытком населенности  $3d\uparrow$ -подзоны по сравнению с  $3d\downarrow$ -подзоной. Если приписывать намагниченность дыркам, то наличие их в  $3d\downarrow$ -подзоне в количестве 0.54 (на атом) дает нужную величину полного магнитного момента.

Зонная диаграмма ферромагнетика на примере никеля на рис.2.7 позволяет понять почему:

- 1) намагниченность насыщения отлична от нуля, максимальна при  $T = 0$  и падает с ростом температуры;
- 2) магнитный момент в пересчёте на один атом отличен от целого тела;
- 3) парамагнетизм Паули должен быть велик из-за сверхвысокой плотности состояний.

Однако не понятна причина:

- 1) большого внутреннего поля в ферромагнетике;
- 2) образования спонтанной намагниченности и разного упорядочения спинов в различных веществах (ферро-, ферри-, антиферромагнетики);
- 3) причина спинового упорядочения в диэлектрических ферромагнетиках.



## 2.4. Гейзенберговский обменный гамильтониан

В ферромагнетике имеется система спинов. Это или зонные электроны, или спиновые моменты атомов. Оказывается, эти спины упорядочены силами, которые значительно больше сил дипольного магнитного взаимодействия. Энергия дипольного взаимодействия

$$U_{\text{дип.}} \approx \frac{(g \cdot m_B)^2}{\nabla r^3} \approx \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \cdot \left( \frac{a_0}{r} \right)^3 \cdot \frac{e^2}{a_0} \approx \frac{1}{(137)^2} \left( \frac{a_0}{r} \right)^3 \cdot 13,7 \text{ эВ} \quad (2.13)$$

где  $r$  – расстояние между магнитными диполями,  $a_0$  – боровский радиус. Если учесть, что межатомное расстояние  $r \approx 0.2$  нм, то получаем, что  $U_{\text{дип.}} < 10^{-4}$  эВ. Т.е. ферромагнетизм при дипольном взаимодействии разрушался бы при гелиевых температурах. Сейчас уже общепринято, что причиной упорядочения спинов является обменное взаимодействие электронов  $\langle ij|V|ij \rangle$ . Это взаимодействие описывают гейзенберговским гамильтонианом [1-4]

$$H_{\text{супп}} = -\sum_{ij} J_{ij} \cdot \bar{S}_i \cdot \bar{S}_j, \quad (2.14)$$

где коэффициенты  $J_{ij}$  называются обменными интегралами,  $\bar{S}_i$  – векторные операторы спина, которые действуют на спиновые части электронных волновых функций или спиновые векторы состояний  $|i\rangle = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}_i$ ;  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_i$  – спин вверх на  $i$ -ом атоме;  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_i$  – спин вниз.

Полная волновая функция  $\Phi_{\vec{k}}(\vec{r}_i) = \Psi_{\vec{k}}(\vec{r}_i) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}_i$  является произведением координатной и спиновой волновых функций. Векторные операторы имеют проекции на оси координат:

$$S_i^x = \frac{1}{2} \mathbf{s}_x = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_i; \quad S_i^y = \frac{1}{2} \mathbf{s}_y = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}_i; \quad S_i^z = \frac{1}{2} \mathbf{s}_z = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}_i \quad (2.15)$$

$\mathbf{s}_x, \mathbf{s}_y, \mathbf{s}_z$  – матрица Паули.

Для электронов удобно ввести другие спиновые операторы

$$S_i^+ = S_i^x + iS_i^y = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_i; \quad S_i^- = S_i^x - iS_i^y = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_i;$$

$$S_i^+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_i = 0; \quad S_i^+ \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_i = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_i; \quad S_i^- \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_i = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_i; \quad S_i^- \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_i = 0; \quad (2.16)$$

$$S_i^x \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_i; \quad S_i^z \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_i; \quad S_i^z \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_i = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_i.$$

Оператор  $S_i^+$  - увеличивает  $z$ -компоненту спина на 1,  $S_i^-$  - уменьшает  $z$ -компоненту спина на 1,  $S_i^z$  - задает  $z$ -компоненту спина.

Полный векторный оператор

$$\bar{S}_i \bar{S}_j = \frac{1}{2} (S_i^+ S_j^- + S_i^- S_j^+) + S_i^z S_j^z; \quad (2.17)$$

$$\begin{cases} S_i^+ S_i^- - S_i^- S_i^+ = 2S_i^z \\ S_i^- S_i^z - S_i^z S_i^- = S_i^- \\ S_i^z S_i^+ - S_i^+ S_i^z = S_i^+ \end{cases} \quad (2.18)$$

Из (2.17) и (2.18) получаем

$$\bar{S}_i \bar{S}_i = S + S^2 = S(S + 1), \quad (2.19)$$

где  $S$  – максимальное значение  $S_i^z$ .

Векторные операторы спина подчиняются обычному скалярному произведению векторов

$$\bar{S}_i \bar{S}_j = S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + S_i^z S_j^z. \quad (2.20)$$

Компоненты  $\bar{S}$  для разных электронов коммутируют. А для одного и того же электрона имеют место соотношения

$$\begin{cases} S_i^x S_i^y - S_i^y S_i^x = iS_i^z \\ S_i^y S_i^z - S_i^z S_i^y = iS_i^x \\ S_i^z S_i^x - S_i^x S_i^z = iS_i^y \end{cases} \quad (2.21)$$

Обозначив максимальное собственное значение оператора  $S_i^z$  через  $S$ , из (2.19) получаем

$$\bar{S}_i \bar{S}_i |i, i\rangle = S(S + 1) |i, i\rangle \quad (2.22)$$

где  $S$  – либо целое, либо полуцелое число. Собственные значения  $S_i^z$  отстоят друг от друга на целое число  $\pm 1$  между значениями  $\pm S$ .

Если  $i$  и  $j$  – электроны на одном атоме, то согласно правилу Хунда электроны стремятся быть антипараллельными, обычно  $J_{ij} > 0$ . В случае электронов соседних атомов может быть  $J_{ij} < 0$ . В твёрдых телах знак  $J$  может быть любым.

Матричные элементы спинового гамильтониана (2.14) согласно правилам действия векторных операторов спина имеют вид

$$\langle \uparrow \uparrow \rangle = \left\langle \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_j \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_i \middle| H_{\text{спин}} \middle| \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_i \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_j \right\rangle = -\frac{1}{4} J_{ij}; \quad (2.23)$$

$$\langle \uparrow \downarrow \rangle = \left\langle \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_j \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_i \middle| H_{\text{спин}} \middle| \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_i \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_j \right\rangle = +\frac{1}{4} J_{ij}.$$

В приближении Хартри-Фока обменный интеграл  $\langle ij|V|ij \rangle = \langle \uparrow \uparrow \rangle - \langle \uparrow \downarrow \rangle$  соответствует разности этих матричных элементов (2.23). Из (2.23) следует, что, если  $J_{ij} > 0$ , то выгоднее является параллельная ориентация спинов, и вклад в полную энергию вещества отрицательный, общая энергия понижается, образуется ферромагнитное состояние. При величинах  $J_{ij} < 0$  имеет место противоположная ситуация, энергетически выгодным становится антиферромагнитное упорядочение. Различные виды спинового упорядочения в ферромагнетиках схематично показаны на рис.2.8 с примерами веществ с соответствующим проявлением магнетизма. В собственно ферромагнетике все спины при абсолютном нуле температуры параллельны. Имеется максимальная намагниченность. В антиферромагнетике намагниченности двух подрешёток взаимно компенсируются, намагниченность равна нулю. Сильная намагниченность возможна и при отрицательном обменном взаимодействии  $J_{ij} < 0$  как в антиферромагнетике, если спины подрешёток с противоположными ориентациями не равны, как это символически показано на рис.2.8 разными размерами кружков на крайнем правом изображении.



Обычно металлы группы железа и сплавы: Fe, Co, Ni, MnAs, MnSb,  $Ga_{1-x}Mn_xSb$

Хром, MnO, FeO, VS, ванадий

Ферриты, никель-цинковый феррит, соединения Ni, Zn,  $Fe_3O_4$ ,  $Y_3Fe_5O_{12}$

Рис.2.8. Упорядочение спинов в ферромагнетиках

Количественный анализ с применением спинового гамильтониана (2.14) крайне сложен. Для этого применяется упрощённая модель Изинга с гамильтонианом

$$H_{\text{спин}} \approx -\sum_{ij} J_{ij} S_i^z S_j^z \quad (2.24)$$

Гейзенберговский обменный гамильтониан оказывается полезным для описания упорядоченного состояния, спиновых волн, магнонов и многих процессов, связанных с поведением магнитных ионов.

## 2.5. Приближение молекулярного поля Вейсса, ферромагнитный переход

Ещё в 1907 году Вейсс предложил одну из наиболее ранних теорий ферромагнетизма – приближение молекулярного поля, согласно которой причиной упорядочения спинов является химические силы взаимодействия магнитных атомов. Это так называемое молекулярное поле Вейсса с применением гейзенберговского спинового гамильтониана (2.14) реализуется в следующем упрощении

$$H_{\text{спин}} = -\sum_{ij} J_{ij} \bar{S}_i \bar{S}_j \approx -\frac{1}{2} \sum_k \left( \sum_{i>k} J_{ik} \langle \bar{S}_i \rangle \bar{S}_k + \sum_{j<k} J_{kj} \bar{S}_k \langle \bar{S}_j \rangle \right) = -\sum_k \bar{S}_k \left( \sum_i J_{ik} \langle \bar{S}_i \rangle \right), \quad (2.25)$$

где  $\langle \bar{S}_i \rangle$  - среднее статистическое значение спина,  $\bar{S}_j$  - вектор, параллельный полному спину системы в ферромагнетике (в антиферромагнетике он параллелен спину подрешётки). Упрощение состоит в том, что действие на данный спин всех остальных спинов заменяется их статистически усреднённым полем. Это и есть поле Вейсса. В результате оператор (2.25) становится линейным по операторам спина, что сильно упрощает расчёты. Выражение (2.25) имеет форму гамильтониана взаимодействия магнитного момента с неким эффективным «внутренним» магнитным полем  $H_I$

$$H_{\text{спин}} = -\sum_i \left( g \cdot m_B \cdot S_i^z \right) \cdot H_I, \quad (2.26)$$

где  $m_i^z = g \cdot m_B \cdot S_i^z$ , - проекция магнитного момента  $i$ -го атома на ось  $z$ ,

$$H_I = \frac{1}{g \cdot m_B} \sum_j J_{ij} \langle S_j^z \rangle. \quad (2.27)$$

«Поле»  $H_I$  пропорционально и параллельно намагниченности единицы объёма

$$\bar{H}_I = l \cdot \bar{M}, \quad M = \frac{g \langle S_i^z \rangle m_B}{V}. \quad (2.28)$$

В присутствии внешнего магнитного поля  $H$  и внутреннего поля  $H_I$  можем записать гамильтониан в виде

$$H = -\sum_i m_i^z (H + H_I). \quad (2.29)$$

Намагниченность

$$M = \sum_i m_i^z = N \cdot \langle m^z \rangle, \quad (2.30)$$

где  $\langle m^z \rangle$  - среднестатистическое значение

$$\langle m^z \rangle = \frac{\sum_{m_i^z} m_i^z \cdot e^{(H+H_I)m_i^z/kT}}{\sum_{m_i^z} e^{(H+H_I)m_i^z/kT}}. \quad (2.31)$$

Суммирование по  $m_i^z$  означает суммирование по всем  $i$  атомам и всевозможным  $(2S + 1)$  ориентациям спина. При  $S = 1/2$   $(2S + 1) = 2$ ,  $m_i^z = \pm m_B$  и

$$\langle m^z \rangle = m_B \cdot th \frac{(H + H_I) \cdot m_B}{kT}. \quad (2.32)$$

Согласно (2.28) и (2.32) получаем трансцендентное уравнение для  $M$

$$M = N \cdot m_B \cdot th \frac{(H + IM) \cdot m_B}{kT}. \quad (2.33)$$

Если намагниченность  $M$  мала, то, разлагая гиперболический тангенс в ряд по  $M$ , можем получить для магнитной восприимчивости выражение

$$c = \frac{M}{H} = \frac{N \cdot m_B^2}{kT - N \cdot m_B^2 \cdot I}. \quad (2.34)$$

Аналогично можно показать, что среднестатистическое значение квадрата момента  $\mu$

$$\langle m^2 \rangle = (2m_B)^2 \cdot S(S+1) \Big|_{S=1/2} = 3m_B^2. \quad (2.35)$$

Тогда из (2.34) получаем закон Кюри-Вейсса

$$c = \frac{N \langle m^2 \rangle}{3k(T - q)}, \quad (2.36)$$

где  $T_C = \frac{N \langle m^2 \rangle I}{3k} = q$ .

Формула (2.36) хорошо описывает ферромагнетики при  $T > T_c$ , при  $T < T_c$  уравнение (2.33) можно решить графически. Это даёт температурную зависимость намагниченности ферромагнетика до температуры Кюри, схематично показанную на рис. 2.9.

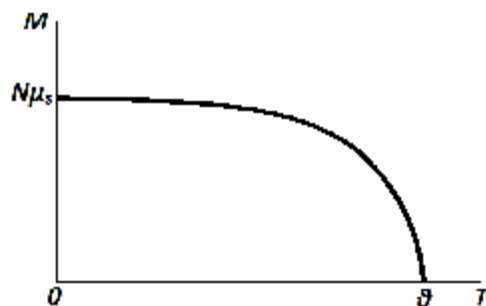


Рис.2.9. Зависимость спонтанной намагниченности от температуры, следующая из приближения самосогласованного поля, где  $\mu_s = \langle m^z \rangle$  при температуре  $T=0$ .

Таблица 2.1. Точка Кюри и максимальная намагниченность некоторых ферромагнетиков		
ферромагнетик	$T_c$ , К	$M_0$ , Гс
Fe	1043	1752
Co	1388	1446
Ni	627	510
EuO	77	1910
CdCl <sub>3</sub>	2,2	550

Значения точки Кюри и намагниченности насыщения ферромагнетиков могут меняться в широких пределах, как показано в табл. 2.1.

## 2.6. Доменная структура ферромагнетика

На самом деле в реальных образцах ферромагнетика достаточно большого объёма спины параллельны лишь в отдельных областях, так называемых доменах. Согласно гипотезе Ландау образование доменов является естественным следствием наличия различных конкурирующих вкладов в полную энергию ферромагнитного тела - обменной энергии, энергии анизотропии и магнитной энергии. Образование доменной структуры можно понять на основе конкуренции обменного и классического магнитного дипольного взаимодействия спинов. Дипольное взаимодействие примерно в 1000 раз слабее обменного. Но оно с расстоянием между магнитными атомами спадает ( $\sim 1/r^3$ ) существенно медленнее обменного взаимодействия, меняющегося по закону  $J \sim \exp(\alpha \cdot r)$ ,

где  $1/a$  порядка межатомного расстояния. Начиная с некоторого достаточно большого расстояния, магнитное дипольное взаимодействие становится большим обменного. И становится выгодной антипараллельная ориентация спинов. Прямым доказательством существования доменной структуры послужили микрофотографии доменных границ, полученных методом порошковых фигур, а также оптическими исследованиями с помощью эффекта Фарадея. На рис.2.10 схематично показано изменение доменной структуры ферромагнетика в присутствии внешнего магнитного поля.

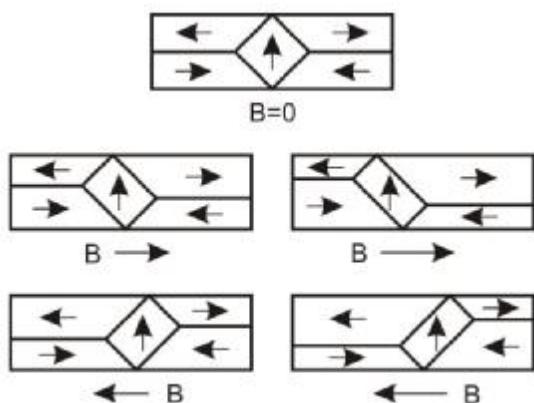


Рис.2.10. Плавное обратимое смещение доменных стенок в ферромагнитном кристалле

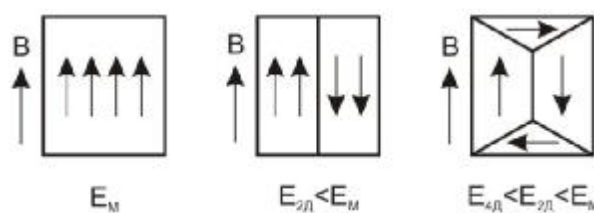


Рис.2.11. Происхождение доменов

Образование доменов энергетически выгодно как показано на рис.2.11. Минимальную энергию имеет конфигурация, в которой силовые линии магнитного поля замыкаются в объеме ферромагнетика.

В кристаллических ферромагнетиках важную роль играет энергия анизотропии. Анизотропия связана с анизотропией обменного взаимодействия, возникающей вследствие анизотропии спин-орбитального взаимодействия и анизотропии d- или f-волновых функций электронов, ответственных за ферромагнетизм веществ с 3d- атомами группы железа или редкоземельных 4f- элементов.

## 2.7. Стенки Блоха

Стенка Блоха – это переходная область между доменами. Они являются результатом конкуренции вкладов обменной энергии и энергии анизотропии. Рассмотрим энергетический баланс стенки Блоха. На рис.2.12 показана перпендикулярная границе между доменами цепочка атомов, обладающих спином.

Обменная энергия между соседними парами спинов с углом между ними  $\varphi$

$$\Delta E_{обм} = J \cdot \overline{S_1} \cdot \overline{S_2} = J \cdot S_1 \cdot S_2 \cdot \cos j . \quad (2.37)$$

Для малых углов  $\cos j \approx 1 - \frac{1}{2}j^2$ , изменение энергии пары спинов можно записать в виде:

$$\Delta E_{обм} = J \cdot S^2 \cdot j^2 . \quad (2.38)$$



Рис.2.12. Схема, иллюстрирующая ход изменения направления спинов в стенке Блоха между доменами с противоположными направлениями намагниченности

Если направление спинов изменяется на противоположное, то полный угол  $p$  состоит из  $N$  поворотов, тогда  $j = p/N$ . Избыточная обменная энергия, отнесённая к паре

$$E_{изб} = J \cdot S^2 \left( \frac{p}{N} \right)^2 . \quad (2.39)$$

Полная обменная энергия цепочки атомов в  $N$  раз больше  $E_{полн} = N \cdot E_{изб}$

$$E_{обм} = J \cdot S^2 \cdot \frac{p^2}{N} . \quad (2.40)$$

Стенка беспрестанно возрастала бы по толщине, если бы не анизотропия, которая ограничивает толщину переходной области. Спины в блоховской стенке большей частью расположены не вдоль осей лёгкого намагничивания. Энергия анизотропии приблизительно пропорциональна толщине стенки  $KNa$ , где  $K$  – некоторая константа анизотропии,  $a$  – постоянная решётки. Энергия единицы площади равна сумме вкладов

$$s_{стенки} = s_{изб.обм} + s_{аниз} = \frac{E_{полн}}{A} , \quad (2.41)$$

где  $A$  – площадь стенки, равная  $N \cdot a^2$ .

$$s_{изб.обм} = \frac{p^2 \cdot J \cdot S^2}{N \cdot a^2} , \quad (2.42)$$

$$s_{аниз} \approx K \cdot N \cdot a , \quad (2.43)$$

$N \cdot a$  - толщина стенки.

Найдём минимум  $s_{стенки}$  как функцию  $N$ , приравнявая к нулю  $\partial s_{стенки} / \partial N$

$$\frac{\partial s_{стенки}}{\partial N} = 0 = -\frac{p^2 \cdot J \cdot S^2}{N^2 \cdot a^2} + K \cdot a , \quad (2.44)$$



отсюда

$$N = \left( \frac{p^2 \cdot J \cdot S^2}{K \cdot a^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.45)$$

- фактически это толщина блоховской стенки в единицах  $a$ .

Для железа оценка даёт  $N \approx 300$ . Полная удельная энергия стенки

$$s_{\text{стенки}} = 2p \left( \frac{K \cdot J \cdot S^2}{a} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.46)$$

Для Fe  $s_{\text{стенки}} \approx 1 \text{ ЭрГ} / \text{см}^2$ . Более точные расчёты для  $180^\circ$  стенки, параллельной плоскости (100), позволяют получить выражение

$$s_{\text{стенки}} = 2 \left( 2K \cdot J \cdot S^2 / a \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.47)$$

которое показывают, что предыдущие упрощённые расчёты (2.46) лишь приблизительно в два раза завышают энергию стенки Блоха.

## 2.8. Коэрцитивная сила и гистерезис

Движение блоховских стенок под действием внешнего магнитного поля неконсервативно. Для их перемещения необходимо затрачивать энергию на преодоление сил трения. Поэтому зависимость индукции магнитного поля или намагниченности ферромагнетика от напряжённости внешнего магнитного поля имеет гистерезисный вид, показанный на рис. 2.13.

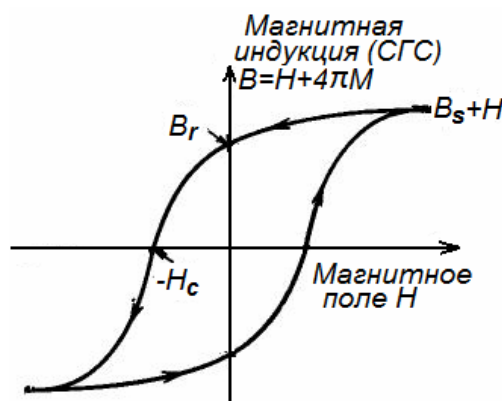


Рис.2.13. Техническая кривая намагничивания (петля гистерезиса) ферромагнетика

Петля гистерезиса характеризуется тремя параметрами:

1. Коэрцитивная сила  $H_c$  - это обратное поле, необходимое для того, чтобы уменьшить до нуля магнитную индукцию  $B$ .

2. Остаточная индукция  $B_R$  - значение  $B$  при  $H = 0$ .
3. Индукция насыщения  $B_S$ , определяемая как предельное значение  $(B - H)$  при больших  $H$ . Намагниченность насыщения  $M_S$  равна  $B_S / 4\pi$ . В системе единиц СИ по вертикальной оси откладывают  $B = \mu_0(H + M)$ .

По величине  $H_C$  различают магнитно-жесткие и магнитно-мягкие материалы. Первые применяются в постоянных магнитах. Например, сплав Альнико: 8% Al, 14% Ni, 24% Co, 3% Cu, 5% Fe (весовые проценты) – двухфазная система. Выпадение мелкой фазы происходит в магнитном поле, и частицы ориентируются так, что их продольные оси ориентированы вдоль поля. Величина  $H_C = 600$  Э. Ещё больше величина  $H_C = 20000$  Э для сплава  $Co_5Sm$  или  $FeB_{12}$ . У мягких магнитных материалов, например, трансформаторного железа,  $H_C = 0.5$  Э. Ещё меньше  $H_C = 4 \cdot 10^{-3}$  Э у пермаллоя. Магнитно-мягкие материалы применяются в качестве магнитопроводов в электрических машинах и магнитных элементах памяти. В самих магнитных элементах памяти применяются ферромагнетики с прямоугольной петлёй гистерезиса с умеренными величинами  $H_C$  и  $B_R$ .

## 2.9. Спиновые волны в ферромагнетике

Для изучения термодинамических свойств ферромагнетика, таких как теплоёмкость при низких температурах, необходимо рассмотреть возбуждённые состояния спиновой системы. В основном состоянии ферромагнетика все спины направлены в одну сторону. Поэтому самое нижнее возбуждённое состояние соответствует отклонению одного спина от этого направления. Так как этот спин взаимодействует с другими спинами на соседних атомах, то отклонившийся спин может перепрыгнуть на соседний узел. Взаимодействие между соседними спинами аналогично упругой межатомной силе в теории колебаний решётки: оно приводит к тому, что отклонившийся спин не может оставаться локализованным на атоме, а стремится перемещаться. По аналогии с движением вектора смещения в теории решёточных колебаний можно сказать, что перемещение спинов будет иметь волновой характер. Такие волны называются *спиновыми волнами*, а их кванты называются *магнонами*. В пределе длинных волн магноны представляют собой классические волны намагниченности в кристалле. Частоты типичных магнонов лежат в микроволновой области  $\sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , так что их энергия порядка  $5 \cdot 10^{-5}$  эВ.

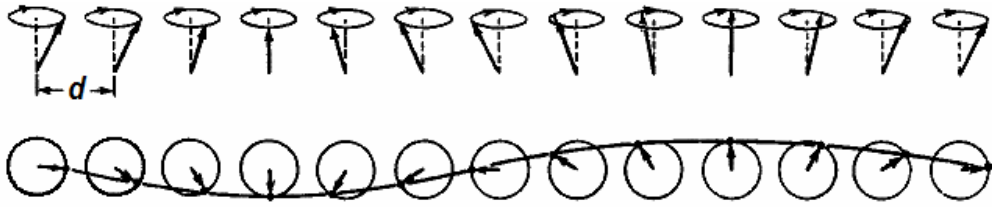


Рис.2.14. Распространение волны прецессии спинов в ферромагнетике [1]

Каждый спин прецессирует (рис.2.14), и фаза прецессии определяется волновым вектором  $\vec{k}$  спиновой волны в кристалле. В рамках модели Гейзенберга распространение спиновых волн можно исследовать классически. Рассмотрим для этого атом, находящийся в точке  $\vec{R}$  и взаимодействующий с  $z$  ближайшими соседями, расположенными в точках  $(\vec{R} + \vec{n}_o)$  простой кубической решётки. Представим обменный Гамильтониан в виде

$$H_{обм} = -2J \sum_{n_o} \vec{S}_{\vec{R}} \cdot \vec{S}_{\vec{R} + \vec{n}_o}, \quad (2.48)$$

где суммирование выполняется по ближайшим 6 узлам  $\vec{R} + \vec{n}_o$ . Уравнение движения Гейзенберга для вектора  $\vec{S}_{\vec{R}}$  есть

$$\dot{\vec{S}}_{\vec{R}} = -\frac{i}{\hbar} [\vec{S}_{\vec{R}}, H_{обм}] = \frac{2J}{\hbar} \vec{S}_{\vec{R}} \times \sum_{n_o} \vec{S}_{\vec{R} + \vec{n}_o} = \frac{2J}{\hbar} \sum_{n_o} (\vec{S}_{\vec{R}} \times \vec{S}_{\vec{R} + \vec{n}_o}) \quad (2.49)$$

или в декартовых проекциях

$$\left. \begin{aligned} \dot{S}_{\vec{R}}^x &= \frac{2J}{\hbar} \left( S_{\vec{R}}^y \sum_{n_o} S_{\vec{R} + \vec{n}_o}^z - S_{\vec{R}}^z \sum_{n_o} S_{\vec{R} + \vec{n}_o}^y \right) \\ \dot{S}_{\vec{R}}^y &= \frac{2J}{\hbar} \left( S_{\vec{R}}^z \sum_{n_o} S_{\vec{R} + \vec{n}_o}^x - S_{\vec{R}}^x \sum_{n_o} S_{\vec{R} + \vec{n}_o}^z \right) \\ \dot{S}_{\vec{R}}^z &= \frac{2J}{\hbar} \left( S_{\vec{R}}^x \sum_{n_o} S_{\vec{R} + \vec{n}_o}^y - S_{\vec{R}}^y \sum_{n_o} S_{\vec{R} + \vec{n}_o}^x \right) \end{aligned} \right\}. \quad (2.50)$$

Уравнения (2.50) – нелинейные по проекциям спинов  $\vec{S}_{\vec{R}}$ , их можно линеаризовать, предположив, что  $S_{\vec{R}}^z \approx S$  и  $S_{\vec{R}}^x, S_{\vec{R}}^y \ll S$ . Для простой кубической решётки число ближайших соседей равно 6, с учётом координат соседей

$$\vec{n}_o = \begin{cases} (\pm a, 0, 0) \\ (0, \pm a, 0) \\ (0, 0, \pm a) \end{cases} \quad (2.51)$$

получаем простую систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} \dot{S}_R^x &= \frac{2J \cdot S}{\mathbf{h}} \left( 6 \cdot S_R^y - \sum_{n_o} S_{R+n_o}^y \right) \\ \dot{S}_R^y &= -\frac{2J \cdot S}{\mathbf{h}} \left( 6 \cdot S_R^x - \sum_{n_o} S_{R+n_o}^x \right) \\ \dot{S}_R^z &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (2.52)$$

Эти уравнения в решётке с трансляционной симметрией имеют решения в виде бегущей волны

$$\left. \begin{aligned} S_R^x &= u \cdot \exp\left[i(\bar{k} \cdot \bar{R} - w \cdot t)\right] \\ S_R^y &= u \cdot \exp\left[i(\bar{k} \cdot \bar{R} - w \cdot t)\right] \end{aligned} \right\}. \quad (2.53)$$

При подстановке (2.53) в (2.52) получаем алгебраические уравнения

$$\left. \begin{aligned} -i \cdot w \cdot u &= \frac{2J \cdot S}{\mathbf{h}} \left[ 6 - \sum_{n_o} \exp(i \cdot \bar{k} \cdot \bar{n}_o) \right] \cdot u \\ -i \cdot w \cdot u &= -\frac{2J \cdot S}{\mathbf{h}} \left[ 6 - \sum_{n_o} \exp(i \cdot \bar{k} \cdot \bar{n}_o) \right] \cdot u \end{aligned} \right\}. \quad (2.54)$$

Из равенства нулю определителя системы уравнений (2.54) получаем спектр колебаний

$$\mathbf{h} \cdot \mathbf{w}_k^- = 2J \cdot S \left[ 6 - \sum_{n_o} \exp(i\bar{k} \cdot \bar{n}_o) \right] = 2J \cdot S \left[ 6 - \sum_{n_o} \cos(\bar{k} \cdot \bar{n}_o) \right], \quad (2.55)$$

где  $a$  - постоянная решётки.

Выражение (2.55) называют *дисперсионным соотношением для магнонов*. На рис.2.15 и 2.16 приведены примеры экспериментальных дисперсионных кривых для сплава кобальта с железом и оксида железа.

При малых  $k$ ,  $|\bar{k} \cdot \bar{n}_o| \ll 1$  получаем квадратичный закон дисперсии для магнонов как и для частиц с ненулевой массой покоя, например электронов

$$\mathbf{h} \cdot \mathbf{w}_k^- \cong 2J \cdot S(k \cdot a)^2 \quad (2.56)$$

где

$$\mathbf{w}_k^- = \frac{k^2}{2\mathbf{h}m^*}, \quad (2.57)$$

эффективная масса магнона

$$m^* = \frac{\mathbf{h}^2}{4J \cdot S \cdot a^2}. \quad (2.58)$$

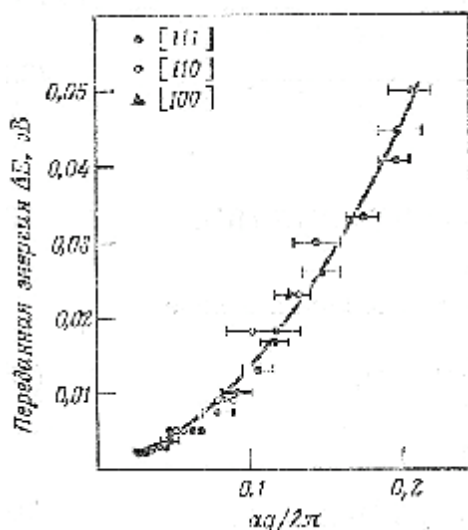


Рис.2.15. Дисперсионные кривые магнонов в ферромагнитном сплаве кобальта с железом [4]

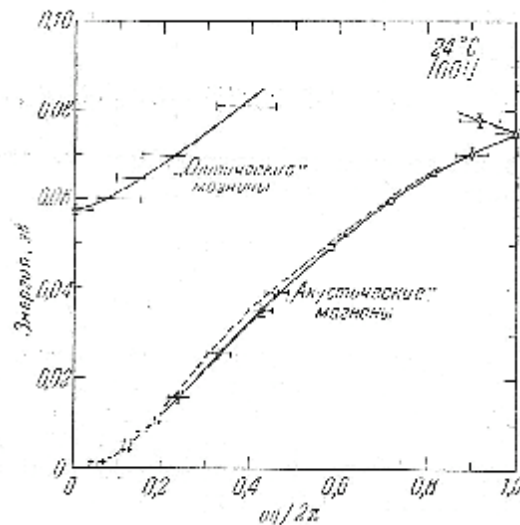


Рис.2.16. Дисперсионные кривые магнонов в магнетите – оксиде железа  $Fe_3O_4$  [1]

Своеобразие ситуации состоит в том, что, как и фононы или фотоны магноны являются Бозе-частицами с целым спином, так как разрешённые изменения магнитного квантового числа равны  $\pm 1$ . Вместе с тем в отличие от фононов или фотонов магноны обладают не нулевой массой покоя –  $m^*$  в (2.58) не зависит от волнового числа. Для типичных ферромагнетиков с  $T_c = 300K$ ,  $m^* \approx 10 \cdot m_e$ .

## 2.10. Квантование спиновых волн

Значения полного спинового квантового числа системы  $N$  спинов величиной  $S$  равны  $NS$ ,  $NS - 1$ ,  $NS - 2$ , .... Это следует из квантовомеханической теории момента количества движения. В основном состоянии ферромагнетика полное спиновое число равно  $NS$  – все спины параллельны. Возбуждение спиновых волн уменьшает величину полного спина, поскольку спины становятся не параллельными. Будем искать соотношение между амплитудой спиновой волны и величиной уменьшения  $z$  – компоненты полного спинового квантового числа.

Рассмотрим для простоты спиновую волну в одномерном кристалле

$$\left. \begin{aligned} S_R^x &= u \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{R} - \omega t)} = S_p^x = u \cdot e^{i(pka - \omega t)} \\ S_R^y &= u \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{R} - \omega t)} = S_p^y = u \cdot e^{i(pka - \omega t)} \end{aligned} \right\} \quad (2.59)$$

Компоненты спина вдоль оси  $z$  равны и не зависят от номера узла  $p$  и от  $t$ . Для малых амплитуд  $u/S \ll 1$  для  $S$  - компоненты имеем

$$S^z = (S^2 - u^2)^{\frac{1}{2}} \approx S - \frac{u^2}{2S}. \quad (2.60)$$

Для разности  $N(S - S_z)$  квантовая теория допускает лишь целочисленные значения. Если  $N$  – полное число спинов, а  $(NS - n_k)$  -  $z$  – компонента полного спина, когда возбуждена спиновая волна  $k$ , то согласно (2.60) имеем условие квантования для спиновой волны с амплитудой  $u_k^-$

$$n_k^- \approx \frac{N \cdot u_k^2}{2S} \quad \text{или} \quad u_k^2 \approx \frac{2S \cdot n_k^-}{N}. \quad (2.61)$$

Здесь  $n_k^-$  - целое число, равное числу магнонов, возбуждённых с волновым вектором  $\vec{k}$ . Каждый магнон уменьшает  $z$  – компоненту полного спина на единицу. Возникает вопрос об энергии магнонов  $e_k^-$ : удовлетворяет ли она тому же квантовому условию, как для фотонов или фононов

$$e_k^- = n_k^- \cdot \mathbf{h} \cdot \mathbf{w}_k^- \quad (2.62)$$

Обменная энергия зависит от косинуса угла между спинами, находящимися в соседних узлах  $p$  и  $p+1$  (рис.2.17). Разность фаз между соседними спинами в один и тот же момент времени  $t$  равна  $ka$  радиан. Концы двух спиновых векторов на рис.2.17 находятся на расстоянии  $2u \cdot \sin(ka/2)$ .

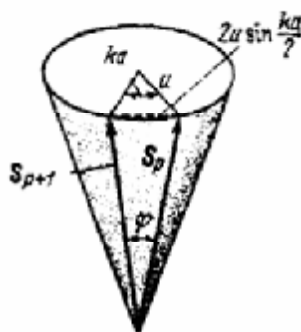


Рис.2.17. Схема, показывающая два последующих положения вектора спина в спиновой волне. Эта схема иллюстрирует связь угла  $j$  между двумя положениями спина с амплитудой спиновой волны  $u$  и фазовым углом  $ka$ . Длина пунктирной прямой равна  $2u \cdot \sin(ka/2)$ . Если спин равен  $S$ , то  $S \cdot \sin(j/2) = u \cdot \sin(ka/2)$

Следовательно, угол  $j$  между этими векторами определяется соотношением

$$\sin\left(\frac{j}{2}\right) = \frac{u}{S} \sin\left(\frac{ka}{2}\right). \quad (2.63)$$

При  $u/S \ll 1$  можно  $\cos j$  представить в виде

$$\cos j = 1 - 2\left(\frac{u}{S}\right)^2 \sin^2\left(\frac{ka}{2}\right). \quad (2.64)$$

Тогда обменная энергия  $U$  будет определяться соотношениями

$$U = -2J \sum_{p=1} \bar{S}_p \cdot \bar{S}_{p+1} \approx -2J \cdot N \cdot S^2 + 4J \cdot N \cdot u^2 \sin^2\left(\frac{ka}{2}\right) = -2J \cdot N \cdot S^2 + 2J \cdot N \cdot u^2 (1 - \cos ka). \quad (2.65)$$

Энергия возбуждения спиновой волны с амплитудой  $u_{\bar{k}}$  и волновым вектором  $\bar{k}$  равна

$$e_{\bar{k}} = 2J \cdot N \cdot u_{\bar{k}}^2 (1 - \cos ka) \quad (2.66)$$

- второму слагаемому в (2.65). С учётом условия квантования (2.61) имеем

$$e_{\bar{k}} = 4J \cdot S \cdot (1 - \cos ka) \cdot n_{\bar{k}} = n_{\bar{k}} \cdot \mathbf{h} \cdot \mathbf{w}_{\bar{k}}, \quad (2.67)$$

где  $\mathbf{h} \cdot \mathbf{w}_{\bar{k}} = 4J \cdot S \cdot (1 - \cos ka)$  - в соответствии с законом дисперсии магнонов в одномерном случае.

## 2.11. Теплоёмкость магнонов

Используя дисперсионное соотношение, вычислим теплоёмкость трёхмерного ферромагнетика при низких температурах ( $kT \ll J$  или  $T < T_C$ ), применив упрощённую форму дисперсионного соотношения  $w_{\bar{k}} = Ak^2$ . Плотность состояний на единицу объёма магнонов в зависимости от частоты равна

$$D_M(w) = \frac{1}{(2p)^3} 4pk^2 \left(\frac{dk}{dw}\right) = \frac{2}{(2p)^3} \cdot \frac{w^{1/2}}{A^{3/2}}. \quad (2.68)$$

Отсюда для внутренней энергии магنونного газа получаем

$$U = \sum_{\bar{k}} \frac{\mathbf{h} \cdot \mathbf{w}_{\bar{k}}}{\exp\left(\frac{\mathbf{h} \cdot \mathbf{w}_{\bar{k}}}{k_B T}\right) - 1} \equiv \frac{\mathbf{h}}{4p^2 A^{3/2}} \int_0^{w_{\max}/kT} \frac{w^{3/2} dw}{\exp\left(\frac{\mathbf{h} w}{k_B T}\right) - 1}. \quad (2.69)$$

При  $T \rightarrow 0$  величина  $w_{\max}/kT \rightarrow \infty$  и

$$U = \frac{\mathbf{h}}{4\pi^2 A^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\mathbf{h}}{k_A T}\right)^{\frac{5}{2}}} \int_0^{\infty} \frac{x^{\frac{3}{2}} dx}{e^x - 1} = \frac{0,113(k_A T)^{\frac{5}{2}}}{(\mathbf{h} A)^{\frac{3}{2}}}. \quad (2.70)$$

Тогда удельная теплоёмкость в отличие от фононов, для которых справедлив закон  $C_V \sim T^3$ , оказывается пропорциональной  $T^{2/3}$

$$C_V = \frac{\partial U}{\partial T} = \frac{0,113k_B(k_B T)^{3/2}}{(\hbar A)^2} \sim T^{3/2}. \quad (2.71)$$

Если теплоёмкость состоит только из двух частей – маглонной, пропорциональной  $T^{3/2}$  и фононной, пропорциональной  $T^3$ , то график зависимости  $CT^{-3/2}$  от  $T^{3/2}$  будет иметь вид прямой линии. Пересечение прямой с осью при  $T=0$  даёт чисто маглонную часть теплоёмкости, а её наклон – чисто фононную часть. Этот вывод прекрасно иллюстрируется экспериментальными данными для иттриевого феррита-граната на рис.2.18.

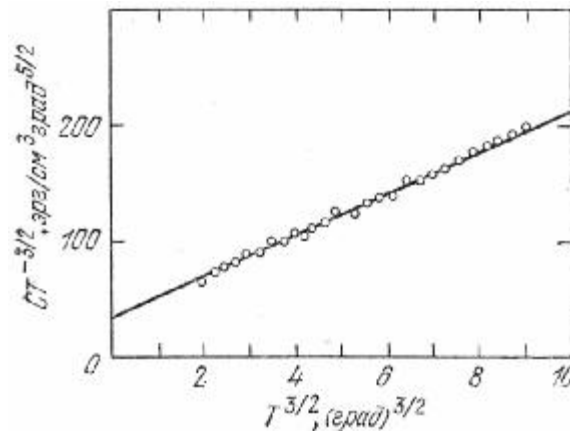


Рис.2.18. Теплоемкость кристалла иттриевого феррита-граната ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ) как функция температуры [1]

## 2.12. Закон Блоха

Маглонная часть энергии ферромагнетика очевидно равна

$$\sum \mathbf{h} \cdot \mathbf{w}_{\vec{k}} \cdot n_{\vec{k}}, \quad n_{\vec{k}} = 0, 1, 2, \dots \quad (2.72)$$

Для магнонов как возбуждений с целым спином справедлива статистика Бозе с функцией распределения

$$\langle n_{\vec{k}} \rangle = \frac{1}{\frac{\mathbf{h} \cdot \mathbf{w}_{\vec{k}}}{k_B T} - 1}. \quad (2.73)$$

Каждая спиновая волна уменьшает полный спин на единицу по сравнению с его максимальным значением  $NS$ . Тогда намагниченность



$$M(T) = M(0) \cdot \left[ 1 - \frac{1}{NS} \sum_k \langle n_k^- \rangle \right] \text{ или}$$

$$M(T) = M(0) \cdot \left[ 1 - \frac{V}{NS} \int \frac{d\bar{k}}{(2p)^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega_{\bar{k}}}{k_B T}} - 1} \right]. \quad (2.74)$$

Формулу (2.55) для  $\hbar \omega_{\bar{k}}$  можно ещё записать в более общем виде

$$\hbar \omega_{\bar{k}} = 2S \sum_{n_o} J \cdot \sin^2 \left( \frac{1}{2} \bar{k} \cdot \bar{n}_o \right). \quad (2.75)$$

При низких температурах в интеграле для  $M(T)$  важно учесть спиновые волны с малыми  $\bar{k}$ , тогда

$$\hbar \omega_{\bar{k}} \approx \frac{J \cdot S}{2} \sum_{n_o} (\bar{k} \cdot \bar{n}_o)^2. \quad (2.76)$$

Подставляем (2.76) в интеграл (2.74), переходим к интегрированию по энергии с бесконечным верхним пределом для малых  $T$ , получаем

$$M(T) = M(0) \cdot \left[ 1 - \frac{V}{NS} (k_B T)^{3/2} \int \frac{dq}{(2p)^3} \left[ \exp SJ \sum_{n_o} \frac{(\bar{q} \cdot \bar{n}_o)^2}{2} - 1 \right]^{-1} \right]. \quad (2.77)$$

Интеграл даёт константу, отсюда получаем закон Блоха  $M(T) \sim T^{\frac{3}{2}}$ .

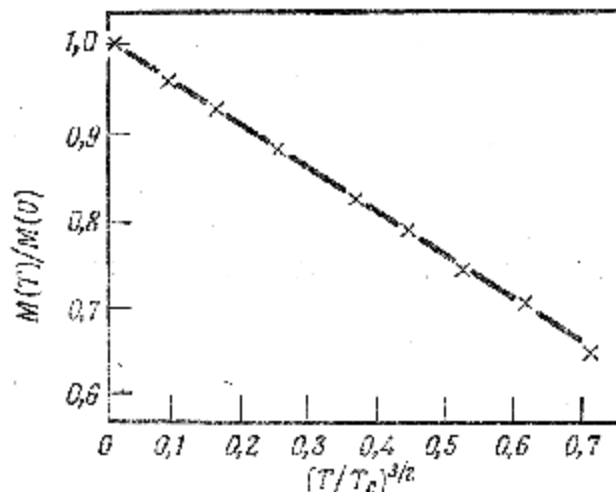


Рис.2.19. Зависимость отношения спонтанной намагниченности ферромагнитного гадолиния ( $T_c=293$  К) при температуре  $T$  к намагниченности насыщения ( $T=0$ ) от  $(T/T_c)^{3/2}$  [4]. Линейный ход кривой находится в согласии с законом  $T^{3/2}$  Блоха

Можно показать, что в одно- и двумерных случаях интеграл в (2.77) для  $M(T)$  расходится при малых  $q$ . Т.е., при низких температурах спиновых волн становится

настолько много, что ни о какой упорядоченности в системе спинов говорить не приходится. Т.о., спонтанная намагниченность не может существовать в одномерном и двумерном кристалле, в таких кристаллах ферромагнетизм не возможен. Это было доказано и другим путём в модели Изинга. Однако, это справедливо в рамках принятых приближений, в частности, без учёта взаимодействия магнонов. На самом деле существуют кристаллы с одномерным и двумерным упорядочением магнитных атомов или ионов [2]. Например, соединение  $\text{Co}(\text{NC}_5\text{H}_5)_2\text{Cl}_2$  с температурой Кюри 3.7 К содержит ионы кобальта в параллельных цепочках атомов с одномерным упорядочением спинов. Существуют также слоистые структуры, в которых магнитные ионы внутри слоя связаны ферромагнитно, а взаимодействие между слоями гораздо слабее [5].

### 2.13. Закон дисперсии для магнонов в антиферромагнетике

Закон дисперсии для магнонов в антиферромагнетике в одномерном случае также, как и в ферромагнетике, нетрудно получить соответствующей модификацией изложенных ранее уравнений (2.50) для ферромагнетика. Пусть спины в узлах с чётными номерами  $2p$  направлены вверх ( $S_z = S$ ) и составляют подрешётку А, а спины в узлах с нечётными номерами  $2p+1$  направлены вниз ( $S_z = -S$ ) и составляют подрешётку В. Мы ограничимся, как и для ферромагнетика, приближением только ближайших соседей. Обменный интеграл в антиферромагнетике является отрицательным ( $J < 0$ ). Тогда уравнения для спинов подрешётки А в одномерном случае можно записать в виде

$$\frac{dS_{2p}^x}{dt} = -\frac{2J \cdot S}{\mathbf{h}} (2S_{2p}^y + S_{2p-1}^y + S_{2p+1}^y), \quad (2.78)$$

$$\frac{dS_{2p}^y}{dt} = \frac{2J \cdot S}{\mathbf{h}} (2S_{2p}^x + S_{2p-1}^x + S_{2p+1}^x). \quad (2.79)$$

Аналогичные уравнения имеют место для спинов подрешётки В

$$\frac{dS_{2p+1}^x}{dt} = \frac{2J \cdot S}{\mathbf{h}} (2S_{2p+1}^y + S_{2p}^y + S_{2p+2}^y), \quad (2.80a)$$

$$\frac{dS_{2p+1}^y}{dt} = -\frac{2J \cdot S}{\mathbf{h}} (2S_{2p+1}^x + S_{2p}^x + S_{2p+2}^x). \quad (2.80б)$$

Применим операторы вращения прецессирующего спина  $S^+ = S^x + iS^y$  и запишем уравнение для  $S^+$

$$\frac{dS_{2p}^+}{dt} = \frac{2i \cdot J \cdot S}{\mathbf{h}} (2S_{2p}^+ + S_{2p-1}^+ + S_{2p+1}^+), \quad (2.81)$$

$$\frac{dS_{2p+1}^+}{dt} = -\frac{2i \cdot j \cdot S}{\hbar} (2S_{2p+1}^+ + S_{2p}^+ + S_{2p+2}^+). \quad (2.82)$$

Решение будем искать в виде плоских волн

$$S_{2p}^+ = u \cdot \exp(i(2p \cdot ka - w \cdot t)), \quad (2.83a)$$

$$S_{2p+1}^+ = u \cdot \exp(i[(2p+1) \cdot ka - w \cdot t]). \quad (2.83b)$$

Подставив (2.83) в (2.81) и (2.82), получим систему алгебраических уравнений

$$w \cdot u = \frac{1}{2} w_{ex} (2u + u \cdot e^{-ika} + u \cdot e^{ika}) \quad (2.84a)$$

$$-w \cdot u = \frac{1}{2} w_{ex} (2u + u \cdot e^{-ika} + u \cdot e^{ika}), \quad (2.84b)$$

где  $w_{ex} \equiv -\frac{4J \cdot S}{\hbar} = \frac{4 \cdot |J| \cdot S}{\hbar}$ .

Уравнения (2.84) имеют нетривиальное решение при условии, что детерминант системы уравнений относительно неизвестных  $u$  и  $u$  равен нулю

$$\begin{vmatrix} w_{ex} - w & w_{ex} \cdot \cos ka \\ w_{ex} \cdot \cos ka & w_{ex} + w \end{vmatrix} = 0 \quad (2.85)$$

Условие (2.85) даёт дисперсионный закон

$$w^2 = w_{ex}^2 (1 - \cos^2 ka), \quad w = w_{ex} |\sin ka|. \quad (2.86)$$

Этот закон для магнонов в антиферромагнетике имеет такой же вид, как и для фононов, и является существенно иным, чем для магнонов в ферромагнетике. При  $ka \ll 1$  в случае длинных волн зависимость (2.86) становится близкой к линейной

$$w \approx w_{ex} |ka|. \quad (2.87)$$

Имеется широкая область, в которой частота магнонов прямо пропорциональна волновому вектору. Магноны чётко наблюдаются в опытах на образцах кристаллов  $MnF_2$  вплоть до температур составляющих около 0.93 температуры Нееля. Следовательно, даже при высоких температурах магнонное приближение оказывается полезным.

На рис.2.20 приведена зависимость энергии магнонов от величины волнового вектора (магнонный спектр) для антиферромагнитных кристаллов  $RbMnF_3$ , найденная экспериментально в опытах по неупругому рассеянию нейтронов. Кривые построены путем расчета для трех указанных справа вверху направлений: [111], [110], [001], в предположении, что обменное взаимодействие имеет величину  $J/k_B = 3.4K$  и распространяется только на ближайшие соседи.

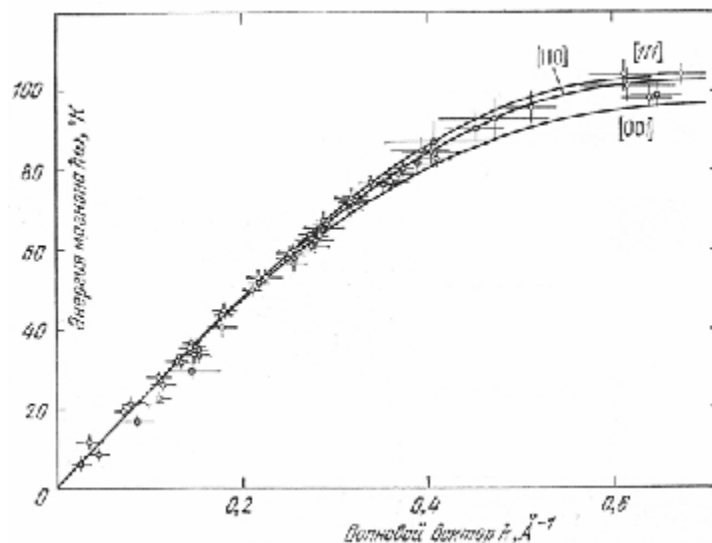


Рис.2.20. Закон дисперсии для магнонов в антиферромагнетике  $\text{RbMnF}_3$ , установленный экспериментально методом неупругого рассеяния нейтронов при температуре 4.2 К [4]. Показанные экспериментальные точки всюду относятся к значениям волнового вектора в плоскости (110). Данные из работы Уиндзора и Стевенсона

Так как дисперсионные соотношения для магнонов в антиферромагнетике подобны таковым для фононов, эти возбуждения имеют схожие термодинамические характеристики. В частности для магнонов в антиферромагнетике, как и для фононов удельная теплоёмкость пропорциональна третьей степени температуры

$$C_V \sim T^3. \quad (2.88)$$

#### 2.14. Ферромагнитный резонанс

Резонансное поглощение электромагнитного излучения ферромагнетиками в области сверхвысоких частот аналогично электронному парамагнитному резонансу или ядерному магнитному резонансу [6,7]. Ферромагнитный резонанс (ФМР) впервые фактически наблюдал В.К. Аркадьев в 1911 г [8]. Качественное квантовое объяснение ФМР было дано в 1923 Я.Г. Дорфманом [9]. Однако, только в начале сороковых годов прошлого столетия физики вернулись к экспериментальному изучению ферромагнитного резонансного поглощения, которое в наиболее отчётливой форме было зарегистрировано в никеле и железо-кремниевом сплаве Е.К. Завойским [10] в СССР и Гриффитсом [11] в Англии. Теоретическое описание ФМР впервые было дано Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшицем [12]. В настоящее время ФМР позволяет получать важную информацию о свойствах новых магнитных материалов так называемых разбавленных магнитных полупроводников [13-16], которые считаются перспективными материалами в развитии спинтроники. Основы

ФМР изложены в [1], более детальное рассмотрение дано в книгах [2, 17,18] и недавнем обзоре [13].

Ферромагнетики в отличие от парамагнетиков имеют спонтанную собственную намагниченность. При этом спины магнитных ионов, в пределе низких температур ориентированны параллельно в одном направлении. В случае ферромагнитных кристаллов мы имеем дело в основном с проявлением спинового магнетизма. Поэтому  $g$ -фактор должен равняться 2 (точнее 2.0023). Однако фактически  $g$ - фактор в ферромагнетиках, определяемый из резонансных опытов заметно отличается от 2 (как правило, больше 2). С другой стороны магнитомеханическое отношение  $g'$  оказывается несколько меньше 2 ( $\approx 5\%$ ). Эти отклонения  $g$ - и  $g'$  факторов от 2 были теоретически обоснованы Киттелем, Полдером и др. Они обусловлены небольшими добавками орбитального магнетизма. Обычно в кристаллах электрическое поле решётки почти полностью замораживает орбитальные магнитные моменты, которые лишь частично подмагничиваются спиновым моментом через спин-орбитальное взаимодействие. При определении  $g$  и  $g'$ - факторов в резонансных и гиромантных опытах эта примесь орбитального магнетизма сказывается различно.

Отличительной от ЭПР чертой ФМР является тот факт, что в ферромагнетике полный, суммарный для всех магнитных ионов магнитный момент прецессирует вокруг внешнего магнитного поля. Энергия внешнего переменного магнитного поля, приложенного в поперечном направлении, будет сильно поглощаться, когда его частота окажется равной частоте прецессии. Это явление можно описывать при помощи представления о квантовании макроскопического вектора полного спина  $S$  ферромагнетика в постоянном магнитном поле, считая, что расстояния между энергетическими уровнями такой системы отвечает обычным зеемановским частотам. Как и в ЭПР действуют те же правила отбора для магнитного квантового числа  $\Delta m_s = \pm 1$ , которые разрешают переходы только между соседними уровнями. Замечательным является здесь громадная по атомным меркам величина полного спина  $S \approx S_I \cdot N$ , где  $S_I$ - спин отдельного иона,  $N$  – число атомов образца  $\approx 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$ . Изменению квантового числа  $\Delta m_s = \pm 1$  соответствует астрономически малое изменение проекции на направление намагниченности полного спина  $S$  порядка  $2S/(10^{22} - 10^{23})$ . И между столь малыми изменениями полного спина даже при комнатных температурах наблюдаются резонансные переходы при поглощении квантов СВЧ электромагнитного излучения. Т.е., подобно сверхпроводникам в ФМР проявляются квантовые эффекты в макроскопическом масштабе, но при больших температурах.

Типичные ферромагнетики обладают большой спонтанной намагниченностью ( $\sim 10^3$  Гс), поэтому магнитное резонансное поглощение в них особенно велико. Оно пропорционально магнитной восприимчивости и поэтому на три порядка больше, чем в парамагнитных веществах. Важной особенностью ФМР резонанса является также и то, что в ферромагнетиках существуют сильные внутренние поля магнитной анизотропии, обусловленные обменным взаимодействием между электронами, участвующими в спонтанном магнитном моменте и кристаллическим полем. Наряду с кристаллографической анизотропией ФМР существует ещё и анизотропия, связанная с формой образца, т.к. собственное магнитное поле образца ферромагнетика оказывается сравнимым по величине с внешним полем. В случае парамагнетиков при наблюдении ЭПР собственное поле образца ничтожно мало и им часто пренебрегают.

Подводя итог, можно резюмировать следующие особенности ФМР:

- 1) Поперечные компоненты магнитной восприимчивости  $\chi$  и  $\chi'$  очень велики, поскольку намагниченность ферромагнетика в данном статическом магнитном поле во много раз больше намагниченности электронных парамагнетиков и, тем более, ядерных парамагнетиков в том же поле;
- 2) Огромную роль играет форма образца, собственное поле, которое сравнимо с внешним полем; спектр ФМР сильно зависит от размагничивающих полей, так называемых размагничивающих факторов;
- 3) Сильная обменная связь между ферромагнитными электронами может подавлять взаимодействие спинов с колебаниями кристаллической решётки (спин-решёточное взаимодействие), что способствует сужению линий ферромагнитного резонанса. При благоприятных условиях, как, например, в ферритах-гранатах, линии ФМР могут быть очень острыми ( $< 1$  Гс);
- 4) По той же причине ослабленного спин-решёточного взаимодействия эффекты насыщения ФМР обнаруживаются при относительно низких уровнях внешнего возбуждающего электромагнитного поля;
- 5) Система спинов ферромагнетика весьма устойчива, ею невозможно управлять как в парамагнетике. Намагниченность  $M_z$  нельзя довести до нуля, изменить на противоположное направление;
- 6) Ферромагнитное резонансное возбуждение распадается на отдельные спин-волновые моды до того, как вектор намагниченности сможет заметно отклониться от своего исходного направления.

## 2.15. Эффекты, связанные с формой образца

Пусть образец с кубической структурой имеет форму эллипсоида с главными осями вдоль  $x, y, z$ . Обозначим размагничивающие факторы  $N_x, N_y, N_z$ . Компоненты внутреннего магнитного поля  $\bar{B}^i$  связаны с внешним полем  $\bar{B}^0$ .

$$B_x^i = B_x^0 - N_x \cdot M_x; \quad B_y^i = B_y^0 - N_y \cdot M_y; \quad B_z^i = B_z^0 - N_z \cdot M_z \quad (2.89)$$

где  $B^0$  – индукция внешнего магнитного поля.

Поле Лоренца  $4\pi M/3$  и обменное поле  $\lambda \cdot M$  не дают вклада во вращающий момент,  $\bar{B}_{лок} = \bar{B} + 4\pi \bar{M}/3$  – в системе СГСМ,  $\bar{B}_{лок} = \bar{B} + \bar{M}/3m_0$  – в системе СИ, поскольку для каждого из них векторное произведение с  $\bar{M}$  тождественно равно 0. В уравнение движения именно такое произведение входит. Выпишем уравнение движения для намагниченности

$$\dot{\bar{M}} = g \cdot \bar{M} \times \bar{B}^i, \quad (2.90)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $g = -\frac{g \cdot m_B}{\hbar}$ . Учитывая связь намагниченности с механическим моментом  $\bar{M} = g \cdot \hbar \cdot \bar{I}$ , получим уравнение

$$\hbar \cdot \frac{dI}{dt} = \bar{M} \times \bar{B}^i. \quad (2.91)$$

В компонентах по осям, полагая  $\bar{B}^0 = B_0 \hat{z}$ , где  $B_0$  – амплитудное значение,  $\hat{z}$  – единичный вектор вдоль оси  $z$  ( $\hat{z} = \frac{z}{|z|}$ ), (2.90) преобразуется к виду

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma (M_y \cdot B_z^i - M_z \cdot B_y^i) = \gamma [M_y (B_0 - N_z \cdot M) - M (-N_y \cdot M_y)] = \gamma [B_0 + (N_y - N_z)M] \cdot M_y \quad (2.92)$$

В этом приближении можно положить  $M_z = M$  и  $dM_z/dt = 0$ .

$$\frac{dM_y}{dt} = g [M (-N_x M_x) - M_x (B_0 - N_z \cdot M)] = -g [B_0 + (N_x - N_z) \cdot M] \cdot M_x. \quad (2.93)$$

Полагая  $M \sim \exp(-i \cdot \omega \cdot t)$ , получаем условие ненулевого решения

$$\begin{vmatrix} i\omega & g[B_0 + (N_y - N_z) \cdot M] \\ -g[B_0 + (N_x - N_z) \cdot M] & i\omega \end{vmatrix} = 0. \quad (2.94)$$

Отсюда

$$w_0^2 = g^2 [B_0 + (N_y - N_z) \cdot M] \cdot [B_0 + (N_x - N_z) \cdot M] - \text{в системе СГСМ} \quad (2.95)$$

$$w_0^2 = g^2 [B_0 + (N_y - N_z) \cdot m_0 M] \cdot [B_0 + (N_x - N_z) \cdot m_0 M] - \text{в системе СИ,}$$

где  $m_0 = 4p \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ . Эту частоту  $w_0$  называют частотой *однородной* моды в отличие от частот магновов и других неоднородных мод. Все спины прецессируют в фазе и с одной и той же амплитудой. В случае сферы  $N_x = N_y = N_z$  и следовательно

$$w_0 = g \cdot B_0. \quad (2.96)$$

На рис.2.21 показана очень узкая линия спектра ФМР для сферического образца монокристаллического феррит-граната [1].

Для образца в виде тонкой пластины при  $B_0 \perp$  её плоскости  $N_x = N_y = 0$ ,  $N_z = 4p$  в системе СГСМ и  $N_z = 1$  в системе СИ, следовательно

$$w_0 = g(B_0 - 4pM) - \text{в системе СГСМ,} \quad (2.97)$$

$$w_0 = g(B_0 - m_0 M) - \text{в системе СИ.}$$

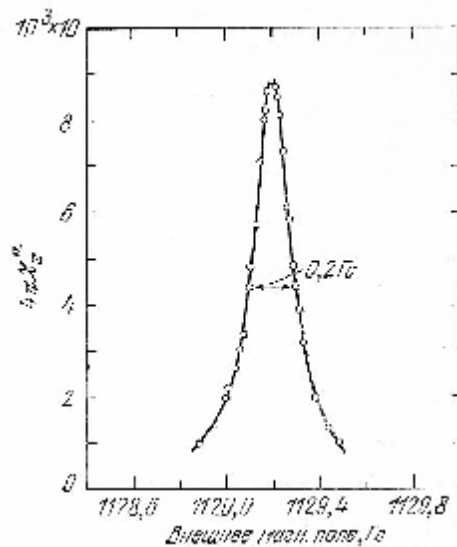


Рис.2.21. Кривая ФМР (зависимость мнимой части магнитной восприимчивости от магнитного поля  $B_0$ ), полученная для полированного сферического образца монокристаллического феррит-граната на частоте 3.33 ГГц при температуре 300 К. Поле  $B_0$  параллельно кристаллографической оси [111]. Данные Р.С. LeCraw, Е. Spenser из [1]



Если поле  $\vec{B}_0$  лежит в плоскости пластины, а оси  $x$  и  $z$  лежат в той же плоскости, то  $N_x = N_z = 0$ ,  $N_y = 4p$  и

$$w_o = g[B_o(B_o + 4pM)]^{1/2} - \text{в системе СГСМ}, \quad (2.98)$$

$$w_o = g[B_o(B_o + m_oM)]^{1/2} - \text{в системе СИ}.$$

Из экспериментов следует, что для ферромагнитных металлов подобно парамагнетикам

$$-g \cong \frac{g \cdot m_B}{h}, \quad (2.99)$$

причём  $g$ - фактор близок к 2, для железа он равен 2.10, для кобальта 2.18 и для никеля 2.21 [1].

Формулы (2.97), (2.98) показывают, что в случае несферического образца ферромагнетика спектр ФМР имеет анизотропию, связанную с формой образца. Эти выражения являются удобным способом определения намагниченности  $M$  ферромагнетика, зная которую и спин магнитного атома или иона, можно определить концентрацию таких атомов или ионов. Это особенно важно для совершенствования синтеза наноразмерных тонких плёнок выше упоминавшихся разбавленных магнитных полупроводников. Для этого производятся измерения ФМР при перпендикулярной и параллельной к магнитному полю ориентации плоскости ферромагнитного слоя. Определяются значения  $B_{0nep}$  и  $B_{0nap}$ , соответствующие положению максимума резонансного поглощения при этих двух ориентациях образца. Поскольку измерения производятся при одной и той же частоте  $\omega_0$ , мы можем приравнять правые части выражений (2.97) и (2.98). Получаем одно уравнение относительно одной неизвестной, решение которого в системе единиц СИ имеет вид

$$M = \frac{B_{0nap} + 2B_{0nep} \pm \sqrt{B_{0nap}(5B_{0nap} + 4B_{0nep})}}{2m_0}.$$

Неопределенность в знаке в этом выражении для  $M$  легко разрешается исходя из физических соображений. Следует поставить в нём знак «-», поскольку должно быть  $M=0$  при  $B_{0nep} = B_{0nap}$ , т.е. при отсутствии собственной намагниченности  $M$  линия резонансного поглощения не должна смещаться при повороте плоского образца из-за его намагниченности как это имеет место в ЭПР, где намагниченность парамагнетика имеет очень малую величину. Как показывает наша практика [14-16], знак плюс соответствует нефизичной концентрации магнитных ионов, которая превышает таковую величину для

всех атомов вещества плёночного образца. Таким образом, правильное выражение для намагниченности представляется формулой

$$M = \frac{B_{0нар} + 2B_{0пер} - \sqrt{B_{0нар}(5B_{0нар} + 4B_{0пер})}}{2m_0}. \quad (2.100)$$

На рис. 2.22 показаны спектры ФМР образцов разбавленных полупроводников, полученных осаждением из лазерной плазмы на монокристаллические подложки полуизолирующего арсенида галлия (GaAs) [15]. Как и при регистрации ЭПР, при наблюдении ФМР обычно записывается первая производная по магнитному полю величины поглощения СВЧ- мощности, обозначенная на рис. 2.22 параметром  $Y'$ . Поэтому максимуму поглощения СВЧ мощности соответствует магнитное поле, при котором линия  $Y'(B)$  пересекает ось абсцисс.

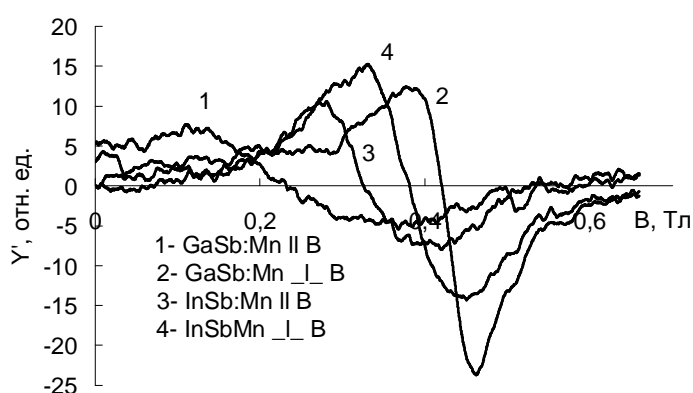


Рис. 2.22. Спектры ФМР при 293 К образцов со слоями: 1, 2 – арсенида галлия, легированного марганцем GaSb:Mn; 3, 4 – арсенида индия, легированного марганцем InSb:Mn [14]. Магнитное поле ориентировано параллельно (1,3) и перпендикулярно (2,4) плоскости образцов.

Измерения ФМР при разных температурах позволяют проследить за термическим изменением ферромагнитного состояния и определить температуру Кюри, когда ферромагнетик превращается в парамагнетик и ФМР переходит в ЭПР. На рис.2.23 и 2.24 показаны примеры такого рода измерений, результаты, которых опубликованы в наших работах [14-16]. Образцы германия и кремния с примесью марганца также получены осаждением из лазерной плазмы материалов на подложку арсенида галлия.

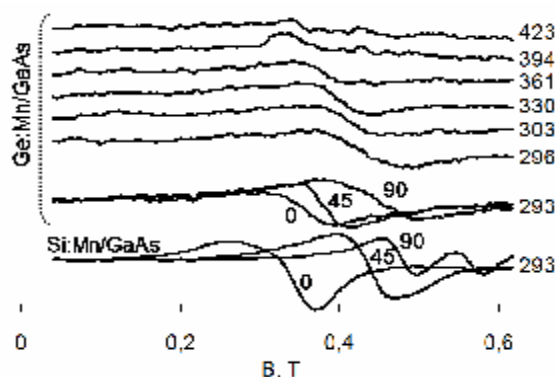


Рис.2.23. Спектры ФМР плёнок Si:Mn толщиной 50 нм и Ge:Mn толщиной 75 нм [16]. Цифры у кривых в середине показывают угол в градусах между плоскостью образца и полем, цифры справа – температура в градусах Кельвина. Верхние шесть кривых для образца Ge:Mn, ориентированного перпендикулярно полю<sup>1</sup>.

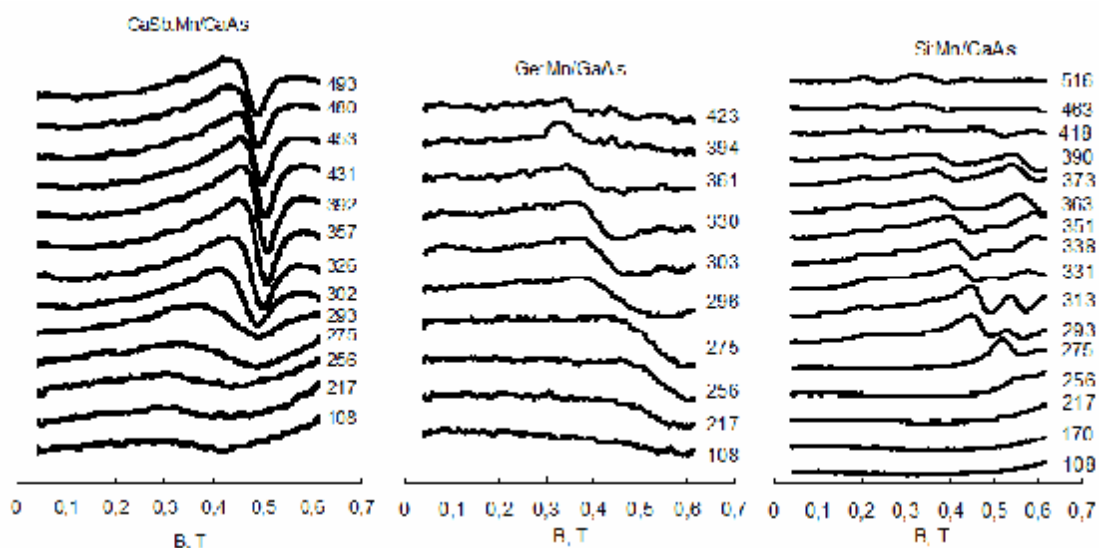


Рис. 2.24. Спектры ФМР образцов GaSb:Mn/GaAs, Si:Mn/GaAs и Ge:Mn/GaAs, ориентированных перпендикулярно к магнитному полю при различных температурах [16]. Цифры у кривых справа показывают температуру в градусах Кельвина.

В случае GaSb:Mn/GaAs отчётливый спектр ФМР на рис.2.24 виден до температуры 495К, т.е. температура Кюри оказывается не ниже величины около 500 К. На рис. 2.23 и 2.24 видно, как в случае плёнок на основе германия так и кремния спектр ФМР переходит в ЭПР при температурах около 420 К и 520 К, соответственно, которые определяют точки Кюри  $T_c$  плёнок на основе германия и кремния. Сложный спектр ФМР кремниевых слоёв, состоящий из нескольких линий свидетельствует о неоднородности распределения примеси Mn, что подтверждается данными микронзондовой магнитно-силовой

<sup>1</sup> Здесь и на следующих рисунках 2.24-2.26 для обозначения магнитного поля в Тл применено международное обозначение Т.

микроскопии [17]. Дальнейшая оптимизация технологии позволила синтезировать более однородные слои Si:Mn/GaAs с одиночной линией ФМР, на рис.2.25.

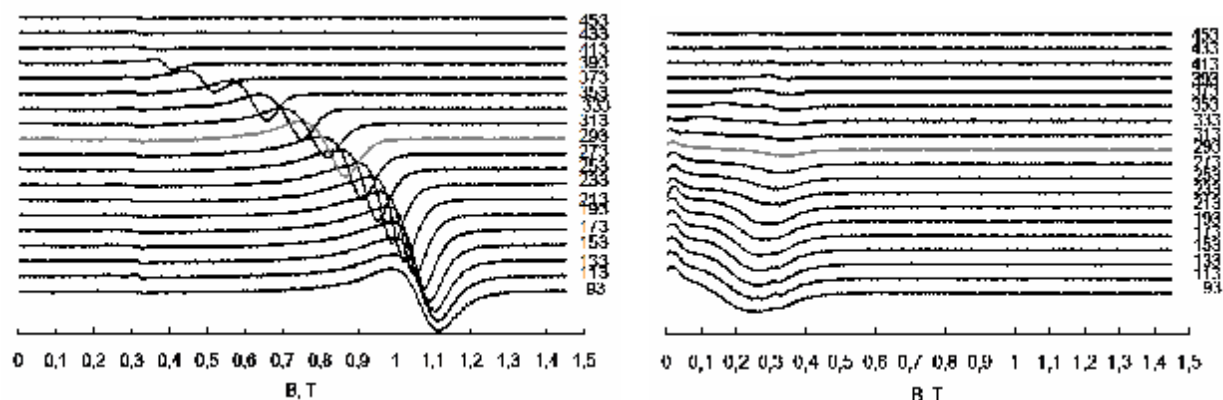


Рис.2.25. Спектры ФМР образцов Si:Mn/GaAs, ориентированных перпендикулярно слева и параллельно справа к магнитному полю при различных температурах [17]. Цифры у кривых справа показывают температуру в градусах Кельвина

В результате вышеописанных измерений параметров разбавленных магнитных полупроводников с применением ФМР и других методов изучения свойств ферромагнетиков – магнитооптический эффект Керра, аномальный эффект Холла были определены параметры недавно синтезированных материалов в виде наноразмерных плёнок толщиной 30-50 нм. В частности, намагниченность слоёв  $M$  определялась из данных смещений линий ФМР при повороте образца относительно направления магнитного поля и с использованием формулы (2.100). Концентрация магнитных атомов  $N_{Mn,Fe}$  в соответствии с (2.30) определялась выражением

$$N_{Mn,Fe} = M / (\mu_B \mu_S), \quad (2.103)$$

где  $\mu_S = \langle m^z \rangle = gS$ , фактор спектроскопического расщепления принимался чисто спиновым (не учитывался вклад орбитального момента) и равным 2, спин  $S$  магнитного атома Mn или Fe принимался равным 5/2 для максимально возможного половинного заполнения 3d-оболочки. Близость  $g$ -фактора к 2, например, для плёнок кремния с марганцем подтверждается тем, что на рис.2.26 линии ФМР для перпендикулярной и параллельной ориентаций располагаются по обе стороны относительно поля около 0.3Тл, соответствующего величине  $g=2$  при частоте измерений  $\nu \approx 10^{10}$  Гц и смещением линий с ростом температуры к этому полю 0.3Тл с ростом температуры, когда ФМР переходит в ЭПР. В том, что  $g \approx 2$  можно убедиться и исходя из измеренной величины  $M$  и из формул (2.97-2.99). Параметры плёночных образцов приведены в таблице 2.2. Видно, что новые материалы на основе алмазоподобных полупроводников превосходят на один – два

порядка по величине проводимости и подвижности носителей тока ранее известные наиболее высокотемпературные магнитные полупроводники, параметры которых приведены в книге [21]. Данные в таблице также показывают, что примеси марганца и железа проявляют очень высокую электрическую и магнитную активности.

Таблица 2.2 Параметры разбавленных магнитных полупроводников, синтезированных осаждением из лазерной плазмы [16, 17], в сравнении с ранее известными наиболее высокотемпературными магнитными полупроводниками на основе халькогенидов хрома и меди [20] и металлическим ферромагнетиком – железом

Состав	$N_{Mn,Fe}, 10^{20}$ $см^{-3}$	$T_c, K$	$r(293K),$ $10^{-4}, Ом·см$	$\rho, 10^{20} см^{-3}$	$m, см^2/В·с$
GaSb:6% Mn/GaAs	20	>500	7	7.7	12
InSb:Mn/GaAs	3	>500	40	1.3	12
Ge:13% Mn/GaAs	12	420	40	0.66	23
Si:15% Mn/GaAs	46	>500	2.5	7.5	33
Si:Fe/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	>50 (77 K)	250	≈ 1	-	-
CuCr <sub>2</sub> S <sub>3</sub> Se	-	310	400	6 (100 K)	0.15 (100K)
CuCr <sub>2</sub> S <sub>2</sub> Se <sub>2</sub>	-	369	100	20 (100K)	0.2 (100K)
Fe	843	1043	0.097	-	-

Выше было описана так называемая внешняя анизотропия спектров ФМР связанная с формой плоского ферромагнетика. В недавнем варианте синтеза при пониженной температуре слоёв германия, легированного марганцем с дополнительной примесью алюминия Ge:(Mn, Al)/GaAs наблюдалась аномальная угловая зависимость положения линии ФМР при изменении ориентации образца в магнитном поле, приведённая на рис.2.26. При перпендикулярной полю плоскости плёнки Ge:Mn линия ФМР смещается в противоположную сторону меньших полей в отличие от ситуации на рис.2.23.

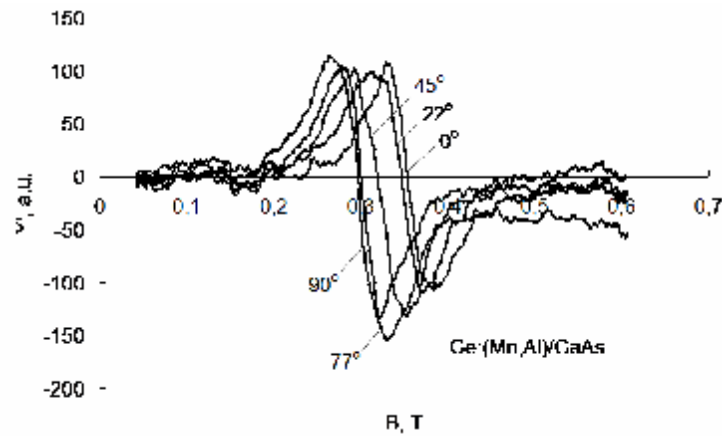


Рис.2.26. Угловая вариация спектра ФМР слоя Ge:(Mn, Al)/GaAs при комнатной температуре. Цифры у кривых показывают угол между плоскостью образцам и направлением магнитного поля.

Аномальное поведение высокотемпературного спектра ФМР на рис.2.26 обусловлено внутренней анизотропией в плёнках Ge:(Mn, Al)/GaAs с осью лёгкого намагничивания, ориентированной нормально к её плоскости. Природа этой анизотропии может быть связана с существованием в плёнках иглоподобных областей с повышенной намагниченностью, которые ориентированы перпендикулярно плоскости магнитного слоя. Для иглообразного ферромагнетика размагничивающие факторы имеют величины  $N_x=N_y=1$ ,  $N_z=0$ , когда магнитное поле и ось  $z$  направлены вдоль иглы. Согласно (2.95) резонансное поле ФМР определяется формулой

$$B_0 = w_B / g - m_0 M . \quad (2.104)$$

При направлении магнитного поля перпендикулярно оси иглообразного ферромагнетика можно положить  $N_x=N_z=1$ ,  $N_y=0$ , тогда для резонансного поля ФМР из (2.95) получаем выражение

$$B_0 = \sqrt{(w_B / g)^2 + (m_0 B / 2)^2} - m_0 B / 2 . \quad (2.105)$$

Из сравнения (2.104) и (2.105) следует сдвиг линии ФМР в сторону меньших полей при ориентации магнитного поля вдоль иглообразных ферромагнитных включений, как это имеет место для высокотемпературных спектров на рис.2.26. Таким образом, ФМР позволяет выявить характер неоднородности намагниченности в наноразмерных слоях ферромагнетика.

## 2.16. Спин-волновой резонанс

Однородные переменные магнитные поля в тонких ферромагнитных плёнках могут возбуждать спиновые волны большой длины волны, если действующие на электронные спины поле анизотропно у поверхности плёнки иное, чем внутри. Если переменное поле

однородно, то по толщине плёнки может укладываться нечётное число полуволен (рис.2.27).

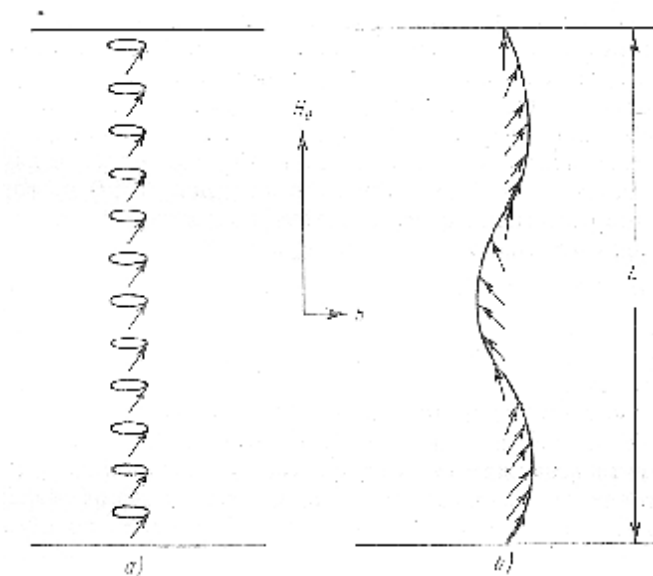


Рис.2.27. Спиновые волны в ограниченном в одном измерении ферромагнетике: а) однородная прецессия ( $k=0, I=\infty$ ); б) спиновая волна с  $k \neq 0$  для случая  $3I/2 = L, k = 3p/L$  [2]

Условие спин-волнового резонанса при  $B_0 \perp$  плоскости можно получить из (2.97), если в первую часть добавить вклад в частоту, вызванный обменом как  $D \cdot k^2$ ,  $D = 2JSa^2$ , полагаем  $k \cdot a \ll 1$

$$\omega_o = g(B_o - 4pM) + D \cdot k^2 = g(B_o - 4pM) + D \left( \frac{np}{L} \right)^2, \quad (2.106)$$

где волновой вектор относится к моде, для которой на толщине плёнки  $L$  укладывается  $n$  полуволен, т.е.  $k = \frac{np}{L}$ ,  $n = 1, 3, 5, 7, \dots$ . На рис.2.28 показана зависимость величины резонансного магнитного поля от квадрата номера моды  $n$  для плёнок пермаллоя.

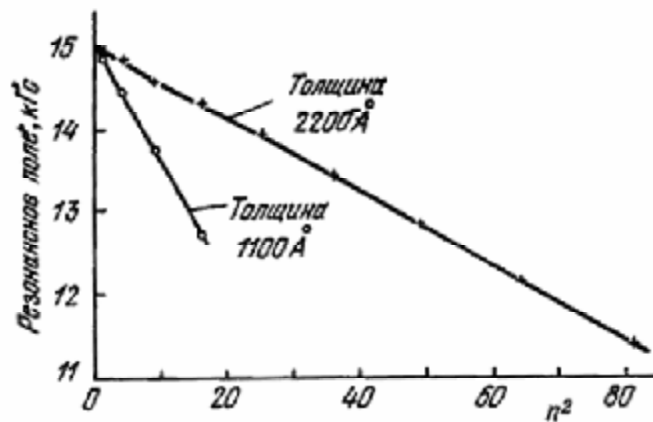


Рис.2.28. Спин-волновой резонанс в плёнке из пермаллоя (82% Ni, 18% Fe) на частоте 12.33 ГГц. График даёт зависимость величины резонансного магнитного поля от квадрата номера моды  $n$ . Из работы Ликкена (см. [1])

Острые пики в спектре спин-волнового резонанса для плёнки пермаллоя показаны на рис.2.29.

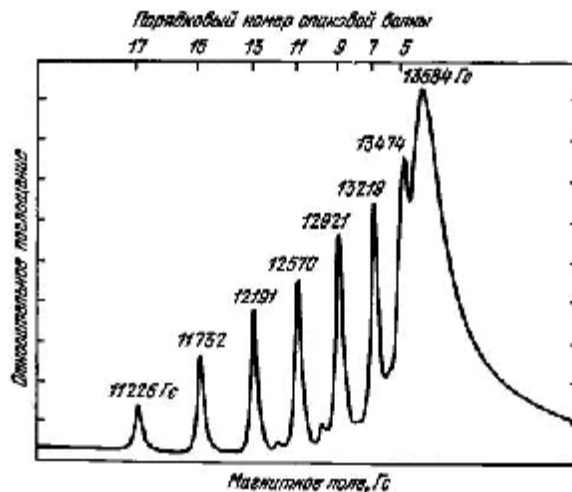


Рис.2.29. Спектр спин-волновых резонансов в плёнке пермаллоя на частоте 9 ГГц. Порядковый номер спиновой волны равен числу полуволн, укладывающихся на толщине плёнки. Из работы Вебера

## 2.17 Антиферромагнитный резонанс

В антиферромагнетиках тоже есть спиновая система, но нет магнитного момента, нет размагничивающих факторов. В приближении, что энергия анизотропии много слабее обменной энергии, получается одно не зависящее от ориентации, формы образца и внешнего подмагничивающего поля выражение [1]

$$w_o \approx g(2B_A \cdot B_E)^{1/2}, \quad (2.107)$$

где  $B_A$  - поле анизотропии,  $B_M = IM$  - обменное поле

$$\bar{B}_{1обм} = -I \cdot \bar{M}_2, \quad \bar{B}_{2обм} = -I \cdot \bar{M}_1, \quad M = |\bar{M}_1| = |\bar{M}_2|,$$



а  $M_1$  и  $M_2$  - магнитные моменты подрешёток. В качестве иллюстрации на рис.2.30 приведена температурная зависимость частот антиферромагнитного резонанса во фториде марганца. В таблице 2.3 приведены данные частот антиферромагнитного резонанса для ряда веществ в пределе низких температур ( $T \rightarrow 0$ ). Как видно, эти частоты очень велики, соответствуют субмиллиметровому диапазону электромагнитных волн.

Таблица 2.3. Частоты резонанса для ряда антиферромагнетиков [1]

кристалл	CoF <sub>2</sub>	NiF <sub>2</sub>	MnF <sub>2</sub>	FeF <sub>2</sub>	MnO	NiO
$f$ , ГГц	855	933	260	1580	828	1090

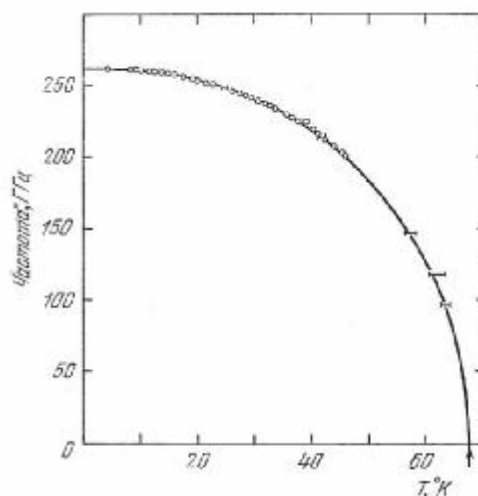


Рис.2.30. Частота антиферромагнитного резонанса MnF<sub>2</sub> как функция температуры (по Джонсону и Нетеркоту [1])

## 2.18. Многообразие видов магнитного упорядочения в твёрдых телах

В природе существуют более сложные, чем на рис.2.1, варианты спинового упорядочения, показанные на рис.2.31 по данным обзорной статьи [21]. Возможны промежуточные или смешанные состояния. Например, метамагнетизм наблюдается в веществах FeCl<sub>2</sub>, FeBr<sub>2</sub>, FeCO<sub>3</sub> и др., которые в слабых полях являются антиферромагнетиками, а в полях свыше 5-10 кЭ становятся ферромагнетиками [21]. При нарушении кристаллической структуры антиферромагнетика возникает слабый ферромагнетизм или «зародышевый» ферромагнетизм. Ферромагнитные частицы в немагнитной матрице могут вести себя как обменно не связанные магнитные атомы в

парамагнетике. В этом случае вещество называют суперпарамагнетиком. Вещество, содержащее обменно не связанные магнитные атомы, магнитный момент которых имеет некоторую преимущественную ориентацию из-за анизотропии кристалла проявляет свойства сперромагнетика. Если спины магнитных атомов неупорядочено ориентированы и закреплены межатомными взаимодействиями в этих ориентациях, то такое состояние называется идеальным спиновым стеклом. В случае, когда неупорядоченно закреплены магнитные моменты атомных кластеров, такое состояние называется кластерным стеклом или миктомагнетиком. Вещество, содержащее обменно не связанные магнитные атомы, магнитные моменты которых имеют некоторую преимущественную антиферромагнитную ориентацию из-за анизотропии кристалла проявляет свойства асперромагнетика. Вещества со свойствами спинового стекла и асперромагнетика называются гелимагнетиками. Ферромагнетики с нарушением антипараллельной ориентации подрешёток называются сперимагнетиками или неколлинеарными ферромагнетиками.



Рис.2.31. Четырнадцать типов магнетизма (из работы [21])

На самом деле многообразие видов спинового упорядочения не ограничивается вариантами, показанными на рис.2.31. Существуют ещё так называемые геликоидальные или спиральные структуры спинов, особенно характерные при низких температурах для веществ, содержащих атомы редкоземельных металлов (РЗМ). Наконец, в последнее время было обнаружено спиновое упорядочение в веществах, не содержащих 3d-, 4f- атомы переходных или редкоземельных элементов [22]. Среди sp- магнетиков наиболее известен молекулярный кислород, который является антиферромагнетиком при 22К. Аналогичным веществом со спиновым упорядочением ионов кислорода является оксид рубидия  $Rb_2O_3$ . Расчёты показывают, что  $Rb_2O_3$  является

ферромагнетиком с температурой Кюри  $T_c \sim 300\text{K}$ . Имеются сообщения об обнаружении ферромагнетизма с точкой Кюри до  $400\text{K}$  в дефектных оксидах ряда элементов I (Ia IIb подгруппы таблицы Менделеева Ca, Sr, Ba, Zn а также оксидах Al, In и др.) с примесями углерода, с катионными вакансиями или приготовленных в виде наночастиц. Наблюдались признаки спинового упорядочения в нанотрубках нитридов алюминия и бора, оксидов магния.

## Литература к главе 2

1. Китель, Ч. Введение в физику твёрдого тела / Ч. Китель. - М.: Наука, 1978.
2. Кринчик, Г.С. Физика магнитных явлений / Г.С. Кринчик. - М.: Изд. МГУ, 1976. – 367 с.
3. Харрисон, У. Теория твёрдого тела / У. Харрисон. - М.: Мир, 1972.
4. Ашкрофт, Н. Физика твёрдого тела / Н. Ашкрофт, Н. Мермин. - М.: Мир, 1979. - Т.2.
5. de Jongh, L.J. Experiments on simple magnetic systems / L. J. de Jongh, A. R. Miedema // *Advanced in Physics*. – 1974. - V.23. - P.1-260.
6. Альтшуллер, С. А. ЭПР соединений элементов промежуточных групп / С.А. Альтшуллер, Б.М. Козырев. М.: Наука, 1972.
7. Абрагам, А., Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов / А. Абрагам, Б. Блини. М.: Мир, 1972. - Т.1, 2.
8. Аркадьев, В.К. / В.К. Аркадьев // *ЖРФХО*. – 1913. - Т.45. - С.103.
9. Дорфман, Я.Г. / Я.Г. Дорфман // *Zs. f. Phys*. – 1923. - V.17. - P.98.
10. Завойский, Е.К. // Докт. дисс. ФИАН, 1944.
- 11 Griffiths, J.H.E. Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals / J.H.E. Griffiths // *Nature*. – 1946. - V.158. - P.670-671.
12. Ландау, Л.Д. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // *Phys. Zs. Ud. SSR*. – 1935. - V.8. - P.153.
13. Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors / T. Jundvirth, J. Sinova, J. Masek, J. Kucera, A.H. MacDonald // *Reviews of Modern Physics*. – 2006. - V.78, n.4. - P.809-864.
14. Ferromagnetism in epitaxial layers of gallium and indium antimonides and indium arsenide supersaturated by manganese impurity / Yu.A. Danilov, E.S. Demidov, Yu.N. Drozdov, V.P. Lesnikov, V.V. Podolskii, M.V. Sapozhnikov, A.P. Kasatkin // *J. Magn. Magn. Materials* – 2006. - V.300. - P.e24-e27.
15. Ферромагнетизм в эпитаксиальных слоях германия и кремния, пересыщенных примесями марганца и железа / Е.С. Демидов, Ю.А. Данилов, В.В. Подольский, В.П. Лесников, М.В. Сапожников, А.И. Сучков // *Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. – 2006. - Т.83, в.12. - С.664-667.

16. Ферромагнетики на основе алмазоподобных полупроводников GaSb, InSb, Ge и Si, пересыщенных примесями марганца или железа при осаждении из лазерной плазмы / Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников, М.В. Сапожников, Д.М. Дружнов, С.Н. Гусев, Б.А. Грибков, Д.О. Филатов, Ю.С. Степанова, С.А. Левчук // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2008. - Т.133, в.1. - С.1-8.
17. High Temperature Ferromagnetism in Laser Deposited Layers of Silicon and Germanium Doped with Manganese or Iron Impurities / E.S. Demidov, B.A. Aronzon, S.N. Gusev, V.V. Karzanov, A.S. Lagutin, V.P. Lesnikov, S.A. Levchuk, S.N. Nikolaev, N.S. Perov, V.V. Podolskii, V.V. Rylkov, M.V. Sapozhnikov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2009. - V.321. - P.690–694.
18. Ферромагнитный резонанс. Явление резонансного поглощения высокочастотного магнитного поля в ферромагнитных веществах / Под ред. С.В. Вонсовского, М.: ФМ, 1961.
19. Гуревич, А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках / А.Г. Гуревич. М.: Наука, 1973.
20. Королёва, Л.И. Магнитные полупроводники / Л.И. Королёва, М.: Физический факультет МГУ, 2003. - 312 с.
21. Хёрд, К.М. Многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах / К.М. Хёрд // Успехи Физических Наук. – 1984. - Т.142, в.2. - С.331-355.
22. Ивановский, А.Л. Магнитные эффекты в немагнитных sp-материалах, индуцированные sp- примесями и дефектами / А.Л. Ивановский // Успехи Физических Наук. – 2007. - Т.177, в.10. - С.1083-1105.

## ГЛАВА 3. СПЕЦИАЛЬНЫЕ СЛУЧАИ МАГНЕТИЗМА

### 3.1. Ферромагнитные полупроводники $A^3B^5$

Уникальная взаимосвязь между полупроводниковыми объёмными свойствами и ферромагнетизмом посредством обменного взаимодействия впервые была открыта в халькогенидах европия (например, в  $\text{EuO}$ ) и полупроводниковых шпинелях (например,  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ ). Этот факт вызвал много внимания и изучался интенсивно в 60-70-х годах (см. книгу Нагаева [1]). Интерес к этой первой генерации ферромагнитных полупроводников постепенно ослабел в 80-х годах частично из-за трудности в приготовлении их монокристаллов и частично из-за низких температур ферромагнитного перехода, что делало невозможным их практическое использование в приборах, работающих при комнатной температуре.

Вторая генерация ферромагнитных полупроводников основана на сплавлении немагнитных полупроводников с магнитными элементами (главным образом, с переходными металлами). Такие сплавы обычно называются разбавленными магнитными полупроводниками (*diluted magnetic semiconductors*), т.к. обычно используются только малые количества магнитных элементов ( $x \leq 0.2$ ). Сначала в качестве базового полупроводника использовались соединения  $A^2B^6$  ( $\text{ZnSe}$ ,  $\text{CdTe}$ ), поскольку валентность катиона ( $S^2$ ) сходна с валентностью типичных магнитных элементов, например,  $\text{Mn}$  с конфигурацией  $3d^5 4s^2$ . Эти РМП на основе  $A^2B^6$  были достаточно интенсивно изучены до середины 90-х годов. В частности, было показано, что обменное взаимодействие возникает вследствие взаимодействия носителей заряда с локализованными магнитными моментами.

Обнаружение ферромагнетизма в РМП  $A^3B^5$  ( $\text{In,MnAs}$  и  $\text{(Ga,Mn)As}$ ) открыло уникальные возможности формирования ферромагнитных областей для использования в полупроводниковых приборах.

Если брать наиболее привлекательный РМП  $\text{(Ga,Mn)As}$ , то типичной температурой Кюри, достигнутой в ряде лабораторий мира, считается 110 К. Ведутся интенсивные исследования по разработке способов увеличения  $T_C$ , хотя и уже достигнутое значение позволяет разрабатывать приборы, функционирующие при 77 К.

#### 3.1.1. Изготовление ферромагнитных полупроводников

Чтобы изготовить из немагнитных полупроводников  $A^3B^5$  магнитные, необходимо преодолеть низкий предел растворимости магнитных примесей (для  $\text{Mn}$  в  $\text{GaAs}$   $C_{max} \approx$

$8 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) в решетке соединений  $A^3B^5$ . Растворимость не является предметом обсуждения в полупроводниках  $A^2B^6$ , т.к. валентность переходных элементов совместима с валентностью атомов II группы.

Основным методом получения слоёв  $(A^3, \text{Mn})B^5$  был и остаётся метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Уменьшение температуры осаждения до  $250^\circ\text{C}$  было ключевым фактором для подавления термодинамически стабильных соединений типа  $\text{MnAs}$  и для формирования однородного сплава. Эта температура подложки,  $\approx 250^\circ\text{C}$ , была еще достаточно высока для осуществления эпитаксиального выращивания монокристалла на ориентирующей подложке. Марганец в этих сплавах  $(\text{In}, \text{Mn})\text{As}$  и  $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$  не только поставляет локализованные магнитные моменты, но и является акцептором, приводя к созданию дырок в валентной зоне.

МЛЭ процесс выращивания слоя  $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$  реализуется следующим образом. Подложкой обычно является  $\text{GaAs}$  (100). После термического удаления поверхностного окисла тонкий буферный слой  $\text{GaAs}$  или  $(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$  наносится при  $T_s = 580 - 600^\circ\text{C}$ , чтобы сделать поверхность гладкой. В качестве источников используются элементарные  $\text{Ga}$ ,  $\text{Mn}$  и  $\text{As}$ . Потом температура подложки уменьшается до  $\approx 250^\circ\text{C}$  и при одновременном открытии заслонок источников  $\text{Ga}$  и  $\text{Mn}$  начинается выращивание  $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ . Скорость роста находится в диапазоне типично  $0.6 - 1.2 \text{ мкм/час}$ .

Фазовая диаграмма для выращивания  $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$  приведена на рис.3.1 [2], где показаны фазы получаемого материала при изменении температуры выращивания и концентрации  $\text{Mn}$  в сплаве. При снижении температуры от оптимальной температуры  $\approx 250^\circ\text{C}$ , слои имеют тенденцию быть изолирующими, а при  $T_s < 180^\circ\text{C}$  получаются только поликристаллические пленки. Когда поток  $\text{Mn}$  и/или температура выращивания слишком велики, то появляется вторая фаза  $\text{MnAs}$  (имеющая кристаллическую структуру типа  $\text{NiAs}$ ). Оптимальной для получения слоев  $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$  считается концентрация  $\text{Mn } x \approx 0.05$ . При этом в лучшем случае температура Кюри для материала  $T_C \approx 110 \text{ К}$ .

Одним из недавно установленных приемов увеличения  $T_C$  (до  $\approx 150 - 160 \text{ К}$ ) является низкотемпературный ( $< 300^\circ\text{C}$ ) длительный (несколько часов) отжиг. Механизм еще не очень хорошо установлен, но, по-видимому, речь идет об удалении избытка антиструктурных дефектов  $\text{As}_{\text{Ga}}$  или о встраивании междоузельных атомов  $\text{Mn}_i$  в галлиевые узлы решетки.

Фазовая диаграмма для соединений  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  приведена на рис.3.2 [2].

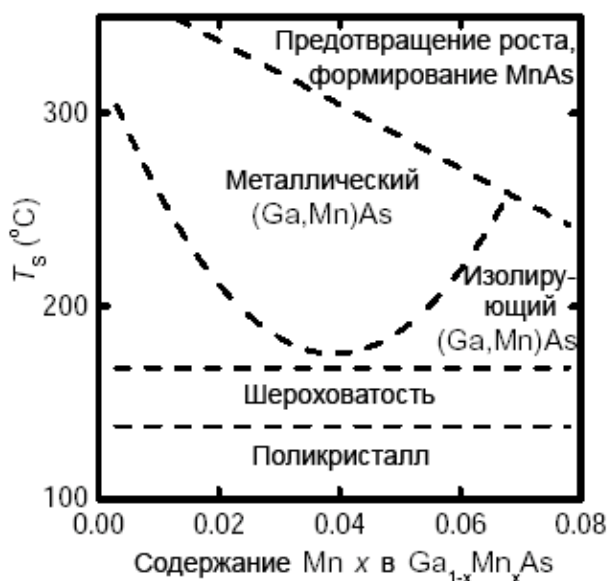


Рис.3.1. Схематическая диаграмма свойств пленок (Ga,Mn)As в связи с параметрами их выращивания ( $T_s$  – температура выращивания;  $x$  – доля Mn в твердом растворе  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ ). Growth inhibited, formation of MnAs – предотвращение роста, формирование MnAs; Metallic (Ga,Mn)As – металлический сплав; Insulating (Ga,Mn)As – изолирующий сплав; Roughening - шероховатость; Polycrystal – поликристалл

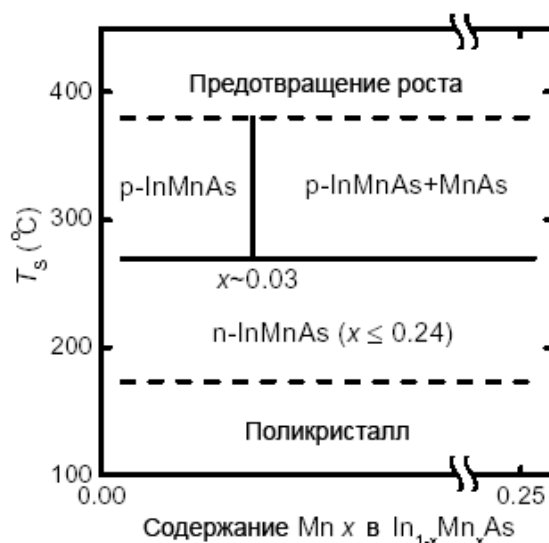


Рис.3.2. Схематическая диаграмма свойств пленок (In,Mn)As, выращенных прямо на подложке GaAs, в связи с параметрами их выращивания

Постоянная решётки (In,Mn)As и (Ga,Mn)As следует правилу Вегарда, т.е. является линейной функцией от “ $x$ ”. Экспериментально постоянная решётки для  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  определяется из измерений спектров рентгеновской дифракции:

$$a = 0.566 \cdot (1-x) + 0.598 \cdot x \quad [\text{нм}] \quad (3.1)$$

Здесь  $a = 0.598$  нм для  $x = 1$  – это постоянная решётки гипотетического соединения MnAs с решёткой сфалерита. Не обнаружено релаксации решётки, по крайней мере, до толщины 2 мкм для  $x = 0.057$ .

Измерения тонкой структуры поглощения рентгеновских лучей на (In,Mn)As и (Ga,Mn)As показали, что в обоих случаях атомы Mn замещают атомы Ga в подрешётке A<sup>3</sup>.

Напряжения в пленке определяют направление оси легкого намагничивания. Когда слой (Ga,Mn)As растёт непосредственно на GaAs, то слой испытывает напряжение сжатия. Растягивающие напряжения могут быть созданы, если слой выращивается на буферном релаксированном слое, имеющим бóльшую постоянную решётки, чем слой (Ga,Mn)As. В качестве такого буфера можно использовать слой InGaAs. Для выращивания (In,Mn)As с напряжениями растяжения можно использовать буфер AlSb, GaSb или AlGaSb.

Также в настоящее время обрабатываются методы формирования других полупроводников типа РМП. Ферромагнетизм наблюдался в (Ga,Mn)Sb ( $T_c = 25$  К); (Ga,Cr)As; (Ga,Mn)N ( $T_c > 300$  К); Ge:Mn.

### 3.1.2. Магнитные свойства

Появление петли гистерезиса на кривых намагничивания, т.е. на зависимостях  $M$  от магнитного поля  $B$ , может являться доказательством ферромагнитного упорядочения в пленке.

В качестве примера приведём зависимости  $M(B)$ , определенные в [2] измерениями с помощью сверхпроводящего квантового интерференционного прибора (SQUID), при 5 К для плёнки  $\text{Ga}_{0.965}\text{Mn}_{0.035}\text{As}$  толщиной 150 нм, выращенной на подложке (001) GaAs. Когда магнитное поле приложено параллельно поверхности, наблюдается явный гистерезис.

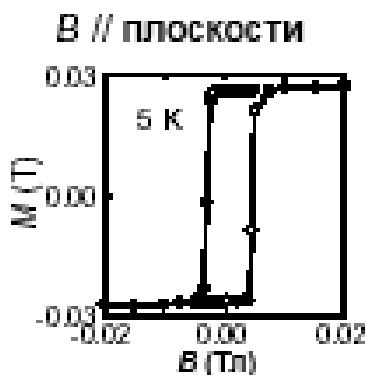


Рис.3.3. Зависимость намагниченности, измеренной с помощью СКВИДа, от магнитного поля для пленки  $\text{Ga}_{0.965}\text{Mn}_{0.035}\text{As}$  толщиной 150 нм. Магнитное поле приложено параллельно поверхности образца

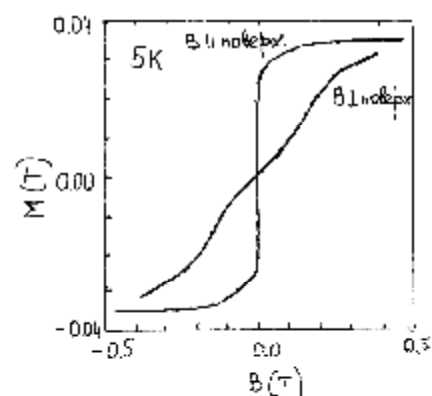


Рис.3.4. Зависимость намагниченности от магнитного поля для двух ориентаций магнитного поля по отношению к поверхности для такого же образца

Когда же  $B$  перпендикулярно поверхности, то гистерезиса не наблюдается. Это говорит о том, что ось легкого намагничивания лежит в плоскости плёнки.

Температурная зависимость намагниченности (рис.3.5) показывает, что температура Кюри для данного образца составляет около 60 К. Можно также видеть, что нет вклада от MnAs ( $T_c \approx 310$  К). {Такой вклад наблюдается на образцах, выращенных при высокой  $T_s$  или отожженных после выращивания}.

На рис.3.4 виден парамагнитный вклад. После насыщения парамагнитного отклика наблюдается насыщение намагниченности ( $M_{sat}$ ).

$$M_{sat} = x \cdot N_o \cdot g \cdot m_B \cdot S, \quad (3.2)$$



где  $x$  – доля Mn в составе;  $N_o$  – плотность узлов катионов;  $g$  – фактор ( $g_{Mn} = 2$ );  $m_B$  – магнетон Бора;  $S$  – спин марганца.

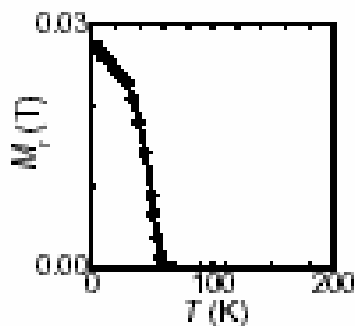


Рис.3.5. Зависимость остаточной намагниченности от температуры измерений

Расчёт для нашего случая даёт  $S = 2.2$ , что хорошо согласуется с тем, что атом Mn имеет на d-оболочке 5 электронов ( $5 \times \frac{1}{2} = 2.5$ ). (Точность эксперимента составляла  $\sim 10\%$ ).

### 3.1.3. Электрические свойства

Для измерения электрических параметров слоев РМП, как правило, используется эффект Холла. Эффект Холла в магнитных материалах является суммой ординарной и аномальной частей. Часто слоевое холловское сопротивление  $R_{Hall}$  выражается как

$$R_{Hall} = \frac{R_o}{d} \cdot B + \frac{R_M}{d} \cdot M . \quad (3.3)$$

Здесь  $R_o$  – ординарный коэффициент Холла,  $B$  – магнитное поле,  $R_M$  – аномальный коэффициент Холла,  $d$  – толщина слоя;  $M$  – намагниченность, перпендикулярная плёнке.

Известно [2], что

$$R_M = C \cdot R_{Sheet}^\gamma , \quad (3.4)$$

где  $C$  – константа пропорциональности, независимая от температуры. Обычно  $\gamma = 1$  или  $2$  в зависимости от природы рассеяния на магнитных примесях:

$\gamma = 1$  соответствует угловому рассеянию (skew scattering);

$\gamma = 2$  соответствует боковому рассеянию (side-jump scattering).

Очень часто, особенно в случае (Ga,Mn)As, аномальное слагаемое доминирует, тогда

$$R_{Hall} \approx C \cdot R_{sheet} \cdot M \text{ или } (C \cdot R_{sheet}^2 \cdot M) . \quad (3.5)$$

В [3] предложена процедура достаточно простой оценки параметров магнитного слоя из результатов измерений аномального эффекта Холла, точнее, из экспериментальной

магнитолевой зависимости эффекта Холла. Запишем соотношения, рассматриваемые в [3]. Сначала приведем уравнение для поля Холла:

$$E_y = R_H(B) \cdot j_x \cdot B_z. \quad (3.6)$$

Здесь  $R_H(B)$  - коэффициент Холла, выражаемый через

$$R_H(B) = \frac{r_H(B)}{q \cdot n}, \quad (3.7)$$

где  $r_H(B)$  – холл-фактор.

При рассмотрении эффекта Холла в ферромагнетиках обычно рассматривается холловское удельное сопротивление

$$r_H = \frac{E_y}{j_x} \quad (3.8)$$

Поскольку в ферромагнетиках  $B = \mu_0(H + M)$ , где  $M$  – намагниченность, то

$$r_H = R_H \cdot m_o \cdot H_z + R_{HA} \cdot m_o \cdot M = R_H \cdot B_z + R_{HS} \cdot m_o \cdot M, \quad (3.9)$$

где  $R_{HA} = R_H + R_{HS}$ , точнее  $R_{HS} = R_{HA} - R_H$ ;  $R_{HS}$  – спонтанный коэффициент Холла;  $R_{HA}$  – аномальный коэффициент Холла.

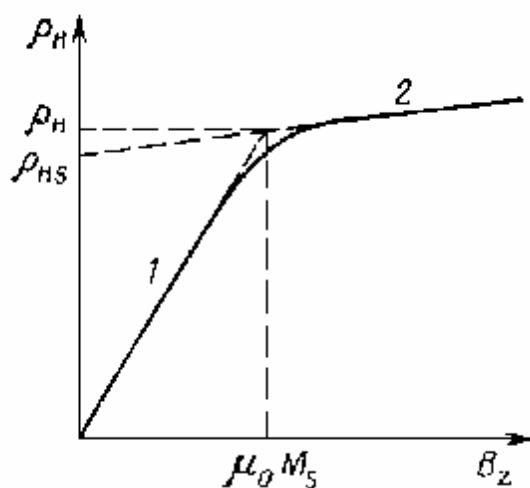


Рис.3.6. Магнитолевая зависимость холловского удельного сопротивления в случае аномального эффекта Холла

Графический анализ (рис.3.6) позволяет вычислить коэффициенты Холла: обычный (ординарный)  $R_H$ ; спонтанный  $R_{HS}$ ; аномальный (экстраординарный)  $R_{HA}$ .

Спонтанный коэффициент Холла:

$$R_{HS} = \frac{r_{HS}}{m_o \cdot M_s}, \quad (3.10)$$

где  $M_s$  – намагниченность насыщения. Спонтанное сопротивление Холла  $r_{HS}$  получается экстраполяцией  $r_H(B)$  и находится при  $B_z = 0$ .

Аномальный коэффициент Холла:

находится по наклону участка 1 зависимости  $r_H(B)$

$$R_{Ha} = \left( \frac{\partial r_H}{\partial B} \right)_{B \rightarrow 0} = \frac{r_H}{m_o \cdot M_s} \quad (3.11)$$

Ординарный коэффициент Холла:

находится по наклону участка 2 зависимости  $r_H(B)$  при  $B > m_o \cdot M_s$ :

$$R_H' = \left( \frac{\partial r_H}{\partial B} \right)_{B > m_o \cdot M_s} = R_H + (R_{Ha} - R_H) \cdot \frac{c_s}{1 + c_s}, \quad (3.12)$$

где  $\chi_s$  – магнитная восприимчивость.

Примем во внимание, что  $R_H = R_{Ha} - R_{HS}$ , тогда

$$R_H = \frac{(r_H - r_{HS})}{m_o \cdot M_s}. \quad (3.13)$$

Точнее эта формула работает для парамагнетиков, при этом  $R_H' \rightarrow R_H$ .

Таким образом, из формулы (3.3) для эффекта Холла вытекает способ определения параметров слоя

$$\left( \frac{R_o}{d} \right) = \frac{R_{H1} - R_{HS}}{M_{sat}}, \quad (3.14)$$

где  $R_{HS}$  – точка пересечения зависимости  $R_{Hall}(B)$ , экстраполированной из области насыщения, с вертикальной осью;  $M_{sat}$  – проекция на горизонтальную ось точки пересечения прямой, продолжающей участок 1 на зависимости  $R_{Hall}(B)$ , с прямой, продолжающей участок 2 в область малых  $B$ ; а  $R_{H1}$  – проекция на вертикальную ось той же точки пересечения.

Из  $R_o$  можно рассчитать концентрацию носителей.

На рисунке (H. Ohno, 2001) показаны зависимости  $R_{Hall}(B)$  при разных температурах для слоя  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  ( $x = 0.053$ ) толщиной 200 нм, полученного методом МЛЭ. Поле было приложено перпендикулярно поверхности.

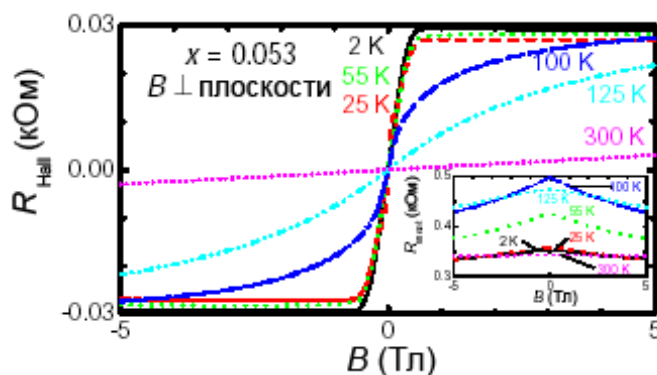


Рис.3.7. Температурная зависимость холловского сопротивления образца  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ . Вставка показывает изменение магнитосопротивления  $R_{sheet}(B)$  при варьировании температуры измерений

Здесь нужно отметить, что  $\frac{R_{Hall}}{R_{sheet}} \sim M$ . Гистерезис отсутствует, поскольку магнитное поле приложено перпендикулярно поверхности (т.е. вдоль жесткой оси). На рисунке 3.8 показана зависимость величины  $\left(\frac{R_{Hall}}{R_{sheet}}\right)$  от температуры измерений.

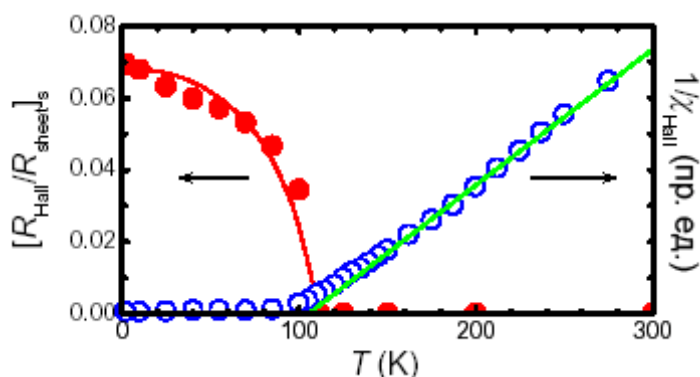


Рис. 3.8. Температурные зависимости намагниченности насыщения  $[R_{Hall}/R_{sheet}]_s$  и обратной восприимчивости  $1/\chi_s$ , полученные из данных по транспорту (рис.3.7)

Полученное таким образом значение  $T_c$  ( $\approx 110$  К) находится в хорошем согласии с измерениями намагниченности.

Определение  $T_c$  возможно и из парамагнитной области, где магнитная восприимчивость

$$C \propto \left[ \frac{d(R_{Hall}/R_{sheet})}{dB} \right]_{B=0}, \quad (3.15)$$

а для определения  $T_c$  можно использовать закон Кюри-Вейсса

$$\frac{1}{c} \propto (T - T_c). \quad (3.16)$$

В принципе, совсем не обязательно электрические измерения и измерения намагниченности дают одинаковый результат по  $T_c$ : магнетометр измеряет все магнитные моменты, в то время как аномальный эффект Холла – только те, что дают вклад в проводимость.

На некоторых слоях GaMnAs, где по измерениям намагниченности присутствовал вклад кластеров MnAs (по температурной зависимости  $M$ ), по транспортным измерениям его не было. Обычное объяснение в литературе состоит в том, что кластеры MnAs окружены барьерами Шоттки, которые предотвращают взаимодействие носителей с кластерами.

Зависимость температуры Кюри от содержания марганца в МЛЭ слоях GaMnAs приведена на рис.3.9.

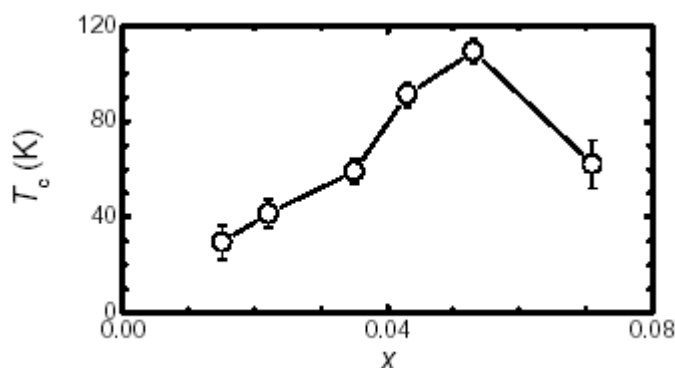


Рис.3.9. Зависимость температуры магнитного перехода от содержания марганца в слоя GaMnAs

Здесь нужно отметить, что образцы  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ , соответствующие составам  $x$  от 0.035 до 0.053 обнаруживают металлическое поведение, а при меньших и больших  $x$  - поведение типа изолятора (рис.3.10). Образцы со слоями  $x = 0.015-0.071$  имеют отрицательное магнетосопротивление при низких температурах. Качественно это объясняется уменьшением рассеяния носителей, когда внешнее магнитное поле выстраивает магнитные моменты атомов Mn.

На температурной зависимости сопротивления ферромагнитных слоев отчетливо виден пик, который связывают с увеличением рассеяния носителей тока вблизи температуры фазового перехода ферромагнетик – парамагнетик. И хотя строгая интерпретация этого пика ещё обсуждается, само его положение используется для определения температуры Кюри в магнитных полупроводниках.

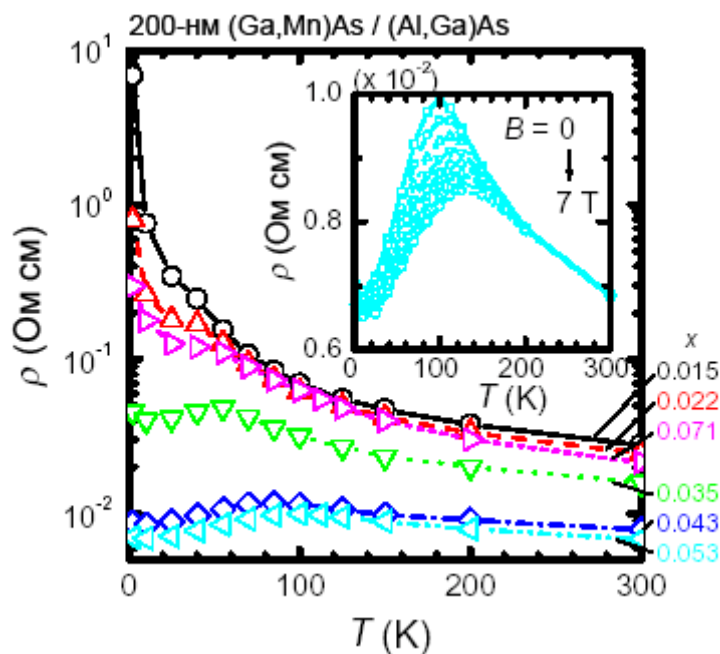


Рис.3.10. Температурная зависимость удельного сопротивления при нулевом магнитном поле для образцов  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  с  $x = 0.015 - 0.071$ . Вставка показывает вид зависимости при  $x = 0.053$  при варьировании магнитного поля [2]

### 3.1.4. Механизм ферромагнетизма в $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$

Было экспериментально показано, что магнитное взаимодействие между атомами Mn является антиферромагнитным в слоях  $n\text{-(In,Mn)As}$  и в полуизолирующем  $(\text{Ga,Mn)As}$  (полностью компенсированном введением Sn). Поэтому общепринятое мнение состоит в том, что ферромагнитное взаимодействие в магнитных полупроводниках  $\text{A}^3\text{B}^5$  индуцировано носителями.

Так называемая модель среднего поля (mean-field) постулирует наличие двух взаимодействующих спиновых подсистем: 1) спины делокализованных носителей и 2) локализованные спины магнитных атомов.

Ферромагнетизм описывается следующим образом. Конечное значение  $M$  создаёт расщепление в валентной зоне и уменьшает энергию носителей. Та же самая намагниченность  $M$  увеличивает свободную энергию подсистемы локализованных спинов, но этот проигрыш в свободной энергии уменьшается при понижении температуры

$$\Delta F_{total} = \Delta F_{Mn} + \Delta F_c. \quad (3.17)$$

При температуре ферромагнитного перехода эти две энергии сравниваются и дальнейшее уменьшение температуры ведёт к спонтанному спиновому расщеплению и к поляризации спинов, т.е. к ферромагнетизму.

Если мы рассмотрим малую, но конечную  $M$  и среднее поле  $H$ , действующее на систему, то две свободные энергии могут быть выражены через магнитную восприимчивость системы локализованных спинов  $c_{Mn}$  и системы носителей  $c_c$ . Предполагается, что энтропийный вклад в свободную энергию мал, т.е. энергия Ферми много больше, чем  $kT$ . Тогда

$$\Delta F_{total} \approx \frac{M^2}{2c_{Mn}} - \frac{c_c}{2} H^2 = \left( \frac{1}{2c_{Mn}} - \frac{c_c}{2c_{Mn}^2} \right) \cdot M^2. \quad (3.18)$$

Температура, при которой выражение в скобках = 0, и есть температура ферромагнитного фазового перехода.

$$c_c = (g^* m_B)^2 r_s(E_F)/4, \quad (3.19)$$

где  $g^*$  - эффективный g-фактор подсистемы носителей;  $r_s(E_F)$  - спин-зависимая плотность состояний на уровне энергии Ферми.

Спиновое расщепление валентной зоны  $\Delta E$  (между  $J_z = 3/2$  и  $-3/2$ ) равно  $\Delta E = g^* \cdot m_B \cdot H$ . Это же самое значение  $\Delta E$  может быть выражено как

$$\Delta E = x \cdot N_o \cdot b \cdot S, \quad (3.20)$$

где  $N_o$  - плотность катионных состояний;  $\beta$  - обменный интеграл между дырками и магнитными спинами  $|N_o \cdot b| \approx 1.5$  эВ.

Приравнивая эти два выражения по  $\Delta E$  и используя  $M = x \cdot N_o \cdot g \cdot m_B \cdot S$ , мы получаем выражение для  $g^*$

$$g^* = c_{Mn} \cdot b / (g m_B^2), \quad (3.21)$$

где  $g$  - фактор для локализованных спинов ( $g = 2$  для Mn).

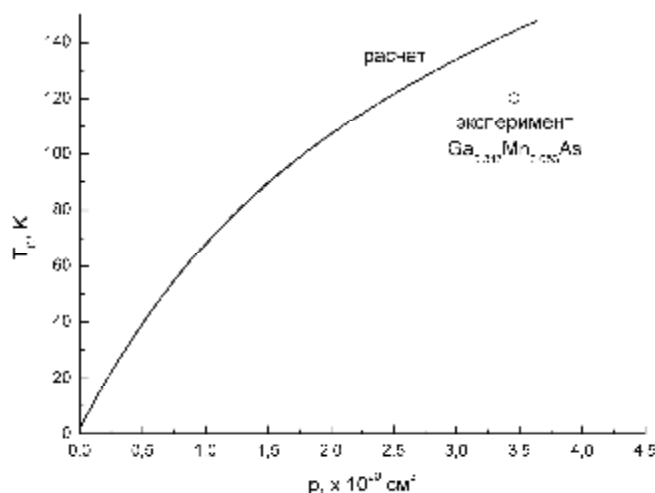


Рис.3.11. Расчетные и экспериментальные данные по температуре Кюри GaMnAs

Тогда

$$T_C = \frac{x \cdot N_0 \cdot S(S+1) \cdot A_F \cdot r_s(E_F) \cdot b^2}{12k_B} \quad (3.22)$$

Здесь  $A_F$  – фактор электрон-электронного взаимодействия ( $= 1.2$ ).

На рис.3.11. показана кривая зависимости расчетной температуры Кюри и экспериментальная точка для GaMnAs.

## 3.2. Магнетизм малых частиц

### 3.2.1. Однодоменные частицы

Как известно, в массивном ферромагнетике возникает доменная структура замкнутых внутренних магнитных потоков, обусловленная конкуренцией разных видов магнитной энергии. Если ферромагнитный макрообразец намагничен до насыщения, то вокруг него возникает сильное магнитное поле (рис.3.12а), обладающее большой энергией.

Это - так называемая магнитостатическая энергия

$$e_m \approx 2pN \cdot M_s^2 V, \quad (3.23)$$

где  $M_s$  – намагниченность насыщения;  $V$  – объём образца;  $N$  – численный фактор, зависящий от формы образца.

Если образец разбить на домены, то чем их будет больше, тем слабее окажется поле вне образца (рис.3.12б), тем меньше будет магнитостатическая энергия. Может возникнуть и такое разбиение образца на домены, когда магнитный поток целиком замыкается внутри образца, а вне образца поле полностью исчезает (рис.3.12в).



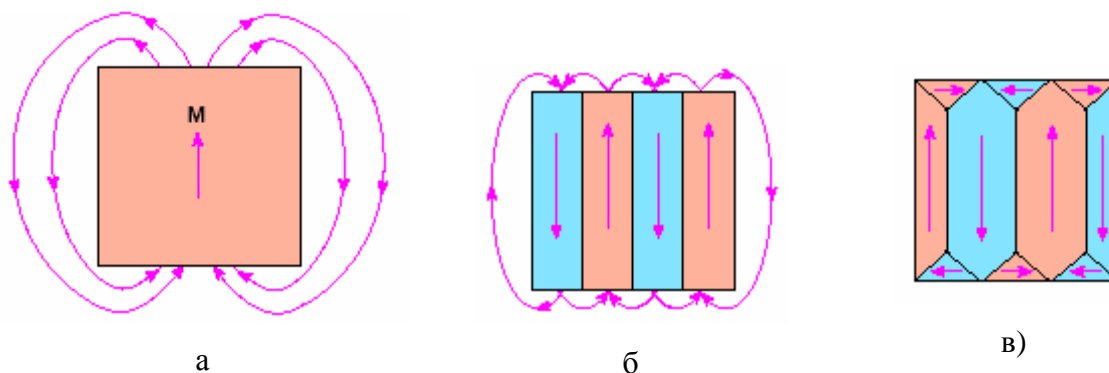


Рис.3.12. Магнитное поле ферромагнитного образца: а – образец находится в однодоменном состоянии; б – ферромагнетик разбит на домены с противоположным направлением векторов намагниченности; в – доменную структуру составляют антипараллельные и замыкающие домены

Домены, представляющие собой области ферромагнетика, спонтанно намагниченные до насыщения, располагаются вдоль направления “лёгкого” намагничивания. Появление направлений “лёгкого” намагничивания обусловлено зависимостью магнитной энергии домена от направления его намагниченности в кристалле, т.е. явлением *магнитной анизотропии*. Наиболее наглядно явление магнитной анизотропии можно наблюдать, если в монокристаллических образцах ферромагнетиков получить кривые намагничивания вдоль разных кристаллографических осей (рис.3.13).

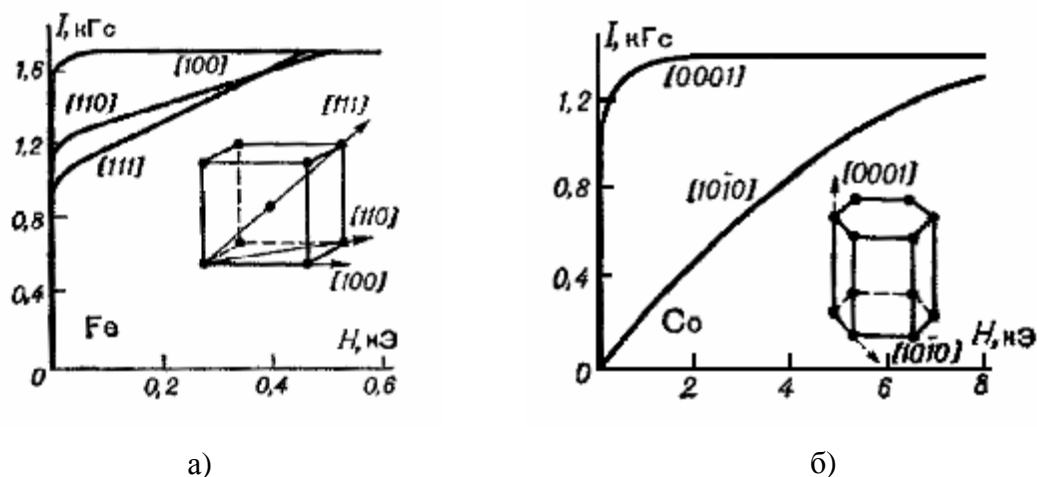


Рис.3.13. Кривые намагничивания ферромагнитных монокристаллов Fe (а) и Co (б) вдоль главных кристаллографических осей (изображены также элементарные ячейки решеток)

Из рис.3.13а для Fe (имеющего кубическую объемно-центрированную решетку) видно, что [100] является осью лёгкого намагничивания, [110] - осью трудного намагничивания, а [111] - осью труднейшего намагничивания. В монокристаллическом Co (гексагональная решетка) осью легкого намагничивания является направление [0001] (рис.3.13б).

Замыкающие домены, не удовлетворяющие условию минимизации энергии домена при его расположении вдоль осей лёгкого намагничивания, а также граничные переходные слои между доменами (стенки), в которых вектор намагниченности изменяет свою ориентацию, проходя через направления трудного намагничивания, увеличивают внутреннюю энергию ферромагнетика, конкурируя, таким образом, с выигрышем энергии за счёт замыкания магнитных потоков.

Итак, пусть  $\varepsilon_{dw}$  – энергия доменных стенок. Тогда выигрыш в  $\varepsilon_m$  при образовании доменной структуры и проигрыш в  $\varepsilon_{dw}$  при образовании доменных стенок приводят к образованию не слишком маленьких доменов.

Что происходит с доменной структурой в ферромагнитных образцах с уменьшением их размеров? При уменьшении размеров образца  $\varepsilon_{dw}$  уменьшается медленнее, чем  $\varepsilon_m$ . Следовательно, начиная с некоторого размера образца  $r_c$  выигрыш в энергии, связанной с уменьшением  $\varepsilon_m$ , становится меньше проигрыша в энергии, связанного с образованием доменных стенок. Таким образом, в частицах с  $r \leq r_c$  энергетически выгодным оказывается однодоменное состояние. Величину  $r_c$  называют *критическим размером однодоменности*. На возможность существования однодоменных частиц впервые обратили внимание Я.И. Френкель и Я.Г. Дорфман (Nature, 1930). Значения  $r_c$  для разных магнитных материалов заключены в пределах от  $10^{-2}$  до  $10^{-6}$  см (от 100мкм до 10нм).

Для образования однородного состояния вовсе необязательно, чтобы малыми были все размеры образца. В однодоменном состоянии может находиться, например, магнитно-одноосный образец в виде тонкого и бесконечно длинного цилиндра с осью, параллельной оси лёгкого намагничивания. То же относится и к тонким магнитным плёнкам с толщиной меньше некоторой критической, но с безграничными размерами в плоскости, параллельной поверхности.

Являясь однодоменными при  $\vec{H}=0$ , частицы не обязательно остаются таковыми при изменении направления намагниченности под влиянием  $\vec{H}$ . Е.И. Кондорским в 1952 году было введено понятие “абсолютной однодоменности”. Абсолютно однодоменными являются частицы с размерами  $r < r_o$  ( $r_o$  – размер абсолютно однодоменной частицы), в которых при любых значениях и направлениях  $\vec{H}$  намагниченность остаётся однородной по всему объёму образца. Аналитическое выражение размера  $r_o$  для сферической ферромагнитной частицы [4]

$$r_o = \frac{x_1}{M_s} \left( \frac{3A}{4p} \right)^{1/2} \quad (3.24)$$

было найдено Брауном в 1957 году. В этой формуле  $A$  – обменный фактор,  $x_1 = 2.08$ .

Для Fe ( $A = 0.8 \cdot 10^{-6}$  эрг/см;  $M_s = 1700$  Гс)  $r_o = 5.4$  нм из этой формулы. Более корректные теоретические оценки (Вонсовский [4]) дают значения  $r_c = 10$  нм для Fe и 30 нм для Ni.

Переход в однодоменное состояние малых частиц сопровождается увеличением коэрцитивного поля, например, для сплава Mn-Bi имеется зависимость, приведенная на рис.3.14.

Для малых частиц Fe и Co характерна зависимость коэрцитивной силы от среднего размера частиц с максимумом (рис.3.15). Максимум  $H_c$  достигается при  $r \approx 10$  нм для Fe и Co. Что же происходит со свойствами малых ферромагнитных частиц, если продолжать уменьшать размеры ниже  $r_c$ ?

Вонсовским [4] было показано, что в случае очень малых размеров образцов необходимо считаться с квантовым фактором кооперативного явления ферромагнетизма.

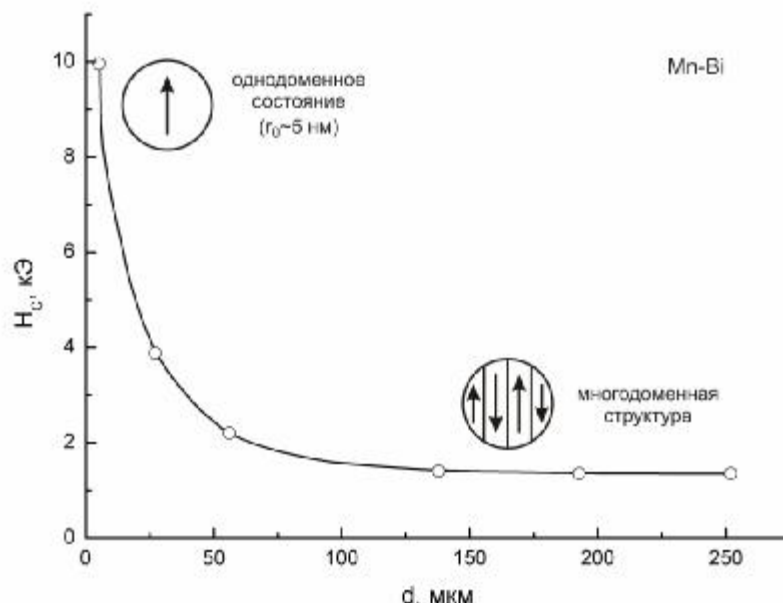


Рис.3.14. Связь коэрцитивной силы и диаметра частиц сплава Mn-Bi и соответствующие схемы доменных структур [4]

Если линейные размеры ферромагнитного образца равны некоторой величине  $\delta_o$ , то, согласно соотношению неопределённостей, импульс  $p$  электрона, который свободно распространяется в этом объёме, обладает неопределённостью

$$\Delta p \approx \frac{\hbar}{d_o} \quad (3.25)$$

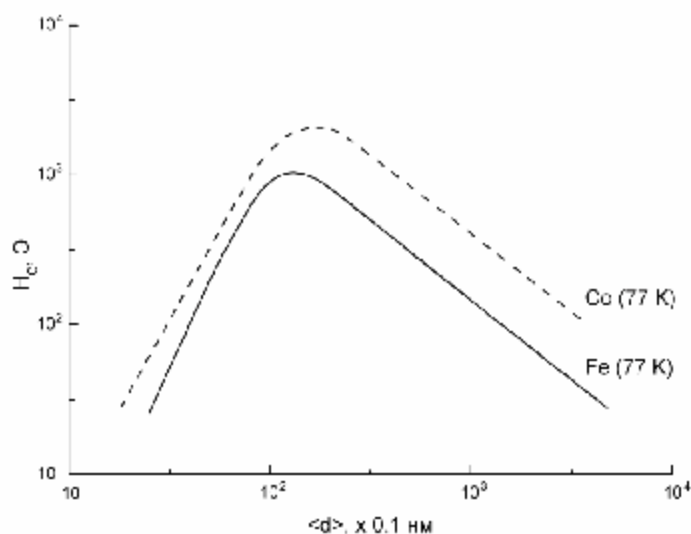


Рис.3.15. Зависимость коэрцитивной силы от средних размеров (в единицах 0.1 нм) ферромагнитных порошков Fe и Co [4]

Тогда энергия  $\Delta e_o$  электрона, обусловленная тем, что электрон как бы “чувствует” границы того объёма, в который он заключён, станет равной

$$\Delta e_o = \frac{(\Delta p)^2}{2m} \approx \frac{\hbar^2}{2md_o^2}. \quad (3.26)$$

Приравнивая эту “нулевую энергию” энергии обмена  $A (= k_B \cdot \theta)$ , которая является энергией магнитного упорядочения, можно определить критический линейный размер  $\delta_o$  ферромагнитного образца, при котором в силу разупорядочивающего действия нулевой энергии (аналогично действию теплового движения) ферромагнетизм исчезает при всех температурах. Для обычных ферромагнетиков с высокой точкой Кюри (~500-1000 К)  $\delta_o \approx 1$  нм. Действительно, если из (3.26) выразить

$$d_o^2 = \frac{\hbar^2}{2m \cdot k_B \cdot \theta} \quad (3.27)$$

то для  $\hbar = 1.05 \times 10^{-34}$  Дж·с,  $m = 9.11 \times 10^{-31}$  кг,  $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$  Дж/град и  $\theta = 500$  К получаем  $\delta_o = 0.94 \times 10^{-9}$  м = 0.94 нм.

Кёниг с помощью эффекта Фарадея показал, что ферромагнетизм в Fe исчезает, когда размеры частиц просвечиваемой плёнки не превышают 1 - 1.2 нм. Это подтверждает вышеприведённую оценку.

### 3.2.2. Суперпарамагнетизм

Рассмотрим поведение однодоменной частицы во внешнем магнитном поле. При размере частиц меньше  $r_0$ , но при сохранении намагниченности (т.е. при температуре ниже точки Кюри) возрастает вероятность тепловых флуктуаций ориентации магнитного момента  $\vec{M}$  частицы. Вектор  $\vec{M}$  ориентируется вдоль направления легчайшего намагничивания, поэтому для поворота вектора  $\vec{M}$  из этого направления необходимо преодолеть энергетический барьер  $\sim K \cdot V$ , где  $K$  – константа анизотропии,  $V$  – объём частицы. Вектор  $\vec{M}$  может изменить ориентацию, когда средняя энергия тепловых флуктуаций  $k_B \cdot T$  становится сопоставимой с энергией анизотропии или превышает её:

$$k_B \cdot T \geq K \cdot V \quad (3.28)$$

В типичных ферромагнетиках  $K \sim 10^7 - 10^3$  эрг/см<sup>3</sup>. Таким образом, при температуре  $\approx 100$  К, когда  $k_B \cdot T \sim 10^{-14}$  эрг, влияние тепловых флуктуаций становится заметным для частиц, объём которых меньше  $10^{-21} - 10^{-17}$  см<sup>3</sup> (линейные размеры меньше 1-10 нм). При этих условиях магнитные моменты частиц ведут себя по отношению к воздействию внешнего магнитного поля  $\vec{H}$  и температуры  $T$  подобно парамагнитному газу атомов или молекул с той лишь разницей, что в газе в результате тепловых флуктуаций (столкновений) изменяют положение и пространственную ориентацию сами магнитно-активные атомы (молекулы) вместе со своими моментами, в то время как однодоменные ферромагнитные частицы в твёрдом теле остаются неподвижными, происходит лишь изменение ориентации их магнитного момента  $\vec{M}$  под влиянием тепловых флуктуаций.

Бин в 1955 году ввёл термин “суперпарамагнетизм” для систем, где элементарными носителями магнетизма являются не отдельные атомы или молекулы, а частицы, содержащие много атомов.

Энергия однородно намагниченной одноосной частицы равна

$$e = V \cdot K_{\text{эфф}} \cdot \text{Sin}^2 j - V \cdot M \cdot H \cdot \text{Cos}(q - j), \quad (3.29)$$

где  $M$  – магнитный момент частиц;  $K_{\text{эфф}}$  – константа анизотропии;  $V$  – объём частицы;  $j$  и  $\theta$  – углы между осью легчайшего намагничивания и соответствующими векторами  $\vec{M}$  и  $\vec{H}$ .

В полях, меньших критического ( $H_k = 2K_{\text{эфф}}/I_s$ ) существуют две равновесные ориентации вектора  $\vec{M}$  в частице с  $\varphi_1 = 0$  и  $\varphi_2 = \pi$ . Оба этих состояния разделяет энергетический барьер с  $\varepsilon_{\text{max}}$ . Вероятность перехода из состояния с  $\varphi_1$  в состояние с  $\varphi_2$  даётся формулой:

$$w_{12} = f_{12} \cdot \exp[-(e_{\max} - e_1)/k_B T] \quad (3.30)$$

$$w_{21} = f_{21} \cdot \exp[-(e_{\max} - e_2)/k_B T]$$

Здесь  $f_{12}$  и  $f_{21}$  слабо зависящий от  $T$  частотный фактор, который равен в первом приближении частоте прецессии магнитного момента частицы в эффективном магнитном поле

$$f_{ij} \approx \frac{g}{2p} \cdot H_{\text{эфф}} = f_o, \quad (3.31)$$

где  $\gamma/2\pi = 2.8 \times 10^8 \text{ с}^{-1} \text{ э}^{-1}$  (при  $g = 2.00$ ). Для времени релаксации находим

$$t_o = \frac{1}{w_{12} + w_{21}}. \quad (3.32)$$

Для того, чтобы частица вела себя, как суперпарамагнитная, необходимо, чтобы отношение времени, необходимого для наблюдения  $t'$  ко времени релаксации удовлетворяло условию  $t'/t_o > 1$ . Можно этому условию придать форму

$$1 \leq \ln(2 \cdot t' \cdot f_o) \cdot \frac{2k_B \cdot T}{V \cdot I_s \cdot H_k}. \quad (3.33)$$

Отсюда видно, что если частица при данном объёме  $V$ , температуре  $T$  и времени  $t'$  (или частоте измерительного поля  $2\pi/t'$ ) находится в суперпарамагнитном состоянии, то при другой измерительной частоте (с меньшим  $t'$ ) она может вести себя как обычная однодоменная частица с моментом, не испытавшим термических флуктуаций ориентации. Поэтому можно ввести критический объём для суперпарамагнитного состояния

$$V_k = \frac{2k_B \cdot T \cdot \ln(2t'f_o)}{I_s \cdot H_k}. \quad (3.34)$$

Зависимость намагниченности суперпарамагнетика  $\bar{I}$  от температуры описывается формулой Ланжевена при условии  $K_{\text{эфф}} \cdot V \ll k_B \cdot T$ :

$$\bar{I} = n \cdot M \left[ \text{cth} \left( \frac{M \cdot H}{k_B \cdot T} \right) - \frac{k_B \cdot T}{M \cdot H} \right], \quad (3.35)$$

где  $n$  – число суперпарамагнитных частиц в единице объёма. Из этой формулы можно получить две приближённые формулы

$$\bar{I} \approx \frac{n \cdot M^2 \cdot H}{3k_B \cdot T} \quad (\text{при } \frac{M \cdot H}{k_B \cdot T} \ll 1) \quad (3.36)$$

$$\bar{I} \approx n \cdot M \left( 1 - \frac{k_B \cdot T}{M \cdot H} \right) \quad (\text{при } \frac{M \cdot H}{k_B \cdot T} \gg 1) \quad (3.37)$$

Из этих формул следует, что  $\bar{I}/M$  – это однозначная функция  $M \cdot H/T$ . Если принять, что объём суперпарамагнитных частиц  $V$  практически не зависит от температуры  $T$ , и поскольку магнитный момент частицы  $M$  зависит от  $T$  через самопроизвольную намагниченность  $I_s(T)$  вещества частиц:  $M(T) = V \cdot I_s(T)$ , то для температурной зависимости намагниченности суперпарамагнетика имеем

$$\bar{I}(T) \approx \frac{nV^2}{3k_B} \cdot \frac{I_s^2(T)}{T} \cdot H. \quad (3.38)$$

Из-за больших значений  $M$  в суперпарамагнетике весь ход функции (3.36) можно найти в легко достижимых полях ( $\sim 1000$  Э) и не при очень низких температурах ( $\sim 50 - 200$  К). Из измеренного начального наклона кривой (3.36), равного  $M/(3k_B \cdot T)$ , определяют  $M$ , а, следовательно, и средний размер частиц. Можно также экспериментально найти времена релаксации результирующего магнитного момента системы.

Можно считать, что явление суперпарамагнетизма обусловлено своеобразным броуновским движением конца вектора суммарного магнитного момента  $\vec{M} = V \cdot \vec{I}_s$  частицы, где  $V$  и  $\vec{I}_s$  – объём и намагниченность насыщения единицы объёма, соответственно. Полная намагниченность  $\vec{I}_s = N \cdot \vec{M}$  ансамбля из  $N$  частиц в единице объёма, возникающая при достаточном для насыщения внешнем магнитном поле  $\vec{H}$ , после выключения этого поля стремится к нулю вследствие броуновского движения ориентаций векторов  $\vec{M}$  отдельных частиц, следуя закону

$$\vec{I} = \vec{I}_s \cdot \exp(-t/\tau), \quad (3.39)$$

где  $\tau$  – время релаксации.

Таким образом, система малых частиц ведёт себя подобно ансамблю парамагнитных атомов с большим магнитным моментом  $\vec{M}$ .

При своём движении вектор  $\vec{M}$  блуждает по пространственным ориентациям, соответствующим относительным минимумам свободной энергии (оси лёгкого намагничивания), разделённым потенциальными барьерами.

Существуют две точки зрения на характер движения вектора  $\vec{M}$ :

- модель дискретного движения (скачки из одной дискретной ориентации в другую);
- модель непрерывного движения (Браун, 1963г.)

Изложим здесь модель дискретных ориентаций, которая проще. Согласно ей, время релаксации задаётся уравнением

$$t = t_o \cdot \exp\left(\frac{E_B}{k_B \cdot T}\right). \quad (3.40)$$

Здесь потенциальный барьер  $E_B$  определяется характером анизотропии. В случае одноосной анизотропии  $E_B = K \cdot V$ , где  $K$  – константа одноосной анизотропии. Параметр  $t_o$  (обычно  $10^{-9} - 10^{-10}$  с) связывают с периодом ларморовской прецессии вектора  $M$  вокруг оси анизотропии.

Теория Брауна (непрерывного движения) в случае  $V \rightarrow 0$  приводит к выражению

$$t^{-1} = g \cdot k_B \cdot T / V \cdot I_s \cdot A, \quad (3.41)$$

где  $\gamma$  – гиромангнитное отношение,  $A$  – константа (например, для частиц Co, содержащих 5 - 100 атомов, в Cu  $A = 4.6 \times 10^{-2}$  [5]).

На рисунке 3.16 приведена теоретическая зависимость  $\tau^{-1}$  от  $T^{-1}$ , рассчитанная для сферических частиц Fe, принимая  $\tau_o = 10^{-9}$  с.

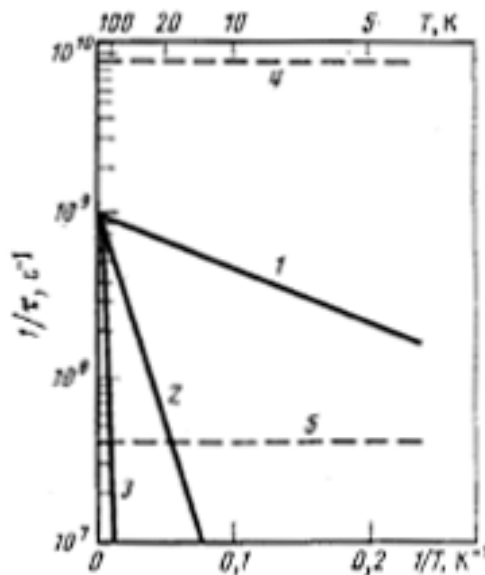


Рис.3.16. Теоретическая зависимость скорости релаксации  $\tau^{-1}$  от температуры  $T$  для сферических частиц Fe разного диаметра: 1 – 2.5 нм, 2 – 5 нм, 3 – 10 нм; 4, 5 – обратная величина характерного времени измерений методами ФМР и эффекта Мессбауэра, соответственно [5]

Из выражения (3.39) следует, что, если время измерения  $\tau_{изм} \ll \tau$ , то за это время состояние первоначально упорядоченных направлений намагниченности частиц не изменяется, и система ведёт себя как ферромагнетик. В противоположном предельном случае, когда  $\tau_{изм} \gg \tau$ , будет наблюдаться полный хаос ориентаций векторов  $\vec{M}$ , т.е. парамагнитное состояние. Переход из одного состояния в другое определяется условием  $\tau_{изм} = \tau$ , которое выполняется при измерении эффекта Мессбауэра на частицах Fe с  $D = 10$



нм при  $T = 20$  К. Эта температура  $T = T_B$  называется блокирующей температурой. Для частиц Fe с  $D = 10$  нм имеем  $T_B = 150$  К. Частицы Fe с  $D = 2.5$  нм (рис.3.16, кривая 1) при всех температурах являются суперпарамагнитными в случае измерения эффекта Мёссбауэра.

При заданной температуре условие  $\tau_{изм} = \tau$  определяет критический объём  $V_B$  частицы. Уже небольшое изменение  $V$  вблизи  $V_B$  переводит частицы из ферромагнитного в суперпарамагнитное состояние и наоборот.

В рабочей области частот ФМР (9-35 ГГц) прямая  $1/\tau_{изм}$  не пересекается с показанными на рисунке прямыми для частиц Fe разного диаметра. Следовательно, при измерениях методом ФМР даже самые малые частицы Fe остаются ферромагнитными во всей области температур ниже точки Кюри.

Итак, когда  $k_B \cdot T \gg K \cdot V$ , то направление  $\vec{M}$  векторов отдельных частиц изменяются под действием тепловых флуктуаций, вследствие чего исчезают внешние признаки ферромагнетика: петля гистерезиса вырождается в одиночную кривую намагничивания (коэрцитивное поле  $H_c$  и остаточная намагниченность  $I_r$  равны нулю), описываемую формулой Ланжевена (3.35).

Типичными примерами систем с суперпарамагнетизмом являются малые частицы Co, выделяющиеся при распаде твёрдого раствора Cu-Co (2 ат.% Co), мелкие выделения Fe в латуни ( $\approx 0.1\%$  Fe), тонкие порошки Ni, суспензия мелких частиц Fe в ртути. Мелкие однодоменные частицы могут существовать в магнитных жидкостях, получающихся диспергированием ферромагнитных частиц в жидкостях. Тогда время релаксации  $\tau$  существенно зависит от вязкости жидкости.

### Литература к главе 3

1. Нагаев, Э.Л. Физика магнитных полупроводников / Э.Л. Нагаев. - М.: Наука, 1979. - 431 с.
2. Matsukura, F. III-V ferromagnetic semiconductors / F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl // Handbook of Magnetic Materials/ Ed. K.H.J. Buschow. Elsevier, 2002. – V.14. – P.1-88.
3. Кучис, Е.В Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования / Е.В. Кучис. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
4. Вонсовский, С.В. Магнетизм / С.В. Вонсовский. - М.: Наука, 1971. - 1032 с.
5. Петров, Ю.И. Кластеры и малые частицы / Ю.И. Петров. – М.: Наука, 1986. – 368 с.

## ГЛАВА 4. ОПТИЧЕСКАЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ СПИНОВ

### 4.1. Оптическая ориентация

Проблему оптической ориентации спинов рассмотрим на примере прямозонного полупроводника GaAs. Зонная структура GaAs (т.е., зависимость энергии электрона от волнового вектора) выглядит следующим образом (см. рис.4.1).

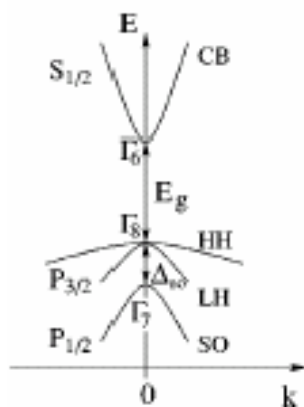


Рис.4.1. Зонная структура GaAs. Обозначения: СВ – зона проводимости, НН - валентная зона тяжелых дырок, ЛН - валентная зона легких дырок, СО - спин-отщепленная валентная зона,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны,  $D_{SO}$  - спин-орбитальное расщепление

#### Особенности зоны проводимости:

Сформирована из  $s$ -состояний (т.е.,  $l = 0$ ). Следовательно, полный момент  $j = 1/2$ . Его проекции на выделенную ось составляют  $+1/2$  и  $-1/2$ . Кроме того:

- 1) абсолютный минимум находится при  $\vec{k} = 0$ ;
- 2) вблизи минимума зоны  $E_c(\vec{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m_e$ , где  $m_e$  – эффективная масса, равная  $m_e \approx 0.068 \cdot m_0$ . Здесь  $m_0$  – масса свободного электрона;
- 3) нет спин-орбитального взаимодействия.

#### Особенности валентной зоны:

В приближении сильной связи валентная зона GaAs и Ge образуется из атомных  $p$ -орбиталей (т.е.,  $l = 1$ ). Следовательно, полный момент количества движения  $j = l \pm 1/2$ .

Значит,  $j$  может принимать значения  $3/2$  и  $1/2$ . В первом случае возможно  $2 \cdot \frac{3}{2} + 1 = 4$  состояния:  $m_j = -3/2, -1/2, +1/2, +3/2$  (две подзоны). Во втором случае возможны только 2 состояния:  $m_j = -1/2, +1/2$  (одна подзона). Поэтому валентная зона включает 3 подзоны.

Для всех трех подзон максимум находится в центре зоны Бриллюэна при  $\mathbf{k} = 0$ . При этом две подзоны  $P_{3/2}$  вырождены при  $\mathbf{k} = 0$ . Для подзоны  $P_{1/2}$  вырождение частично снимается за счет спин-орбитального взаимодействия, в результате чего она располагается ниже на величину  $E_{SO}$  (часто обозначают  $D_{SO}$ ).

Для зон с  $j = 3/2$  выражение для энергии было получено Дрессельхаусом:

$$E_{1,2}(\mathbf{k}) = E(0) + \frac{\hbar^2}{2m_e} \left\{ A \cdot k^2 \pm [B^2 \cdot k^4 + C^2 (k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2)]^{1/2} \right\}. \quad (4.1)$$

Здесь  $A$ ,  $B$  и  $C$  – безразмерные константы. Значения этих констант для ряда полупроводников  $A^4$  и  $A^3 B^5$  приведены в таблице 4.1 (из книги [1]).

Таблица 4.1. Значения констант, используемых в ур-нии (4.1) для ряда полупроводников [1]

Полупроводник	$A$	$B$	$ C ^2$
Si	-4.28	-0.68	24
Ge	-13.38	-8.5	173
GaP	-4.05	-0.98	16
GaAs	-6.9	-4.4	43
InSb	-36.61	-32.5	43

Заметим, во-первых, что значения  $A$  – отрицательны. Это означает, что, если мы при малых  $k$  используем формулу

$$E_{1,2} = E(0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad (4.2)$$

то эффективные массы этих подзон отрицательны. Вместо того, чтобы иметь дело с электронами, обладающими отрицательными массами, ввели концепцию **дырок**. Если недостающий в валентной зоне электрон имеет энергию  $E$  (предполагается, что  $E = 0$  у вершины валентной зоны), то энергия соответствующей дырки равна  $-E$  и положительна. При таком определении эффективная масса дырки в валентной зоне противоположна массе недостающего электрона и положительна.

Посмотрим, что будет в уравнении (4.1) при знаке «+» в выражении в фигурных скобках. В этом случае валентная зона обладает меньшей дисперсией и, следовательно, большей массой. Ее называют подзоной **тяжелых дырок**. При знаке «-» получаем подзону **легких дырок**. Из ур-ния (4.1) легко выделить соответствующие энергии для тяжелых и

легких дырок и построить поверхности постоянной энергии, которые будут иметь вид так называемых гофрированных сфер. На рис.4.2 показано их сечение плоскостью (100).

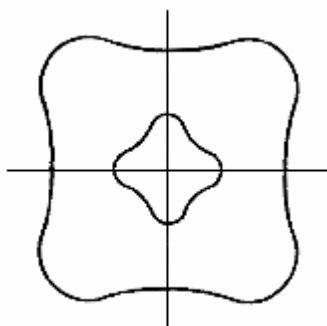


Рис.4.2. Сечение гофрированной сферы плоскостью (100). Внешний контур соответствует тяжелым дыркам, внутренний – легким

Дисперсии дырочной зоны вдоль направлений [100] и [111] являются параболическими, однако эффективные массы для этих двух направлений различны. Часто для простоты целесообразно предположить, что массы валентной зоны изотропны, т.е. производят усреднение по всем направлениям  $\vec{k}$ . Таблица 4.2, взятая из цитированной выше книги [1], показывает значения эффективной массы дырок для некоторых полупроводников и для трех подзон.

Таблица 4.2. Эффективная масса дырок в полупроводниках

Полупроводник	$m_{hh}/m_0$	$m_{lh}/m_0$	$m_{so}/m_0$
Si	0.54	0.15	0.23
Ge	0.34	0.043	0.095
GaP	0.57	0.18	0.25
GaAs	0.53	0.08	0.15
InSb	0.42	0.016	0.12

Можно показать, что значения квантового числа  $m_j = \pm 3/2$  относятся к подзоне тяжелых дырок, а  $m_j = \pm 1/2$  к зоне легких дырок.

#### Отщепленная подзона

В этой подзоне  $j = l - 1/2$ , т.е. проекция полного момента количества движения может быть только  $m_j = \pm 1/2$ .

В атомной физике спин-орбитальное взаимодействие описывается гамильтонианом:

$$H_{SO} = \lambda \cdot \hat{l} \cdot \hat{s}, \quad (4.3)$$

где  $\lambda$  – константа спин-орбитального взаимодействия;  $\hat{s}$  – оператор спина;  $\hat{l}$  – оператор орбитального момента, который может быть записан как:

$$\hat{l} = \hat{l}_x \cdot \hat{i} + \hat{l}_y \cdot \hat{j} + \hat{l}_z \cdot \hat{k} \quad (4.4)$$

$$\hat{l}_x = i\hbar \left( z \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

$$\hat{l}_y = i\hbar \left( x \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial x} \right) \quad (4.5)$$

$$\hat{l}_z = i\hbar \left( y \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial y} \right).$$

Для изолированного атома спин-орбитальное взаимодействие типа (4.4) приводит к расщеплению состояний с  $j = 3/2$  и  $j = 1/2$ . В этом случае величина спин-орбитального расщепления  $\Delta_{SO} = 3\lambda/2$ .

При образовании кристаллов спин-орбитальное расщепление зон энергии обуславливается взаимодействием магнитного момента электрона с электрическим полем решетки  $\mathbf{E} = -\frac{1}{e} \nabla V$ . Величина расщепления зоны энергии определяется, в основном, спин-орбитальным расщеплением тех уровней энергии, из которых возникает зона. Поскольку к полю ядра данного атома добавляется поле взаимодействия ядер и электронов, то величина расщепления зон отличается от величины расщепления уровней энергии атомов. Эксперимент и теория показывают, что, как правило, величина спин-орбитального расщепления несколько больше расщепления уровней энергии атома. Однако основные закономерности в изменении величины расщепления зон энергии с ростом заряда ядер атомов кристалла (увеличение спин-орбитального взаимодействия) сохраняются.

Гамильтониан спин-орбитального взаимодействия для электрона в кристалле имеет вид:

$$H_{SO} = \frac{\hbar}{4m_0^2 c^2} [\nabla V \times \mathbf{p}] \cdot \hat{\mathbf{S}}, \quad (4.6)$$

где  $c$  – скорость света,  $m_0$  – масса свободного электрона,  $V$  – скалярный электрический потенциал,  $\nabla$  – оператор градиента,  $\hat{\mathbf{S}}$  – спиновая матрица Паули,  $\mathbf{p}$  – оператор импульса. Компоненты матрицы Паули равны:

$$\mathbf{s}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \mathbf{s}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \mathbf{s}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Оператор трехмерного импульса частицы может быть записан как:

$$\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right). \quad (4.8)$$

Значения энергии спин-орбитального расщепления для некоторых полупроводников, взятые из цитируемой выше книги [1], приведены в таблице 4.3.

Таблица 4.3. Энергия спин-орбитального расщепления в полупроводниках

Полупроводник	$\Delta_{SO}$ , эВ
Si	0.044
Ge	0.295
GaP	0.08
GaAs	0.341
InSb	0.81

Еще следует отметить, что поверхность постоянной энергии для спин-отщепленной валентной подзоны с  $j = 1/2$  является сферической. Значения эффективной массы в спин-отщепленной валентной подзоне для некоторых полупроводников приведены в табл.4.2 (последняя колонка).

### Правила отбора при межзонных переходах вблизи $\hat{\mathbf{k}} = 0$

Наиболее наглядное описание прямых межзонных переходов дает принцип соответствия. Согласно этому принципу, каждому переходу между двумя состояниями “а” и “б” сопоставляется классический диполь с собственной частотой

$$w_{ab} = \frac{(E_a - E_b)}{\hbar}. \quad (4.9)$$

В этом случае интенсивность (вероятность) перехода равна:

$$W = \frac{4w_{ab}|d_{ab}|^2}{3c^3\hbar}. \quad (4.10)$$

Здесь  $d_{ab}$  – элемент матрицы дипольного момента.

На рисунке 4.3 приведены возможные переходы в прямозонном полупроводнике (GaAs) при поглощении света.

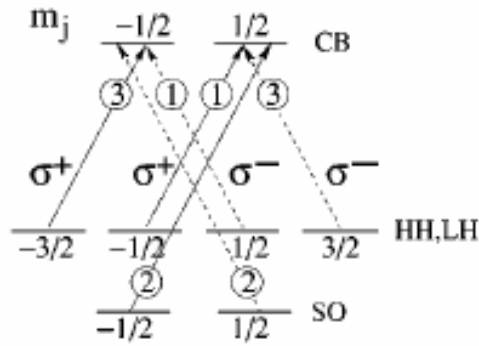


Рис.4.3. Правила отбора для межзонных переходов между  $m_j$  подзонами для циркулярно-поляризованного света с положительной ( $\sigma^+$ ) и отрицательной ( $\sigma^-$ ) поляризациями. Цифры в кружках указывают относительные интенсивности переходов, которые применимы как для возбуждения (показаны стрелками), так и для излучательной рекомбинации

Таблица 4.4 содержит матричные элементы  $d_{ab}$ .

Таблица 4.4. Матричные элементы дипольного момента при различных межзонных переходах ( $\hat{l}, \hat{m}, \hat{n}$  - единичные взаимно-перпендикулярные вектора,  $\hat{n}$  - вдоль импульса,  $\hat{l}, \hat{m}$  - в перпендикулярной плоскости)

VB	CB	
	+1/2	-1/2
hh: +3/2	$-\sqrt{1/2}(\hat{l} + i\hat{m})$	0
-3/2	0	$\sqrt{1/2}(\hat{l} - i\hat{m})$
lh: +1/2	$\sqrt{2/3}\hat{n}$	$-\sqrt{1/6}(\hat{l} + i\hat{m})$
-1/2	$\sqrt{1/6}(\hat{l} - i\hat{m})$	$\sqrt{2/3}\hat{n}$
sh: +1/2	$-\sqrt{1/3}\hat{n}$	$-\sqrt{1/3}(\hat{l} + i\hat{m})$
-1/2	$-\sqrt{1/3}(\hat{l} - i\hat{m})$	$\sqrt{1/3}\hat{n}$

Интенсивность и поляризация излучения и поглощения света при квантовых переходах в полупроводнике типа GaAs могут быть рассмотрены. Напомним только, что в левополяризованной волне спин фотона направлен в сторону направления распространения света (+1), а в правополяризованной – в противоположную сторону (-1).

Тогда по правилам отбора для  $S_{ph} = +1$  возможны при поглощении света три перехода:

$$hh \rightarrow c(m_j = -\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2});$$

$$lh \rightarrow c(m_j = -\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2});$$

$$sh \rightarrow c(m_j = -\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}).$$

Все они происходят при  $\sigma^+$  поляризации света. Для  $S_{ph} = -1$  ( $\sigma^-$  поляризация) при поглощении также имеется три перехода:

$$hh \rightarrow c(m_j = \frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2});$$

$$lh \rightarrow c(m_j = \frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2});$$

$$sh \rightarrow c(m_j = \frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}).$$

Относительные интенсивности переходов могут быть подсчитаны следующим образом.

Например, для  $\sigma^+$  перехода  $hh \rightarrow c(m_j = -\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2})$  относительно перехода

$$lh \rightarrow c(m_j = -\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}):$$

$$\frac{|d'_{ab}|^2}{|d''_{ab}|^2} = \frac{(\sqrt{1/2})^2 (\mathbf{l} - i\mathbf{m})^2}{(\sqrt{1/6})^2 (\mathbf{l} - i\mathbf{m})^2} = 3.$$

Для  $\sigma^+$  перехода  $sh \rightarrow c(m_j = -\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2})$  относительно того же перехода:

$$\frac{|d'_{ab}|^2}{|d''_{ab}|^2} = \frac{(\sqrt{1/3})^2 (\mathbf{l} - i\mathbf{m})^2}{(\sqrt{1/6})^2 (\mathbf{l} - i\mathbf{m})^2} = 2.$$

Аналогично для  $\sigma^-$  переходов:

относительная интенсивность = 3 для  $hh \rightarrow c(m_j = \frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2})$  против  $lh \rightarrow c(m_j = \frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2})$ ;

и = 2 для  $sh \rightarrow c(m_j = \frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2})$ .

Конечно, нужно указать еще несколько возможностей, связанных с излучением и поглощением линейно-поляризованного света, когда  $m_j$  сохраняется. Это:

$$lh \rightarrow c(m_j = -\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}) \text{ и } (m_j = +\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}) - \text{относительная интенсивность} = 2;$$

$$sh \rightarrow c(m_j = -\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}) \text{ и } (m_j = +\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}) - \text{относительная интенсивность} = 1.$$

Но пока будем рассматривать только поглощение циркулярно-поляризованного света.

### Спиновая поляризация возбужденных электронов



Спиновая поляризация возбужденных электронов зависит от энергии фотона. Когда  $E_g < \hbar\omega < E_g + \Delta_{SO}$ , то вклад в поглощение дают только подзоны легких и тяжелых дырок. Обозначая  $n_+$  и  $n_-$  плотности электронов, поляризованных параллельно ( $m_j = 1/2$ ) и антипараллельно ( $m_j = -1/2$ ) направлению распространения света, мы можем определить степень поляризации как

$$P_n = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}. \quad (4.11)$$

Тогда для  $\sigma^+$  поляризации падающего света  $P_n = (1-3)/(1+3) = -0.5$ . Это – спиновая поляризация электронов в момент фотовозбуждения. Спин ориентирован преимущественно против направления проникновения света (знак минус), т.к. переходы из подзоны тяжелых дырок преобладают над переходами из зоны легких дырок. При  $\sigma^-$  поляризации фотонов  $P_n = 0.5$ , а спин ориентирован преимущественно вдоль направления распространения света.

Следует указать, что в начальный момент дырки также поляризованы, но они очень быстро теряют спиновую ориентацию по сравнению с электронами из-за спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне.

Здесь нужно рассмотреть несколько вопросов:

- а) как регистрируется степень спиновой поляризации электронов?
- б) как  $P_n$  зависит от энергии квантов падающего циркулярно-поляризованного света?
- в) сравнить поведение  $P_n$  в кристаллах  $n$ - и  $p$ - типа.

### Регистрация степени спиновой поляризации

Самый первый способ, который был предложен и апробирован для регистрации спиновой поляризации электронов в полупроводниках, – это метод измерения фотолюминесценции (Parsons, 1969) [2]. Измерялась степень циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ):

$$P_{circ} = \frac{(I^+ - I^-)}{(I^+ + I^-)}. \quad (4.12)$$

Здесь  $I^+$  соответствует поляризации регистрируемого света  $\sigma^+$ , а  $I^-$  – поляризации  $\sigma^-$ . Если предположить возникновение ФЛ за счет переходов «зона – зона», то можно подсчитать степень циркулярной поляризации рекомбинационного излучения.

$$P_{circ} = \frac{(n_+ + 3n_-) - (3n_+ + n_-)}{(n_+ + 3n_-) + (3n_+ + n_-)} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} = -\frac{P_n}{2} = 0.25.$$

Это получается следующим образом. Для ФЛ поляризации  $\sigma^+$  и электронов  $n^-$  ( $m_j = -1/2$ ) возможен переход в состояние  $m_j = -3/2$  с образованием фотона с  $S_{ph} = 1$ , и интенсивность этого перехода равна 3. Импульс сохраняется, поскольку  $-1/2 = 1 + (-3/2)$ . Аналогично, для ФЛ  $\sigma^+$  поляризации и электронов  $n^+$  ( $m_j = +1/2$ ) возможен переход в состояние  $m_j = -1/2$  с образованием фотона с  $S_{ph} = 1$ , и интенсивность этого перехода равна 1. Для ФЛ поляризации  $\sigma^-$  и электронов  $n^-$  ( $m_j = -1/2$ ) возможен переход в состояние  $m_j = +1/2$  с образованием фотона с  $S_{ph} = -1$ , и интенсивность этого перехода равна 1. Для ФЛ поляризации  $\sigma^-$  и электронов  $n^+$  ( $m_j = +1/2$ ) возможен переход в состояние  $m_j = +3/2$  с образованием фотона с  $S_{ph} = -1$ , и интенсивность этого перехода равна 3.

Что же наблюдал Парсонс? Опыты проводились при 4 К. В качестве материала были взяты монокристаллы  $p$ -GaSb ( $E_g = 0.812$  эВ) с концентрацией акцепторов  $\sim 1.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . При возбуждении неполяризованным или линейно поляризованным светом  $P_{circ} = 0$ . Для поляризаций  $\sigma^+$  или  $\sigma^-$  он наблюдал  $P_{circ} = 0.21$ . Доминирующий пик ФЛ в опытах Парсонса был связан с рекомбинацией фотовозбужденных электронов со связанными дырками. Т.к. общее число дырок ( $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) много больше, чем число фотовозбужденных носителей ( $\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ ), то эффект оптической накачки для дырок пренебрежим. Следовательно, ненулевое значение  $P_{circ}$  означает ненулевую степень поляризации электронов  $P_n$  (см. уравнение (4.11)). Парсонс также нашел, что  $P_{circ} > 0$  и меняет знак при изменении типа циркулярной поляризации ( $\sigma^+$  на  $\sigma^-$ ) возбуждающего света.

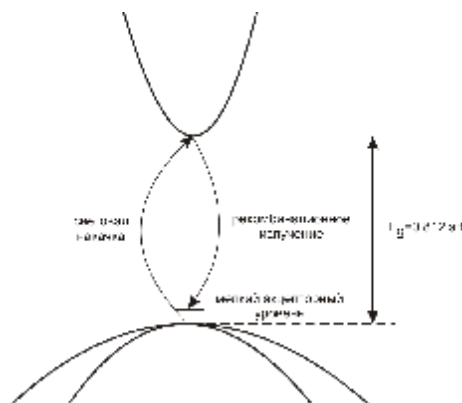


Рис.4.4. Схема опыта Парсонса [2]: накачка циркулярно-поляризованным светом  $p$ -GaSb при 4.2 К

### Зависимость степени поляризации от энергии кванта возбуждающего света

Очевидно, что, если  $\hbar\omega \gg E_g + \Delta_{SO}$ , то электроны не будут спин-поляризованы (см. рис.4.3, где интенсивность переходов (3) из подзоны тяжелых дырок равна сумме

интенсивностей переходов из подзоны легких дырок (1) и из спин-орбитально отщепленной зоны (2)). Эксперимент был выполнен Захарченой с соавторами [3].

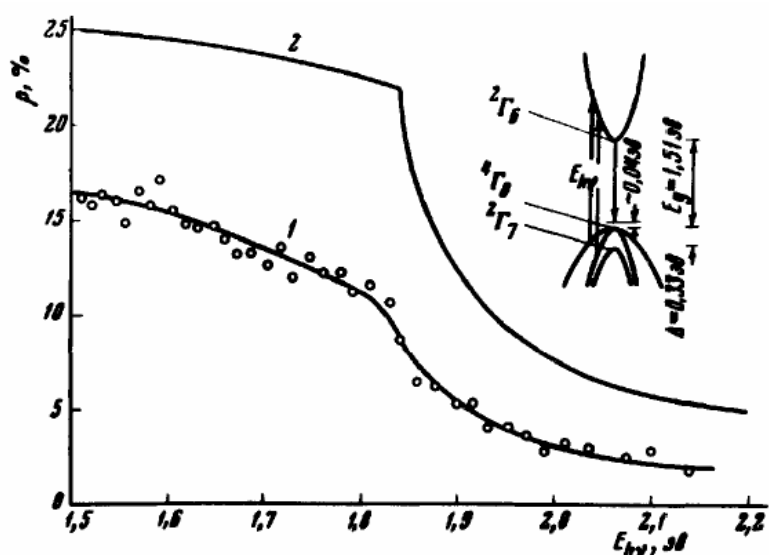


Рис.4.5. Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции GaAs от энергии квантов возбуждающего света: 1- экспериментальная кривая; 2 – теоретическая кривая (Дьяконов-Перель)

Материалом служил GaAs *p*-типа (концентрация акцепторов  $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), а измерялась степень циркулярной поляризации ФЛ при энергии кванта 1.46 эВ. Температура измерений была равна 77 К. Излом зависимости (рис.4.5) при энергии кванта 1.84 эВ, очевидно, связан с включением в оптические переходы спин-орбитально отщепленной зоны. Теоретическая кривая (проходит выше на рис.4.5) получена в предположении, что время спин-решеточной релаксации  $t_s \gg t$ , где  $t$  - время жизни электронов в зоне проводимости.

Еще Парсонс писал, что цикл оптической накачки можно рассматривать, как последовательность трех процессов:

- 1) возбуждение спин-поляризованных электронов при облучении  $\sigma^+$  или  $\sigma^-$  циркулярно-поляризованным светом;
- 2) спиновая релаксация, стремящаяся уравнять концентрации “spin-up” и “spin-down” электронов;
- 3) рекомбинация электронов с дырками с эмиссией света.

Здесь надо сказать об использовании терминов *оптическая спиновая ориентация* и *оптическая спиновая накачка*. Первый термин используется в отношении **неосновных** носителей (электронов в полупроводнике *p*-типа), а второй означает спиновую поляризацию **основных** носителей.

Выведем выражение для стационарного состояния спиновой поляризации вследствие оптического возбуждения циркулярно-поляризованным светом. Пусть полупроводник однородно легирован. Тогда уравнение баланса между созданием электронно-дырочных пар и прямой электронно-дырочной рекомбинацией запишется так:

$$r(np - n_0 p_0) = G, \quad (4.13)$$

где  $r$  – скорость рекомбинации,  $n$  и  $p$  – концентрации электронов и дырок (индекс 0 относится к равновесным значениям),  $G$  – скорость генерации электронно-дырочных пар. Тогда баланс между спиновой релаксацией и спиновой генерацией выражается уравнением:

$$r \cdot s \cdot p + \frac{s}{t_s} = P_{n(t=0)} \cdot G, \quad (4.14)$$

где  $s = n^+ - n^-$  – спиновая плотность электронов;  $P_{n(t=0)}$  – спиновая поляризация в момент фотовозбуждения. Здесь первое слагаемое в левой части описывает исчезновение спиновой плотности вследствие рекомбинации носителей, а второе слагаемое – собственно спиновую релаксацию. Из уравнений (4.13) и (4.14) можно получить:

$$P_n = P_{n(t=0)} \cdot \frac{1 - \frac{n_0 p_0}{np}}{1 + \frac{1}{t_s \cdot r \cdot p}}. \quad (4.15)$$

Тогда в образцах  $p$ -типа ( $p \approx p_0, n \gg n_0$ ):

$$P_n = P_{n(t=0)} \frac{1}{1 + \frac{t}{t_s}}, \quad (4.16)$$

где  $t = 1/r \cdot p_0$  – время жизни электронов.

Примечание: после того, как освещение выключается, плотность электронных спинов (т.е., неравновесная намагниченность) уменьшается с постоянной времени

$$\frac{1}{T_s} = \frac{1}{t} + \frac{1}{t_s}. \quad (4.17)$$

Итак, согласно (4.16) стационарная поляризация не зависит от интенсивности освещения и уменьшается по сравнению с начальной спиновой поляризацией  $P_{n(t=0)}$ . Поляризация фотолуминесценции равна

$$P_{circ} = P_{n(t=0)} \cdot P_n. \quad (4.18)$$

Экспериментально полученные значения  $P_n = 0.42$  в GaSb и  $0.46$  в GaAlAs показали эффективную спиновую ориентацию, близкую к максимально возможному значению  $P_{nmax} = 0.5$ . Это указывает на то, что  $t/t_s \ll 1$  в указанных материалах.

Если мы рассмотрим спиновую накачку в легированных образцах  $n$ -типа, где  $n \approx n_0$ , а  $p \gg p_0$ , то с учетом уравнений (4.13) и (4.15) получается:

$$P_n = P_{n(t=0)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{n_0}{Gt_s}}. \quad (4.19)$$

В противоположность предыдущему случаю время жизни носителей (теперь дырок), равное  $t = \frac{1}{rn_0}$ , не оказывает влияния на  $P_n$ . Однако,  $P_n$  зависит от интенсивности фотовозбуждения. Это и составляет особенность **спиновой накачки**.

Можно ввести понятие эффективного времени жизни носителей

$$t_J = \frac{n_0}{G}. \quad (4.20)$$

Тогда, если  $t_J \leq t_s$ , то спиновая накачка очень эффективна. Спиновая накачка функционирует, поскольку фотовозбужденные спин-поляризованные электроны не обязательно рекомбинируют с дырками. В зоне проводимости много неполяризованных электронов для рекомбинации. Т.о., спин накачивается в подсистему электронов.

Рассмотрим эксперимент Екимова и Сафарова [4]. Они использовали  $Ga_xAl_{1-x}As$   $n$ -типа ( $n_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). Величина  $x = 0.7$ . Возбуждение осуществлялось циркулярно-поляризованным излучением He-Ne лазера, температура измерений была равна 4 К. Степень ориентации электронов определялась по степени циркулярной поляризации рекомбинационной ФЛ при энергии кванта 1.91 эВ. Эта полоса соответствовала излучательным переходам с донора на акцептор.

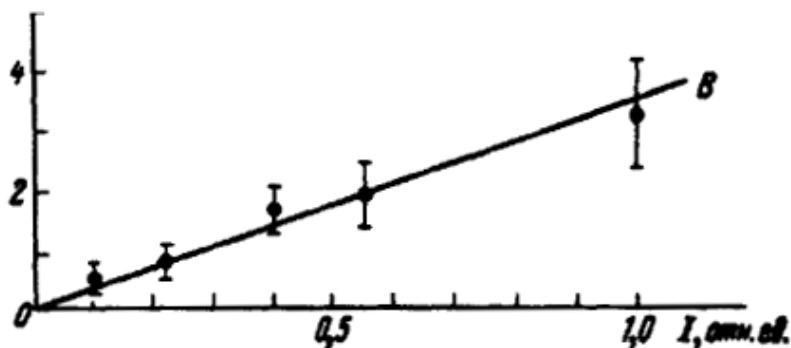


Рис.4.6. Зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ (%) от интенсивности циркулярно-поляризованного света накачки

На рис.4.6 показана зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ полосы 1.91 эВ от интенсивности циркулярно-поляризованного света накачки. Максимальное значение степени поляризации ФЛ составило  $\approx 0.03$ . Это соответствовало тому, что ориентированными оказалось  $\approx 6\%$  от всех электронов на донорах. В формуле (4.19)

$$G = I/L_s, \quad (4.20)$$

где  $I$  – интенсивность падающего света,  $L_s$  – спиновая диффузионная длина, определяемая коэффициентом диффузии электрона и временем  $t_s$ . Оценка  $L_s$  по данным Екимова-Сафарова в  $n$ -AlGaAs дала величину  $L_s \approx 1$  мкм.

## 4.2. Эффект Ханле

Эффект заключается в том, что при приложении магнитного поля  $\vec{B}$ , перпендикулярного оси спиновой ориентации (направлению распространения циркулярно-поляризованного света), степень поляризации фотолуминесценции уменьшается. Т.е., при приложении поперечного магнитного поля происходит **деполяризация** люминесценции.

Первое наблюдение эффекта Ханле в полупроводниках (эффект Ханле сначала (1924) был открыт и исследован применительно к резонансной флуоресценции газов) принадлежит Парсонсу [2] в его работе по оптической ориентации в GaSb.

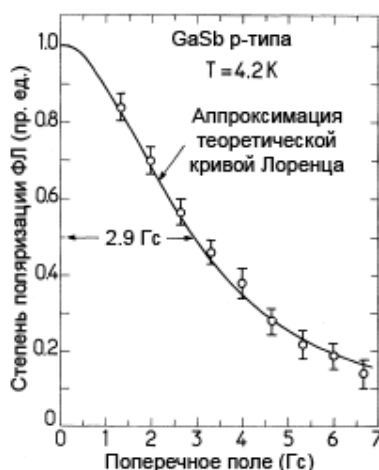


Рис.4.7. Зависимость степени поляризации ФЛ  $p$ -GaSb от приложенного магнитного поля [2].  $T = 4.2$  К

В 1971 году Захарченя с соавторами [3] наблюдали деполяризацию ФЛ в  $p$ -GaAs при 77 К.

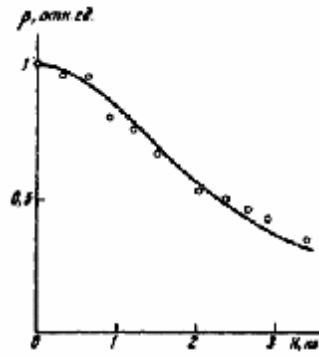


Рис.4.8. Деполяризация ФЛ при энергии кванта 1.55 эВ в *p*-GaAs при 77 К [3]

Сущность эффекта Ханле заключается в том, что спины возбужденных фотоэлектронов в магнитном поле прецессируют с ларморовой частотой:

$$\Omega_L = \frac{m_B \cdot g \cdot B}{\hbar}, \quad (4.21)$$

где  $m_B$  – магнетон Бора;  $g$  –  $g$ -фактор электрона.

Если магнитное поле перпендикулярно возбуждающему лучу света, т.е.,  $\vec{B} \perp \vec{S}_0$  ( $\vec{S}_0$  – средний спин фотовозбужденных электронов в момент рождения), то проекция спина на направление луча периодически меняется с частотой  $\Omega_L$ . Ранее введено время жизни спина  $T_s$  (уравнение (4.17)). Это уравнение отражает две причины исчезновения среднего спина электронов: рекомбинацию и спиновую релаксацию. Если в течение времени  $T_s$  спин совершит много оборотов вокруг направления  $\vec{B}$  (это получается, когда  $T_s \gg T_L$ , где  $T_L = \frac{2\pi}{\Omega_L} = \frac{2\pi\hbar}{m_B \cdot g \cdot B}$  – период ларморовой прецессии, т.е., когда  $B$  – велико), то в стационарных условиях проекция среднего спина на первоначальное направление ( $\vec{S}_0$ ) будет очень мала.

Через время  $t$  после возбуждения проекция  $S_z$  спина электрона будет

$$S_z = S_0 \cdot \cos(\Omega_L \cdot t) \cdot \exp\left(-\frac{t}{t_s}\right). \quad (4.22)$$

Средняя проекция может быть получена путем усреднения этого выражения по распределению времен жизни электрона  $W(t)$ :

$$\bar{S}_z = S_0 \cdot \int_0^{\infty} dt \cdot W(t) \cdot \exp(-t/t_s) \cdot \cos(\Omega_L t). \quad (4.23)$$

Для термализованных электронов при обычных условиях

$$W(t) = t^{-1} \cdot \exp(-t/t). \quad (4.24)$$

Тогда формула (4.23) дает выражение для формы кривой Ханле:

$$S_z(B) = \frac{S_z(0)}{1 + (\Omega_L \cdot T_s)^2} \quad (4.25)$$

$$S_z(0) = \frac{S_0}{1 + t/t_s}. \quad (4.26)$$

Формулы (4.25) и (4.26) служат основой для определения времен  $t$  и  $t_s$  методом оптической ориентации. Измеряя степень поляризации в нулевом поле и полуширину кривой магнитной деполяризации (кривой Ханле)

$$B_{1/2} = \frac{\mathbf{h}}{g \cdot m_B \cdot T_s} \quad (4.27)$$

можно (если известен  $g$ -фактор) определить  $t$  и  $t_s$ .

Парсонс (1969) для  $p$ -GaSb (4 К) нашел [2], что  $t_s \gg t$  и в предположении  $g = 6.5$  оценил  $t = 6 \times 10^{-9}$  с. Захарченя с соавторами (1971) для  $p$ -GaAs (77 К) определил [3] и  $t$ , и  $t_s$  в предположении  $g = 0.5228$   $t = 1.4 \times 10^{-10}$  с и  $t_s = 2.8 \times 10^{-10}$  с.

Значения  $B_{1/2}$  в зависимости от материала, легирования и температуры изменяются от нескольких гаусс до нескольких килогаусс.

Формулы (4.25) и (4.26) можно также получить, рассматривая уравнение движения среднего спина в магнитном поле с учетом спиновой релаксации, накачки и рекомбинации:

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \mathbf{\Omega} \times \mathbf{S} - \frac{\mathbf{r}}{t_s} \mathbf{S} - \frac{\mathbf{r}}{t} (\mathbf{S} - \mathbf{S}_0), \quad (4.28)$$

где  $\mathbf{\Omega} = \frac{m_B \cdot g \cdot \mathbf{B}}{\mathbf{h}}$ .

В стационарных условиях, положив  $d\mathbf{S}/dt = 0$  и считая, что  $\mathbf{\Omega} \perp \mathbf{S}_0$ , нетрудно получить (4.25) и (4.26). Из (4.28) в частности следует, что угол  $j$  между  $\mathbf{S}$  и  $\mathbf{S}_0$  зависит от магнитного поля следующим образом:

$$\operatorname{tg} j = \Omega \cdot T_s. \quad (4.29)$$

Схема эксперимента по эффекту Ханле представлена на рис.4.9.



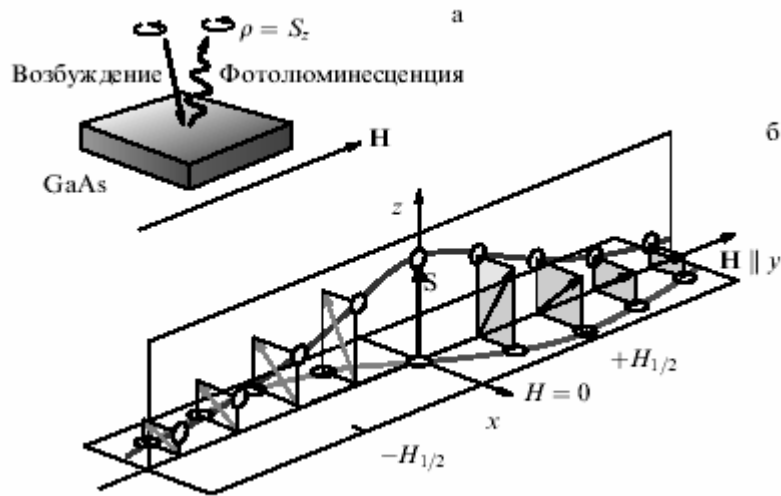


Рис.4.9. Геометрия экспериментов по оптической ориентации (а) и эффект Ханле в полупроводнике (б). Стрелки показывают стационарный средний спин электронов  $S$  в поперечном магнитном поле  $H$  различной величины. Измеряется проекция  $S_z$  спина на направление наблюдения (ось  $z$ ) в зависимости от магнитного поля [5]

Направление наблюдения  $z$  совпадает (близко) с нормалью к плоскости структуры. Чем больше время существования неравновесного спина  $T_s$ , тем меньшее магнитное поле необходимо для его поворота и деполяризации ФЛ.

Полуширина  $H_{1/2}$  сильно зависит от агрегатного состояния вещества. Например, оптическая ориентация парамагнитных атомов в газах сохраняется в течение рекордно долгого времени  $T_s \sim 1$  с, что обуславливает сверхмалые величины  $H_{1/2} \sim 10^{-6}$  Э. В конденсированных средах время релаксации спина существенно укорачивается вследствие усиления взаимодействий, не сохраняющих спин.

В полупроводниках типа GaAs самые узкие полуширины  $H_{1/2}$  (1 – 10 Э) имеют место в GaAs  $n$ -типа (соответственно, время  $T_s \sim 10^{-8} - 10^{-7}$  с).

**Эффект Ханле в полупроводниках  $n$ -типа** требует отдельного рассмотрения. В материале  $n$ -типа при обычных условиях поверхностного возбуждения спиновая ориентация электронов проникает вглубь образца на расстояние порядка спиновой диффузионной длины

$$L_s = (D_e \cdot t_s)^{1/2}. \quad (4.30)$$

Это расстояние гораздо больше как длины поглощения света, так и диффузионной длины

$$L = (D_h \cdot t)^{1/2} \quad (4.31)$$

Специфика эффекта Ханле в образцах  $n$ -типа состоит в том, что в приповерхностном слое, где происходит рекомбинация, одним из процессов, определяющих время жизни спина,

является спиновая диффузия вглубь образца. В основной области существования ориентации (в слое толщиной  $L_S$ ) дырок нет, и рекомбинация не происходит. При деполяризации электронов в этой области изменяется градиент степени ориентации, и поэтому скорость спиновой диффузии от поверхности оказывается зависящей от магнитного поля. Ясно, что форма кривой Ханле в таких условиях должна быть необычной и зависеть от интенсивности возбуждающего света.

Для среднего спина электронов  $\dot{S}$  в области, где избыточные носители отсутствуют, справедливо уравнение:

$$\frac{\partial \dot{S}}{\partial t} = D_e \cdot \frac{\partial^2 \dot{S}}{\partial z^2} - \frac{\dot{S}}{t_s} + \mathbf{\Omega} \times \dot{S}. \quad (4.32)$$

Будем считать, что магнитное поле направлено вдоль оси  $x$  и параллельно поверхности, а ось  $z$  перпендикулярна поверхности. Граничное условие к (4.32) следует из рассмотрения процессов в узком приповерхностном слое, где происходит генерация и рекомбинация избыточных носителей тока. Оно имеет вид:

$$J \cdot \dot{S}_0 = -n \cdot D_e \cdot \frac{\partial \dot{S}}{\partial z} + J \cdot \dot{S}, \quad z = 0. \quad (4.33)$$

Здесь  $J$  – интенсивность возбуждения. Левая часть уравнения представляет генерацию электронного спина светом, первое слагаемое в правой части дает диффузионный спиновый поток вглубь образца, второе слагаемое описывает исчезновение спина при рекомбинации. Решение уравнения (4.32) с граничным условием (4.33) дает следующую формулу для средней проекции спина  $S_z$  вблизи поверхности в зависимости от величины поперечного магнитного поля:

$$S_z(B) = S_z(0) \cdot F(B), \quad (4.34)$$

$$S_z(0) = \frac{S_0}{1+a}, \quad (4.35)$$

где введены обозначения

$$a = \frac{t_y}{t_s} = \frac{n \cdot L_S}{J \cdot t_s} \quad (4.36)$$

и

$$F(B) = \frac{(1+a)(1+a\sqrt{\frac{1+h}{2}})}{1+a^2h+2a\sqrt{\frac{1+h}{2}}}, \quad (4.37)$$

где

$$h = (1 + \Omega^2 \cdot t_s^2)^{1/2}. \quad (4.38)$$

Выражение (4.35) для  $S_z(0)$  совпадает с формулой на основе уравнений для среднего спина электронов в материале  $n$ -типа при возбуждении циркулярно-поляризованным светом.

Формула (4.37) упрощается в предельных случаях больших ( $a \ll 1$ ) и малых ( $a \gg 1$ ) интенсивностей возбуждающего света. При малой интенсивности возбуждения кривая Ханле не зависит от интенсивности и определяется формулой

$$F(B) = \left( \frac{1 + \sqrt{1 + \Omega^2 t_s^2}}{2(1 + \Omega^2 t_s^2)} \right)^{1/2}. \quad (4.39)$$

При большой интенсивности, когда в нулевом поле средний спин практически равен  $S_0$ , имеем

$$F(B) = \frac{1 + (\Omega t^*)^{1/2}}{1 + 2(\Omega t^*)^{1/2} + 2\Omega t^*}, \quad (4.40)$$

где

$$t^* = \frac{a^2 \cdot t_s}{2} = \frac{n^2 D_e}{2J^2}. \quad (4.41)$$

Т.о., при больших интенсивностях линия Ханле должна уширяться пропорционально интенсивности. Кроме того,

$$S_z(B) \propto 1/B^{1/2}. \quad (4.42)$$

(Это выражение сильно отличается от обычной зависимости Ханле в полупроводниках  $p$ -типа  $S_z(B) \propto 1/B^2$ ).

Физический смысл полученного результата заключается в следующем. Ширина кривой Ханле определяется наименьшим из времен  $t_s$  и  $t_J$ , из которых первое характеризует спиновую релаксацию, а второе – исчезновение спина в результате рекомбинации электронов с фотовозбужденными дырками.

При малых интенсивностях ( $t_J \gg t_s$ ) ширина линии Ханле не зависит от интенсивности и определяется временем  $t_s$  (см. формулу (4.39)). Степень ориентации в нулевом поле мала и пропорциональна интенсивности.

При больших интенсивностях ( $t_J \ll t_s$ ) наиболее существенным является процесс рекомбинации. Степень ориентации в нулевом поле насыщается и перестает зависеть от интенсивности. Толщина слоя, в котором существуют ориентированные электроны, сокращается и вместо  $L_s = (D_e t_s)^{1/2}$  становится равной  $(D_e / \Omega)^{1/2}$ . Когда же  $B$  столь

велико, что  $(D_e / \Omega)^{1/2} < L$ , то область существования ориентации совпадает с областью, где имеются избыточные носители.

### 4.3. Спиновая инжекция

Ферромагнитные материалы могут иметь значительную степень *равновесной* спиновой поляризации носителей. Однако, одного этого недостаточно для спинтронных применений, которые требуют протекания и/или манипуляции токами носителей с *неравновесной* спиновой поляризацией.

Неравновесный спин – это результат действия некоторого источника накачки. Пример накачки – оптическую ориентацию – мы уже рассмотрели. Укажем, что, когда накачка выключается, то спиновая поляризация возвращается к равновесному значению. Что касается времени спиновой релаксации, то, хотя для большинства применений желательно большое значение  $t_S$ , однако в некоторых случаях короткие времена  $t_S$  полезны для осуществления быстрых переключателей.

Принципы электрической спиновой инжекции из ферромагнетиков в металлы, полупроводники и сверхпроводники были разработаны Ароновым и Пикусом (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) в 1976 году.

Рассмотрим качественную картину электрической спиновой инжекции из ферромагнетика (F) в нормальный металл (N) (рис.4.10).

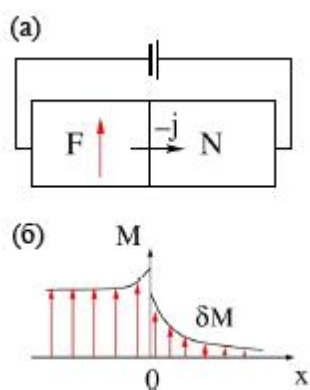


Рис.4.10. (а) Схема прибора для демонстрации концепции электрической спиновой инжекции из ферромагнетика (F) в нормальный металл (N); (б) намагниченность в зависимости от координаты – неравновесная намагниченность  $\delta M$  (спиновое накопление) инжектируется в нормальный металл

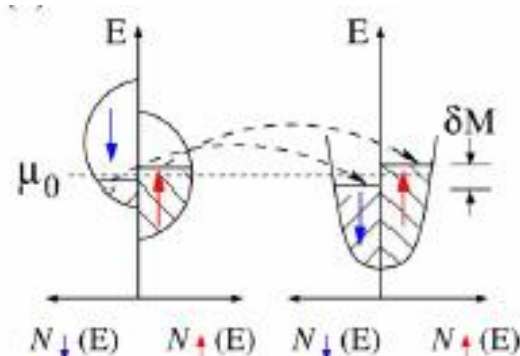


Рис.4.11. Вклад плотностей состояний, различающихся по спину, в зарядовый и спиновый транспорт через границу раздела F/N. Неравные заполненные уровни в плотности состояний изображают электрохимические потенциалы, отличающиеся от равновесного значения  $\mu_0$

Необходимый комментарий к зонным диаграммам:

- 1) Для F схематично обозначена 3-d зона. Расщепление между подзонами “spin-up” и “spin-down” равно  $\Delta_{ex}$  – обменному спиновому расщеплению. В равновесном состоянии уровень Ферми ( $m_b$ ) слева и справа одинаков. Зона 3-d не заполнена.
- 2) Для N – парамагнитного металла – зависимость плотности состояний  $N(E)$  имеет характер  $\sqrt{E}$ . Правая и левая части зоны сдвигаются только при наличии магнитного поля (сдвиг равен  $2 \cdot m_B \cdot H$ ).

В случае инжекции из F в N неравновесный спин инжектируется в нормальный (парамагнитный) металл, вызывая неравновесную намагниченность  $dM$ . Величина  $dM$  впервые была измерена Джонсоном и Силсби (1985) в металлах. В стационарном состоянии  $dM$  реализуется как баланс между спинами, добавленными током намагничивания, и спинами, удаленными путем спиновой релаксации.

### Структура Джонсона-Силсби

Для рассмотрения инжекции в системе Ферромагнетик/Нормальный металл (F/N) Джонсон и Силсби предложили трехслойную структуру F1/N/F2. Схема эксперимента Джонсона-Силсби показана на рис.4.12.

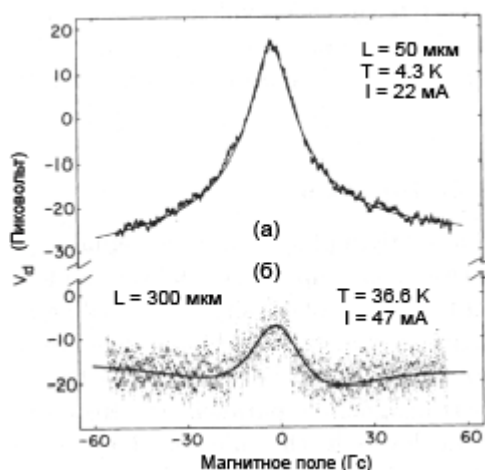
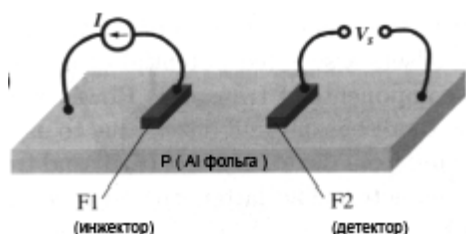


Рис.4.12. Схема приборов Джонсона и Силсби, использующих Al фольгу толщиной 50 мкм и шириной 100 мкм

Рис.4.13 Данные по эффекту Ханле в приборах Джонсона-Силсби

Необходимо указать детали эксперимента: F1 (инжектор) и F2 (детектор) изготовлены из пермаллоя (NiFe); Al – монокристаллическая фольга (высокочистый Al, длина свободного пробега электронов 17 мкм, а длина спиновой диффузии  $L_S \approx 500$  мкм). К прибору перпендикулярно поверхности было приложено магнитное поле. Это поле индуцирует прецессию спинов инжектированных электронов, когда они движутся от инжектора к коллектору (детектору). Изменяя величину магнитного поля, меняем

скорость прецессии и, следовательно, общий угол прецессии, накопленный каждым носителем заряда за время его пересечения прибора. Конечно, можем говорить только о среднем спине, так как на самом деле внутри полного ансамбля носителей есть вариация. При достаточно большом поле спин-индуцированный сигнал на коллекторе подавляется за счет эффекта Ханле (рис.4.13). Здесь можно отметить существование фонового сигнала вследствие асимметрии градиента электрического поля и холловского напряжения в парамагнетике.

Для рассмотрения инжекции в системе F-N была предложена схема, описывающая спиновую инжекцию, спиновое накопление и детектирование спина (рис.4.14).

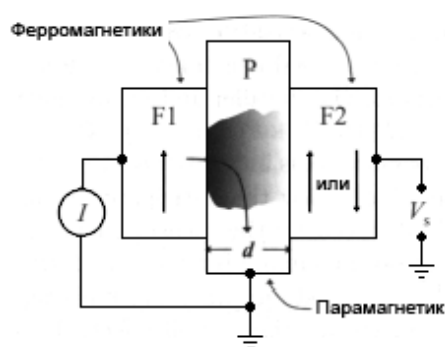


Рис.4.14. Схема, иллюстрирующая трех-терминальный спиновый инжекционный прибор. Внешнее магнитное поле используется для контролируемого переключения относительной ориентации ферромагнитных электродов (F1, F2). Земляной провод для парамагнитного электрода (P) присоединяется на расстоянии много длин спиновой диффузии от области спиновой инжекции и находится поэтому далеко от облака индуцированной намагниченности (заштрихованная область)

Внешнее магнитное поле в этом случае ( $\vec{B} \parallel$  поверхности) может быть использовано, чтобы контролируемо переключать относительные ориентации ферромагнитных электродов. Существенно, что величина  $d$  должна быть меньше, чем длина спиновой диффузии.

Джонсон и Силсби предложили серию диаграмм плотности состояний, описывающую их F1 – P – F2 систему (в следующем рассмотрении F1 и F2 параллельны). Ситуация при нулевом токе смещения показана на рис.4.15 (а). При нулевом токе смещения уровень Ферми в инжекторе, парамагнетике и детекторе одинаков и система находится в равновесии.

Когда же подается ток, то спин-поляризованные электроны инжектируются из F1 в P. В результате этого число “spin-up” носителей растёт, а число “spin-down” носителей уменьшается, т.к. первоначально неполяризованные носители уходят по нижнему

токовому контакту. Баланс (в стационарном состоянии) между спиновой инжекцией и спиновой релаксацией в P прямо определяет смещение квазиуровня Ферми двух подзон.

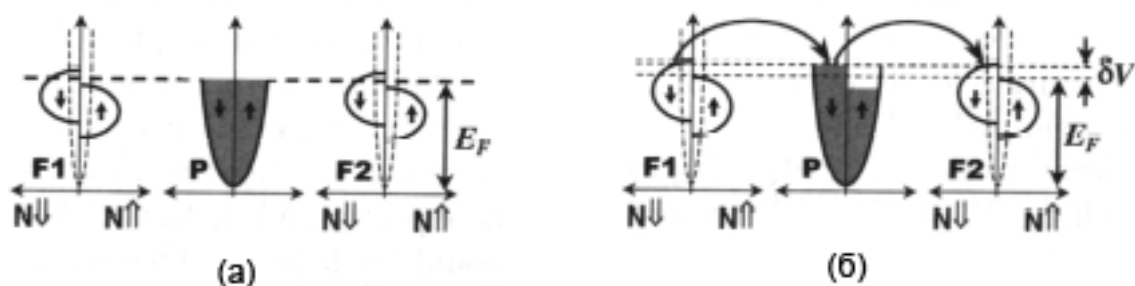


Рис.4.15. Схемы диаграмм соотношений плотностей состояний (горизонтальные оси) и энергий (вертикальные оси) в ферромагнетиках и парамагнетике. Случай (а) соответствует нулевому току смещения; в случае (б) ток смещения от F1 к P создает предпочтительно одну спиновую заселенность (заштриховано)

В состоянии с разомкнутой цепью на F2 нет тока, текущего в F2. Чтобы это состояние было стационарным, квазиуровень Ферми для электронов “spin-up” должен возрасти, чтобы соответствовать квазиуровню Ферми электронов “spin-up” в P. Это означает появление напряжения  $V_s$  в цепи N-F2. Основываясь на предположении, что F1 и F2 – идеальные ферромагнетики, обладающие 100%-ной спиновой поляризацией на уровне Ферми, и что P – простой парамагнитный металл со свободными электронами, можно сделать грубую оценку спин-индуцированного напряжения.

Магнитные моменты инжектируются в P со скоростью  $J_m$  на единицу площади. Этот ток намагничивания (точнее, плотность тока), инжектированный в парамагнетик, может быть записан как

$$J_m = h_1 \cdot \frac{m_B \cdot J_e}{e}, \quad (4.43)$$

где  $J_e$  – плотность электрического тока;  $m_B$  – магнетон Бора;  $e$  – заряд электр она;  $h_1$  – феноменологический параметр (иногда его называют  $P_I$  – спиновый поляризационный коэффициент границы раздела), который суммирует все неидеальности, связанные с процессом инжекции через границу раздела “F1 – P”: неполную поляризацию на уровне Ферми, неэффективность спинового переноса через границу раздела и т.д.

В стационарном состоянии эти инжектированные спины релаксируют со скоростью  $1/t_s$ . Тогда результирующая неравновесная намагниченность  $M$  в области P равна

$$M = \frac{J_m \cdot t_s}{d} = \frac{h_1 \cdot m_B \cdot J_e \cdot t_s}{e \cdot d}, \quad (4.44)$$

где  $d$  – расстояние между F1 и F2.

Здесь надо подчеркнуть, что этот результат применим к диффузионному случаю, когда

$$d \gg l_0 = u_F \cdot t ,$$

где  $u_F$  – скорость на уровне Ферми, а  $t$  - время жизни момента. Также предполагаем, что  $d$  меньше (или, по крайней мере, сравнимо) длины спиновой диффузии. Так что эффект не уменьшается из-за спиновой релаксации.

Спин-индуцированное напряжение, детектируемое в F2, пропорционально увеличению химпотенциала в F2, что ассоциируется с инжектированными спинами в P. Поскольку  $M/m_B$  – это число неравновесных спинов, то

$$h_2 \cdot \frac{M}{m_B} = N(E_F) \cdot eV_S , \quad (4.45)$$

где  $N(E_F)$  – плотность состояний на уровне Ферми. Это выражение справедливо только в предположении линейного отклика, т.е., когда  $V_S$  достаточно мало и  $N(E) \approx N(E_F) \approx \text{Const}$  в диапазоне энергий инжектированных электронов.

Предполагая, что P – простой металл, содержащий газ свободных электронов, можем записать

$$N(E_F) = \frac{3n}{2E_F} , \quad (4.46)$$

где  $n$  – объемная плотность электронов. Тогда

$$\frac{V_S}{I_e} = R_S = \frac{2h_1 \cdot h_2 \cdot E_F \cdot t_S}{3e^2 \cdot n \cdot A \cdot d} , \quad (4.47)$$

где  $A$  – площадь контакта.

Если знать величины в правой части (4.47), то можно рассчитать  $R_S$ . Если предположить, что  $t_S \approx 10$  нс (результаты экспериментов для Al) и  $h_1 = h_2 = 1$ , то  $R_S \sim 1$  мкОм. Найденное в экспериментах Джонсона-Силсби значение  $R_S$  гораздо меньше:  $R_{S\text{эксн}} \approx 2$  нОм. Конечно, можно предположить, что значения  $h$  сильно отличаются от 1. Тогда можно вывести  $\eta = 0.043 - 0.075$ . Другой источник нашей ошибки – это предположение, что F1 и F2 – идеальные ферромагнетики, хотя на самом деле это не совсем строго: эксперименты по спиновой поляризации на уровне Ферми для реальных металлических систем давали значения десятков процентов. Т.о., по ряду причин спиновая инжекция подавляется по сравнению с идеальным случаем.

Описанный выше прибор обладает одним серьезным недостатком: он не технологичен, поскольку требует очень чистого монокристаллического металла (т.к. длина спиновой диффузии должна быть больше  $d$ ).



## Спиновый инжекционный транзистор Джонсона

В 1993 году Джонсон предложил и реализовал спиновый инжекционный транзистор, изготовленный с помощью тонкой пленки металла (не высокочистого). Структура прибора показана на рис.4.16.

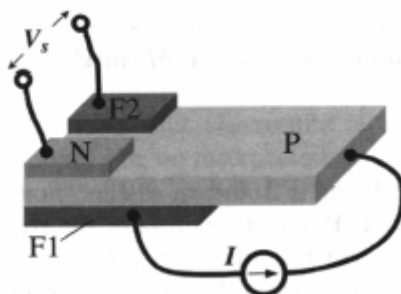


Рис.4.16. Геометрия полностью металлического спинового транзистора Джонсона

Джонсон использовал пленку поликристаллического золота толщиной 1.6 мкм. Контакт N (из нормального металла) отслеживает электрохимический потенциал в P (усредненный по спину). Здесь магнитное поле было приложено вдоль поверхности, т.е. вдоль оси легкого намагничивания ферромагнетиков. Это может вызывать перемагничивание электродов. Скачок напряжения на клеммах детектора ожидается, когда намагниченности инжектора и детектора меняются от параллельной к антипараллельной (рис.4.17).

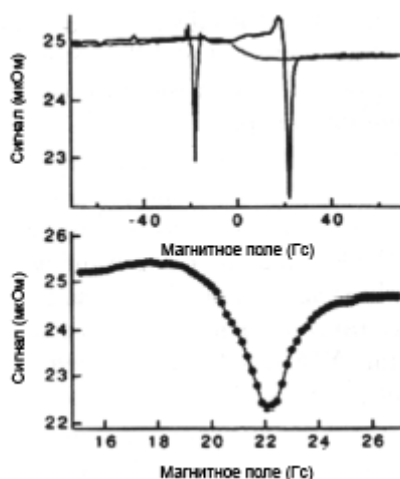


Рис.4.17. Зависимость сигнала спинового транзистора Джонсона от приложенного магнитного поля

Инжектированный ток составлял несколько миллиампер, а сигнал на выходе был равен нескольким микровольтам, т.е., был намного выше, чем в первых экспериментах со

структурой Джонсона-Силсби. Это наблюдалось, несмотря на низкое значение  $L_S \sim 1.5$  мкм.

Почему на рис. 4.17 наблюдаются минимумы? Дело в том, что коэрцитивные поля в двух электродах не совпадают точно, и при увеличении магнитного поля сначала происходит перемагничивание одного ( $H_{C1}$ ), а потом и другого электрода ( $H_{C2}$ ), что показано на рис.4.18.

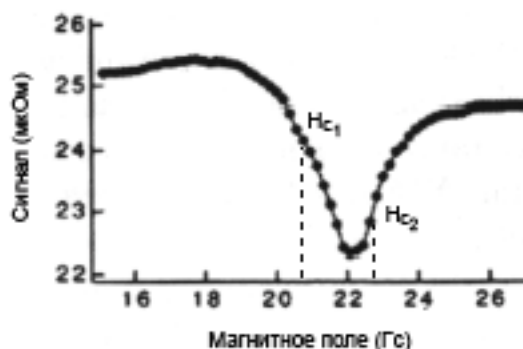


Рис.4.18. Объяснение появления минимумов на рис.4.17

Самое первое объяснение большого сигнала в спиновом транзисторе Джонсона было то, что значительно меньшая толщина парамагнитной пленки приводит к увеличению эффективности накопления спина. Однако величина сигнала всё же была много больше, чем можно было ожидать для 100 %-ной поляризации инжектированных электронов, т.е., следовало предположить, что  $h > 1$ . Очевидно, что это предположение нефизично и отражает неполное понимание природы явления. Причина этого расхождения не установлена пока определенно. Возможно, что дают вклад эффекты магнитосопротивления, поскольку ток протекает не только перпендикулярно, но и параллельно слоям F.

Сделаем чуть более продвинутое, чем ранее, рассмотрение инжекции в системе F/N. Здесь следует упомянуть, что возможны два типа транспорта носителей в среде. Диффузионный транспорт означает, что средняя длина свободного пробега электрона  $l_0$  много меньше, чем размеры системы. Для металлических систем – это обычный случай. Для полупроводниковых систем встречаются оба режима: и диффузионный, и баллистический.

Сначала рассмотрим диффузионный случай, причем будем обсуждать линейный транспортный режим, когда измеренные напряжения являются линейными функциями приложенных токов.

Используем так называемую стандартную модель, в которой описание транспорта ведется на основе двух токов “spin-up” и “spin-down”. По стандартной модели транспорт в ферромагнетике описывается спин-зависящими проводимостями:

$$s_{\uparrow} = N_{\uparrow} \cdot e^2 \cdot D_{\uparrow}, \quad (4.48a)$$

$$s_{\downarrow} = N_{\downarrow} \cdot e^2 \cdot D_{\downarrow}. \quad (4.48b)$$

Здесь символы  $N_{\uparrow,\downarrow}$  означают спин-зависимые плотности состояний при энергии Ферми.

Спин-зависимые коэффициенты диффузии  $D_{\uparrow,\downarrow}$  выражаются через спин-зависимые скорости Ферми  $u_{F\uparrow,\downarrow}$  и среднюю длину свободного пробега электронов  $l_{\uparrow,\downarrow}$ :

$$D_{\uparrow} = \frac{u_{F\uparrow} \cdot l_{\uparrow}}{3}, \quad (4.49a)$$

$$D_{\downarrow} = \frac{u_{F\downarrow} \cdot l_{\downarrow}}{3}. \quad (4.49b)$$

Отметим, что спиновая зависимость проводимостей определяется как плотностью состояний, так и диффузионными константами. Согласно (4.48a) и (4.48b) ток в объёмном ферромагнетике является спин-поляризованным, а его поляризация равна

$$a_F = \frac{s_{\uparrow} - s_{\downarrow}}{s_{\uparrow} + s_{\downarrow}}. \quad (4.50)$$

Следующим этапом является введение понятия процессов переворота спина, который может быть описан временем  $t_{\uparrow\downarrow}$  (среднее время переворота “spin-up” в состояние “spin-down”) и  $t_{\downarrow\uparrow}$  (обратный процесс). Отметим, что принцип детального баланса накладывает условие

$$\frac{N_{\uparrow}}{t_{\uparrow\downarrow}} = \frac{N_{\downarrow}}{t_{\downarrow\uparrow}}. \quad (4.51)$$

Это условие означает, что в ферромагнетике в общем случае  $t_{\uparrow\downarrow} \neq t_{\downarrow\uparrow}$ . Обычно эти времена переворота спина (spin-flip) больше, чем время рассеяния момента

$$t = \frac{l}{u_F}. \quad (4.52)$$

Транспорт тогда может быть описан в терминах параллельной диффузии двух видов спина, где процессы переворота спина связывают плотности носителей в двух спиновых резервуарах.

Эффект рассеяния с переворотом спина может быть описан следующим уравнением (предполагая одномерную диффузию):

$$D \cdot \frac{\partial^2 (m_{\uparrow} - m_{\downarrow})}{\partial x^2} = \frac{m_{\uparrow} - m_{\downarrow}}{t_{sf}}. \quad (4.53)$$

Здесь

$$D = \frac{D_{\uparrow} D_{\downarrow} (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})}{(N_{\uparrow} D_{\uparrow} + N_{\downarrow} D_{\downarrow})} \quad (4.54)$$

коэффициент диффузии, усредненный по спину, а

$$(t_{sf})^{-1} = \frac{1}{t_{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{t_{\downarrow\uparrow}} \quad (4.55)$$

время спиновой релаксации.

Тогда общее решение уравнений (4.48) и (4.53) для однородного одномерного ферромагнетика или немагнетика даётся выражениями:

$$m_{\uparrow} = a + bx + \frac{c}{s_{\uparrow}} \exp\left(-\frac{x}{I_{sf}}\right) + \frac{d}{s_{\uparrow}} \exp\left(\frac{x}{I_{sf}}\right), \quad (4.56a)$$

$$m_{\downarrow} = a + bx - \frac{c}{s_{\downarrow}} \exp\left(-\frac{x}{I_{sf}}\right) - \frac{d}{s_{\downarrow}} \exp\left(\frac{x}{I_{sf}}\right). \quad (4.56b)$$

Здесь полагаем  $I_{sf} = \sqrt{D \cdot t_{sf}}$ . Коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$  определяются граничными условиями на переходе. В отсутствие рассеяния с переворотом спина на границе раздела граничные условия таковы:

- 1) на границе раздела  $m_{\uparrow}$  и  $m_{\downarrow}$  непрерывны;
- 2) токи  $j_{\uparrow}$  (spin-up) и  $j_{\downarrow}$  (spin-down) сохраняются при пересечении границы раздела.

Ван Сон с соавторами (1987) применили уравнения (4.48) и (4.56) для описания процессов на границе раздела F/N. Они рассмотрели зависимости электрохимического потенциала (что эквивалентно соответствующим плотностям) для тока, протекающего через границу раздела F/N.

Для расчета полагали  $I_N = 5I_F$ . Они установили, что спин-поляризованный ток ферромагнетика превращается в неполяризованный ток в немагнитном металле вдали от границы раздела F/N так, как показано на рис.4.19.

Отмечалось, что происходят два явления:

1. На границе раздела появляется скачок среднего электрохимического потенциала  $\Delta m$ . Можно сказать также, что возникает характерное сопротивление, связанное со спиновыми процессами и с границей раздела

$$R_I = \frac{\Delta m}{eI} = \frac{a_F^2 (s_N^{-1} I_N) (s_F^{-1} I_F)}{(s_F^{-1} I_F) + (1 - a_F^2) (s_N^{-1} I_N)}. \quad (4.57)$$

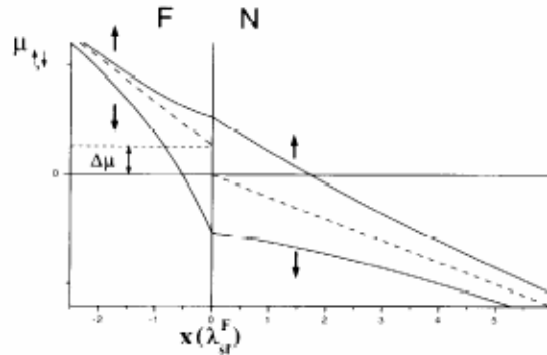


Рис.4.19. Электрохимические потенциалы (или плотности) “spin-up” и “spin-down” электронов для тока  $I$ , протекающего через границу раздела F/N. Можно наблюдать и накопление спина, и сопротивление, связанное со спином

2. Вследствие скачка среднего электрохимического потенциала появляется накопление спина, которое имеет максимальное значение на границе раздела

$$m_{\downarrow} - m_{\uparrow} = \frac{2\Delta m}{s_F}. \quad (4.58)$$

Тогда спиновая поляризация тока на границе раздела выражается следующим образом:

$$P = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{I_{\uparrow} + I_{\downarrow}} = \frac{a_F \cdot s_N \cdot I_F}{s_N \cdot I_F + (1 - a_F^2) \cdot s_F \cdot I_N}. \quad (4.59)$$

Для обычных ферромагнетиков  $a_F$  ожидается в диапазоне  $0.1 < a_F < 0.7$ . Таким образом, вышеприведенные соотношения показывают, что величина характерного сопротивления  $R_I$ , спиновой аккумуляции и поляризации тока существенно ограничивается  $s_N^{-1} \cdot I_N$  или  $s_F^{-1} \cdot I_F$ . Поскольку почти во всех металлических структурах  $I_F \ll I_N$ , то это означает, что лимитирующим фактором является длина, связанная с переворотом спина, в ферромагнетике.

Эта проблема становится серьезнее, когда металлический ферромагнетик (высокая проводимость) используется, чтобы инжектировать спин-поляризованные электроны в полупроводник (низкая проводимость). Эта проблема называется проблемой «рассогласования проводимостей».

В структурах металлических спиновых клапанов хотелось бы отметить еще один прибор, использованный Жедемой с соавторами (2002). Для отделения эффектов спинового накопления от паразитных явлений (анизотропное магнитосопротивление, эффект Холла) они использовали геометрию креста (рис.4.20).

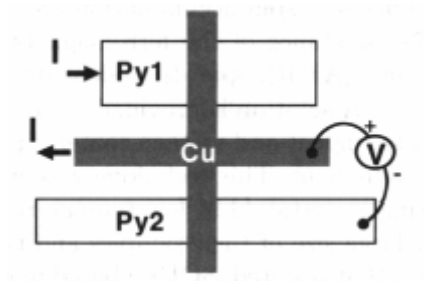


Рис.4.20. Схема нелокальной геометрии измерений в экспериментах Жедымы с соавт., 2002

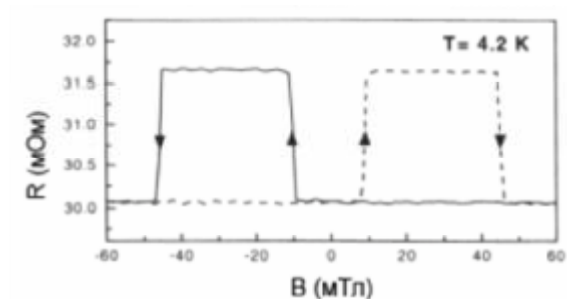


Рис.4.21. Эффект спинового клапана в нелокальной геометрии для образца с интервалом между Py электродами, равным 250 нм. Сплошные (пунктирные) линии соответствуют отрицательному (положительному) направлению переключения. Размеры Py1 и Py2 электродов равны, соответственно,  $2.0 \times 0.5 \text{ мкм}^2$  и  $14 \times 0.1 \text{ мкм}^2$

На подложку наносились полоски ферромагнитного пермаллоя (Py)  $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$  толщиной 50 нм. Отношение ширины к длине выбрано разным для получения разных коэрцитивных полей. Потом наносилась пленка Cu. Особое внимание уделялось очистке Py с помощью ионной пушки для удаления окисла и загрязнений. Никакого тока не проходит на Py2, поэтому эффекты магнитосопротивления исключены. Увеличение сопротивления структуры наблюдается (рис.4.21) при изменении конфигурации намагниченности от параллельной к антипараллельной. При  $T = 293 \text{ К}$  величина  $\Delta R$  составила  $\approx 0.4 \%$ .

#### Литература к главе 4

1. Ю, П. Основы физики полупроводников / П. Ю, М. Кардона. М.: Физматлит, 2002.
2. Parsons, R.R. Band-to-band optical pumping in solids and polarized photoluminescence / R.R. Parsons // Phys. Rev. Lett. – 1969. – V.23. – P.1152-1154.
3. Эффект оптической ориентации электронных спинов в кристаллах GaAs / Б.П. Захарченя, В.Г. Флейшер, Р.И. Джиев, Ю.П. Вещунов, И.Б. Русанов // Письма в ЖЭТФ. - 1971. – Т.13, в.4. – С.195-197.
4. Екимов, А.И. Наблюдение оптической ориентации равновесных электронов в полупроводниках n- типа / А.И. Екимов, В.И.Сафаров // Письма в ЖЭТФ. – 1971. Т.13. – С.251-254.
5. Захарченя, Б.П. Интегрируя магнетизм в полупроводниковую электронику / Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев // УФН. – 2005. – Т.175, в.6. – С.629-635.

## Глава 5. СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ

### 5.1. Спиновая релаксация и спиновая дефазировка (декогерентизация)

Процессы, которые приводят спины к равновесию с окружением, носят название процессов спиновой релаксации. Поскольку они ответственны за сохранение спиновой поляризации носителей тока, они имеют важное значение для спинтроники. Обычно неравновесные электронные спины живут в металле и полупроводниках относительно “долго” (порядка наносекунд – значительно дольше по сравнению со временем релаксации импульса), что делает возможным спинам, несущим закодированную информацию, перемещаться за время спиновой релаксации  $\tau_s$  на макроскопические расстояния до детектора (см. рис.5.1). Именно этот факт делает спинтронику привлекательной сферой для технологии приборов.

Можно ещё сказать, что, изучая спиновую релаксацию, мы помогаем найти ответы на три важных вопроса спинтроники:

- а) Как наиболее эффективно можно поляризовать спиновую систему?
- б) Как долго спиновая система может помнить (сохранять) спиновую ориентацию?
- в) Как спиновая ориентация может быть эффективно детектирована?

Введем следующие обозначения:

$T_1$  – время спин-решеточной релаксации или продольной релаксации;

$T_2$  – время дефазировки или время поперечной релаксации.

$\tau_s$  – время жизни спиновой ориентации. Величина  $\tau_s$  является обобщенным временем  $T_1$  и  $T_2$

### 5.2. Времена спиновой релаксации и дефазировки $T_1$ и $T_2$

Традиционно спиновая релаксация и спиновая дефазировка рассматривалась в рамках системы уравнений Блоха-Торри (Bloch-Torrey) [2] для намагниченности. Магнитный момент  $\mathbf{M}$  в магнитном поле прецессирует (рис.5.2).

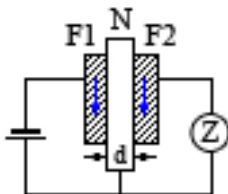


Рис.5.1. Структура, в которой два полностью поляризованных ферромагнетика F1-инжектор и F2 – детектор поляризованных спинов с параллельными намагниченностями разделены

немагнитной областью N. [1]

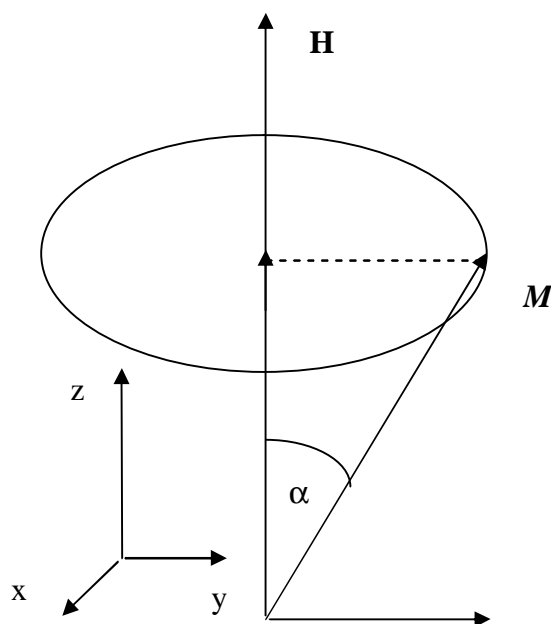


Рис.5.2 Магнитный момент во внешнем магнитном поле.

Для каждой компоненты запишем уравнения

$$\frac{dM_x}{dt} = j \cdot (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_x - \frac{M_x}{T_2} + D \cdot \nabla^2 M_x, \quad (5.1)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = j \cdot (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_y - \frac{M_y}{T_2} + D \cdot \nabla^2 M_y, \quad (5.2)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = j \cdot (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_z - \frac{M_z - M_o}{T_1} + D \cdot \nabla^2 M_z. \quad (5.3)$$

Здесь  $g = m_B \cdot \frac{g}{\hbar}$  - гиромагнитное отношение для электрона;  $M_o = c \cdot B_o$  - термически равновесная намагниченность;  $T_1$  - время спин-решёточной или продольной релаксации;  $T_2$  - время дефазировки (декогерентизации) или поперечной релаксации;  $\mathbf{B}(t) = B_o \hat{z} + \mathbf{B}_1(t)$ ,  $D$  - коэффициент диффузии.

Величина  $T_1$  характеризует процесс передачи энергии от спиновой системы к решётке (время спин-решёточной релаксации), обычно через фононы. Величина  $T_2$  характеризует процессы, в результате которых ансамбль поперечных спинов, прецессирующих вначале в одинаковой фазе, за  $T_2$  теряет свою фазу из-за пространственных и временных флуктуаций частот прецессии. В этом случае говорят, что спины находятся в немного различающихся состояниях, характеризующихся различными spin-flip параметрами. Однако в при этом могут отличаться и g-факторы и, значит, частоты прецессии, которые характеризуются разбросом  $\Delta g$ . Это аналогично флуктуациям частот прецессии локализованных спинов, вызванным неоднородностью



магнитного поля  $B_0$ . Однако, из-за высокой подвижности электронов индуцированное разбросом  $g$ -факторов уширение, подавляется сужением за счёт подвижности (motional narrowing, которое наблюдается также и в системе локализованных спинов из-за подвижности молекул, их вращений или перескоков, и обменного взаимодействия). Эти процессы дают вклад в  $T_2$ :  $1/T_2 \sim \Delta w^2 \cdot t_p$ , где  $\Delta w = \left( \frac{dg}{g} \right) g \cdot B_0$  - разброс частот прецессии, зависящий от  $B_0$ , а  $t_p$  – время рассеяния импульса электрона.

### 5.3. Механизмы спиновой релаксации

Были обнаружены четыре механизма спиновой релаксации электронов проводимости в металлах и полупроводниках:

- Эллиотта-Яфета [3,4];
- Дьяконова-Переля [5];
- Бира-Аронова-Пикуса [6];
- механизм, связанный со сверхтонким взаимодействием.

#### 5.3.1. Механизм Эллиотта-Яфета

Эллиотт первым в 1954 году представил, что спин электрона проводимости может релаксировать посредством рассеяния импульса на фононах или на примеси, если решёточные ионы индуцируют спин-орбитальную связь в электронной волновой функции:

$$V_{so} = \frac{\hbar}{4m^2c^2} \cdot \nabla V_{sc} \times \hat{p} \cdot \hat{\sigma}, \quad (5.4)$$

где  $m$  – масса свободного электрона,  $V_{sc}$  – скалярный (независимый от спина) потенциал периодической решетки,  $\hat{p} \equiv -i\hbar\nabla$  линейный оператор момента,  $\hat{\sigma}$  -матрицы Паули. Спин-орбитальное взаимодействие можно ввести в уравнение Шрёдингера для электрона в решётке с периодическим потенциалом:

$$\left[ \frac{p^2}{2m} + V \right] \cdot \Psi = E\Psi \quad (5.5)$$

где  $\Psi = U_k \cdot e^{ikr}$  -функция Блоха, если записать уравнение Дирака:

$$\left[ \frac{p^2}{2m} + V - \frac{p^4}{8m^3c^2} + \frac{\hbar}{4m^2c^2} (\nabla \vec{V} \cdot \vec{p}) + \frac{\hbar}{4m^2c^2} (\nabla \vec{V} \times \vec{p}) \cdot \vec{s} \right] \cdot \Psi = g\Psi \quad (5.6)$$

и пренебречь 3-им и 4-ым членами. Тогда последний член описывает спин-орбитальное взаимодействие (5.4.).

В этом случае блоховская волновая функция больше не является собственным состоянием  $\hat{S}_z$ , а является комбинацией Паули spin-up  $|\uparrow\rangle$  и spin-down  $|\downarrow\rangle$  состояний (спин-вверх, спин-вниз).

Для случая кристаллов с центром симметрии

$$\Psi_{\mathbf{k}\uparrow}(\mathbf{r}) = [a_{\mathbf{k}\uparrow}(\mathbf{r})|\uparrow\rangle + b_{\mathbf{k}\uparrow}(\mathbf{r})|\downarrow\rangle] \cdot e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \quad (5.7)$$

$$\Psi_{\mathbf{k}\downarrow}(\mathbf{r}) = [a_{-\mathbf{k}\downarrow}^*(\mathbf{r})|\downarrow\rangle - b_{-\mathbf{k}\downarrow}^*(\mathbf{r})|\uparrow\rangle] \cdot e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \quad (5.8)$$

где  $|b| \approx I_{so} / \Delta E \ll 1$ . Здесь  $\Delta E$  – это энергетическое расстояние между рассматриваемым зонным состоянием и состоянием (при таком же моменте) в ближайшей зоне, а  $\lambda_{so}$  – амплитуда матричного элемента  $V_{so}$  между двумя состояниями.

Само по себе спин-орбитальное взаимодействие не вызывает спиновую релаксацию, но в комбинации с рассеянием импульса электрона приводит к релаксации. Рассеяние электрона обычно вызвано ионизированной примесью при низких температурах и фононами при высоких  $T$ . Кроме того, есть ещё spin-flip механизм, который включает фононы. Фононы (тепловые колебания) модулируют спин-орбитальное взаимодействие и напрямую взаимодействуют со спинами (т.е. с  $|\uparrow\rangle$  и  $|\downarrow\rangle$  состояниями). Этот процесс существенен при низких температурах.

Скорость спиновой релаксации в механизме Эллиотта-Яфета, для случая, когда электрон рассеивается на фононах, может быть выражена через функцию Элиашберга (Eliashberg)  $a_s^2 F(\Omega)$

$$\frac{1}{t_s} = 8pT \int_0^\infty d\Omega a_s^2 F(\Omega) \partial N(\Omega) / \partial t, \quad (5.9)$$

где  $N(\Omega) = \left[ \exp\left(\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}$  - функция распределения для фононов. Функция  $a_s^2 F(\Omega)$  даёт

вклад фононов с частотой  $\Omega$  в электрон-фононное взаимодействие с переворачиванием спина (spin-flip electron-phonon interaction)

$$a^2 F(\Omega) = \frac{g_s}{a \cdot M \cdot \Omega} \sum_n \left\langle \left\langle g_{\mathbf{k}\uparrow, \mathbf{k}'\downarrow}^n d(w_{qn} - \Omega) \right\rangle_{\mathbf{k}\uparrow} \right\rangle_{\mathbf{k}'\downarrow}, \quad (5.10)$$

где  $g_s$  – число электронных состояний на уровне Ферми, приходящееся на один спин и атом,  $M$  – масса иона,  $\omega_{qv}$  – частота фонона с импульсом  $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ ,  $v$  – индекс (номер ветви), а матричный элемент процесса переворота спина

$$g_{\mathbf{k}n\uparrow, \mathbf{k}'n\downarrow}^n \equiv \left| \mathbf{u}_{\mathbf{q}n} \cdot (\Psi_{\mathbf{k}n\uparrow}, \nabla V \Psi_{\mathbf{k}'n\downarrow}) \right|^2, \quad (5.11)$$

где  $\mathbf{u}_{\mathbf{q}n}$  – поляризация фонона с моментом  $\mathbf{q}$ .

Таким образом, важной особенностью механизма Эллиотта-Яфета является релаксация спина через изменение импульса при учете спин-орбитального взаимодействия. Т.е., величина  $1/\tau_s$ , пропорциональна  $1/\tau$  – скорости рассеяния импульса.

$$1/t_s \approx \langle b^2 \rangle / t_p \quad (5.12)$$

или

$$\frac{1}{t_s} \approx \frac{(\Delta g)^2}{t_p}, \quad (5.13)$$

Матричный элемент в (5.11) зависит от  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$ , поэтому как было показано Яфетом [4], в полупроводниках нужно рассматривать два различных случая: а). Минимум зоны проводимости находится в точке  $\mathbf{k}=0$  или  $\mathbf{k}=\mathbf{K}_n/2$  ( $A_3B_5$ , Ge) и б). Минимум зоны проводимости не находится в точке  $\mathbf{k}=0$  или  $\mathbf{k}=\mathbf{K}_n/2$  (Si, Bi).

В первом случае (а) матричный элемент пропорционален  $A\mathbf{K}q^2$ , где  $q=\mathbf{k}'-\mathbf{k}-\mathbf{K}_n$ ,  $A=C\delta g(\hbar^2/mE_G)$ ,  $\delta g \sim (\epsilon_p^2/mE_G)\Delta/(\Delta+E_G)$ ,  $C$  – деформационный потенциал,  $\delta g$  – отклонение  $g$ -фактора от 2.0023 за счет спин-орбитального взаимодействия,  $\Delta$  – спин-орбитальное расщепление ближайшей зоны. С учетом рассеяния электрона на фононах:

$$1/t_s = \frac{2}{p^{3/2}\hbar} \frac{C^2}{ru^2} \left( \frac{2m^*kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (5.14)$$

для скорости спиновой релаксации можно записать:

$$1/t_s = \frac{2}{p^{3/2}\hbar} \frac{B^2}{ru^2} \left( \frac{2m^*kT}{\hbar^2} \right)^{7/2} \quad (5.15)$$

Для полупроводников  $A_3B_5$  часто используемая формула для спиновой релаксации электронов проводимости с энергией  $E_k$  может быть записана как [1]:

$$\frac{1}{t_s(E_k)} \propto \left( \frac{\Delta_{so}}{E_g + \Delta_{so}} \right)^2 \cdot \left( \frac{E_k}{E_g} \right)^2 \cdot \frac{1}{t_p(E_k)}, \quad (5.16)$$

где  $\Delta_{so}$  – расщепление валентной зоны,  $\tau(E_k)$  время рассеяния момента для энергии  $E_k$ ;  $E_k = E_F$  для вырожденного полупроводника и  $E_k = k_B T$  для невырожденного.

Во втором случае (б) матричный элемент пропорционален  $V(\mathbf{k}'-\mathbf{k})^2$ , где  $V \sim \text{Ca}\delta\mathbf{g}$ , тогда выражение для скорости спиновой релаксации запишется как:

$$1/t_s = \frac{2}{p^{3/2} \mathbf{h}} \frac{B^2}{ru^2} \left( \frac{2m^* kT}{\mathbf{h}^2} \right)^{5/2} \quad (5.17)$$

Для металлов и вырожденных полупроводников температурная зависимость  $1/\tau_s$  совпадает с температурной зависимостью  $1/\tau_p$ . Это означает, что при низких температурах величина  $1/\tau_s$  является константой и линейно увеличивается с температурой при более высоких температурах. Для невырожденных полупроводников

$$1/t_s(T) \sim T^n / t_p(T) \quad (5.18)$$

где  $n$ - принимает значения 1 или 2.

В другом практически важном случае рассеяния на заряженной примеси ( $\tau_p \sim T^{3/2}$ )

$$\frac{1}{t_s} \sim T^{1/2}. \quad (5.19)$$

Соотношение Яфета связывает температурную зависимость величины  $1/Dt_s$  с температурной зависимостью удельного сопротивления:

$$\frac{1}{t_s(T)} \sim \langle b^2 \rangle \cdot r(T). \quad (5.20)$$

Яфетом показано, что  $\frac{1}{t_s} \sim T^5$  (закон Блоха-Грюнайзена).

### 5.3.2. Механизм Дьяконова-Переля

Существенный механизм спиновой релаксации, вызванной вкладом спин-орбитального взаимодействия, возникает в системах, в которых отсутствует центр симметрии. В этом случае состояния spin-up и spin-down уже не вырождены,  $E_{\mathbf{k}\uparrow} \neq E_{\mathbf{k}\downarrow}$ , однако, согласно теории Крамерса всё ещё выполняется условие  $E_{\mathbf{k}\uparrow} = E_{-\mathbf{k}\downarrow}$ . Т.е. под действием спин-орбитального взаимодействия в отсутствие центра симметрии эти состояния расщепляются, и это расщепление может быть описано введением собственного  $\mathbf{k}$ -зависимого магнитного поля  $\mathbf{B}_i(\mathbf{k})$ , вокруг которого электронные спины прецессируют с ларморовской частотой

$$\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}) = \frac{e}{m} \cdot \mathbf{B}_i(\mathbf{k}) = g \cdot \mathbf{B}_i(\mathbf{k}). \quad (5.21)$$

Соответствующий Гамильтониан, описывающий прецессию электрона в зоне проводимости, можно записать как:

$$H(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \mathbf{h} \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}), \quad (5.22)$$

где  $\boldsymbol{\sigma}$  – матрицы Паули. Эта прецессия совместно с процессом рассеяния импульса приводит к релаксации спина. Важно отметить, однако, что аналогия с реальной ларморовской прецессией неполная, т.к. внешнее магнитное поле индуцирует макроскопическую поляризацию и отсюда - намагниченность, в то время как  $H(\mathbf{k})$  производит равное количество спинов up и down.

Рассматривают два предельных случая:

1)  $t_p \cdot \Omega_{av} \geq 1$  и 2)  $t_p \cdot \Omega_{av} \leq 1$ , где величина  $\Omega_{av}$  – среднее значение. В случае 1) электронный спин за  $\tau_p$  успевает сделать целый оборот вокруг  $\mathbf{B}_i(\mathbf{k})$  и тогда  $1/\tau_s \approx \Delta\Omega$ . Наибольший интерес в механизме Дьяконова-Переля представляет случай 2, когда за  $\tau_p$  фаза меняется на  $df = \Omega_{av} \cdot t_p$ , т.е. на один шаг, прежде чем испытать другое поле и повернуться с другой скоростью в другом направлении. Таким образом, фаза спина будет случайно меняться: через время  $t$ , за которое будет совершено  $t/\tau_p$  шагов, фаза

$$f(t) = df \cdot \sqrt{\frac{t}{t_p}}. \quad (5.23)$$

Определяя  $\tau_s$  как время, за которое  $f(t) = 1$ , получаем, что  $df \cdot \sqrt{\frac{t_s}{t_p}} = 1$ . Тогда

$$\frac{1}{t_s} = \Omega_{av}^2 \cdot t_p. \quad (5.24)$$

Поскольку увеличение интенсивности рассеяния делает механизм Эллиотта-Яфета более эффективным, то в то же время это приводит к уменьшению эффективности механизма Дьяконова-Переля. Механизм Дьяконова-Переля становится более важным при увеличении  $E_g$  и  $T$ .

В полупроводниках  $A^3B^5$  величина

$$\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}) = \alpha \cdot \mathbf{h}^2 (2m_c^3 E_g)^{-1/2} \cdot \mathbf{k}, \quad (5.25)$$

где  $\kappa = [k_x(k_y^2 - k_z^2), k_y(k_z^2 - k_x^2), k_z(k_x^2 - k_y^2)]$  – компоненты решеточного волнового вектора вдоль главных осей кристалла;  $\alpha$  – безразмерный параметр, характеризующий спин-орбитальное взаимодействие, тогда

$$\frac{1}{t_s} \sim t_p \cdot a^2 \frac{E_k^3}{\hbar^2 \cdot E_g} \quad (5.26)$$

Для невырожденных полупроводников

$$\frac{1}{t_s} \sim t_p a^2 \frac{(k_B T)^3}{\hbar^2 \cdot E_g} \quad (5.27)$$

Можно найти отношение  $\tau_s$  для рассмотренных двух различных механизмов [5]:

$$\frac{t_{sД-П}}{t_{sЭ-Я}} = 0.4 \frac{\hbar^2}{t_p^2 \cdot k_B T \cdot E_g} \left( \frac{m_{vc}}{m_c} \right)^2 \left( \frac{1 - \frac{\hbar}{2}}{1 - \frac{\hbar}{3}} \right)^2 \quad (5.28)$$

### 5.3.3. Механизм Бира-Аронова-Пикуса

В полупроводниках  $p$ -типа спиновая релаксация электронов проводимости может происходить посредством рассеяния электрона на дырке, сопровождающегося их обменным взаимодействием. Соответствующий Гамильтониан можно записать:

$$H = A \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{J} \cdot d(\mathbf{r}), \quad (5.29)$$

где  $A$  пропорционален обменному интегралу между состояниями зоны проводимости и валентной зоны;  $\mathbf{J}$  – оператор углового момента дырок;  $\mathbf{S}$  – спиновый оператор электронов;  $\mathbf{r}$  – относительное расстояние электрон-дырка.

Наиболее часто употребляемое выражение для времени релаксации:

$$\frac{1}{t_s} = \frac{2}{t_o} \cdot N_a \cdot a_B^3 \cdot \frac{v_k}{v_B} \left[ \frac{p}{N_a} |y(0)|^4 + \frac{5}{3} \frac{N_a - p}{N_a} \right], \quad (5.30)$$

где  $a_B$  – Боровский размер экситона, равный  $\frac{\hbar^2 \cdot e}{e^2 m_c}$ ;  $p$  – плотность свободных дырок;  $t_o$  –

параметр обменного расщепления  $\left( \frac{\hbar}{t_o} = \frac{3p}{64} \Delta_{ex}^2 / E_B \right)$ ;  $E_B$  – боровская энергия экситона,

равная  $\frac{\hbar^2}{2m_c a_B^2}$ ;  $\Delta_{ex}$  – обменное расщепление основного состояния экситона;  $v_B = \frac{\hbar}{m_c \cdot a_B}$ ;

$|y(0)|^2$  – фактор Зоммерфельда, равный  $\frac{2p}{k} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2p}{k}\right) \right]^{-1}$ , а  $k = \frac{E_k}{E_B}$ .

Для вырожденных дырок и для скорости электронов  $v_k$  больше скорости дырок на уровне Ферми

$$\frac{1}{t_s} = \frac{3}{t_o} p \cdot a_B^3 \cdot \frac{v_k}{v_B} \cdot \frac{k_B T}{E_{Fh}}, \quad (5.31)$$

где  $E_{Fh}$  – дырочная энергия Ферми, а  $|\Psi(o)|^2 \approx 1$  для полностью экранированного потенциала.

Этот механизм существует и доминирует по сравнению с другими механизмами в сильно легированных образцах  $p$ -типа и при низких температурах  $T$ .

#### 5.3.4. Механизмы спиновой релаксации с участием сверхтонких взаимодействий

В последнее время огромное внимание уделяется механизму, связанному со сверхтонким взаимодействием электронов проводимости с ядерными спинами, наибольший вклад, в которое дает Ферми-контактное взаимодействие, определяемое ненулевой плотностью электрона проводимости на ядре. Впервые сведения о том, что электрон проводимости создает конечную плотность на ядре в кристалле, появились в результате измерения смещений частот ядерного магнитного резонанса в металлах по сравнению с немагнитическим состоянием вещества. Такое смещение частот известно под названием сдвига Найта [7]. Измерения найтовских сдвигов позволило определить отношения электронной плотности на ядре в металле  $|f_{k_F}(R_i)|^2$  к электронной плотности для свободного атома  $|f_A(R_i)|^2$  для ряда металлов: 0.46 для лития, 0.6 для натрия.

Спин электрона в орбитальном состоянии  $\psi(\mathbf{r})$  находится под воздействием магнитного поля

$$\mathbf{B}_n = \frac{2m_o}{3} \frac{g_o}{g} \sum_i \mathbf{h} \cdot g_{n,i} \cdot \mathbf{I}_i \cdot |\psi(\mathbf{R}_i)|^2. \quad (5.32)$$

где  $\mu_o$  – магнитная проницаемость вакуума;  $i$  – обозначение для ядер в положениях  $\mathbf{R}_i$ ;  $\mathbf{S}$  и  $\mathbf{I}_i$  – соответственно, электронный и ядерный спиновые операторы, выраженные в единицах  $\hbar$ , а  $g_{n,i}$  – ядерное гироманнитное отношение  $g_o$  –  $g$ -фактор свободного электрона  $g$ - эффективный  $g$ -фактор.

Гамильтониан взаимодействия электронного спина с ядерным описывается Ферми-контактным взаимодействием:

$$\hat{H} = -\frac{8p}{3} \cdot g \cdot m_B \cdot g_N \cdot m_n \cdot S \cdot I \cdot d(r). \quad (5.33)$$

Он может быть получен на основе классической электромагнитной теории: поведение электрона в магнитном поле  $\mathbf{H}$  описывается путём замены  $p$  на  $(p + \frac{e}{c}A)$ , где  $A$  – векторный потенциал, определяемый как  $div \vec{A} = 0$ ,  $rot \vec{A} = \vec{H}$ .

Магнитный диполь  $\vec{m}$  создаёт в точке на расстоянии  $r$  магнитное поле

$$\vec{A} = \frac{[\vec{m} \cdot \vec{r}]}{r^3} = \text{rot} \left( \frac{\vec{m}}{r} \right), \quad (5.34)$$

тогда

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left( \vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + 2\mathbf{b} \cdot \mathbf{s} \cdot \text{rot} A, \quad (5.35)$$

где  $\beta$  – магнетон Бора,  $s$  – зеемановское расщепление.

В первом приближении оставляют только члены, линейные по  $A$ :

$$\hat{H} = \frac{e}{2mc} (\vec{p} \cdot \vec{A} + \vec{A} \cdot \vec{p}) + 2\mathbf{b} \cdot \mathbf{s} \cdot \text{rot} \vec{A} \quad (5.36)$$

или

$$\hat{H} = 2\mathbf{b} \frac{\vec{l} \cdot \vec{m}}{r^3} + 2\mathbf{b} \cdot \mathbf{s} \cdot \text{rot} \text{rot} \left( \frac{\mathbf{m}}{r} \right), \quad (5.37)$$

где  $\mathbf{h} \cdot \mathbf{l} = [\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}]$ . Зависящую от спина часть:

$$\hat{H}_1^s = 2\mathbf{b} \cdot \mathbf{s} \cdot \left[ \nabla \left( \nabla \frac{\mathbf{m}}{r} \right) \right] = 2\mathbf{b} \left[ (\mathbf{s} \cdot \vec{\nabla})(\mathbf{m} \cdot \vec{\nabla}) - (\mathbf{s} \cdot \mathbf{m}) \nabla^2 \right] \cdot \frac{1}{r} \quad (5.38)$$

удобно переписать в виде:

$$\hat{H}_1^s = 2\mathbf{b} \left[ (\mathbf{s} \cdot \nabla)(\mathbf{m} \cdot \nabla) - \frac{1}{3}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{s}) \nabla^2 \right] \cdot \left( \frac{1}{r} \right) - \frac{4\mathbf{b}}{3} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{m}) \nabla^2 \left( \frac{1}{r} \right) \quad (5.39)$$

----- I -----                      ----- II -----

Для  $r \neq 0$  член II = 0 (из уравнения Лапласа), а член I описывает диполь-дипольное взаимодействие:

$$2\mathbf{b} [3(\mathbf{s} \cdot \mathbf{r})(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r}) / r^5 - \mathbf{s} \cdot \mathbf{m} / r^3]; \quad (5.40)$$

при  $r \rightarrow 0$  второй член (II) равен

$$\frac{16}{3} \mathbf{p} \mathbf{b} \cdot (\mathbf{s} \cdot \mathbf{m}) \cdot d(r) \quad (5.41)$$

и при интегрировании

$$W_m^s = (\Psi_e | H_1^s | \Psi_e) = \int \Psi_e | H_1^s | \Psi_e d\Omega = \frac{16}{3} \mathbf{p} \mathbf{b} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{m}) |\Psi_e(0)|^2. \quad (5.42)$$

Таким образом, Гамильтониан сверхтонкого взаимодействия электрона с ядром можно записать в виде:



$$\hat{H} = 2\mathbf{b} \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{I} \cdot \left[ \frac{l}{r^3} - \frac{s}{r^3} + 3 \frac{\vec{r}(\vec{s} \cdot \vec{r})}{r^5} + \frac{8}{3} \mathbf{p} \cdot \mathbf{s} \cdot \mathbf{d}(r) \right]. \quad (5.43)$$

$$\hat{H}_{HF} = \vec{S} \cdot \vec{A} \cdot \vec{I} \quad (5.44)$$

$$\vec{A} = a \cdot \vec{I} + \vec{B}, \quad (5.45)$$

где  $a = \frac{16}{3} \mathbf{p} \cdot \mathbf{b} \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{h} \cdot |\Psi(0)|^2$  - для s - электрона;  $B = 2\mathbf{b} \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{h} \left\langle \Psi \left| \frac{1}{r^3} \right| \Psi \right\rangle \frac{l(l+1)}{j(j+1)}$ ,  $l \neq 0$ ; а

$$\left| \frac{1}{r^3} \right| = \left| \frac{3x_i x_j}{r^5} - \frac{d_{ij}}{r^3} \right| \text{ при } x_i, x_j = x, y, z.$$

Найдем вклад сверхтонкого взаимодействия в релаксацию спинов электронов проводимости.

Подобная задача решалась Дьяконовым и Перелем в работе [8] для случая оптически поляризованных электронов в твердых растворах GaAlAs [9], где все ядра основной решетки обладают спинами, а электроны в условиях экспериментов [9], заброшенные в зону проводимости циркулярно поляризованным светом, быстро захватываются на мелкие донорные центры, в которых область локализации электрона охватывает большое ( $\sim 10^5$ ) число ядер решетки. Спиновая релаксация таких локализованных электронов определяется воздействием случайных локальных магнитных полей, причиной существования которых может быть, в данном случае, сверхтонкое взаимодействие с ядрами решетки.

$$\overline{H_c^2} = (m_B g)^{-2} \sum_n A_n^2 I_n (I_n + 1) \quad (5.46)$$

Более подробное описание такой задачи можно найти в [10], где, кроме того, подробно обсуждается корректность ее постановки для случая локализованных электронов с использованием только сверхтонкого взаимодействия.

Вероятность переворота спина в единицу времени определяется как:

$$W = \frac{1}{2} \left( \frac{m_0 g}{\mathbf{h}} \right)^2 \text{Re} \int_0^\infty \exp(-i\Omega t) \langle H_{c-}(0) H_{c+}(t) \rangle dt \quad (5.47)$$

где  $\Omega = m_0 g H_0 / \mathbf{h}$  - частота прецессии спина электрона во внешнем поле. Используя для определения корреляционной функции модель Марковского процесса [10]:

$$\langle H_{c-}(0) H_{c+}(t) \rangle = \frac{2}{3} \overline{H_c^2} \exp(-g_c t) \quad (5.48)$$

где  $g_c = 1/t_c$  - обратное время корреляции случайного поля и интегрируя 5.47 с учетом 5.48 и определяя время спиновой релаксации как  $t_s = (2W)^{-1}$ , можно получить:

$$\frac{1}{t_s} = \frac{2}{3} \cdot \frac{w_l^2 g_c}{g_c^2 + \Omega^2} \quad (5.49)$$

где  $w_l$  – частота прецессии спина электрона в локальном поле. Если применить этот результат к электронам проводимости, то можно положить  $\Omega=0$ , ( $g_c \gg \Omega$  из-за огромной скорости электронов) тогда для скорости спиновой релаксации получим:

$$\frac{1}{t_s} = \frac{2}{3} \cdot \frac{w_l^2}{g_c} = \frac{2}{3} \cdot w_l^2 t_c \quad (5.50)$$

Эта формула соответствует динамическому усреднению локальных полей за счет движения электронов проводимости. Известно, что оно приводит к разрушению тонкой и сверхтонкой структуры вследствие движения спинов, которое было впервые рассмотрено Андерсоном в [10] и описано Абрагамом [7] для спиновых систем в жидкостях и газах. В выражении для скорости спиновой релаксации (5.50) нет явной зависимости от концентрации магнитных ядер в том случае, когда не все ядра в кристаллической матрице обладают спином. Мы обсудим такую зависимость ниже.

Другой способ определения вклада сверхтонкого взаимодействия в спиновую релаксацию электронов проводимости, в основе которой лежит полуклассическая модель движения электрона с эффективной массой  $m^*$  в полупроводнике, предложена Першиным и Привманом в [9]. Для простоты предполагается, что  $S=1/2$ ,  $I=1/2$ . В процессе движения электрон испытывает сверхтонкое взаимодействие с ядрами:

$$\hat{H} = \vec{S} \sum_i A_i(t) \cdot \vec{I}_i, \quad (5.51)$$

где  $\vec{S}$  - матрица Паули;  $A_i = \frac{8p}{3} g_0 \cdot m_B \cdot m_i |\Psi(r_i, t)|^2$  - изотропная константа сверхтонкого взаимодействия, обусловленного Ферми-контактным взаимодействием,  $\mu_i$  – магнитный момент  $i$ -го ядра в позиции  $r_i$ .

Будем считать, что  $A_i$  постоянно в течение интервала времени взаимодействия  $t_i$ ,  $t_i + \delta t_i$  и равно нулю вне интервала (а также, что  $t_i + \delta t_i < t_{i+1}$ ).

Далее рассмотрим эволюцию спиновой матрицы плотности  $r(t)$  с помощью уравнения:

$$\mathbf{h} \frac{\partial r}{\partial t} = [H, r],$$

решение которого, запишется как:

$$\mathbf{r}(t_i + dt_i) = e^{-(i/\hbar)\hat{H}_i dt_i} \cdot \mathbf{r}(t_i) \cdot e^{(i/\hbar)\hat{H}_i dt_i}, \quad (5.52)$$

где  $\mathbf{r}(t_i) = \mathbf{r}_e^{i-1} \times \mathbf{r}_i$ .

Для электронного спина

$$\mathbf{r}_e^{i-1} = \begin{pmatrix} \mathbf{r}_{00}^{i-1} & \mathbf{r}_{01}^{i-1} \\ \mathbf{r}_{10}^{i-1} & \mathbf{r}_{11}^{i-1} \end{pmatrix} \quad (5.53)$$

для ядерного спина

$$\mathbf{r}_i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + p_i^z & p_i^x - ip_i^y \\ p_i^x + ip_i^y & 1 - p_i^z \end{pmatrix} \quad (5.54)$$

где  $p_i$  – вектор поляризации ядерного спина.

Волновую функцию в двухспиновом пространстве можно представить как:

$$|j\rangle = b_0|+\uparrow\rangle + b_1|+\downarrow\rangle + b_2|-\uparrow\rangle + b_3|-\downarrow\rangle, \quad (5.55)$$

тогда Гамильтониан взаимодействия:

$$H_i = 2\overline{A_i} \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} + A_i \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (5.56)$$

В результате преобразований можно получить:

$$\mathbf{r}_{00}^i = \mathbf{r}_{00}^{i-1} \cos^2(2a_i) + \frac{1}{2}(1 + p_i^z) \sin^2(2a_i) + \frac{\sin(4a_i)}{2} (p_i^x \cdot I_n \cdot \mathbf{r}_{10}^{i-1} - p_i^y \cdot R_e \cdot \mathbf{r}_{10}^{i-1}) \quad (5.57)$$

$$\mathbf{r}_{10}^i = \mathbf{r}_{10}^{i-1} \left( \cos^2(2a_i) + ip_i^z \frac{\sin(4a_i)}{2} \right) + i(p_i^x + ip_i^y) \cdot \sin(2a_i) \left( \frac{e^{-i2a_i}}{2} - \mathbf{r}_{00}^{i-1} \cos(2a_i) \right), \quad (5.58)$$

$$\mathbf{r}_{11}^i = 1 - \mathbf{r}_{00}^i, \quad \mathbf{r}_{01}^i = (\mathbf{r}_{10}^i)^* \quad (5.59)$$

где

$$a_i = \frac{\overline{A_i} dt_i}{\hbar} \quad (5.60)$$

Спиновая поляризация характеризуется вектором  $S_i$  с компонентами  $S_i^x = 2\text{Re}(\mathbf{r}_{10}^i)$ ,  $S_i^y = 2\text{Im}(\mathbf{r}_{10}^i)$ ,  $S_i^z = 2(\mathbf{r}_{00}^{i-1})$ . С учетом выражений (5.57) и (5.58), для вектора спиновой поляризации можно записать:

$$\dot{\mathbf{S}}_i = \dot{\mathbf{P}}_i \sin^2(2a_i) + \dot{\mathbf{S}}_{i-1} \cos^2(2a_i) + \sin(2a_i) \cos(2a_i) \dot{\mathbf{P}}_i \times \dot{\mathbf{S}}_{i-1}.$$

Если предположить, что ядерные спины однородно поляризованы ( $\mathbf{P}_i = \mathbf{P}$ ), можно ввести векторы продольной и поперечной электронной спиновой поляризации по отношению к поляризации ядер:

$$\dot{\mathbf{S}}_i = \dot{\mathbf{S}}_i^{\parallel} + \dot{\mathbf{S}}_i^{\perp}$$

Тогда эволюция вектора поляризации выразится как:

$$\dot{\mathbf{S}}_i = \dot{\mathbf{P}}(1 - \cos^{2i}(2\bar{a})) + \dot{\mathbf{S}}_0^{\parallel} \cos^{2i}(2\bar{a}) = \dot{\mathbf{P}} + \cos^{2i}(2\bar{a})(\dot{\mathbf{S}}_0^{\parallel} - \dot{\mathbf{P}}) = \dot{\mathbf{P}} + e^{-t/T_{\parallel}}(\dot{\mathbf{S}}_0^{\parallel} - \dot{\mathbf{P}})$$

где

$$T_{\parallel} = \frac{\Delta t}{2 \ln(\cos(2\bar{a}))} \quad (5.61)$$

есть время продольной спиновой релаксации. Для случая неполяризованных ядерных спинов авторами был проведен численный расчет, который дал также экспоненциальный спад продольной намагниченности электронных спинов с временем релаксации (5.61).

Можно сделать оценки параметров теории, рассматривая выражение для времени спиновой релаксации при взаимодействии электронов проводимости с ядрами для случая, когда  $a \ll 1$ :

$$t_s = -\frac{\Delta t}{2 \ln \cos 2a} \approx \frac{\Delta t}{4a^2}, \quad (5.62)$$

где  $\Delta t$  - время между актами взаимодействия электрона с одним ядром, а параметр взаимодействия

$$a = \frac{1}{\mathbf{h}} \frac{8p}{3} g_0 m_B m_N |\gamma|^2 dt \quad (5.63)$$

зависит как от значения электронной плотности на ядре  $|\gamma|^2$ , так и от времени электронно-ядерного взаимодействия  $dt$ . В приближении модели [9] электрон описывается волновым пакетом с поперечными и продольными размерами  $(b, b, l)$ , поэтому для электронной плотности принимается значение

$$|\Psi|^2 = |u_0|^2 \Omega_0 / b^2 l, \quad (5.64)$$

где  $\Omega_0$  есть объем элементарной ячейки, а  $|u_0|^2$  - квадрат модуля блоховской волновой функции, причем известно, что для GaAs  $|u_0|^2 = 5 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}$ , а для кремния  $|u_0|^2 \Omega_0 = (186 \pm 12) (|u_0|^2 = 7 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3})$  [10].

Для времени электронно-ядерного взаимодействия используется приближение

$$dt = \frac{l}{u}, \quad (5.65)$$

где  $v$  - скорость электрона с энергией  $kT$ . По порядку величины  $u \sim 10^7$  см/с. Оцененное в [8] время спиновой релаксации для GaAs, где каждое ядро, с которым взаимодействует электрон, является магнитным, оказалось равным 30 нс. В кремнии с природной композицией изотопов содержание ядер изотопа Si-29 с  $I=1/2$  составляет всего 4.7%, поэтому аналогичные оценки дают значение порядка 2 мкс. Такое значение трудно выделить на фоне механизмов Эллиотта-Яфета. В кремнии, обогащенном изотопом Si-29 до концентраций близких к 100%, такой вклад может быть более существенным. Зависимость вклада СТВ от степени обогащения изотопом с ненулевым ядерным спином для механизма Першина-Привмана определяется как  $\alpha^{1/3}$  ( $\alpha$ - доля ядер со спином  $I \neq 0$ ) и возникает из-за зависимости параметра  $\Delta t$  от содержания магнитных ядер:

$$\Delta t = \frac{a^{1/3} N_a}{u_F} \quad (5.66)$$

В выражении (5.50) зависимость от концентрации магнитных ядер в том случае, когда не все ядра в кристаллической матрице обладают спином, может возникнуть в результате того, что на длине волнового пакета электрон эффективно взаимодействует с  $N = \frac{a^{1/3} l}{b_0}$

ядрами. Тогда, для скорости спиновой релаксации получим:

$$\frac{1}{t_s} = \frac{2}{3} \cdot w_l^2 t_c = \frac{2}{3} A_0^2 (2p)^2 a^{2/3} \frac{l}{v} \quad (5.67)$$

В модели Першина-Привмана скорость спиновой релаксации оказывается независимой от размера электронного волнового пакета, поэтому зависимость от  $\alpha$  определяется только выражением (5.66). Таким образом, при определенной точности эксперимента было бы возможным определить справедливость той или иной модели, а также уточнить параметры теории.

### Литература к Главе 5.

1. Zutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. – 2004. - V.76, n.2. - P.323-410.
2. Torrey, H.C. Bloch equations with diffusion terms / H.C. Torrey // Phys. Rev. – 1956. – V.104. - P.563–565.

3. Elliott, R.J. Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors / R.J. Elliott // *Phys. Rev.* – 1954. – V.96. P.266–279.
4. Yafet, Y., 1963, in *Solid State Physics, Vol. 14*, edited by F. Seitz and D. Turnbull (Academic, New York), p. 2.
5. Дьяконов, М.И. Спиновая релаксация электронов проводимости в нецентросимметричных полупроводниках / М.И. Дьяконов, В.И. Перель // *Физики Твёрдого Тела.* – 1971. – Т.13. – С.3581-3585.
6. Бир, Г.Л. Спиновая релаксация электронов вследствие рассеяния дырками / Г.Л. Бир, А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус // *Журнал Экспериментальной и Теоретической физики.* – 1975. – Т.69. – С.1382-1397.
7. A. Abragam, *The principles of nuclear magnetism*, Clarendon Press, Oxford, 1961. Перевод: Абрагам, А. «Ядерный магнетизм», М. ИЛ, 1963, 551 с., Ж. Винтер, «Магнитный резонанс в металлах», М: «Мир», 1976–288 с.
8. Дьяконов, М.И. Оптическая ориентация в системе электронов и ядер решетки в полупроводниках: Теория / М.И. Дьяконов, В.И. Перель / *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики.* – 1973. - Т.65, в.1(7). – С.362-376.
9. Берковиц, В.Л. Оптическая ориентация в системе электронов и ядер решетки в полупроводниках. Эксперимент / В.Л. Берковиц, А.И. Екимов, В.И. Сафаров // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики.* – 1973. - Т.65, в.1(7). – С.346-361.
10. Anderson, P.W. / P.W. Anderson, P.R. Weiss // *J. Phys. Soc. Japan.* – 1954. - V.9. - P.316.
11. Pershin, Y.V. Spin relaxation of conduction electrons in semiconductors due to interaction with nuclear spins / Y.V. Pershin, V. Privman // *Nano Letters.* – 2003. – V.3. P.695-700.
12. Shulman, R.G. Nuclear magnetic resonance of Si<sup>29</sup> in n- and p-type silicon / R.G. Shulman, B.J. Wyluda // *Phys. Rev.* – 1956. – V.103. – P.1127-1129.

## ГЛАВА 6. ПРИБОРЫ СПИНТРОНИКИ

### 6.1. Полупроводниковый спиновый транзистор

Почему полупроводники? Типичные концентрации носителей тока в полупроводниках много меньше, чем в металлах. Поэтому электронные свойства легко управляются потенциалами, приложенными к затворному электроду. Второй аргумент в пользу полупроводников состоит в том, что технология полупроводниковых структур хорошо отработана.

В 1990 году Датта и Дас предложили спиновый полевой транзистор (СПТ). Его схема показана на рис.6.1.

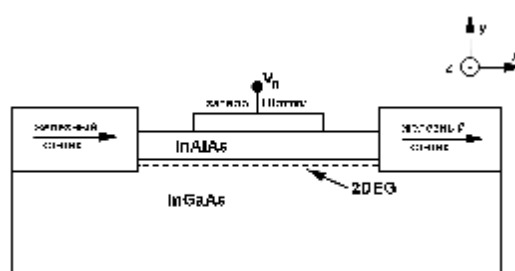


Рис.6.1. Схема спинового полевого транзистора, предложенного Даттой и Дасом. Два микромагнита (Fe) служат в качестве поляризатора и анализатора. Средой, где происходит вращение суммарной спиновой ориентации под действием напряжения на затворе, является двумерный электронный газ (2DEG)

Транзистор Датты-Даса похож на обычный полевой транзистор: он имеет исток, сток и канал между ними с управляемой проводимостью. Однако контакты СПТ являются *ферромагнитными*, спин-селективными, т.е., способными инжектировать или принимать только одну спиновую компоненту распределения носителей. Их идея была такова, что возможно управление прецессией спинов электронов при их движении в канале прибора. Первоначально может показаться, что работа СПТ похожа на эффект Ханле в диффузионных системах. Поэтому возникает требование: длина спиновой диффузии должна значительно превышать длину канала. Однако на самом деле значительная дополнительная сложность возникает из того факта, что внешнее поле, которое индуцирует спиновую прецессию, не является просто внешним однородным магнитным полем, как в случае эффекта Ханле. В случае спинового транзистора – это эффективное поле Рашбы. Датта и Дас обратили внимание на то, что приложенное напряжение затвора  $V_G$  управляет спин-орбитальным взаимодействием электронов внутри канала (т.н. эффект Рашбы).

Для успешной реализации СПТ необходимо обеспечить четыре фундаментальных процесса:

- **инжекцию** спин-поляризованных носителей;
- спин-когерентное **проникновение**;
- контролируемую индукцию спиновой **прецессии**;
- спин-селективное **собрание**.

### **Время жизни спина в проводящем канале**

Было экспериментально показано, что спиновая когерентность может сохраняться в легированных полупроводниках в очень длинных временных ( $> 100$  нс при низких температурах) и пространственных ( $> 100$  мкм) масштабах. Все эти эксперименты были выполнены с помощью оптических методик, т.е. для носителей, находящихся далеко от равновесия. В настоящее время не ясно, насколько спиновая динамика этих «горячих» электронов отличается от поведения спин-поляризованных электронов на поверхности Ферми. Теоретики полагают, что можно ожидать более медленной релаксации спина на поверхности Ферми, чем для «горячих» носителей.

### **Принцип контроля затвором в СПТ**

Большинство полупроводников  $A^3B^5$  имеют структуру сфалерита, асимметричную по отношению к инверсии. В гетероструктурах инверсия может возникать за счет асимметричных квантовых ям или влияния электрического поля поверхности. В этих условиях целесообразно ввести гамильтониан Рашбы  $\hat{H}_R$ . Тогда общий гамильтониан

$$\hat{H}_{tot} = \hat{H}_k + \hat{H}_R, \quad (6.1)$$

где  $\hat{H}_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$  - оператор кинетической энергии;  $\hat{H}_R = a[\hat{\mathbf{S}} \times \mathbf{k}] \cdot \hat{\mathbf{n}}_e$ ;  $\hat{\mathbf{S}}$  - спиновая матрица Паули;  $a$  - параметр спин-орбитального взаимодействия, линейно зависящий от  $E$ ;  $\hat{\mathbf{n}}_e$  - направление электрического поля. В геометрии, когда ось  $x$  направлена вдоль канала в плоскости рис.6.1, а ось  $y$  – перпендикулярно поверхности прибора также в плоскости рисунка, можно записать:

$$H_R = a(s_z \cdot k_x - s_x \cdot k_z). \quad (6.2)$$

Это слагаемое гамильтониана возникает вследствие электрического поля, перпендикулярного поверхности, т.е.  $E \parallel y$ . Рассмотрим электрон, движущийся в направлении  $x$  с  $k_x \neq 0$  и  $k_z = 0$ . Значит, слагаемое Рашбы в этом случае будет равно  $a \cdot \sigma_z \cdot k_x$ .



Это приводит к тому, что, если есть компонента “-z” поляризации электронов, то энергия основного состояния увеличивается на  $a \cdot k_x$ , а для “+z” поляризованных электронов уменьшается на ту же величину  $a \cdot k_x$ . Это соответствует тому, что электрон «чувствует» магнитное поле  $B_z$ , пропорциональное  $k_x$ :

$$a \cdot k_x \rightarrow m_B \cdot B_z. \quad (6.3)$$

Датта и Дас подошли к вычислению фазового сдвига при транспорте электрона следующим образом. Они записали энергию основных состояний для спинов, поляризованных вдоль оси +z и вдоль оси -z:

$$E(z_{\text{поляризация}}) = \frac{\hbar^2 k_{x1}^2}{2m^*} - a \cdot k_{x1}; \quad (6.4a)$$

$$E(-z_{\text{поляризация}}) = \frac{\hbar^2 k_{x2}^2}{2m^*} + a \cdot k_{x2}. \quad (6.4b)$$

Пусть энергия одинакова, а волновые векторы разные. Тогда

$$\frac{\hbar^2 (k_{x1}^2 - k_{x2}^2)}{2m^*} - a \cdot (k_{x1} + k_{x2}) = 0. \quad (6.5)$$

Отсюда

$$\frac{\hbar^2 (k_{x1} - k_{x2})}{2m^*} - a = 0 \rightarrow k_{x1} - k_{x2} = \frac{2m^* a}{\hbar^2}. \quad (6.6)$$

Тогда фазовый сдвиг для этих двух состояний

$$\Delta q = (k_{x1} - k_{x2}) \cdot L = \frac{2m^* a \cdot L}{\hbar^2}. \quad (6.7)$$

Здесь  $L$  - длина канала транзистора.

Следует отметить, что на языке классики процесс можно представить как прецессию магнитного момента, направленного вдоль оси  $x$ , в перпендикулярном магнитном поле  $B_z$ .

Таким образом, управление процессом прецессии осуществляется путём изменения параметра  $a$  (см. формулу (6.7)) во внешнем электрическом поле, создаваемом с помощью затвора. Как указано выше, это соответствует тому, что в структуре появляется эффективное магнитное поле, названное полем Рашбы.

Многочисленными экспериментальными работами было показано, что спиновое расщепление при нулевом поле наблюдается во многих системах типа 2DEG (двумерного электронного газа) в AlGaAs/GaAs системе или КЯ на основе InGaAs/GaAs. Обычно в них параметр  $a$  меняется в пределах  $(0.5 - 1) \times 10^{-11}$  эВ·м, что соответствует энергетическому

спиновому расщеплению  $\Delta_R = 1.5 - 6$  мэВ. В ряде работ экспериментально показано, что параметр  $a$  изменяется при приложении внешнего электрического поля.

Попробуем подсчитать длину канала, соответствующую повороту на  $\Theta = \pi$ . Примем, что  $a = 5 \times 10^{-12}$  эВ·м,  $m^* = 0.046 m_0$ , а  $m_0$  и  $\hbar$  имеют табличные значения. Тогда из формулы (6.7) можно получить значение  $L = 1.04$  мкм. Средние длины свободного пробега и длина спиновой релаксации для полупроводников  $A^3B^5$  больше 1 мкм - вещь обычная для низких температур. Получение транзисторов с длиной канала  $\leq 1$  мкм для современной технологии является достаточно простой задачей.

Однако следует сказать, что спиновый полевой транзистор до сих пор не реализован. Это является следствием следующих существенных трудностей:

А. Эффективная инжекция спина (точнее, спин-поляризованных носителей) из ферромагнитного истока в двумерный канал – это нетривиальная задача. Трудности эффективной инжекции, в основном, связывают с проблемой так называемого «рассогласования проводимостей». Ранее приводилось выражение для спиновой поляризации тока через границу раздела. Поясним эту проблему еще на одном примере. Для стандартной модели, примененной к системе «ферромагнитный металл/полупроводник/ферромагнитный металл», можно записать

$$R_{\uparrow\uparrow, \downarrow\downarrow} = \pm \frac{a_F^2 \cdot I_N}{s_N \cdot A \cdot [(M^2 + 1) \cdot \text{Sinh}(L/I_N) + 2M \cdot \text{Cosh}(L/I_N)]}, \quad (6.8)$$

где  $a_F$  – спиновая поляризация в объеме ферромагнетика;  $I_N$  – спиновая диффузионная длина в полупроводнике;  $I_F$  – спиновая диффузионная длина в ферромагнетике;  $\sigma_N$  – удельная проводимость полупроводника;  $\sigma_F$  – удельная проводимость ферромагнетика;  $A$  – площадь поперечного сечения структуры;  $a$  параметр

$$M = 1 + (1 - a_F^2) \cdot (s_F \cdot I_N / s_N \cdot I_F). \quad (6.9)$$

Для контактов «металл-полупроводник» отношение проводимостей  $\approx 10^3$ , поэтому  $M$  имеет тоже порядок  $\sim 10^3$ . Это означает, что спиновый сигнал сильно ослаблен даже, если  $L \ll I_N$  и никакого рассеяния с переворотом спина (spin-flip) внутри канала не происходит. Это показывает, что «рассогласование проводимостей» очень важно для таких систем. Дополнительные причины подавления спинового сигнала в приборах «металл-полупроводник» – это неидеальная граница раздела (спиновое рассеяние на самой границе раздела) и хаотичный характер спиновой прецессии.

Б. Аналогичные трудности возникают и при детектировании спиновой поляризации (вторая граница раздела «полупроводник/ферромагнитный металл»).

В. Параметр  $a_R$  должен эффективно изменяться при изменении напряжения  $V_G$ . Для этого инверсионная «технологическая» асимметрия должна преобладать над объемной инверсионной асимметрией (из-за кристаллической структуры материала) и  $a_R$  должно быть  $\geq 10^{-11}$  эВ·м.

Можно указать следующие пути преодоления этих трудностей (может быть также поставлена задача изготовления транзистора Датты-Даса, работающего при 300 К):

1. Использование ферромагнитных полупроводников в качестве областей истока и стока (для существенного уменьшения рассогласования проводимостей).
2. Совершенствование технологии изготовления и выбор подходящих систем. В частности, уверенно была продемонстрирована модуляция  $a_R$  напряжением смещения на затворе в структурах типа 2DEG GaAs/AlGaAs и в квантовые ямы  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ .
3. Надежду на преодоление трудностей также дают успешные эксперименты по спиновой инжекции в светоизлучающие структуры.
4. Эксперименты 1998 – 1999 г.г. (Uradhyau с соавторами) показали, что точечные наноконтакты, сформированные между ферромагнитным и обычным металлами, обнаруживают баллистическую инжекцию со степенью спиновой поляризации тока более 40 %.
5. Использование туннельных контактов в отличие от концептуального транзистора Датты-Даса, где речь шла об омических контактах. Конечно, идеальным барьером может быть вакуум. В 1992 году Алварадо и Рено провели эксперименты по спиновой инжекции в GaAs (110) при комнатной температуре. Они использовали иглу сканирующего туннельного микроскопа, изготовленную из поликристаллического Ni. Для регистрации использовалась циркулярно-поляризованная фотолюминесценция. Они показали, что электроны со спином «вниз» дают доминирующий вклад в туннельный ток, а результирующая поляризация была  $P_n \approx 30$  %. В 2002 году значения  $P_{circ} \approx 25$  % (при 100 К) были подтверждены и в других работах.

Теоретически (Рашба, 2000) было показано, что эффективность спиновой инжекции может быть существенно увеличена путем использования туннельных контактов типа диодов Шоттки «ферромагнитный металл/полупроводник» и типа диодов «ферромагнитный металл/изолятор/полупроводник».

## Диоды Шоттки «Ферромагнитный металл/Полупроводник»

История формирования этих контактов насчитывает более 20 лет. В 1982 году Принц показал, что методом МЛЭ на GaAs можно нанести монокристаллическую пленку Fe, т.к. постоянная решетки GaAs ( $a_{\text{GaAs}} = 0.5654$  нм) почти точно в 2 раза превышает  $a_{\text{Fe}} = 0.2866$  нм. Однако, как показали исследования, на границе раздела M-GaAs для Fe или Fe-содержащих покрытий (Ru или Fe-Co) образуется т.н. магнито-мертвый слой. Причина его появления заключается в перемешивании, возможно, с образованием фаз типа  $\text{Fe}_3\text{Ga}_{2-x}\text{As}_x$ . Технология формирования контактов Fe/GaAs совершенствовалась, и было достигнуто выращивание нескольких монослоев Fe (5 – 8 МС), что оказалось достаточным для получения магнитных свойств пленок как в объеме. Зу в 2001 году показал, что переход Fe/GaAs при комнатной температуре дает  $P_{\text{circ}} \approx 2\%$  при использовании спинового светоизлучающего диода и оптического детектирования.

Несколько подробнее остановимся на экспериментах Ханбицки с соавторами (2003). Они изучили спиновую инжекцию из эпитаксиального слоя (толщиной 10 нм) Fe, выращенного при температуре 10-15°C на структуре с квантовой ямой (КЯ) AlGaAs/GaAs. В экспериментах магнитное поле прикладывалось перпендикулярно поверхности. На рис.6.2 показаны спектры электролюминесценции (ЭЛ) для структур при 4.5 К. Видно, что интенсивности ЭЛ для двух поляризаций заметно различаются при приложении магнитного поля.

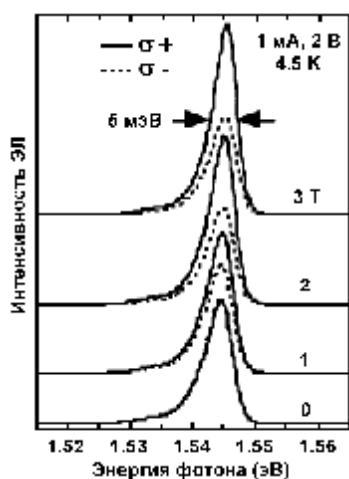


Рис.6.2. Спектры ЭЛ для двух поляризаций излучения структур при некоторых значениях магнитного поля (Ханбицки с соавт., 2003)

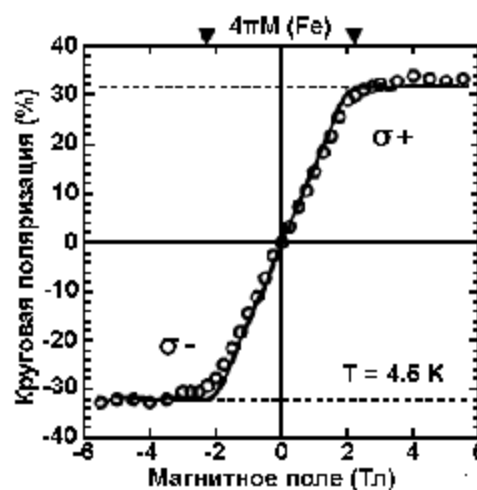


Рис.6.3. Зависимость степени циркулярной поляризации излучения КЯ структур от приложенного магнитного поля. Сплошная линия показывает магнитополевую зависимость жестко-осевой намагниченности Fe пленки, определенную методом СКВИД измерений (Ханбицки с соавт., 2003)

На рис.6.3 показана зависимость степени циркулярной поляризации излучения от величины внешнего приложенного магнитного поля. Максимальная величина  $P_{circ}$  достигает 32 %. Поляризация внешним магнитным полем приводит к отклонению намагниченности Fe в направлении, перпендикулярном поверхности, и насыщается при  $4\pi \cdot M = 2.2$  Т. Примечательно, что при комнатной температуре  $P_{circ}$  достигает достаточно большой величины ( $\approx 9$  %).

## 6.2. Спиновый свето-излучающий диод

На рис.6.4 представлена схема полностью полупроводникового прибора с инжекцией спина из области широкозонного эмиттера из магнитного полупроводника  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  [1].

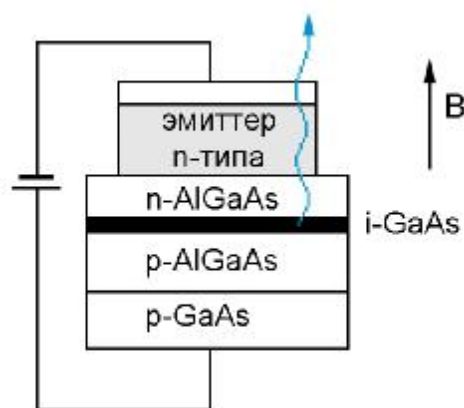


Рис.6.4. Схема геометрии прибора спинового СИД. Рекомбинация спин-поляризованных электронов, инжектированных из  $(A^2,Mn)B^6$  поляризатора, и неполяризованных дырок, инжектированных из  $p$ -GaAs, в нелегированной GaAs КЯ создает циркулярно-поляризованное излучение

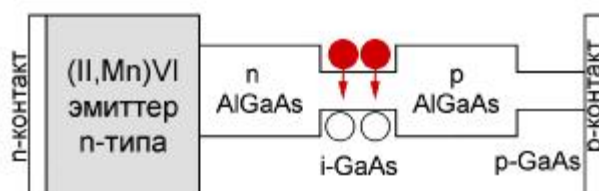


Рис.6.5. Схема краев соответствующих зон и разрывов зон в геометрии прибора. В квантовой яме «spin-down» электроны и неполяризованные дырки обозначены сплошными и пустыми кружками, соответственно

В качестве широкозонного полупроводникового эмиттерного слоя чаще всего используется полупроводник типа  $(A^2,Mn)B^6$ . Подобно обычному светодиоду, электроны и дырки рекомбинируют в квантовой яме и создают электролюминесценцию. «Спин-вниз» электроны рекомбинируют с неполяризованными дырками, инжектированными из  $p$ -GaAs, в КЯ из собственного GaAs. В результате получается спин-поляризованное излучение. Обычно используется геометрия Фарадея, когда приложенное и магнитное поле  $B$ , и направление эмитируемого света лежат вдоль направления выращивания (т.е., перпендикулярно поверхности).

Для подобных СИД известны результаты Федерлинга с соавторами (1999) и Жонкера с соавторами (2000). В их экспериментах ширина КЯ составляла 150 нм (см. ссылки в [1]).

Федерлинг предположил, что эффекты квантового ограничения пренебрежимы; это привело к тому заключению, что правила отбора таковы же, как в объемном GaAs ( $P_{circ} = -P_n/2$ ). Максимальное значение  $P_{circ} \approx 43\%$  (режим прямого смещения,  $T = 4\text{ К}$ ,  $B \approx 3\text{ Т}$ ) было интерпретировано как означающее почти 90 %-ную поляризацию инжектированных электронов.

Жонкер полагал же, что эффектами квантового ограничения пренебречь нельзя, вследствие этого происходит снятие вырождения между состояниями в зонах легких и тяжелых дырок и расщепление на величину 5 – 6 мэВ. Вследствие этого  $P_{circ} = -P_n$ . Жонкер использовал эмиттер из  $Zn_{0.94}Mn_{0.06}Se$ , геометрию Фарадея, а излучение выводилось через поверхность. В спектре излучения доминировало излучение, связанное с экситоном тяжелой дырки (рис.6.6).

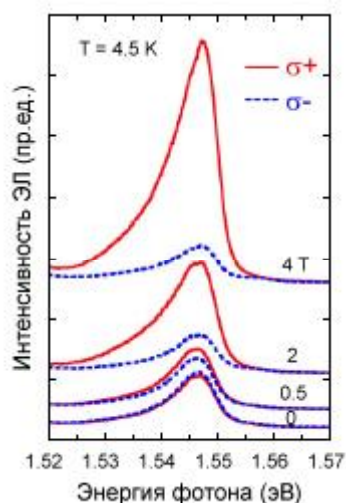


Рис.6.6. Электролюминесценция из спинового СИД с  $Zn_{0.94}Mn_{0.06}Se$  контактом для некоторых значений приложенного магнитного поля и для  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  поляризаций; магнитное поле приложено по нормали к поверхности

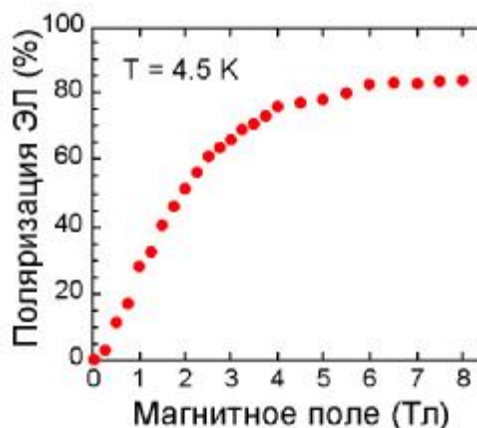


Рис.6.7. Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от магнитного поля

Отметим, что максимальное достигнутое значение  $P_{circ}$  составило  $\approx 85\%$  (рис.6.7).

Ферромагнитные полупроводники  $(A^3,Mn)B^5$  также использовались для инжекции в спиновых СИД-структурах. Температура Кюри в этих полупроводниках достаточно высокие, а спиновая инжекция может быть осуществлена и без внешнего магнитного поля. Однако большинство материалов  $(A^3,Mn)B^5$  имеют в качестве основных носителей дырки, а не электроны. Поэтому после инжекции в немагнитный полупроводник дырки быстро теряют поляризацию из-за сильного спин-орбитального взаимодействия.

В экспериментах Юнга с соавторами спиновым инжектором был слой (Ga,Mn)As (рис.6.8).

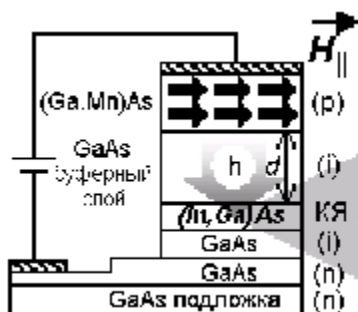


Рис.6.8. Схема прибора с соответствующими направлениями детектирования ЭЛ и магнитного поля, позволяющая изучать дырочно-спиновую инжекцию с дырочным газом, поляризованным перпендикулярно направлению тока

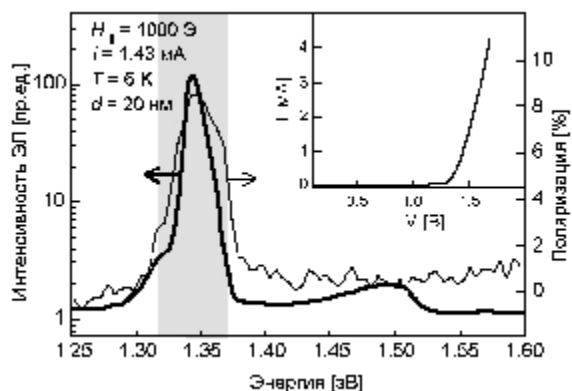


Рис.6.9. Спектры интенсивности ЭЛ и поляризации. На вставке приведена типичная вольт-амперная характеристика спинового диода

Подложкой служил GaAs (100). Между нелегированной КЯ  $In_{0.12}Ga_{0.88}As$  и эмиттером имелся спейсер (толщиной 20 – 420 нм) из собственного GaAs. Ось легкого намагничивания слоя  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  ( $x = 0.035$  и  $0.045$ , толщина = 300 нм) была направлена вдоль поверхности; внешнее магнитное поле также прикладывалось вдоль поверхности. Спонтанное магнитное упорядочение при  $T < T_C$  приводит к формированию газа спин-поляризованных дырок. При прямом смещении спин-поляризованные дырки инжектируются через нелегированный спейсер в КЯ, где рекомбинируют с неполяризованными электронами, приходящими из  $n$  – буфера. Энергия максимума ЭЛ и значений  $P_{circ}$  располагается при 1.34 эВ, а ширина на полувысоте составляет 13 мэВ (рис.6.9). Эти значения свидетельствуют, что спин-поляризованные дырки достигают КЯ и рекомбинируют именно там.

Второй вариант – геометрия Фарадея при приложении внешнего магнитного поля перпендикулярно поверхности (рис.6.10).

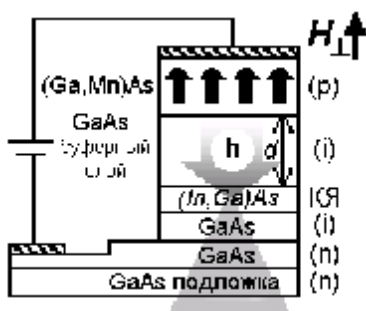


Рис.6.10. Вариант прибора, когда дырочный газ поляризован вдоль направления тока

Излучаемый свет свободно выходит через подложку, т.к. его энергия меньше ширины запрещенной зоны GaAs (1.51 эВ). Для структуры установлено несколько зависимостей:  $P_{circ}$  от температуры измерений (рис.6.12);  $P_{circ}$  (рис.6.13) и намагниченности (рис.6.14) от величины внешнего приложенного магнитного поля при приложении его параллельно поверхности; тех же величин (рис.6.15 и 6.16) от величины внешнего приложенного магнитного поля при приложении его перпендикулярно поверхности;  $P_{circ}$  от толщины спейсера (рис.6.17).

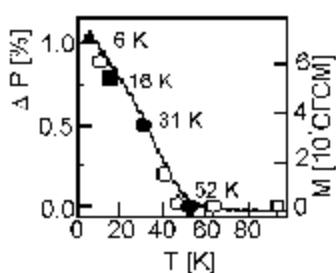


Рис.6.12. Зависимость степени циркулярной поляризации излучения структур ( $d = 140$  нм) и намагниченности GaMnAs (определенной по измерениям СКВИД) от температуры. Магнитное поле приложено вдоль поверхности

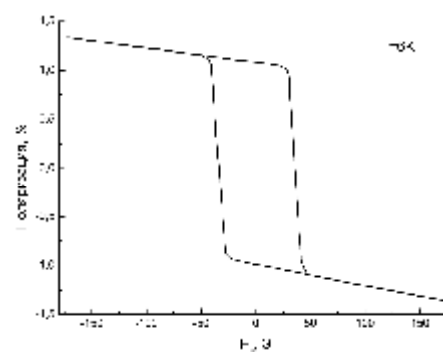


Рис.6.13. Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации структур ( $d = 140$  нм) при 6 К. Магнитное поле приложено вдоль поверхности

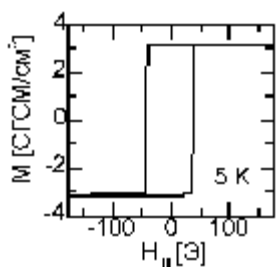


Рис.6.14. Намагниченность GaMnAs (определенная по измерениям СКВИД) в зависимости от величины магнитного поля, приложенного вдоль поверхности

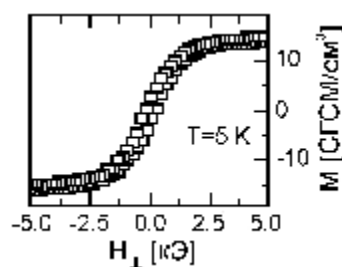


Рис.6.15. Намагниченность GaMnAs (определенная по измерениям СКВИД) в зависимости от величины магнитного поля, приложенного перпендикулярно поверхности



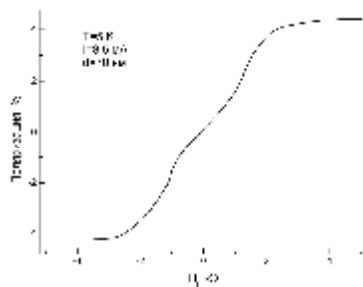


Рис.6.16. Магнитолевая зависимость степени циркулярной поляризации структур ( $d = 70$  нм) при 5 К. Магнитное поле приложено перпендикулярно поверхности

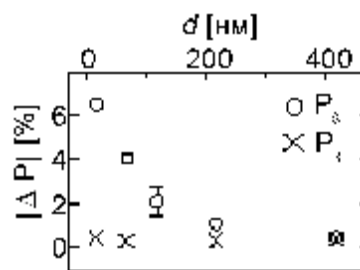


Рис.6.17. Зависимость степени циркулярной поляризации структур при 5 К от толщины спейсера. Магнитное поле приложено перпендикулярно поверхности

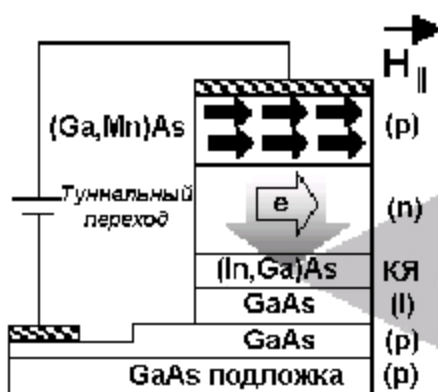


Рис.6.18. Инжекция спин-поляризованных электронов, реализованная с помощью Зенеровского туннельного перехода. Диаграмма показывает также геометрию детектирования ЭЛ и приложенного магнитного поля

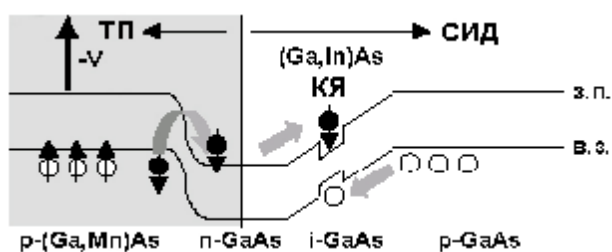


Рис.6.19. Зонная диаграмма Зенеровского туннельного перехода сверху  $p-i-n$  диода, используемого для детектирования спин-поляризованных электронов

Еще один важный вариант спинового свето-излучающего прибора – это зенеровский туннельный диод. Схема его показана на рис.6.18, а зонная структура – на рис.6.19.

Отрицательное смещение на слое  $p$ -GaMnAs приводит к туннелированию спин-поляризованных электронов из валентной зоны GaMnAs в зону проводимости соседнего  $n$ -GaAs слоя (толщина = 330 нм). Тогда электрическое поле будет переносить спин-поляризованные электроны в КЯ, где они рекомбинируют с неполяризованными дырками, доставленными из нижнего контактного слоя. Зависимость степени поляризации от величины внешнего магнитного поля, приложенного вдоль и перпендикулярно поверхности показана на рис.6.20.

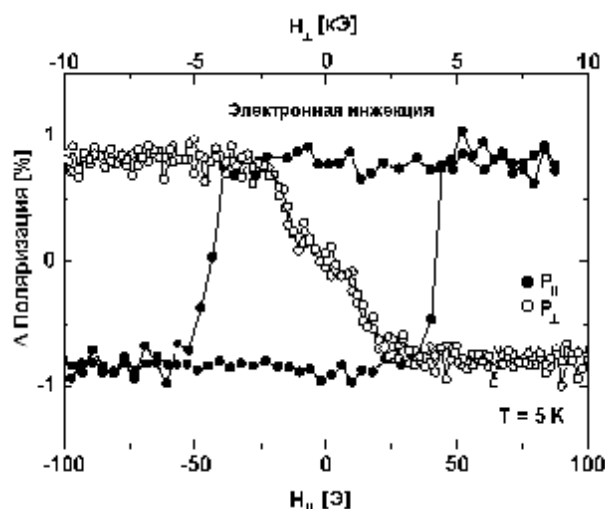


Рис.6.20. Степень циркулярной поляризации ЭЛ структур Зенеровского типа при 5 К в зависимости от величины магнитного поля, приложенного вдоль и перпендикулярно поверхности

Следует отметить очень низкие значения степени циркулярной поляризации излучения ( $\leq 1\%$ ) даже при температуре измерений 5 К.

### 6.3. Приборы, использующие эффект гигантского магнетосопротивления

#### 6.3.1. Двухполюсные диодные структуры

Во многих обзорах, посвященных спинтронике, считается, что ее история начинается со статьи, опубликованной в 1988 году (Phys. Rev. Letters, 1988, v.61, n.21, pp.2472-2475) группой под руководством проф. А.Ферта. Несколько подробнее рассмотрим эту пионерскую работу. На подложки GaAs (100) методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) были нанесены многослойные структуры Fe/Cr (Fe – ферромагнетик ФМ, Cr – антиферромагнетик). Варьировались толщина слоя и количество периодов. Обнаружено, что намагниченность зависит от толщины слоя Cr (рис.6.21).

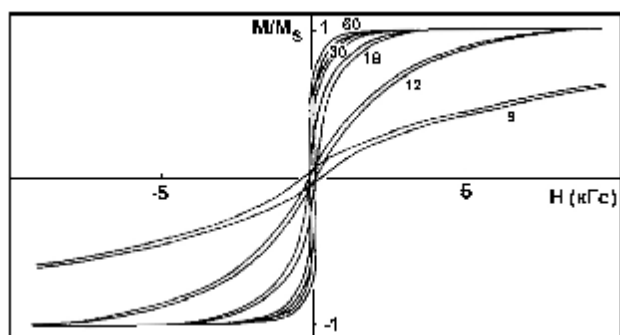


Рис.6.21. Петли гистерезиса при 4.2 К при приложении магнитного поля вдоль оси [110] в плоскости слоя для некоторых сверхрешеток Fe/Cr: [(Fe 6 нм)/(Cr 6 нм)]<sub>5</sub>, [(Fe 3 нм)/(Cr 3 нм)]<sub>10</sub>, [(Fe 3 нм)/(Cr 1.8 нм)]<sub>30</sub>, [(Fe 3 нм)/(Cr 1.2 нм)]<sub>10</sub>, [(Fe 3

нм)/(Cr 0.9 нм)]<sub>40</sub>, где нижний индекс указывает число периодов в каждом образце. Номер около каждой кривой представляет толщину слоев Cr (в ангстремах)

Вектор намагниченности находится в плоскости пленки. При интерпретации результатов авторы полагают, что антиферромагнитное (АФМ) связывание между соседними слоями Fe происходит, когда толщина слоя Cr  $d \leq 3$  нм. Чтобы преодолеть это антиферромагнитное связывание, необходимы поля  $\sim 2$  Т. При этом намагниченность насыщения  $\approx$  объемному значению для Fe. Измерения магнетосопротивления (МС) выполнены на прямоугольных образцах при 4.2 К и при комнатной температуре. Внешнее магнитное поле было направлено вдоль плоскости образца или перпендикулярно ей. На рис.6.22 приведены зависимости магнетосопротивления от величины внешнего приложенного поля при различных конфигурациях направлений тока и внешнего магнитного поля.

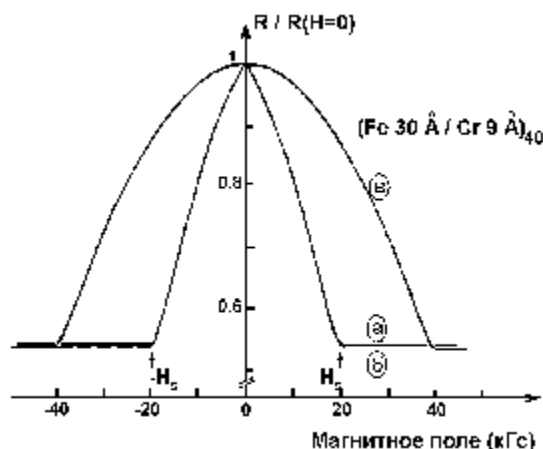


Рис.6.22. Магнетосопротивление сверхрешетки [(Fe 3 нм)/(Cr 0.9 нм)]<sub>40</sub> при 4.2 К. Ток течет вдоль оси [110], а поле приложено в плоскости слоя вдоль направления тока (кривая а), в плоскости слоя перпендикулярно току (кривая б) или перпендикулярно плоскости слоя (кривая с). Сопротивление в нулевом поле = 54 мкОм·см. Разница между кривыми при увеличении поля и уменьшении поля (гистерезис) мала, поэтому она не показана. Сверхрешетка покрыта защитным слоем Ag толщиной 10 нм. Это означает, что магнетосопротивление собственно сверхрешетки должно быть несколько выше

На рис.6.22 введено обозначение  $H_s$  – поле, которое необходимо, чтобы преодолеть АФМ связывание и насытить намагниченность. При направлении магнитного поля перпендикулярно поверхности необходимо преодолеть не только АФМ связывание, но и магнитную анизотропию, поэтому магнетосопротивление насыщается при более высоких полях, чем  $H_s$ . Когда толщина слоя Cr увеличивается, то как  $H_s$ , так и МС снижаются. Например, для структуры (Fe 3нм/Cr 1.8 нм)<sub>30</sub> величина  $H_s \approx 3$  кГс, а  $R_{min} \approx 0.87R$  ( $H=0$ ).

При переходе к комнатной температуре  $H_c$  уменьшается примерно на 30 %, а МС уменьшается приблизительно в 2 раза. Но значение МС еще очень велико при комнатной температуре.

В цитированной работе сделана только предварительная качественная интерпретация явления ГМС (гигантского МС), но уже используется мысль, что прохождение электронов между слоями Fe зависит от направления их спина по отношению к намагниченности. Т.е. сопротивление уменьшается, когда внешним магнитным полем вектора намагниченности в слоях Fe делаются параллельными.

Наиболее просто качественно понять причину ГМС можно на схематичном представлении трёхслойной структуры на рис.6.23, зонная диаграмма которой дана на рис.6.24. Будем считать, что все три слоя являются металлами. Крайние слои со стрелками, показывающими направление намагниченности, являются ферромагнитными проводниками. Между ними располагается немагнитный проводник. Он необходим для того, чтобы нарушить короткодействующее обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями и обеспечить возможность изменения взаимных направлений намагниченностей этих слоёв. Будем считать, что носителями тока являются электроны. В ферромагнетике электроны имеют преимущественную спиновую поляризацию, по направлению совпадающую с намагниченностью ферромагнетика. При указанной полярности электроны перемещаются из левого ферромагнитного контакта в немагнитный проводник. При этом происходит инжекция спин-поляризованных электронов. Левый переход играет роль поляризатора электронов. В результате инжекции в нормальном проводнике (средний слой) создаётся избыточная концентрация электронов со спином вверх. Такое явление называется спиновой аккумуляцией носителей тока с преимущественной ориентацией спина. Это состояние является неравновесным для немагнитного проводника, поскольку в равновесном состоянии обе ориентации спина равновероятны. Степень спиновой поляризации спадает по мере удаления от инжектора по экспоненциальному закону  $\sim \exp(x/\lambda_s)$ , где  $\lambda_s$  – длина спиновой диффузии, которая может многократно превосходить длину свободного  $\lambda$  пробега электронов (в металлах  $\lambda \sim 1$  нм). Спад спиновой поляризации происходит из-за рассеяния носителей тока. Правый контакт нормальный проводник – ферромагнитный проводник выполняет роль анализатора. При совпадении направлений намагниченностей в ферромагнитных левой и правой обкладках, как показано на рис.6.23, электроны свободно проходят сквозь анализатор. И структура имеет малое сопротивление. Если же направление намагниченности правого ферромагнетика изменится на противоположное, то

перемещение электронов из немагнитного слоя в правый ферромагнетик будет затруднено. В идеальном случае при 100% - ой спиновой поляризации электронов в намагниченном «вниз» ферромагнетике все состояния со спином вверх при абсолютном нуле температуры будут заняты. И перемещение электронов со спином вверх будет запрещено. В этом случае структура должна иметь бесконечное сопротивление при противоположных направлениях намагниченностей в крайних ферромагнитных слоях. При конечных температурах и не полной спиновой поляризации сопротивление структуры будет конечно, но больше чем при совпадающих намагниченностях ферромагнитных слоёв. Аналогичный эффект ГМС будет иметь место и при пропускании тока вдоль слоёв трёхслойной структуры ферромагнетик – нормальный проводник – ферромагнетик. Но они будут отличаться меньшим отношением сопротивлений при антипараллельной и параллельной намагниченностях слоёв. Такие структуры удобнее в исполнении в планарной технологии.

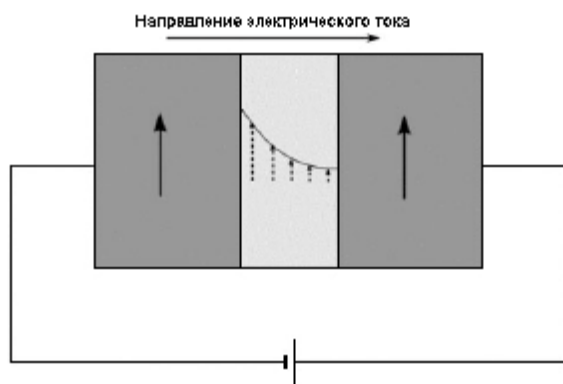


Рис. 6.23 Схема простого прибора с ГМС

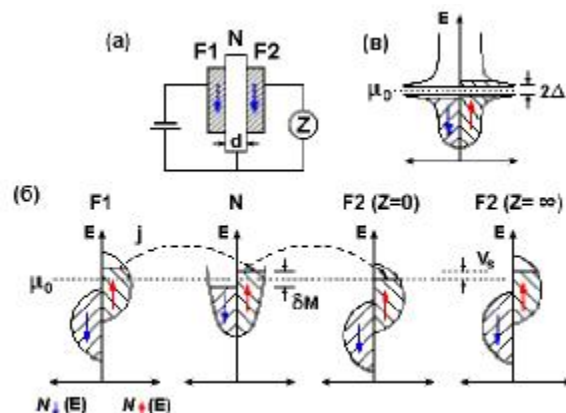


Рис.6.24. Спиновые инжекция, спиновая аккумуляция и спиновое детектирование в трёхслойной структуре на рис.6.23 в случае полной спиновой поляризации в ферромагнетиках [3]. На вставке (б) по горизонтали отложена плотность состояний  $N(E)$  для разных ориентаций спина

Приборы, в которых используется описанный вариант реализации ГМС, называются спиновыми клапанами. Схематическая конструкция спинового клапана показана на рис.6.25. Структура является четырёхслойной. Верхние три слоя это то же, что и на рис.6.23. Нижний слой является антиферромагнетиком. Он необходим, чтобы за счёт обменного взаимодействия с вышележащим ферромагнитным слоем зафиксировать намагниченность этого ферромагнитного слоя. В результате при умеренном управляющем внешнем магнитном поле, изменение его ориентации будет изменять направление намагниченности

только верхнего «свободного» ферромагнитного поля. В результате внешним полем может быть установлено или высоко проводящее состояние или низко проводящее состояния.

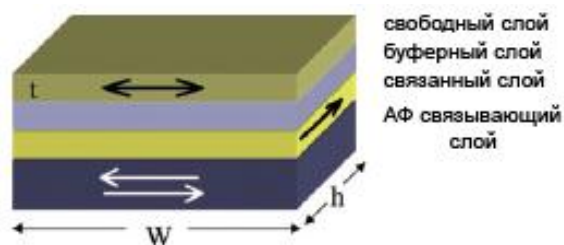


Рис.6.25. Схема спиновоего клапана [1]

Спиновые клапаны вызывают особый интерес у разработчиков систем магнитной памяти на жёстких дисках, поскольку их размеры могут быть много меньше, чем у магнитных считывающих головок с ферромагнитным магнитопроводом и медной обмоткой. Считывающие головки на основе явления ГМС со спиновым клапаном в настоящее время уже применяются в компьютерной технике. В перспективе возможно считывание информации с жёстких дисков с объёмом памяти до  $10^{12}$  байт (1 Терабайт). Главное требование, чтобы спиновый клапан мог изменять своё сопротивление на 20% в магнитном поле около 20 Э. Это требование почти реализуется, например, в структуре, описанной в книге [2]. В качестве ферромагнитных обкладок применяются слои пермаллоя (NiFe) толщиной 5 нм, между которыми располагается слой меди толщиной 2.5 нм. В качестве антиферромагнетика создаётся слой MnFe толщиной 5 нм. На рис.6.25 показано, что такая структура обладает ГМС при комнатной температуре, чувствительность к внешнему полю можно увеличить при последовательном соединении двух структур. Для сравнения приведён «отклик» на магнитное поле плёнки пермаллоя.

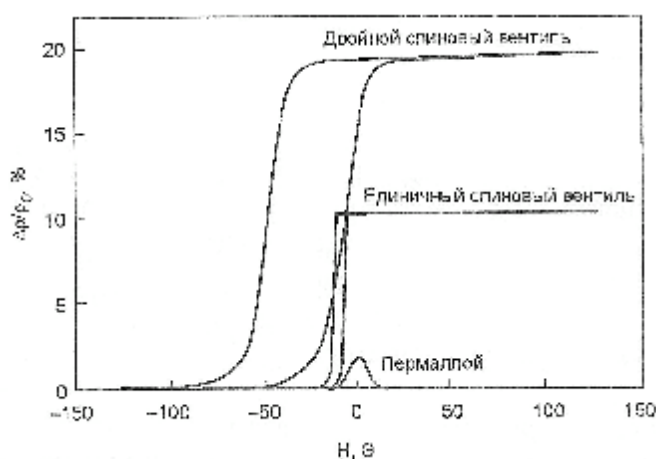


Рис.6.25. Сравнение отклика пермаллоя и структур типа спиновый клапан на

Другой реализацией спинового клапана является структура с ферромагнитными обкладками разделёнными туннельно прозрачной диэлектрической прослойкой (FIF – структура). На рис.6.26 показана зонная диаграмма такой структуры. Принцип действия похож на таковой для структуры на рис.6.23. Диэлектрический слой разрывает обменную связь между ферромагнитными слоями. Достоинство такой структуры в малой потере спиновой поляризации при туннелировании электронов.

На рис.6.28 приведены экспериментальные данные для туннельной трёхслойной структуры FIF, где роль магнитно мягкого материала выполняет слой кобальта, магнитно жёсткого материала – слой из сплава кобальта и железа. Туннелирование происходит сквозь плёнку оксида алюминия. Для сравнения приведены отклики на магнитное поле плёнки кобальта и плёнки CoFe. Видно, что при комнатной температуре наблюдается ярко выраженное ГМС со 100% - ным изменением сопротивления при поле около 150 Э.

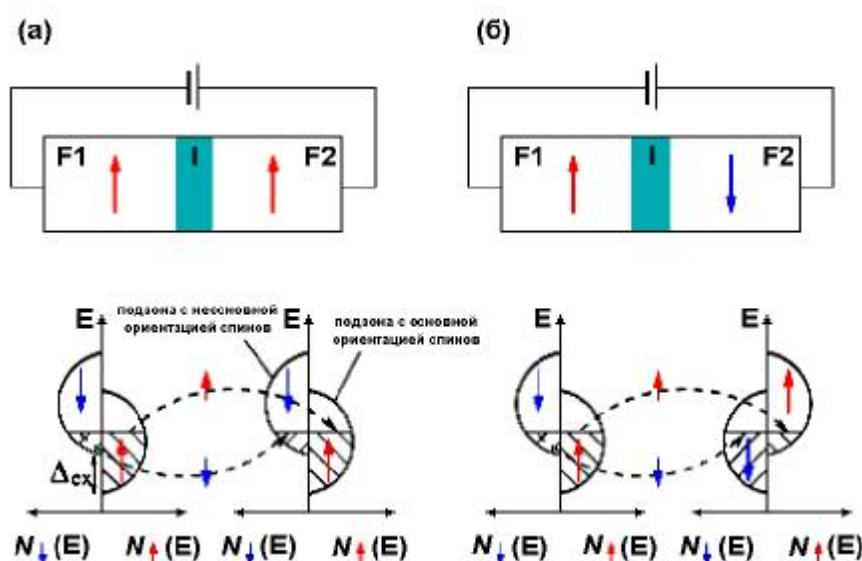


Рис.6.27. Схематическая иллюстрация электронного туннелирования в структуре ферромагнетик – изолятор – ферромагнетик (FIF) при (a) - совпадающих направлениях намагниченностей и (b) – антипараллельной ориентации этих намагниченностей

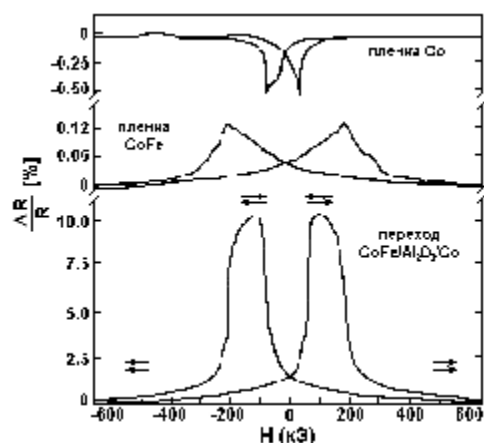


Рис.6.28. Экспериментальное проявление спинового туннелирования в структуре  $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{CoFe}$  (из работы [43] в обзоре [1]). Показано относительное изменение сопротивления в зависимости от магнитного поля, ориентированного в плоскости плёнки

Перспективным, но пока не технологичным является вариант спинового клапана со структурой ферромагнетик – углеродная нанотрубка (УНТ) – ферромагнетик. Привлекательность этого варианта связана с высокой подвижностью носителей тока в УНТ и, даже, возможностью баллистического переноса электронов при достаточно малой длине трубки. На рис.6.29 показано полученное с помощью электронного микроскопа изображение такого клапана и отклик сопротивления структуры на магнитное поле. Как видно, изменение сопротивления в поле около 500 Э достигает 6%. Это пока не много, но в данной экспериментальной реализации далеко не является пределом совершенства такого типа приборов.

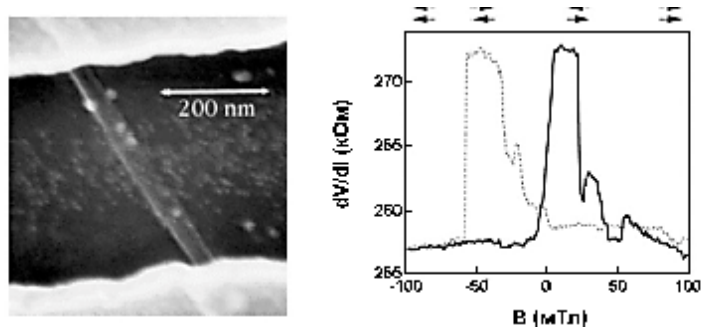


Рис.6.29. Электронно-микроскопическое изображение 40 нм УНТ, соединяющей ферромагнитные контакты из кобальта (а) и измеренное магнетосопротивление (b) (из работы [128] в обзоре [1])

Рассматривался [1] вариант спинового клапана в сочетании с явлением кулоновской блокады туннелирования, показанный на рис.6.30. Дискретное туннелирование происходит сквозь наночастицы кобальта осевшие на вертикальной части ступеньки,



вытравленной на кремниевой подложке. Предполагается использовать быстроедействие одноэлектронного прибора с обеспечением возможности управления магнитным полем.

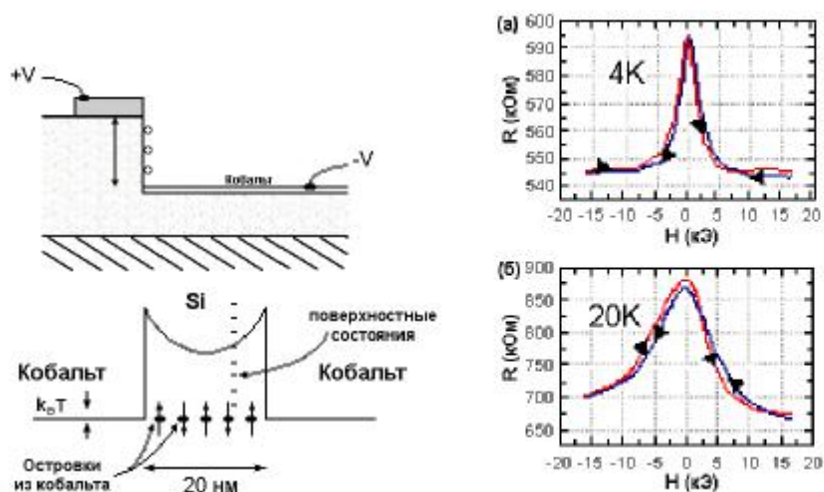


Рис.6.30. Структура с двумя барьерами Шоттки кобальт – кремний и кулоновской блокадой туннелирования сквозь цепочки гранул кобальта слева и результаты измерения магнетосопротивления справа

### 6.3.2. Трёхполюсные транзисторные структуры

Особенно интересными являются трёхполюсные, транзисторные варианты приборов со спиновой поляризацией. Пионерский вариант полупроводникового спинового транзистора Датта и Даса был рассмотрен в главе 4 и в п.6.1 этой главы. Транзистор Джонсона был рассмотрен в главе 4. Здесь мы резюмируем главные особенности транзистора Джонсона и кратко проиллюстрируем иные опубликованные в литературе идеи использования ГМС и других эффектов, ранее апробированных в немагнитных полупроводниковых приборах. Транзистор Джонсона является интересным, но видимо мало полезным для практических применений. В самом простом виде он схематично показан на рис.6.31. Важно, что этот транзистор может быть полностью металлическим. Интересен он тем, что в такой структуре явление спиновой инжекции, спиновой аккумуляции и спинового детектирования проявляется в виде выходной электродвижущей силы обусловленной диффузионным переносом спин-поляризованных электронов от эмиттера – левого перехода ферромагнетик/нормальный металл к коллектору – переходу нормальный металл/ферромагнетик. На рис.6.31 нормальный металл обозначен как парамагнетик, поскольку во многих нормальных металлах превалирует обусловленный электронами проводимости парамагнетизм Паули (см. гл.2).

Но особенно привлекательным в прикладном плане является транзистор со спиновым клапаном в базе и баллистическим переносом горячих электронов от эмиттера к

коллектору (SVT –транзистор) на рис.6.32. На монокристаллической кремниевой подложке с кристаллографической ориентацией (111) нанесена многослойная металлическая структура Pt(2 нм)/NiFe(3 нм)/Au(3.5 нм)/Co(3 нм)/Au(2+2 нм) спинового

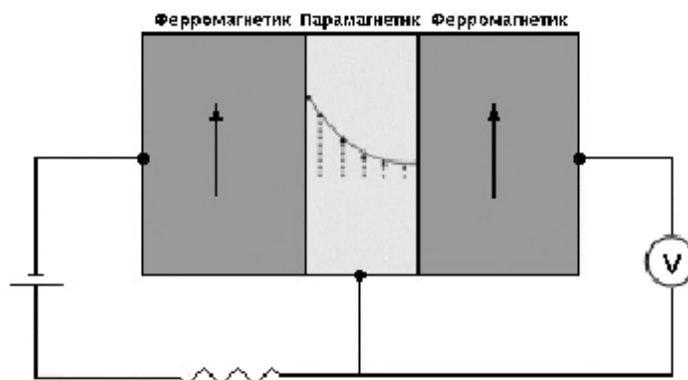


Рис.6.31. Транзистор Джонсона [1]

клапана, одновременно выполняющего роль базы транзистора. Сверху наносится эмиттерный слой кремния с ориентацией (100). Барьер Шоттки между этим слоем и металлической базой, включённый в прямом направлении, инжектирует электроны с одинаковой ориентацией спинов. Ферромагнитный слой магнитно мягкого материала пермаллоя NiFe легко перемагничивается внешним магнитным полем. Ферромагнитный слой кобальта является магнитно жёстким. При одинаковой ориентации намагниченностей ферромагнитных слоёв базы сквозь неё легко проникает половина электронов эмиттера со спином совпадающим с направлением намагниченности этих ферромагнитных слоёв базы. Электроны из эмиттера с противоположной ориентацией спинов задерживаются спиновым клапаном базы. Те, что просочились, быстро теряют энергию, задерживаются барьером Шоттки коллектора и вытягиваются через базу источником тока в цепи эмиттер – база. При противоположной намагниченности ферромагнитных слоёв базы рассеиваются и слабо проникают в коллектор инжектированные электроны с обеими ориентациями спинов. В таком приборе сочетаются замечательные свойства магнитно управляемого прибора и сверхбыстродействие баллистического транзистора с нанометровой металлической базой, через которую осуществляется электрическое управление. Быстродействие таких транзисторов может быть порядка  $10^{12}$  герц (~1 ТГц). На рисунке 6.33 приведены экспериментальные зависимости тока коллектора лабораторной реализации SVT –

транзистора от магнитного поля, свидетельствующие о сверхвысокая чувствительности прибора к магнитному полю.

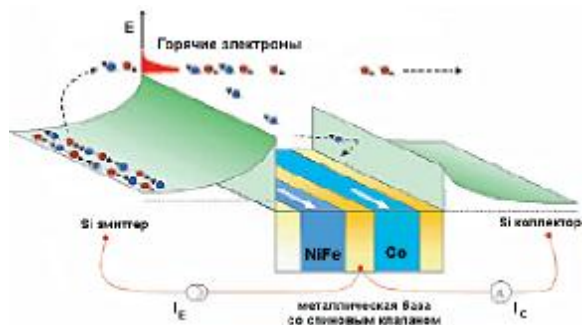


Рис.6.32. Схематическая структура и зонная диаграмма спинового транзистора на горячих электронах со спиновым клапаном в металлической базе (SVT –транзистор) [4]

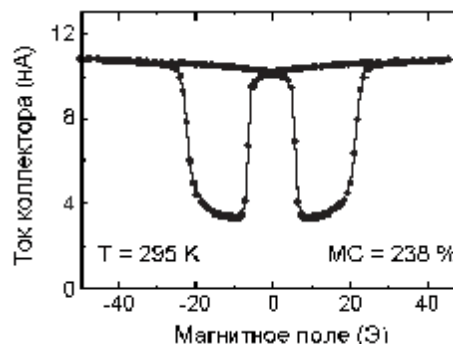


Рис.6.33. Ток коллектора SVT –транзистора в зависимости от магнитного поля с Si(100) – эмиттером, Si(111) – коллектором и базой: Pt(2 нм)/NiFe(3 нм)/Au(3.5 нм)/Co(3 нм)/Au(2+2 нм) [4]. Ток эмиттера  $I_E=2\text{мА}$ , напряжение база – коллектор  $V_{BC} = 0$  и температура  $T = 295\text{ К}$

Видно, что при комнатной температуре в слабом магнитном поле меньше 20 Э магнетосопротивление составляет 238 %. Кривая намагничивания имеет гистерезисный характер. Это означает, что такой прибор одновременно может выполнять функцию запоминания информации.

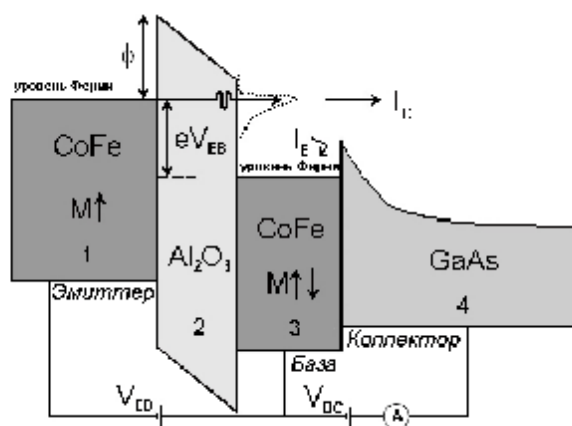


Рис.6.33. Схематичная энергетическая диаграмма магнитного туннельного транзистора (из работы van Dijken, см ссылку в обзоре [3])

Представляет интерес и вариант баллистического транзистора с туннельно прозрачной структурой металлической ферромагнетик/ диэлектрик/металлический ферромагнетик (FIF – структура) на монокристаллической полупроводниковой подложке (рис.6.33).

Область 1 - это ферромагнитный слой CoFe эмиттера с фиксированной намагниченностью. Диэлектрический слой 2 из оксида алюминия  $Al_2O_3$  играет роль туннельного барьера. Область 3 из CoFe является металлической базой транзистора. Барьер Шоттки между слоем 3 и подложкой арсенида галлия является коллектором электронов. При малой толщине слоя CoFe базы он является более магнитно-мягким (с меньшей коэрцитивной силой) чем аналогичный слой эмиттера. Тем самым обеспечивается возможность управления взаимной ориентацией намагниченностей этих ферромагнитных слоёв внешним магнитным полем. Баллистический транспорт носителей тока сквозь сверхтонкую базу обеспечивает терагерцовое быстродействие этого магнитно-управляемого прибора.

#### **6.4. Структуры с наведённым током переключением намагниченности**

Выше говорилось об открытии Грюнбергом и Фертом [5,6] явления гигантского магнетосопротивления в слоистых структурах из ферромагнитных слоёв, разделённых немагнитным проводником или туннельной диэлектрической прослойкой. Такие структуры в настоящее время широко применяются в устройствах считывания информации с жёстких дисков. Можно показать, что независимо от начальных условий, когда ток таков, что электроны движутся от плёнки с фиксированным магнитным моментом  $M_{fix}$  к плёнке со свободным перемагничиванием  $M_{free}$ , намагниченность с  $M_{free}$  поворачивается и становится параллельной  $M_{fix}$ . Аналогично, когда ток имеет противоположное направление  $M_{free}$  переключается в антипараллельную ориентацию. Этот эффект был предсказан Дж. Слоунзунски и Л. Берже и впервые наблюдался Кейтингом и др. Ссылки на эти работы даны в [7], где также показан пример «обратного» эффекта переключения намагниченности током, когда два направления тока меняются ролями. В первых экспериментах с металлическими структурами Co/Cu/Co это явление действительно имело место, но для переключения током сквозь структуру направления намагниченности  $M_{free}$  требовалась слишком высокая плотность тока  $\sim 10^7$  А/см<sup>2</sup>. Недавно авторам работы [8] удалось, правда при гелиевых температурах, снизить на два порядка до  $\sim 10^5$  А/см<sup>2</sup> плотность тока переключения в полупроводниковой туннельной структуре GaMnAs/InGaAs/GaMnAs. На рис.6.34 показана гистерезисная вольтамперная характеристика такого туннельного контакта.

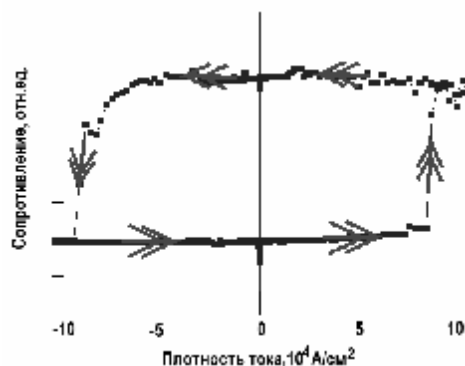


Рис.6.34. Вольтамперная характеристика туннельного контакта GaMnAs/InGaAs/GaMnAs при 5K.

Особый интерес к переключаемым собственным током структурам обусловлен стремлением к созданию безмеханических систем магнитной памяти Magnetic Random Access Memory (MRAM), конструкция которых показана на рис.6.35. При использовании элементов FNF с GMR, переключаемых внешним полем потребовались бы дополнительные токовые шины, магнитное поле которых переключало бы магнитные элементы. Но у линейных проводников магнитное поле медленно спадает с расстоянием приблизительно по логарифмическому закону. Поэтому поле такой шины будет воздействовать не только на нужные элементы памяти, но и на соседние элементы. А в случае самопереключающихся элементов магнитное поле локализовано только на данном элементе в пересечении шин на рис.6.35. Вдобавок конструкция MRAM оказывается много проще, что добавочно способствует существенному увеличению плотности записи информации.

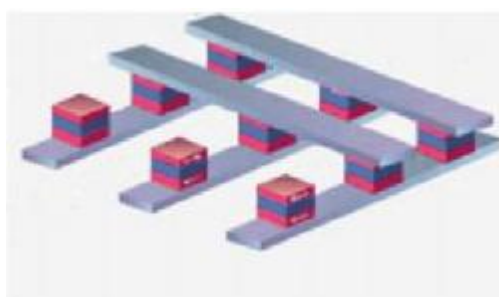


Рис.6.35. Конструкция MRAM на магнитных ячейках ферромагнетик/немагнитный материал/ферромагнетик.

### 6.5. Электронный спин-резонансный транзистор для квантовых вычислений

Важное место в ряду приборов спинтроники занимают разрабатываемые модели приборов, предназначенных для квантовых вычислений. Целый ряд систем в последнее

время был предложен для физической реализации квантового компьютера. Они включают: ионные ловушки, ядерный магнитный резонанс, оптические логические вентили, джозефсоновские переходы и полупроводниковые наноструктуры.

Идея создания спин-резонансного транзистора (SRT), который может быть использован для квантовых вычислений принадлежит Кейну [9]. Он предложил интересную модель, в которой роль кубитов выполняют ядерные спины стабильного изотопа фосфора  $^{31}\text{P}$ , введенного в кремний в качестве легирующей примеси. При низких температурах (0.1К) электрон локализуется на доноре и через сверхтонкое взаимодействие ( $\sim\text{ASI}$ ) его спин связан с ядерным спином посредством Ферми-контактного взаимодействия:

$$A = \frac{1}{\hbar} \frac{8p}{3} g_0 g_n m_B m_n |y(0)|^2, \quad (6.10)$$

$$\hbar n_A = 2 g_n m_n B + 2A + 2A^2 / m_B B. \quad (6.11)$$

В транзисторе Кейна контроль за состоянием кубитов осуществляется с помощью электрода затвора А, расположенного над каждым кубитом. Напряжением на затворе А можно манипулировать перекрытием волновой функции донорного электрона с ядром, и тем самым, меняя сверхтонкое взаимодействие, контролировать частоту прецессии ядерного спина, при этом, глубина перестройки частоты  $\alpha=30\text{МГц/Вольт}$ . Таким образом, будет осуществляться однокубитовая операция.

Для проведения двухкубитовой операции, между двумя электродами А нужно расположить электрод затвора J, с помощью которого можно уменьшать потенциальный барьер между соседними кубитами, давая возможность соседним ядерным спинам взаимодействовать посредством электронного спинового обмена между соседними атомами фосфора:

$$4J(r) = 1.6 \frac{e^2}{\epsilon a_b} \left( \frac{r}{a_b} \right)^{5/2} \exp\left( \frac{-2r}{a_b} \right), \quad (6.12)$$

$$\hbar n_j = 2A^2 \left( \frac{1}{m_B B - 2J} - \frac{1}{m_B B} \right). \quad (6.13)$$

При  $B=2T$ ,  $4J/h=30GHz$  перестройка частоты, согласно (6.13) составит 75 kHz.

На рис 6.36 проиллюстрирована возможная реализация модели Кейна.

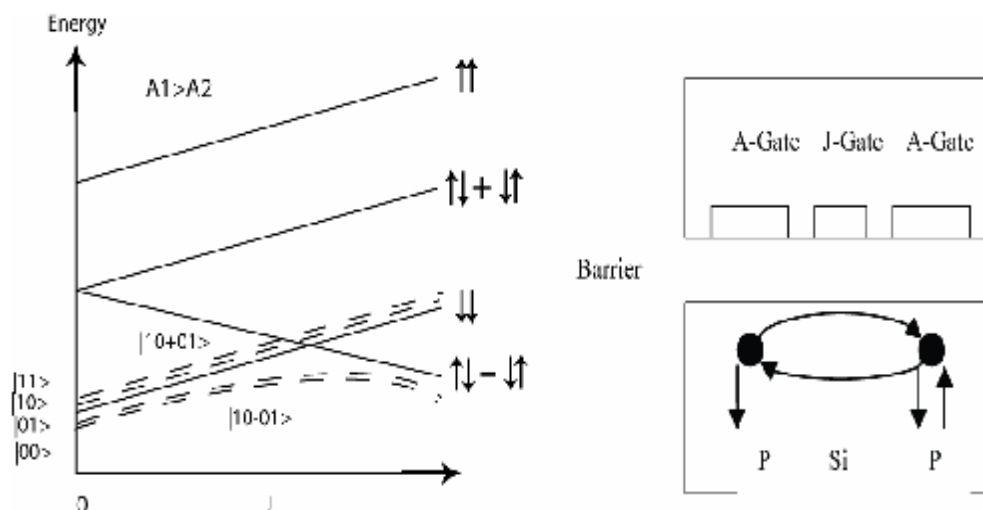


Рис 6.36. Иллюстрация модели спин-резонансного транзистора Кейна. а-структура уровней спиновой системы кубитов  $S=1/2$ ,  $I=1/2$  в магнитном поле  $B$ , в зависимости от параметра обменного взаимодействия  $J$ .

Ввиду низкой чувствительности ЯМР эффект спинового резонанса предполагается использовать в таком устройстве не для считывания информации о состоянии спинов, а только для манипулирования спиновыми состояниями. Предполагается, что более надежным способом измерения спинового ядерного состояния при квантовых вычислениях будет электронный способ, через взаимодействие ядерного спина с электронным и далее, через влияние изменений в электронной поляризации на характеристики электронного устройства (например, на ток, протекающий в одноэлектронном транзисторе).

Скорость потери фазовой когерентности между кубитами характеризуется в такой квантовой системе временем дефазировки  $T_2$ , рассмотренным выше в главе 5. В кремнии это время для ядерных спинов очень большое. Кроме того, его можно существенно увеличить, если использовать кремний, обогащенный изотопом с нулевым ядерным спином ( $^{28}Si$ ).

В работе [10] предложен вариант спин-резонансного транзистора, в котором идея Кейна применена к гетероструктурам с контролируемой зонной структурой и который основывается на последних достижениях технологий эпитаксиального выращивания кремний-германиевых гетероструктур. Поэтому, по мнению авторов [10] он наиболее близок к практической реализации. Одно- и двухкубитовые операции в этом варианте

транзистора будут осуществляться с применением одного электрода затвора. Импульсом электрического поля волновая функция электрона, локализованного на доноре будет смещаться от легирующего иона в слои, имеющие различную композицию сплавов. Благодаря изменению g-фактора электрона при смещении электронной плотности из одного слоя в другой ( $\text{Si}:g=1.998$ ,  $\text{Ge}:g=1.563$ ), будет изменяться зеемановская энергия электронного спина, что позволит осуществить однокубитовую операцию. При дальнейшем смещении электрона будет происходить перекрытие с соседними кубитами, что позволит произвести двухкубитовую операцию. Зонная диаграмма предлагаемой транзисторной структуры проиллюстрирована на рис. 6.37.

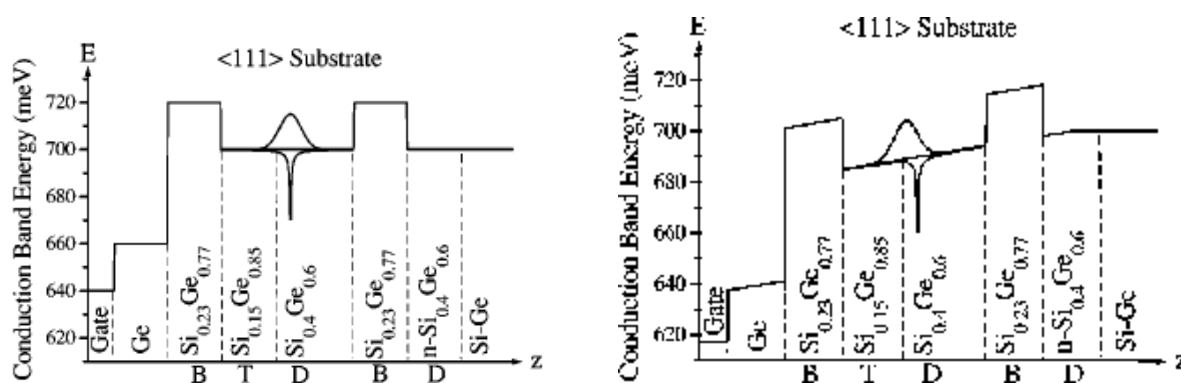


Рис. 6.37. Зонные диаграммы спин-резонансного транзистора, показывающие кулоновскую потенциальную яму донора расположенного в слое  $\text{Si}_{0.4}\text{Ge}_{0.6}$  и распределение электронной плотности в отсутствие и при приложении напряжения на затворе.

Как видно из рисунка, донор расположен в области потенциальной ямы, и его электронная плотность ограничена потенциальными барьерами, образованными слоями  $\text{Si}_{0.23}\text{Ge}_{0.77}$ . При нулевом поле затвора электронная плотность симметрична относительно потенциальной ямы самого донора и преимущественно электрон будет находиться в слое  $\text{Si}_{0.4}\text{Ge}_{0.6}$ , где g-фактор имеет значение 1.998. При приложении напряжения к затвору, электронная плотность будет смещаться от донорного иона в слой  $\text{Si}_{0.23}\text{Ge}_{0.77}$ , обогащенный германием и имеющий g-фактор, равный 0.823 (или 1.563, если использовать ориентацию подложки (001)). При дальнейшем увеличении потенциала затвора, электронная плотность будет прижиматься к барьеру и в результате z-конфайнмента волновая функция электрона будет расширяться в xy-плоскости обеспечивая перекрытие между соседними кубитами, как показано на рис. 6.38.



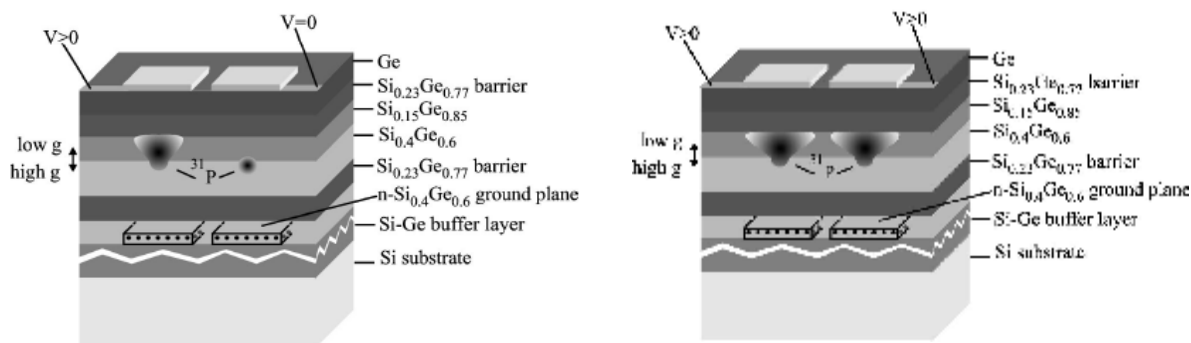


Рис. 6.38. Структуры гетерослоев в спин-резонансном транзисторе, показывающие распределение электронной плотности между донорами в отсутствии и при приложении напряжений на затворах.

Возможность создания гетероструктур для реализации спин-резонансного транзистора, приведенных на рис. 6. 2 можно проиллюстрировать с помощью зависимостей энергий L- и X- зон от состава Si-Ge гетероструктур. Видно, что при концентрации германия  $\sim 0.7\%$  эти зоны пересекаются и возникают области слева и справа от этой точки (точка B) с меньшими энергиями (точки D и T).

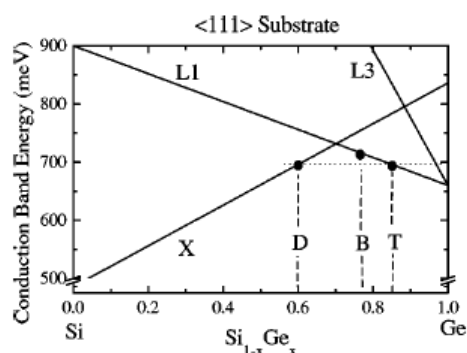


Рис. 6.39. Зависимости энергий L- и X- зон от состава Si-Ge гетероструктур.

Такой вариант SRT вместо прецессии ядерных спинов в операциях над кубитами позволяет использовать только электронные спины. По мнению авторов [10] это даст ряд преимуществ по сравнению с моделью Кейна. Прежде всего, это переход в диапазон значительно больших частот (ГГц) (МГц – в модели Кейна), а также большую селективность при перестройке частот за счет прикладываемого напряжения на затворе (рис. 6.40).

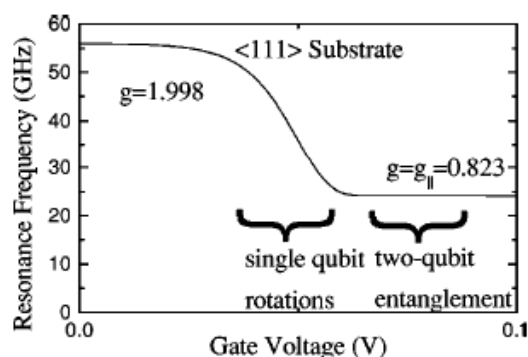


Рис. 6.40. Зависимость резонансной частоты спинов от напряжения на затворе.

### Литература к главе 6

1. Spin electronics – review / J.F. Gregg, I. Petej, E. Jougelet, C. Dennis // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2002. - V.35. – P.R121-R155.
2. И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин, О.В. Стонгей. Новые направления физического материаловедения. Воронеж: Изд. Воронежского госуниверситета, 2000. – 360 с.
3. Zutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Modern Phys. 2004. - V.76. – P.323-410.
4. Jansen, J. The spin-valve transistor: a review and outlook / J. Jansen // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2003. - V.36. P. R289-R308.
5. Грюнберг, П.А. От спиновых волн к гигантскому магнетосопротивлению и далее / П.А. Грюнберг // Успехи Физических Наук. – 2008. – Т.178, в.12. – С.1349-1358.
6. Ферт, А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники / А. Ферт // Успехи Физических Наук. – 2008. – Т.178, в.12. – С.1337-1348.
7. Spin-transfer phenomena in layered magnetic structures: Physical phenomena and materials aspects / P. Grunberg, D.E. Burgler, H. Dasso, A.D. Rata, C.M. Schneider // Acta Materialia. – 2007. – V.55. – P.1171-1182.
8. Spin-transfer experiments on (Ga,Mn)As/(In,Ga)As/(Ga,Mn)As tunnel junctions / M. Elsen, O. Boulle, J.-M. George, H. Jaffres, R. Mattana, V. Cros, A. Fert, A. Lemaitre, R. Giraud, G. Faini // Phys.Rev. B. -2006. - V.73. – P.035303.
9. Kane, B.E. A silicon-based nuclear spin quantum computer / B.E. Kane // Nature. – 1998. – V.393, n.6681 – P.133-137.
10. Electron-spin-resonance transistors for quantum computing in silicon-germanium heterostructures / R. Vrijen, E. Yablonovitch, K. Wang, H.W. Jiang, A. Balandin, V. Roychowdhury, T. Mor, D. DiVincenzo // Phys. Rev. A. -2000. – V.62. – P.012306.

## ПОСЛЕСЛОВИЕ

В заключении подчеркнём, что спинтроника - это стремительно развивающееся новое научное направление. Оно находится на начальном пути развития, хотя уже есть важные практически полезные достижения. Наиболее значимой является разработка спинового клапана, идея и физические основы которого были заложены лауреатами Нобелевской премии 2007 года проф. А. Фертом (Франция) и П. Грюнбергом (Германия).



**Альберт Ферг**



**Петер Грюнберг**

Сверхминиатюрные датчики магнитного поля на основе спинового клапана уже сегодня используются в системах считывания информации с жёстких дисков. Близки к практическому применению магнитные баллистические транзисторы с металлической базой, в которую встроен спиновый клапан. Такие транзисторы могут быть основой как сверхминиатюрных датчиков магнитного поля, так и совершенно нового направления микро- или наноэлектроники с обработкой и запоминанием информации в одном чипе без применения электромеханических устройств. Несколько более отдалённой, но вполне ожидаемой в ближайшем будущем является перспектива применения магнитно управляемых светоизлучающих и светодетектирующих устройств в спиноптоэлектронике

для разработки сверхбыстродействующих фотонных процессоров и особенно привлекательной идеи реализации квантовых компьютеров. Вполне вероятно, что в приборах будущего будут реализованы другие полезные свойства ферромагнетиков. Например, ферромагнитный резонанс, аномальный эффект Холла в нанометровых структурах. Нуждаются в более глубоком осмыслении релаксационные эффекты связанные с динамикой спинов. На начальной стадии является исследование много обещающих разбавленных магнитных полупроводников. Хотя по части таких материалов имеются успехи синтеза наноразмерных слоёв на основе соединений  $A^3B^5$ , Ge и Si, легированных переходными элементами группы железа. Наиболее высокотемпературные материалы с точкой Кюри до 500 К синтезированы в Нижегородском госуниверситете в лабораториях НИФТИ Б.Н. Звонкова и В.В. Подольского с участием соавторов этого учебного пособия [1-5].

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Правительству Российской Федерации за материальную поддержку в рамках приоритетного Национального проекта "Образование". Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант ВР1М01), Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 03-02-16777а, 05-02-16624а, 05-02-17362а, 08-02-01222а, 05-02-16449а 08-02-00964а, 09-03-97041р\_поволжье\_а, 08-02-97038), Программы ОФН РАН "Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника", гранта МНТЦ G-1335, грантов РНП 2.1.1/2833, 2.1.1/1634, 2.2.2.2./4297. Авторы признательны Т.В. Даниловой и аспиранту каф. ЭТТ ННГУ С.Н. Гусеву за помощь в техническом оформлении пособия.

### **Литература к Послесловию:**

1. Свойства слоёв GaSb:Mn, полученных осаждением из лазерной плазмы / Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, Ю.Н. Дроздов, В.П. Лесников, В.В. Подольский // Физика и Техника Полупроводников. – 2005. - Т.39, в.1. - С.8-12.
2. Ferromagnetism in epitaxial layers of gallium and indium antimonides and indium arsenide supersaturated by manganese impurity / Yu.A. Danilov, E.S. Demidov, Yu.N. Drozdov, V.P. Lesnikov, V.V. Podolskii, M.V. Sapozhnikov, A.P. Kasatkin // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2006. - V.300. - P.e24-e27.

3. Ферромагнетизм в эпитаксиальных слоях германия и кремния, пересыщенных примесями марганца и железа / Е.С. Демидов, Ю.А. Данилов, В.В. Подольский, В.П. Лесников, М.В. Сапожников, А.И. Сучков // Письма в ЖЭТФ. – 2006. - Т.83. - С.664-667.
4. Ферромагнетики на основе алмазоподобных полупроводников GaSb, InSb, Ge и Si, пересыщенных примесями марганца или железа при осаждении из лазерной плазмы / Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников, М.В. Сапожников, Д.М. Дружнов, С.Н. Гусев, Б.А. Грибков, Д.О. Филатов, Ю.С. Степанова, С.А. Левчук // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2008. - Т.133, в.1. - С.1-8.
5. High Temperature Ferromagnetism in Laser Deposited Layers of Silicon and Germanium Doped with Manganese or Iron Impurities / E.S. Demidov, B.A. Aronzon, S.N. Gusev, V.V. Karzanov, A.S. Lagutin, V.P. Lesnikov, S.A. Levchuk, S.N. Nikolaev, N.S. Perov, V.V. Podolskii, V.V. Rylkov, M.V. Sapozhnikov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2009. - V.321. - P.690–694.