

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Астраханский государственный университет»

Выполнил:

Локотош Дарья Евгеньевна

кафедра материаловедения и сварки

Астрахань – 2019 г.

8.9 Magnetoresistance

The change in resistance, R , of a material under an applied magnetic field H is known as magnetoresistance.

The magnetoresistance $\Delta p/p$ is usually defined by
$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{R(H) - R(o)}{R(o)}$$

It is a technologically useful quantity because magnetoresistive sensors are extensively used in applications (e.g. for measuring the magnetic field from the magnetic strip on a credit card).

A free electron gas shows no magnetoresistance, even with an anisotropic effective mass; magnetoresistance only appears in models with more than one carrier, and its high field behavior depends on the topology of the Fermi surface.

The effect was first discovered in 1856 by Lord Kelvin (then William Thomson) who was examining the resistance of an iron sample.

8.9 Магнетосопротивление

Изменение сопротивления R , материала, находящегося во внешнем магнитном поле H , известно как магнетосопротивление.

Магнетосопротивление $\Delta p/p$ обычно определяется как:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{R(H) - R(o)}{R(o)}$$

Это технологически полезная величина, потому как датчики магнетосопротивления широко используются в устройствах (например, для измерения магнитного поля с магнитной полосы кредитной карты).

Свободный электронный газ показывает отсутствие магнетосопротивления, даже с анизотропной эффективной массой; магнетосопротивление появляется только в моделях с большим, чем одним носителем заряда, и это поведение больших полей зависит от топологии поверхности Ферми.

Эффект впервые был открыт в 1856 году Лордом Кельвином (Уильям Томсон), который исследовал сопротивление в образце железа.

Он обнаружил, что 0,2% увеличения сопротивления железа, происходит

<p>He found a 0.2% increase in the resistance of the iron when a magnetic field was applied longitudinally, and a 0.4% decrease when the field was applied in the transverse direction.</p> <p>8.9.1 Magnetoresistance of ferromagnets</p> <p>The observation of negative magnetoresistance in ferromagnets is a very puzzling one.</p> <p>When a metal carries a current, the displacement of electrons to different parts of the Fermi surface is such that scattering is minimized; the electrons find the path of least dissipation to cross the sample.</p> <p>Hence, if electrons are forced to take a different path, because of the presence of an applied magnetic field for example, they would take a path which leads to more scattering.</p> <p>Thus, in general, a positive magnetoresistance is expected.</p> <p>A negative magnetoresistance can sometimes be observed at low</p>	<p>тогда, когда магнитное поле было приложено продольно, и на 0,4% меньше, когда поле было приложено в поперечном направлении.</p> <p>8.9.1 Магнетосопротивление ферромагнетиков</p> <p>Наблюдение отрицательного магнетосопротивления в ферромагнетиках очень загадочный процесс.</p> <p>Когда в металле протекает ток, смещение уровней электронов в разных частях поверхности Ферми такова, что рассеивание минимально; электроны находят путь наименьшего рассеивания, пересекая образец. Следовательно, если электроны вынуждены принять другое направление из-за наличия приложенного магнитного поля, то, они будут перемещаться по направлению, которое приводит к большему рассеиванию.</p> <p>Таким образом, в общем, положительное магнетосопротивление существует, как это и ожидалось. Отрицательное магнетосопротивление может иногда наблюдаться при низких температурах в образцах, которые малы</p>
--	---

temperatures in samples which are thin compared to the mean free path.

If a magnetic field is applied in the plane and perpendicular to the current direction, the electron paths describe orbits with smaller diameters and therefore surface scattering is reduced.

However, in ferromagnets, the explanation of the negative magnetoresistance must be entirely different.

A very important insight into this problem was provided by Mott who considered the transport properties of Ni (see Fig. 8.18 for a schematic diagram of the spin-split bands), in which only a few eV are needed to change the configuration from $(3d^8 4s^2)$ to $(3d^9 4s^1)$ or $(3d^{10})$.

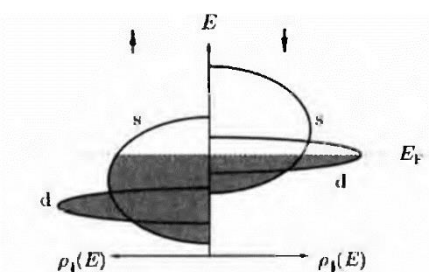


Fig. 8.18 The spin-split bands in a ferromagnet

по сравнению с длиной свободного пробега.

Если магнитное поле приложено в плоскости и перпендикулярно направлению тока, электрон идет в направлении орбит с меньшими диаметрами и, следовательно, поверхность рассеяния уменьшается. Тем не менее, в ферромагнетиках, объяснение отрицательного магнетосопротивления будет совершенно иным.

Очень важное понимание этой проблемы было описано Мотт(ом), который рассмотрел транспортные свойства никеля (см. 8.18 для схемы спин-расщепленных уровней), в которых лишь несколько эВ, необходимы для изменения конфигурации из $(3d^8 4s^2)$ в $(3d^9 4s^1)$ или $(3d^{10})$.

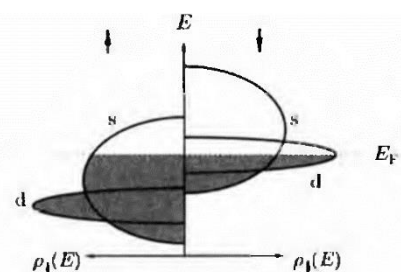


Fig. 8.18 The spin-split bands in a ferromagnet

In general, Ni is considered to be ($3d^{9.4}4s^{0.6}$).

The d band is very narrow (which is a necessary condition for ferromagnetism in transition metals so that $g(E_F)$ is large and the Stoner criterion is satisfied), and hence $m_d^* \gg m_e$. As the s bands are nearly free, $m_s^* \sim m_e$. Hence, the conductivity σ , which is given by

$$\sigma = \frac{n_s e^2 \tau_s}{m_s^*} + \frac{n_d e^2 \tau_d}{m_d^*} \quad (8.9)$$

is dominated by the first term and conduction is mainly due to the s electrons.

In eqn 8.9, n_s and n_d are the number of electrons in the s and d bands respectively, and the scattering times are $\tau_s \sim \tau_d$.

The transition probability is mainly due to $s \rightarrow d$ transitions.

At low temperatures, $T \ll T_c$, all the unoccupied d states are antiparallel, so only half of the s electrons can make transitions.

В общем, никель считается материалом с конфигурацией электронов ($3d^{9.4}4s^{0.6}$).

d уровень очень узкий (что является условием для ферромагнетизма в переходных металлах, так что $g(E_F)$ является большим и критерий Стонера удовлетворителен), и, следовательно, $m_d^* \gg m_e$. Так s уровни почти свободны $m_s^* \sim m_e$. Следовательно, проводимость σ , которая задается уравнением:

$$\sigma = \frac{n_s e^2 \tau_s}{m_s^*} + \frac{n_d e^2 \tau_d}{m_d^*} \quad (8.9)$$

в котором доминирует первая часть, и проводимость, в основном, осуществляется из-за s электронов.

В уравнении 8.9, n_s и n_d - число электронов на s и d уровнях соответственно, и время рассеивания $\tau_s \sim \tau_d$.

Вероятность перехода в основном происходит за счет $s \rightarrow d$ переходов. При низких температурах, $T \ll T_c$, все незанятые d уровни находятся антипараллельно, и таким образом только половина s электронов могут совершать переходы.

Для $T > T_c$, все s электроны могут совершать переходы, и поэтому появляется большее рассеяние.

<p>For $T > T_c$, all the s electrons can make transitions, and so there is more scattering.</p> <p>Hence, a decrease in the resistivity below T_c is expected. Now, consider applying a magnetic field to Ni.</p> <p>A magnetic field may increase the spin polarization and allow fewer $s \rightarrow d$ transitions; therefore a negative magnetoresistance is observed.</p> <p>Most elastic collision processes are such that the electron conserves its spin.</p> <p>These collisions are characterized by a relatively short relaxation time τ.</p> <p>However, even a weak spin-orbit coupling can allow a weak spin-flip scattering which has a much longer relaxation time, τ_{sf}.</p> <p>In the absence of any external forces, a perturbation created in the equilibrium distribution of spin-up and spin-down electrons, will decay first into a uniform distribution in each spin in a time τ, and</p>	<p>Следовательно, уменьшение сопротивления ниже точки T_c ожидаемо.</p> <p>Теперь, рассмотрим приложение магнитного поля на Ni. Магнитное поле может увеличить спиновую поляризацию и позволить совершиться нескольким $s \rightarrow d$ переходам; поэтому отрицательное магнитосопротивление наблюдается.</p> <p>Большинство процессов упругого взаимодействия таковы, что электрон сохраняет свой спин.</p> <p>Эти взаимодействия характеризуются сравнительно коротким временем релаксации τ.</p> <p>Тем не менее, даже слабое спин-орбитальное взаимодействие может позволить слабый спин-переворот, который имеет гораздо более длительное время релаксации, τ_{sf}.</p> <p>В отсутствии каких-либо внешних сил, возмущение создано в равновесном распределении спин-верх и спин-вниз электронов, и будет распадаться сначала в равномерном распределении в каждый спин по времени τ, и после этого оно будет достигать распределения равновесия по времени τ_{sf}.</p>
--	---

<p>after that it will reach the equilibrium distribution in a time τ_{sf}.</p> <p>For $T \ll T_c$, spin-flip scattering is not expected to be dominant, and a ferromagnet can be well approximated by the <i>two-current model</i> in which the \uparrow and \downarrow electron currents are considered independently.</p> <p>This has been particularly successful in describing the properties of alloys in which a small quantity of one transition metal (the impurity) is dissolved in another transition metal (the host).</p> <p>The scattering due to certain transition-metal impurities is strongly spin-dependent.</p> <p>This is due to the combined effects of the spin-splitting of the host d band, the spin-splitting of the impurity d levels and the different hybridization between the host and impurity states for the spin\uparrow and spin\downarrow directions.</p> <p>For example, Cr impurities in Fe scatter the spin \uparrow electrons much more strongly,</p>	<p>Для $T \ll T_c$, спин-поворот рассеивания не ожидается и будет доминирующим, и ферромагнетик может отлично аппроксимировать <i>двойной токовой моделью</i>, в которой \uparrow и \downarrow электронные токи считаются самостоятельными.</p> <p>Эта идея имела успех в описании свойств сплавов, в которых небольшое количество одного переходного металла (примеси) растворяли в другом переходном металле (принимающем).</p> <p>Рассеивание определенных переходных металлов примесей сильно зависит от спина.</p> <p>Это связано с совместном действии спин-рассеянного собственного d уровня, спин-рассеянных примесных d уровней и отличается гибридизацией между принимающими и примесными состояниями для спин\uparrow и спин\downarrow направлений.</p> <p>Например, примеси Cr в Fe рассеивают спин \uparrow электронов гораздо сильнее, в результате чего отношение сопротивлений для каждого спин-состояния $\rho_{\uparrow}/\rho_{\downarrow} \sim 6$.</p> <p>При высоких температурах, спин-флип рассеивание происходит из-за</p>
--	--

<p>resulting in a ratio of the resistivities for each spin-state of $p_{\uparrow}/p_{\downarrow} \sim 6$.</p> <p>At high temperatures, the spin-flip scattering due to collisions with spin waves leads to spin-mixing, i.e. the blurring of the distinction between the two spin channels.</p> <p>This concept should be kept in mind since it will return in the discussion of the giant magnetoresistance in sandwich structures.</p> <p>8.9.2 Anisotropic magnetoresistance</p> <p>In ferromagnets, the measured magnetoresistance depends on the orientation of the magnetization with respect to the direction of the electric current in the material.</p> <p>This effect is known as anisotropic magnetoresistance.</p> <p>Its origin is connected with the spin-orbit interaction and its influence on s-d scattering.</p>	<p>столкновений со спиновыми волнами, приводящими к спин-смешиванию т.е. размывание границ между двумя спин каналами.</p> <p>Эта концепцию мы должны иметь в виду, так как ней возвратимся в обсуждении гигантской магнитострикции в слоистых структурах.</p> <p>8.9.2 Анизотропное магнитосопротивление</p> <p>В ферромагнетиках, мера магнитосопротивления зависит от ориентации намагниченности по отношению к направлению электрического тока в материале.</p> <p>Этот эффект известен как анизотропное магнитосопротивление. Его происхождение связано со спин-орбитальным происхождением, и его влиянием на s-d рассеяние.</p> <p>Симметрия атомно-волновых функций устанавливается посредством спин-орбитального взаимодействия, которое также смешивает состояния. Оси кристалла определяют направление L, и намагниченность определяет направление S, так что</p>
---	---

<p>The symmetry of atomic wave functions is lowered by the spin-orbit interaction which also mixes states.</p> <p>The crystal axes determine the direction of \mathbf{L} and the magnetization determines the direction of \mathbf{S}, so that the mixing of states leads to anisotropic scattering.</p> <p>Using symmetry arguments, it is possible to predict the general form of the dependence of the magnetoresistance on the direction of the magnetization and the current density in particular crystalline or polycrystalline materials.</p> <p>8.9.3 Giant magnetoresistance</p> <p>Anisotropic magnetoresistive effects are rather small, and so something of a revolution occurred in the late 1980s with the discovery of a very large effect (given the name giant magnetoresistance, or GMR for short) in Fe/Cr/Fe multilayers.</p> <p>A large negative magnetoresistance of more than 50% was discovered at high</p>	<p>смешивание состояний приводит к анизотропному рассеиванию.</p> <p>Из соображения использования симметрии, можно прогнозировать общий вид зависимости магнитосопротивления от направления намагниченности и плотности тока в конкретных кристаллических или поликристаллических материалах.</p> <p>8.9.3. Гигантское магнитосопротивление</p> <p>Сами анизотропные магниторезистивные эффекты достаточно малы, но в конце 1980-х произошла революция в связи с открытием очень большого эффекта (ему дано имя гигантского магнитосопротивления или GMR для сокращения) в Fe/Cr/Fe мультислоях. Большое отрицательное магнитосопротивление более чем 50% было обнаружено в сильном магнитном поле при низких температурах (см. рис.8.19).</p> <p>Эффект связан с образцами с магнитными слоями Fe которые были антиферромагнитно связаны.</p> <p>Это было установлено тем, что связи между магнитными слоями через</p>
---	--

magnetic field at low temperatures (see Fig. 8.19).

The effect is associated with samples with magnetic Fe layers which were antiferro-magnetically coupled.

It was found that the coupling between magnetic layers through a spacer layer oscillates in sign as the spacer thickness increases.

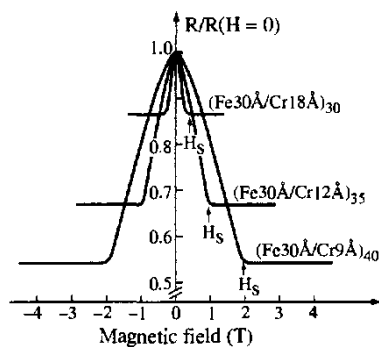


Fig. 8.19 Giant magnetoresistance in Fe/Cr/Fe multilayers.

For certain thicknesses it is ferromagnetic, and then is antiferromagnetic at larger thicknesses, and then returns to antiferromagnetic.

It appears that the period of the oscillation is of the order of ten atomic spacings (usually between 9 and 18 Å) and its

разделительный слой колеблются по знаку, в зависимости от того как увеличивается его толщина.

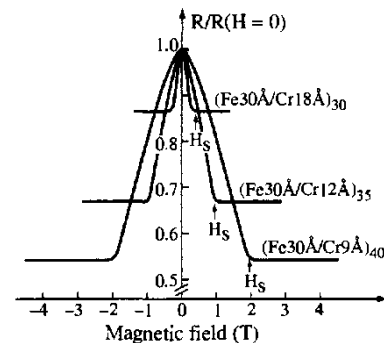


Рис.8.19 Гигантское магнитосопротивление в Fe/Cr/Fe многослойных материалах

Для некоторых небольших толщин это ферромагнетик, который затем превращается в антиферромагнетик, при больших толщинах материал возвращается к состоянию антиферромагнетика.

Это, похоже на то, что период колебаний составляет порядка десяти атомных расстояний (обычно между 9 и 18 Å) и его значение в основном определяется разделительным металлом, а не ферромагнитным металлом.

Хорошее согласование между периодами решеток прослойки и ферромагнетика способствует образованию широких связей. В

<p>value is mainly determined by the spacer metal, not by the ferromagnetic metal.</p> <p>Good matching between the spacer and ferromagnetic lattices favors large couplings. In the best cases, like Co/Ru superlattices, the amplitude of the oscillation decays with spacer thickness t as $1/t^2$.</p> <p>The origin of these oscillations is connected with the RKKY interaction $J(r) \sim \cos(2k_F r)/r^3$ between two localized spins separated by a distance r in a bulk metal.</p> <p>When summed over all the spins on the interfaces, the coupling becomes $J(r) \sim \cos(2k_F r)/t^2$ where t is the separation of the two ferromagnetic layers.</p> <p>The oscillations in the coupling can be directly related to the topology of the Fermi surface of the spacer layer.</p> <p>If the ferromagnetic metal is assumed to have a full majority spin d band, then in the case of ferromagnetic coupling,</p>	<p>лучшем случае, как сверхрешетки Co/Ru, амплитуда колебаний, у которой затухает с прослойкой имеющей толщины t и $1/t^2$.</p> <p>Происхождение этих колебаний связано с РККИ взаимодействием $J(r) \sim \cos(2k_F r)/r^3$ между двумя локализованными спинами, расположенных на расстоянии r в объеме металла.</p> <p>Когда просуммировали по всем спинам на внешней оболочке, то связь становится $J(r) \sim \cos(2k_F r)/t^2$ где t — ширина разделения двух ферромагнитных слоев.</p> <p>Колебания в связи с этим может быть непосредственно связаны с топологией поверхности Ферми разделительного слоя.</p> <p>Если в ферромагнитном металле предполагается, полное заполнение спинами d уровня, то в случае ферромагнитных связей, меньшинство спиновых пустот будут заключены в разделительном слое, а в случае антиферромагнитных связей, там не будет включений.</p> <p>Энергетическая разница между этими различными связями, связана с числом сохранения частиц, и затем</p>
---	--

<p>minority spin holes will be confined in the spacer layer, but in the case of antiferromagnetic coupling, there will be no confinement.</p> <p>The energy difference between these different couplings, with the number of particles conserved, is then entirely determined by the size quantization of the energy of minority spin holes in the spacer layer (which has thickness t).</p> <p>This arises because the energy levels in the spacer layer are discrete; therefore the density of states consists of a series of steps, the width of each being proportional to $1/t^2$.</p> <p>As t increases, the step width decreases, and one of the steps must eventually cross the Fermi level.</p> <p>The formalism which is used to calculate this effect can be understood as a one-dimensional analogue of the de Haas-van Alphen effect; in the case considered here, the size quantization is due to one-dimensional (rather than two-</p>	<p>полностью определяется размерным квантованием энергии меньшинства спиновых пустот в разделительном слое (который имеет толщину t).</p> <p>Это происходит потому, что энергетические уровни в разделительном слое дискретны; поэтому плотность состояний состоит из ряда шагов, ширина которых пропорциональна $1/t^2$.</p> <p>Как только t увеличивается, ширина шага уменьшается, и одним из шагов в конечном итоге мы должны пересечь уровень Ферми.</p> <p>Формально, расчет, который используется для этого эффекта, может быть понят как одномерный аналог из эффекта ван Альфена де Гааза; в случае, рассматриваемом здесь, размер квантования из-за одномерного (а не двумерного) ограничения в направлении перпендикулярном к плоскости слоев.</p> <p>Тип магнитной связи в многослойной структуре может непосредственно влиять на наблюдаемое магнитотранспортное поведение так как оно очень чувствительно к выравниванию</p>
--	---

dimensional) confinement in a direction perpendicular to the layer planes.

The type of magnetic coupling in a sandwich structure can directly influence the observed magnetotransport behaviour since this is very sensitive to the alignment of the magnetic layers, with the GMR effects being largest for antiferromagnetic coupling.

The first explanation for GMR was given in terms of the two-current model (see above) which separately considers the individual currents of \uparrow and \downarrow electrons (\uparrow means parallel to the majority spin band).

In this discussion, I will initially assume that the mean free path k is much greater than the Cr interlayer thickness t_{Cr} .

Imagine an Fe/Cr/Fe structure in which the magnetization in each of the two Fe layers are aligned antiparallel in zero applied field, and suppose further that $p_{\downarrow} \ll p_{\uparrow}$.

Then there are two cases to consider:

магнитных слоев, при этом для антиферромагнитной связи ГМС эффект являются наиболее большим.

Первое объяснение для ГМС было дано в терминах двух-токовой модели (см. выше), которая по отдельности рассматривает индивидуально токи \uparrow и \downarrow электронов (\uparrow означает, направление большинством спин уровня).

В этом суждении, первоначально я буду считать, что средняя длина свободного пробега k гораздо больше, чем у Cr с толщиной прослойки t_{Cr} . Представим Fe/Cr/Fe структуру, в которой намагниченность в каждом из двух слоев Fe выравнивают антипараллельно в ноль приложенного поля, и представим далее что $p_{\downarrow} \ll p_{\uparrow}$.

Тогда следует рассмотреть два случая:

(1) $H > H_s$ (где H_s это насыщение поля).

Здесь магнитные моменты в слоях Fe совмещены (см. рис.8.20(a)), так что удельное сопротивление p представляется

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{p_{\uparrow}} + \frac{1}{p_{\downarrow}} \Rightarrow p \sim p_{\downarrow} \quad (8.10)$$

(1) $H > H_s$ (where H_s is the saturation field).

Here the magnetic moments in the Fe layers are aligned (see Fig. 8.20(a)) so that the resistivity p is given by

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{p_{\uparrow}} + \frac{1}{p_{\downarrow}} \Rightarrow p \sim p_{\downarrow} \quad (8.10)$$

There is an effective short circuit by the less scattered electrons.

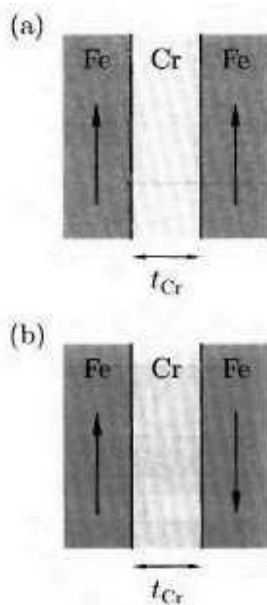


Fig. 8.20 (a) The magnetic moments in the Fe layers are parallel when $H > H_s$. (a) The magnetic moments in the Fe layers are antiparallel when $H \rightarrow 0$ if the thickness of the chromium layer, t_{Cr} , is chosen correctly.

$H = 0$.

The magnetic moments in the two iron layers are now antiparallel (see Fig. 8.20(b)).

In this case the electrons are alternately \uparrow and \downarrow in each of the layers with respect to

Здесь существует эффективное короткое замыкание на менее рассеянных электронах.

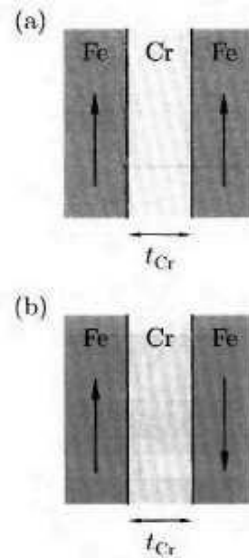


Fig. 8.20 (a) The magnetic moments in the Fe layers are parallel when $H > H_s$. (a) The magnetic moments in the Fe layers are antiparallel when $H \rightarrow 0$ if the thickness of the chromium layer, t_{Cr} , is chosen correctly.

$H = 0$.

Магнитные моменты в двух слоях железа теперь антипараллельны (см. рис.8.20(б)).

В этом случае электроны попеременно \uparrow и \downarrow в каждом из слоев по отношению к локальной намагниченности, и спин \uparrow и \downarrow каналы эффективно «смешены» (спин смешивается за счет спиновых волн в сплавах при высокой температуре, рассмотренной выше), так что $p_{\uparrow} \rightarrow p_{av}$ и $p_{\downarrow} \rightarrow p_{av}$, где $p_{av} = (p_{\uparrow} + p_{\downarrow})/2$, таким образом общее сопротивление p определяется:

the local magnetization, and the spin \uparrow and \downarrow channels are effectively 'mixed' (cf. the spin mixing due to spin waves in alloys at high temperature, considered above), so that $p_{\uparrow} \rightarrow p_{av}$ and $p_{\downarrow} \rightarrow p_{av}$ where $p_{av} = (p_{\uparrow} + p_{\downarrow})/2$ so that the total resistivity p is given by

$$p = \frac{p_{\uparrow} + p_{\downarrow}}{4} \gg p_{\downarrow}$$

This again predicts the negative magnetoresistance which is observed.

The large effect is due to the inequality of p_{\uparrow} and p_{\downarrow} , which can be very large, and the ease in which the 'spin-mixing' can be switched on and off, simply by the application of the magnetic field.

For thicker Cr layers, the spin - dependent scattering at the interface affects the electron distribution function near the interface within a layer whose thickness is of the order of the mean free path λ .

If $t_{Cr} \gg \lambda$, the magnetoresistance is expected to fall roughly as $\exp(-t_{Cr}/\lambda)$.

$$p = \frac{p_{\uparrow} + p_{\downarrow}}{4} \gg p_{\downarrow}$$

Это опять предсказывает отрицательное магнитосопротивление, которое мы наблюдаем.

Большой эффект обусловлен неравенством p_{\uparrow} и p_{\downarrow} , который может быть очень большим, в котором «спин-смешивание» легко может быть включено и выключено, просто при воздействии магнитного поля.

Для более толстых слоев хрома, спин-зависимое рассеивание границы влияет на функцию распределения электронов вблизи границы в слое, толщина которого порядка длины свободного пробега λ .

Если $t_{Cr} \gg \lambda$, то магнитосопротивление ожидается падение примерно в $\exp(-t_{Cr}/\lambda)$.

Тем не менее, может и не быть эффекта гигантского магнитосопротивления, если нет антиферромагнитной связи, и так как эффект периодически появляется в t_{Cr} , магнитосопротивление так же ожидаемо осциллирует с увеличением толщины прослойки, и так же исчезает экспотенциально.

<p>However, there will be no giant magnetoresistance effect if there is no antiferromagnetic coupling, and since this appears periodically in t_{Cr}, the magnetoresistance is also expected to oscillate with increasing interlayer thickness, as well as die away exponentially.</p> <p>Magnetic coupling through multilayers can be measured using many of the experimental techniques that we described in Section 8.7 on magnetic thin films.</p> <p>Useful additions to these are ferromagnetic resonance (the analogue of NMR or ESR for ferromagnets) and Brillouin light scattering techniques (which study excitations using the inelastic scattering of light).</p> <p>These can both be used to study spin waves and magnetostatic modes in magnetic thin films.</p> <p>The spins in the multilayers are coupled together through exchange, dipolar and anisotropic interactions.</p>	<p>Магнитная связь через мультислои может быть измерена с помощью многих экспериментальных методов, которые описаны в разделе 8.7. на тонкой магнитной пленке. Полезным дополнением этого является ферромагнитный резонанс (аналог ЯМР или ЭПР для ферромагнетиков) и метод рассеивания света Бриллюэна (который изучает возбуждения, использующие неупругое рассеяние света).</p> <p>Эти методы могут быть использованы для изучения спиновых волн в магнитостатических моделях в тонких магнитных пленках.</p> <p>Спины в многослойных соединениях совместно посредством обмена, осуществляют биполярные и анизотропные взаимодействия.</p> <p>Отсюда спин-волновые возбуждения, которые являются собственными колебаниями этой магнитной системы, имеют отношение к дисперсии, которая может быть весьма чувствительна к обменным связям и анизотропии и магнитоупругим эффектам.</p>
--	--

<p>Hence the spin-wave excitations, which are the eigenmodes of this magnetic system, have a dispersion relation which can depend quite sensitively on the exchange coupling and anisotropies and magnetoelastic effects.</p> <p>The preparation of multilayers is not the only way to achieve GMR.</p> <p>It has also been observed in heterogeneous Cu-Co alloy films.</p> <p>The relative orientation of the magnetic moments inside the Co-rich grains inside the Cu-rich matrix determines the magnetoresistance and this can be varied by an applied field.</p> <p>GMR is however not observed in homogeneous alloys which do not possess isolated, large, magnetically-rich grains of the appropriate size.</p> <p>Alloys are easier to prepare than multilayers and therefore this offers exciting prospects for sensor applications.</p>	<p>Синтез многослойных образцов не единственный способ получить ГМС.</p> <p>Эффект был также обнаружен в гетерогенных Cu-Co сплавах в пленках.</p> <p>Относительная ориентация магнитных моментов внутри крупных Co – зерен внутри крупной Cu матрицы определяет магнитосопротивление, которое может меняться с помощью приложенного поля.</p> <p>ГМС, однако, не наблюдается в однородных сплавах, которые не совершают процесс изоляции, больше, магнито-больших зерен соответствующего размера.</p> <p>Сплавы легче синтезировать, чем мультислой, и, следовательно, это представляет прекрасные перспективы для применения их в датчиках.</p> <p>8.9.4. Анизотропный обмен</p> <p>Анизотропный обмен (или однонаправленная анизотропия) является поверхностным обменом, который можно наблюдать между ферромагнетиком и антиферромагнетиком.</p> <p>Если температура Кюри T_c ферромагнетика больше чем</p>
---	---

<p>8.9.4 Exchange anisotropy</p> <p>Exchange anisotropy (or unidirectional anisotropy) is the interfacial exchange that can be observed between a ferromagnet and an antiferromagnet.</p> <p>If the Curie temperature T_c of a ferromagnet is greater than the Neel temperature T_N of an antiferromagnet, then by depositing one over the other (for an appropriate choice of the ferromagnet and antiferromagnet, and for a sufficiently thick ferromagnetic layer), and cooling them in an applied field through the Neel temperature, the measured magnetic hysteresis loop observed at $T \ll T_N$ appears to be shifted as if another magnetic field was present in addition to the applied magnetic field.</p> <p>It appears that it is energetically favourable for the ferromagnetic film to be magnetized one way (in the direction in which it was cooled) rather than the other.</p>	<p>температура Нееля T_N</p> <p>антиферромагнетика, то по осаждению одного слоя на другой (для подходящего выбора ферромагнетика и антиферромагнетика, и для достаточно толстого ферромагнитного слоя), и охлаждению их в приложенном поле через температуру Нееля, наблюдается смещение магнитной петли гистерезиса при $T \ll T_N$, если другое магнитное поле присутствует в дополнение к приложенному магнитному полю. Похоже, что это энергетически выгодно для ферромагнитной пленки намагничиваться в одном направлении (в направлении, в котором его охлаждали), а не иначе.</p> <p>Иногда говорят, обмен смещения происходит в сторону антиферромагнитного слоя.</p> <p>Эффект обмена смещения - это создание однонаправленного поля обмена B_{ex}, которое может действовать в соответствии с приложенным полем B (полная энергия магнитного слоя задается как $-M \cdot (B + B_{ex})$).</p> <p>Если B и B_{ex} направлены в одном и том же направлении, эффект просто</p>
--	---

It is sometimes said to be exchange biased by the antiferromagnetic layer.

The effect of the exchange biasing is to produce a unidirectional exchange field B_{ex} which can act in competition with the applied field B (the total energy of the magnetic layer is given by $-M \cdot (B + B_{ex})$).

If B and B_{ex} are in the same direction, the effect is simply to shift the hysteresis loop (see Fig. 8.21).

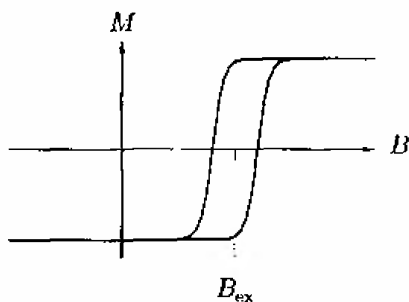


Fig. 8.21 A hysteresis loop shifted by an exchange anisotropy.

Without the exchange anisotropy the loop would be centred at zero magnetic field.

If they are at right angles, a hard axis response is obtained.

In both cases, there is a unique angle of the magnetization which minimizes the

смещает петлю гистерезиса (см. рис.8.21.)

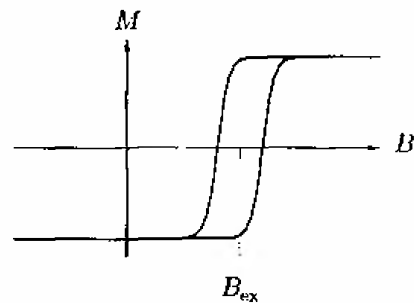


Рис.8.21 Петли гистерезиса сдвинуты на обменной анизотропии.

Без обменной анизотропии цикл будет сосредоточен в нулевом магнитном поле.

Если они находятся под прямым углом, получается тяжелая реакция.

В обоих случаях, существует единственный угол намагниченности, который минимизирует энергию при каждом значении магнитного поля.

Этот метод может быть использован в качестве добавления «обменного смещения» поля для магниторезистивных измерительных головок, с целью использования этого смещения в линейной области.

Этот метод также используется для ограничения направления поля в

energy at each value of the magnetic field.

This technique can be used to add an 'exchange bias' field to magnetoresistive sensor heads in order to bias them into their linear regions.

It is also used to constrain the direction of the magnetization in one soft ferromagnetic layer in a sandwich structure.

The magnetization in the other layer can then be rotated by an applied field, allowing magnetoresistance and coupling energies to be measured in a carefully controlled way.

This is also the basis of the spin-valve (see Fig. 8.22) which is a giant magnetoresistive sensor consisting of two magnetic layers with a non-magnetic spacer, with one of the magnetic layers adjacent to an antiferromagnetic layer.

одном слабым ферромагнитном слое в многослойной структуре.

Намагниченность другого слоя может затем поворачиваться к приложенному внешнему полю, и это позволяет магнитосопротивлению и совмещенной энергии меняться тщательно контролируемым образом. Этот эффект так же может быть использован как основа для спин-клапана (см. рис.8.22), который является магниторезистивным датчиком, состоящим из двух магнитных слоев с не магнитной прослойкой и с одним из магнитных слоев примыкающих к антиферромагнитному слою.

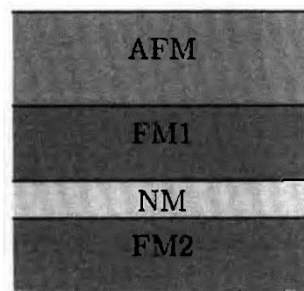


Рис.8.22. Спин клапан.

АФМ «зажимы» магнитный момент в верхнем ФМ слое (ФМ1) вдоль определенного направления.

Магнитный момент ниже

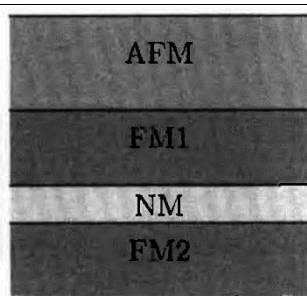


Fig. 8.22 A spin valve.

The antiferromagnet (AFM) 'clamps' the magnetic moment in the upper ferromagnetic layer (FMI) along a particular direction.

The magnetic moment in the lower magnetic layer (FM2) is free to rotate and can be aligned with an applied magnetic field.

The angle between the magnetic moments in the two ferromagnetic layers controls the resistance of the device.

In zero applied magnetic field, the relative alignment of the layers is controlled by the thickness of the non-magnetic spacer layer (NM).

The resistance across the sandwich structure is then sensitive to the value of

магнитного слоя (ФМ2) свободно поворачивается и может быть выравнен с приложенным магнитным полем.

Угол между магнитными моментами в двух ферромагнитных слоях контролирует сопротивление устройства.

В нулевом приложенном магнитном поле, относительное

выравнивание слоев контролируется толщиной не магнитного разделительного слоя (НМ).

Сопротивление, пересекая многослойную структуру, чувствительно к величине приложенного магнитного поля вдоль конкретного направления.

8.9.5 Колоссальное магнитосопротивление

Транспортные свойства оксидов Mn недавно вызвали огромный интерес.

LaMnO_3 содержащий Mn, а именно Mn^{3+} , который является ионом Ян-Теллера. LaMnO_3 показывает А-тип антиферромагнитного упорядочения. Если доля x трехвалентного иона La^{3+} заменена двухвалентными ионами Sr^{2+} ,

the applied magnetic field along a particular direction.

8.9.5 Colossal magnetoresistance

The transport properties of Mn oxides have recently generated enormous interest.

LaMnO_3 contains Mn in the Mn^{3+} state which is a Jahn-Teller ion. LaMnO_3 shows A-type antiferromagnetic ordering.

If a fraction x of the trivalent La^{3+} ions are replaced by divalent Sr^{2+} , Ca^{2+} or Ba^{2+} ions, holes are introduced on the Mn sites.

This results in a fraction $1 - x$ of the Mn ions remaining as Mn^{3+} ($3d^4, t_2^3 e_g^1$) and a fraction x becoming Mn^{4+} .

When $x = 0.175$ the Jahn-Teller distortion vanishes and the system becomes ferromagnetic with a Curie temperature around room temperature.

Above T_c the material is insulating and non-magnetic, but below T_c it is metallic and ferromagnetic.

Ca^{2+} или Ba^{2+} , то образуются дырки в положении Mn.

Это приводит оставшуюся долю $1 - x$ ионов Mn в ($3d^4, t_2^3 e_g^1$) и доля x ионов Mn становится ионами Mn^{4+} . Когда $x = 0.175$ Ян-Теллерское искажение исчезает и система становится ферромагнитной при температуре Кюри близкой к комнатной температуре.

Выше T_c материал становится изолятором и немагнитен, но ниже T_c он становится металлическим и ферромагнитным.

В частности рядом с T_c в материале показан очень большой магниторезистивный эффект (см. рис.8.23), который был назван как **колоссальное магнитосопротивление** (сокращенно КМС), термин «гигантское» - термин, который уже принят!

Происхождение КМС связано с наличием перехода металл-диэлектрик.

Particularly near T_c The material shows an extremely large magnetoresistive effect (see Fig. 8.23) which has been called **colossal magnetoresistance** (abbreviated to CMR), the term 'giant' having been already taken!

The origin of the CMR is connected with the presence of a metal-insulator transition.

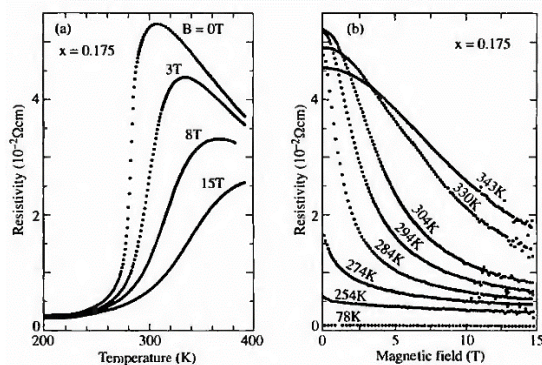


Fig. 8.23 Colossal magnetoresistance in $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ for $x = 0.175$.

(a) Temperature dependence of the resistivity

(b) Isothermal magnetoresistance.

After Tokura et al. 1994.

The origin of the behaviour described above is partly connected with the

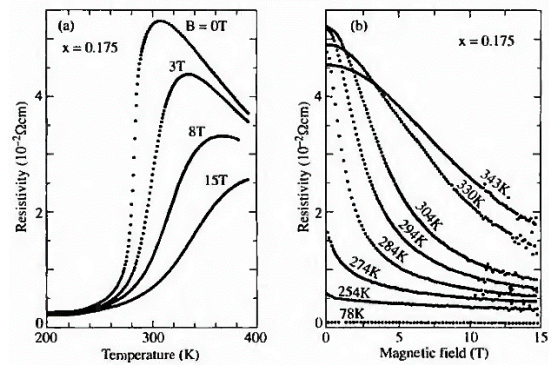


Рис.8.23

Колоссальное

магнитосопротивление

в $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ for $x = 0.175$.

(a) Температурная зависимость сопротивления

(b) Изотермическое магнитосопротивление

Автор Tokura et al. 1994.

Происхождение поведения описанного выше, отчасти связано с явлением двойного обмена (см. раздел 4.2.5).

В ионе Mn^{3+} , t_{2g} электроны прочно связаны с ионом, но e_g электрон блуждает.

Потому как взаимодействие с помощью двойного обмена, происходит за счет перескока e_g электронов между ионами Mn, это возможно, только если два основных спина иона Mn выровнены (фактически прыжковая вероятность

<p>phenomenon of double exchange (see Section 4.2.5).</p> <p>In a Mn^{3+} ion, the t_{2g} electrons are tightly bound to the ion but the e_g electron is itinerant.</p> <p>Because of the double exchange interaction, the hopping of e_g electrons between Mn sites is only permitted if the two Mn core spins are aligned (in fact the hopping probability is proportional to $\cos(\theta/2)$ where θ is the angle between the two Mn core spins).</p> <p>The magnetic field aligns the core spins and therefore increases the conductivity, especially near T_c.</p> <p>The situation is actually more complicated because the carriers interact with phonons because of the Jahn-Teller effect.</p> <p>The strong electron-phonon coupling in these systems implies that the carriers are actually polarons above T_c, i.e. electrons accompanied by a large lattice distortion.</p>	<p>пропорциональна $\cos(\theta/2)$, где θ представляет себе угол, между двумя основными спинами Mn).</p> <p>Магнитное поле выравнивает основные спины и, следовательно, увеличивает проводимость особенно вблизи T_c.</p> <p>Ситуация на самом деле сложнее: носители заряда взаимодействуют с фононами, вследствие эффекта Яна-Теллера.</p> <p>Сильное электрон-фононное взаимодействие в этих системах означает, что носители заряда фактически поляроны, находясь выше точки T_c, т.е. электроны сопровождаются большим искажением решетки.</p> <p>Эти поляроны магнитны и самозахвачены в решетке.</p> <p>Переход магнитного состояния можно рассматривать как освобождение захваченных поляронов. Есть другие сигнатуры электрон-фононных связей, в том числе магнитного поля зависящего от структурных переходов и структурного упорядочения.</p> <p>Зарядово-упорядоченное состояние может конкурировать с</p>
--	---

<p>These polarons are magnetic and are self-trapped in the lattice.</p> <p>The transition to the magnetic state can be regarded as an unbinding of the trapped polarons.</p> <p>There are other signatures of the electron-phonon couplings, including magnetic-field dependent structural transitions and charge ordering.</p> <p>The charge-ordered ground state can compete with ferromagnetism and is enhanced near commensurate values of the doping (e.g. at $x = \frac{1}{2}$ where there is one hole for every two Mn sites).</p> <p>These effects are not fully understood and are under active current study.</p> <p>The manganese perovskites are just one type of oxide material which shows colossal magnetoresistance.</p> <p>Perovskites are a member of a large family of crystals known as Ruddlesden-Popper phases (see Fig. 8.24).</p>	<p>ферромагнетизмом и усиливаться рядом с соизмеримыми значениями легирования (например, $x = \frac{1}{2}$ где есть одна дырка для каждой двух позиций иона Mn).</p> <p>Эти эффекты полностью не понятны и сейчас активно исследуются.</p> <p>Перовскиты марганца – это лишь один тип оксидных материалов, которые показывают колоссальное магнитосопротивление.</p> <p>Перовскиты являются частью большого семейства кристаллов известных как кристаллы с Ruddlesden фазовым переходом. (см. рис.8.24). Эти фазы имеют общую формулу $x_{n+1}Mn_nO_{3n+1}$ (где x – это смесь лантана и стронция) и могут рассматриваться как Стэкс-блоки перовскитов n слоев определенной толщины, причем каждый блок разделен $(Sr, Ln)_2O_2$ слоем, который имеет тенденцию отделить блоки электрически и магнитно.</p> <p>Перовскитные соединения образуются, когда $n = \infty$, тогда как $n = 1$ эквивалентно структуре K_2NiF_4, которая находится выше Tc купратов. Соединения марганца могут быть</p>
---	---

<p>These phases have a general formula $X_{n+1}Mn_nO_{3n+1}$ (where X is a lanthanide, strontium, mixture) and can be thought of as Stacks of perovskite blocks n layers thick with each block separated by a rock-salt like $(Sr, Ln)_2O_2$ layer which tends to decouple the blocks electrically and magnetically.</p> <p>The perovskite compounds are realized when $n = \infty$, whereas the case $n = 1$ is equivalent to the K_2NiF_4 structure, adopted by the high-Tc cuprates.</p> <p>Manganese compounds can be made which adopt a range of structures (e.g. $n = 1,2,3$ and ∞ have all been prepared at the time of writing).</p> <p>In the perovskites $n = \infty$, each MnO_6 octahedron is surrounded by six others.</p> <p>In the $n = 2$ phases, this 'coordination number' drops to five, and it is four for the $n = 1$ phases.</p> <p>The reduction in the number of nearest-neighbours is expected to produce an anisotropic reduction in the width of the energy bands which are derived (largely) from the Mn 3d orbitals</p>	<p>получены, и которые могут иметь ряд структур (например $n = 1,2,3$ и ∞ были все использованы во время написания этой работы).</p> <p>В перовскитах $n = \infty$, каждый MnO_6 октаэдров окружен шестью другими такими же оксидами.</p> <p>При $n=2$ фазе, координационное число падает до пяти, и координационное число 4 – это для фазы $n=1$.</p> <p>Снижение числа ближайших соседей, как и ожидается, сокращает анизотропную ширину энергетических зон, которые являются производными (в основном) от Mn 3d орбиталей и это изменяет электропроводность и магнитное поведение этих материалов. Эти материалы могут тщательно контролироваться с помощью легирования, различным количеством легирующих элементов до определенной их соразмерности.</p> <p>8.9.6 Эффект Холла</p> <p>Магнитное поле, приложенное перпендикулярно направлению тока в проводящем материале возбуждает поперечную силу, влияющую на проводимость электронов в пленке. Эта</p>
--	---

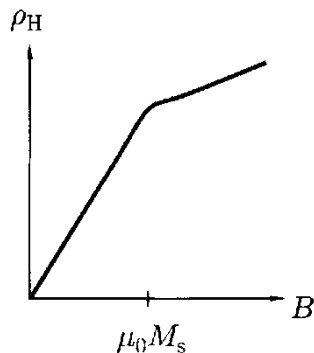
<p>and this modifies the electrical conductivity and magnetic behavior of these materials. These materials can thus be carefully controlled by using different doping, different doping levels, and adjusting the dimensionality.</p> <p>8.9.6 Hall effect</p> <p>A magnetic field applied normal to the current direction in a conducting material produces a transverse force on the conduction electrons in the film.</p> <p>This force on the conduction electrons gives rise to a transverse Hall voltage.</p> <p>This is known as the Ordinary Hall effect⁹ and is proportional to the applied magnetic field B, because the Lorentz force on conduction electrons is $F = e(E + v \times B)$.</p> <p>In ferromagnets an additional effect occurs, known as the extraordinary Hall effect which depends on the magnetization.</p>	<p>сила, действующая на электроны проводимости, приводит к возникновению поперечной ЭДС Холла.</p> <p>Этот эффект известен как обычный эффект Холла и который пропорционален приложенному магнитному полю B, так как сила Лоренца, действующая на электроны проводимости $F = e(E + v \times B)$.</p> <p>В ферромагнетиках этот дополнительный эффект возникает, как известный внеочередной эффект Холла, который зависит от намагниченности.</p> <p>Обратите внимание, что это не просто сила Лоренца, она обусловлена M нежеле чем B, потому что M уже включена в обычный эффект Холла, так $B = \mu_0(H + M)$.</p> <p>Эмпирически поперечное сопротивление r_H</p> $r_H = R_0 B + \mu_0 R_e M \quad (8.12)$ <p>где R_0 является обычным коэффициентом Холла и R_e является необычным коэффициентом Холла (иногда его называют спонтанный коэффициент Холла).</p>
--	--

<p>Note that it is not just a Lorentz force due to \mathbf{M} rather than \mathbf{B}, because this is already included in the ordinary Hall effect since $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$.</p> <p>Empirically the transverse resistivity ρ_H is given</p> $\rho_H = R_0 B + \mu_0 R_e M \quad (8.12)$ <p>where R_0 is the ordinary Hall coefficient, and R_e is the extraordinary Hall coefficient (sometimes the spontaneous Hall coefficient).</p> <p>The ordinary Hall coefficient R_0 tends to be fairly temperature independent, whereas R_e is usually very temperature dependent.</p> <p>The effect is not only seen in ferromagnets, but also in strong antiferromagnets or paramagnets. The effect only requires the presence of localized moments. (For example, it is seen in Tb in both its ferromagnetic and paramagnetic states.)</p> <p>If you measure the Hall resistivity as function of field, a straight line graph results but there is a sudden change of net.</p>	<p>Обычный коэффициент Холла R_0 имеет тенденцию быть независимым от температуры, в то время как R_e обычно очень сильно зависит от температуры. Эффект не только виден в ферромагнетиках, но так же и в сильных антиферромагнетиках или парамагнетиках. Эффект только требует наличие локализованных моментов (например, это видно на Tb в обоих своих ферромагнитных и парамагнитных состояниях).</p> <p>Если измерить сопротивление Холла в качестве функционального поля, прямые линии диаграммы – это результат, когда при достижении поля насыщения внезапно изменяется градиент (рис.8.25).</p> <p>Это потому, что в слабом магнитном поле B и M увеличиваются, так же как и обычные, и экстраординарные эффекты Холла и градиент обусловлен величинами R_0 и R_e.</p> <p>Над насыщением, поле M не может показать дальнейшего увеличения и градиент - это отдельный результат R_0.</p>
---	--

gradient when the saturation field is reached (see Fig. 8.25).

This is because at low magnetic field both B and M increase, so both ordinary and extraordinary Hall effects are seen and the gradient is due to R_0 and R_e .

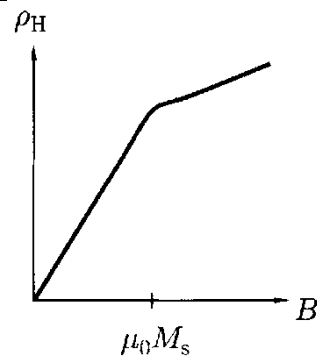
Above the saturation field M can no longer show a further increase and the gradient results from R_0 alone.



The mechanism for the extraordinary Hall effect is associated with the spin-orbit interaction between the conduction electrons and localized moments.

The carriers have an orbital angular momentum about the scattering centre whose sign depends on whether they pass the centre on one side or the other.

This orbital angular momentum \mathbf{L} couples to the spin angular momentum \mathbf{S}



Механизм для экстраординарного эффекта Холла связан со спин-орбитальным взаимодействием между электронами проводимости и локализованными моментами. Носители имеют орбитальный момент от рассеивающего центра, знак которого зависит от того пройдут ли они этот центр по одной стороне или по другой.

Этот орбитальный угловой момент \mathbf{L} совмещен со спиновым угловым моментом \mathbf{S} из-за рассеивания центра и из-за спин-орбитального взаимодействия, которое пропорционально $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$.

Электронам в связи с этим энергетически выгодно переходить на одной стороне от центра, нежели от другой.

Это приводит к асимметричному рассеиванию и следовательно возникает поперечный ток, который

of the scattering centre because of the spin-orbit interaction which is proportional to $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$.

The electrons thus find it energetically favourable to pass to one side rather than the other.

This results in asymmetric scattering and hence to a transverse current which is responsible for the extraordinary Hall effect.

отвечает за экстраординарный эффект Холла.