Эффект Холла в ферромагнитных материалах .

В 1879 году Эдвин Герберт Холл открыл эффект, названный его именем. В 1880 году им было обнаружено, что коэффициент Холла для железа более чем в 10 раз превышает значение коэффициента ранее исследованных образцов Ag и Au и в отличие от них положителен. Позднее Холл описал две основные особенности эффекта Холла в ферромагнетиках: ЭДС Холла не пропорциональна внешнему магнитному полю и сильно зависит от температуры.

При исследовании эффекта Холла в ферромагнетиках обычно рассматривается удельное холловское сопротивление:

$$\rho_H = \frac{E_y}{j_x} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \rho_{yx} \qquad (18)$$

Так как в ферромагнитных материалах индукция является суммой магнитных индукций внешнего и внутреннего магнитных полей: $B = \mu_0(H + I)$, где I - намагниченность, то:

$$\rho_H = R_0\mu_0 H_z + R_A\mu_0 I = R_0 B_z + R_s\mu_0 I\,, \qquad (19)$$

где $R_A = R_0 + R_s$

Коэффициент R_S связан со спин-орбитальным взаимодействием и потенциалом рассеяния, образуемым примесями, дефектами кристаллической решетки, фононами, магнонами и т.д. Коэффициенты R_0 и R_s существенно различаются по величине (во многих случаях $\frac{R_s}{R_0} \approx 10^2$).

Окончательно для определения холловских коэффициентов можно записать:

$$E_y = R_0(H + I) + R_s I = R_0 H + (R_0 + R_s)I = R_0 H + R_A I \quad (20)$$

В общем случае $$\frac{\Delta E_y}{\Delta B_z} = R_0 + R_s\frac{\Delta I}{\Delta B} \qquad (21)$$

Для величин, непосредственно измеряемых при исследовании эффекта Холла, можно записать следующие соотношения:

$$U_x = aE_x,\ J_x = bdj_x,\ U_y = bE_y, \qquad (22)$$

где U_x, U_y - разности потенциалов (напряжения), E_x, E_y - электрические поля,

a, b, d - длина, ширина и толщина образца, который имеет форму параллелепипеда.

j_x - плотность электрического тока.

Таким образом $U_y = -\left(\frac{b}{a}\right)\mu_{hall}U_x B_z = -\frac{1}{d}R_H J_x B_z \qquad (23)$

Вклад в эффект Холла, пропорциональный намагниченности, получил название ферромагнитного, спонтанного или аномального эффекта Холла (АЭХ). Этот вклад существует в парамагнетиках, в ферромагнетиках выше температуры Кюри, ферри- и антиферромагнетиках, в Кондо-системах. Поэтому название «аномальный эффект Холла» является наиболее общим.

В настоящее время достаточно полно разработана теория этого явления. В этом большая заслуга отечественных ученых и, в частности, сотрудников кафедры магнетизма физического факультета МГУ, принадлежащих к школе профессора Е. И. Кондорского.

Математическое описание явлений переноса связано с установлением уравнения баланса для функции распределения, описывающей вероятность нахождения частицы в любом заданном состоянии. Уравнение баланса представляет собой сумму двух членов: полевого члена, обусловленного ускорением под действием поля, и столкновительного члена, который ограничивает это ускорение. Наиболее удобной методикой, позволяющей получить необходимые уравнения для функции распределения электронов, является метод матрицы плотности, в котором уравнение движения в обычной квантовомеханической форме после некоторого анализа могут быть сведены к кинетическим уравнениям.

Одночастичный гамильтониан электронов проводимости кристаллического ферромагнетика в нерелятивистском приближении может быть записан в виде:

$$H^{(0)} = \frac{\bar{p}^2}{2m} + U(\bar{r}) + R(\bar{r}), \qquad (24)$$

где $U(\bar{r})$ - периодический потенциал, создаваемый как обменным взаимодействием, так и кристаллической решеткой; $R(\bar{r})$ - потенциал рассеяния, связанный с любыми нарушениями периодичности (примеси, тепловые колебания токов, магнитные неоднородности). Если первый член гамильтониана характеризует действие силы Лоренца, то последующие свидетельствуют о том, что имеется АЭХ, пропорциональный магнитному моменту, и приводят к созданию асимметрии при рассеянии электронов проводимости, приводящей к холловскому закручиванию в отсутствии внешнего магнитного поля. Этим двум требованиям удовлетворяет спин-

орбитальное взаимодействие. К возможным типам СОВ можно отнести собственное и несобственное. Собственное спин-орбитальное взаимодействие есть взаимодействие спина самого электрона с магнитным полем, которое создается при движении электрона по орбите. Несобственное СОВ является взаимодействием орбиты i-го электрона проводимости со спином другого j-го (локализованного или коллективизированного) электрона.

Аналогично двум моделям в теории магнетизма в теории аномального эффекта Холла существуют две модели. Первая модель соответствует зонной теории магнетизма, и в ней предполагается, что носителями АЭХ являются намагниченные электроны проводимости, холловское закручивание которых связано с действием собственного спин-орбитального взаимодействия. В рамках этой теории носителями АЭФ могут быть либо намагниченные d-подобные электроны проводимости, либо слабонамагниченные s-подобные электроны. Но поскольку парциальная намагниченность s-подобных электронов много меньше намагниченности d-электронов, то рассматривается АЭХ только за счет намагниченности d-подобных электронов.

Вторая модель предполагает, что электроны, обеспечивающие магнитный момент материла, локализованы, и их подмагничивающим действием на электроны проводимости можно пренебречь. Ненамагниченные электроны проводимости являются носителями АЭХ в этом случае. Зависимость аномальной холловской проводимости от намагниченности появляется либо за счет несобственного СОВ (взаимодействие орбиты электрона проводимости со спином локализованного электрона), либо при рассеянии на магнитных неоднородностях и за счет собственно СОВ магнитных электронов внутри иона.

В рамках первой модели была решена задача о вычислении аномальной холловской электропроводности для газа блоховских намагниченных электронов при наличии малой концентрации примесей. Под влиянием СОВ при рассеянии электрона на примесном центре возникает асимметрия в вероятности рассеяния, приводящая к холловскому закручиванию. Это «ассиметричное рассеяние» (scew scattering) в низшем порядке по потенциалу рассеяния приводит к зависимости $R_s \sim \lambda\rho$, а в следующем – к зависимости $R_s \sim \lambda\rho^2$. Поэтому при низких температурах при асимметричном рассеянии носителей тока для аномального коэффициента Холла имеем:

$$R_s = a\rho_0 + b\rho_0^2 \qquad (25)$$

Значительная температурная зависимость аномального эффекта Холла заставила рассмотреть и другие возможные механизмы рассеяния, в частности на колебаниях кристаллической решетки (фононах) и на магнитных неоднородностях (магнонах). Было показано, что в первой модели основным механизмом рассеяния, определяющим температурную зависимость, является рассеяние на фононах. Для температур выше дебаевской было получено, что $R_s \sim \lambda\rho^2$.

В модели II основным механизмом рассеяния является рассеяние на магнитных неоднородностях, которое приводит к следующей зависимости

$$R_s \sim \rho_M, \qquad (26)$$

где ρ_M - магнитный вклад в сопротивление проводника, который при $T < T_c$ монотонно увеличивается с повышением температуры, а при $T > T_c$ $\rho_M = const$.