

Магнетосопротивление

Материал из Википедии — свободной энциклопедии

Магнетосопротивление (магниторезистивный эффект) — изменение [электрического сопротивления](#) материала в [магнитном поле](#). Впервые эффект был обнаружен в [1856 Уильямом Томсоном](#). В общем случае можно говорить о любом изменении тока через образец при том же приложенном напряжении и изменении [магнитного поля](#). Все вещества в той или иной мере обладают магнетосопротивлением. Для [сверхпроводников](#), способных без сопротивления проводить [электрический ток](#), существует [критическое магнитное поле](#), которое разрушает этот эффект и вещество переходит в нормальное состояние, в котором наблюдается сопротивление. В нормальных металлах эффект магнетосопротивления выражен слабее. В [полупроводниках](#) относительное изменение сопротивления может быть в 100—10 000 раз больше, чем в [металлах](#), и может достигать сотен тысяч [процентов](#).

Магнетосопротивление вещества зависит и от ориентации образца относительно магнитного поля. Это связано с тем, что магнитное поле не изменяет проекцию скорости частиц на направление магнитного поля, но благодаря [силе Лоренца](#) закручивает траектории в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Это объясняет, почему поперечное поле действует сильнее продольного. Здесь речь пойдёт в основном о поперечном магнетосопротивлении [двумерных систем](#), когда магнитное поле ориентировано перпендикулярно к плоскости движения частиц.

На основе магниторезистивного эффекта создают датчики магнитного поля.

Содержание

- [1 Качественное объяснение эффекта](#)
 - [1.1 Вывод](#)
- [2 Двумерный электронный газ](#)
 - [2.1 Тензор проводимости](#)
 - [2.2 Геометрическое магнетосопротивление](#)
- [3 Отрицательное магнетосопротивление](#)
- [4 Примечания](#)

Качественное объяснение эффекта

Качественно понять это явление можно, если рассмотреть траектории положительно заряженных частиц (например, [дырок](#)) в магнитном поле. Пусть через образец проходит [ток](#) j вдоль оси X . Частицы обладают тепловой скоростью или, если дырочный газ вырожден, то средняя скорость частиц равна фермиевской скорости (скорости частиц на [уровне Ферми](#)), которые должны быть много больше скорости их направленного движения (дрейфа). Без магнитного поля носители заряда движутся прямолинейно между двумя столкновениями.

Во внешнем магнитном поле B (перпендикулярном току) траектория будет представлять собой в *неограниченном образце* участок [циклоиды](#) длиной l (длина свободного пробега),

и за время свободного пробега (время между двумя столкновениями) вдоль поля E частица пройдет путь меньший, чем l , а именно

$$l_x \approx l \cos \phi \approx l \left(1 - \frac{\mu^2 B^2}{2}\right). \quad (1.1)$$

Поскольку за время свободного пробега τ частица проходит меньший путь вдоль поля E , то это равносильно уменьшению дрейфовой скорости, или [подвижности](#), а тем самым и [проводимости](#) дырочного газа, то есть [сопротивление](#) должно возрастать. Разницу между сопротивлением при конечном магнитном поле и сопротивлением в отсутствие магнитного поля принято называть магнетосопротивлением.

Также удобно рассматривать не изменение полного сопротивления, а локальную характеристику проводника — [удельное сопротивление](#) в магнитном поле $\rho(B)$ и без магнитного поля $\rho(0)$. При учете статистического разброса времен (и длин) свободного пробега, получим

$$\Delta\rho(B) = \rho(B) - \rho(0) = \rho(0)\mu^2 B^2, \quad (1.2)$$

где μ — подвижность заряженных частиц, а магнитное поле предполагается малым: $\mu B \ll 1$. Это приводит к положительному магнетосопротивлению. В трёхмерных ограниченных образцах на боковых гранях возникает разность потенциалов благодаря [эффекту Холла](#), в результате чего носители заряда движутся прямолинейно, поэтому магнетосопротивление с этой точки зрения должно отсутствовать. На самом деле оно имеет место и в этом случае, поскольку холлово поле компенсирует действие магнитного поля лишь в среднем, как если бы все носители заряда двигались с одной и той же (дрейфовой) скоростью. Однако скорости [электронов](#) могут быть различны, поэтому на частицы, движущиеся со скоростями, большими средней скорости, магнитное поле действует сильнее, чем холлово. Наоборот, более медленные частицы отклоняются под действием превалирующего холлово поля. В результате разброса частиц по скоростям уменьшается вклад в проводимость быстрых и медленных носителей заряда, что приводит к увеличению сопротивления, но в значительно меньшей степени, чем в неограниченном образце.^[1]

Вывод

В [модели Друде](#) уравнение для дрейфовой скорости v_d частицы (для простоты рассмотрим дырку) в электрическом \vec{E} и магнитных полях \vec{B} имеет вид:

$$\frac{m\vec{v}_d}{\tau} = e \left(\vec{E} + [\vec{v}_d \times \vec{B}] \right), \quad (2.1)$$

где m — [эффективная масса](#) дырки, e — [элементарный заряд](#), τ — [время релаксации](#) по импульсам (время между столкновениями, когда происходит существенное изменение импульса). Решение этого уравнения можно искать в виде суммы трёх векторов, которые определяют базис трёхмерного пространства.

$$\vec{v}_d = a_1 \vec{E} + a_2 \vec{B} + a_3 [\vec{E} \times \vec{B}]. \quad (2.2)$$

Здесь a_i — искомые коэффициенты. Если подставить это выражение в исходное (2.1) получим

$$a_1 \vec{E} + a_2 \vec{B} + a_3 [\vec{E} \times \vec{B}] = \frac{e\tau}{m} \left(\vec{E} + \left[(a_1 \vec{E} + a_2 \vec{B} + a_3 [\vec{E} \times \vec{B}]) \times \vec{B} \right] \right). \quad (2.3)$$

Используя формулу [двойного векторного произведения](#)

$$[\vec{E} \times \vec{B}] \times \vec{B} = -[\vec{B} \times [\vec{E} \times \vec{B}]] = -\vec{E}B^2 + \vec{B}(\vec{B} \cdot \vec{E}), \quad (2.4)$$

приведём выражение (2.3) к следующему виду:

$$(a_1 - \mu + a_3 \mu B^2) \vec{E} + (a_2 - a_3 \mu (\vec{B} \cdot \vec{E})) \vec{B} + (a_3 - \mu a_1) [\vec{E} \times \vec{B}] = 0, \quad (2.5)$$

сбрав коэффициенты при базисных векторах. Приравняв коэффициенты при базисных векторах нулю найдём значения

$$a_1 = \frac{\mu}{1 + (\mu B)^2}, \quad (2.6)$$

$$a_2 = \frac{\mu^3 (\vec{B} \cdot \vec{E})}{1 + (\mu B)^2}, \quad (2.7)$$

$$a_3 = \frac{\mu^2}{1 + (\mu B)^2}. \quad (2.8)$$

Ток и дрейфовая скорость связана соотношением

$$\vec{j} = ne\vec{v}_d. \quad (2.9)$$

где n — концентрация электронов участвующих в проводимости. Выразим проводимость через подвижность $\mu = \frac{e\tau}{m}$

$$\sigma_0 = ne\mu. \quad (2.10)$$

Теперь, зная дрейфовую скорость, запишем общее выражение для плотности тока^[2]

$$\vec{j} = \frac{\sigma_0}{1 + (\mu B)^2} \vec{E} + \frac{\sigma_0 (\mu \vec{B} \cdot \vec{E})}{1 + (\mu B)^2} \mu \vec{B} + \frac{\sigma_0}{1 + (\mu B)^2} [\vec{E} \times \mu \vec{B}]. \quad (2.11)$$

Двумерный электронный газ

В ограниченном образце с двумерным электронным газом в поперечном магнитном поле [холловское поле](#) компенсирует действие магнитного поля, когда выполняются следующие условия:

- Двумерный электронный газ [вырожден](#), то есть температура достаточно низка по сравнению с [энергией Ферми](#) и нет энергетического разброса носителей, то есть они обладают одинаковой фермиевской скоростью.

- Существует только один тип носителей, поскольку холловское поле не может скомпенсировать дрейф носителей с разными подвижностями или зарядом. Система также должна быть однородна по распределению концентрации носителей, поскольку разная концентрация соответствует различным энергиям и скоростям частиц.
- Поле не может быть квантующим, то есть когда наблюдается [эффект Шубникова — де Гааза](#).
- Эффект магнетосопротивления оказывается чувствительным к [форме образца](#). Длина образца прямоугольной формы должна быть много больше его ширины, поскольку вблизи токовых контактов наблюдается искажение линий токов. Соответственно все измерения должны производиться в [четырёхконтактной схеме](#) при постоянном токе.
- Ещё одно ограничение существует на размер образца. Он должен быть макроскопическим. Транспорт в нём должен быть диффузионным и [длина фазовой когерентности](#) (длина сбоя фазы) должна быть много меньше размера образца.

Собственно говоря, выполнение этих условий является необходимым условием отсутствия положительного магнетосопротивления. Но существуют эффекты как классические, так и квантовые (слабая локализация) и многочастичные (электрон-электронные взаимодействия в Ферми жидкости), которые могут приводить к магнетосопротивлению в двумерной системе.

Неограниченный образец можно моделировать в виде диска ([диск Корбино](#)). Так как ток имеет радиальный характер, то отклонение носителей заряда под действием магнитного поля происходит в перпендикулярном к радиусу направлении, поэтому не происходит разделения и накопления зарядов, и холлово поле не возникает. В геометрии диска Корбино эффект магнетосопротивления максимален.

Если магнитное поле направлено вдоль тока j , то в этом случае изменения сопротивления не должно было бы быть. Однако в ряде веществ магнетосопротивление наблюдается, что объясняется сложной формой [поверхности Ферми](#).

Тензор проводимости

Выражение (2.11) существенно упрощается, если рассматривать двумерный дырочный газ (в плоскости XY) помещённый в поперечное магнитное поле. То есть магнитное поле направлено по оси Z

$$\vec{B} = (0, 0, B_z) \quad (3.1)$$

и магнитное поле и электрическое ортогональны между собой

$$(\vec{B} \cdot \vec{E}) = 0. \quad (3.2)$$

Тогда выражение (2.11) записанное в матричной форме примет вид

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} = \sigma \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{\sigma_0}{1 + (\mu B_z)^2} \begin{pmatrix} 1 & \mu B_z \\ -\mu B_z & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

где тензор σ называют [тензором проводимости](#) двумерного дырочного газа в магнитном поле.

Если рассмотреть достаточно длинный образец прямоугольной формы, такой, что линии тока вдали от контактов параллельны боковым сторонам образца, то в этой системе отсутствует ток j_y . Можно записать связь между компонентами электрического поля (E_y называют холловским полем)

$$E_y = \mu B_z E_x, \quad (3.4)$$

которая приводит к выражению для тока j_x

$$j_x = \sigma_0 E_x, \quad (3.5)$$

не зависящему от магнитного поля, то есть к отсутствию магнетосопротивления.^[2]

Обратная матрица к матрице проводимости называется тензором сопротивлений

$$\rho = \sigma^{-1}, \quad (3.4)$$

и в общем случае для обращения нужно использовать формулы

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (3.5)$$

$$\rho_{xy} = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (3.6)$$

где вместо компонент тензора проводимости следует использовать компоненты в уравнении (3.3) или в явном виде

$$\rho = \frac{1}{\sigma_0} \begin{pmatrix} 1 & -\mu B_z \\ \mu B_z & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

Для двумерного электронного газа используются формулы (3.3), где изменён знак на противоположный перед подвижностью в тензоре проводимости (или просто транспонированная матрица проводимости).

Геометрическое магнетосопротивление

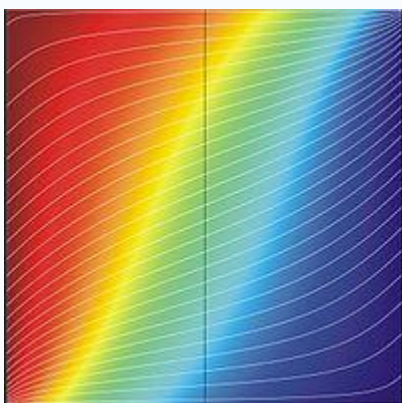


Рис. 1. Распределение [потенциала](#) (красный цвет соответствует максимуму, а синий — минимуму) в однородном квадратном образце с двумерным дырочным газом в

поперечном магнитном поле ($\mu B=1$). Белыми линиями показаны искривлённые в магнитном поле линии [тока](#).



Рис. 2. Распределение потенциала в однородном прямоугольном образце с двумерным дырочным газом в поперечном магнитном поле ($\mu B=1$). Белыми линиями показаны линии [тока](#), которые в середине образца практически параллельны боковым сторонам (сравните с Рис. 1.).

Если рассмотреть прямоугольный образец (длиной L и шириной d) с [двумерным электронным газом](#) (магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости образца), то в образце наблюдается магнитосопротивление связанное с перераспределением токов в магнитном поле^[3]:

$$\frac{R(B) - R(0)}{R(0)} = g \left(\frac{L}{d} \right) (\mu B_z)^2, \quad (4.1)$$

где

$$g \left(\frac{L}{d} \right) = \frac{16}{\pi^3} \frac{1}{L/d} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\text{th} \left(\frac{\pi L}{2d} (2k+1) \right)}{(2k+1)^3}. \quad (4.2)$$

Отрицательное магнетосопротивление

Среди эффектов, которые приводят к магнетосопротивлению можно выделить [слабую локализацию](#), как наиболее известный эффект приводящий к отрицательному магнетосопротивлению, то есть наблюдается увеличение проводимости при приложении магнитного поля. Это одноэлектронный квантовый интерференционный эффект, приводящий к дополнительному рассеянию носителей, что уменьшает проводимость.

Примечания

1. ↑ *P. S. Kireev Semiconductor physics, 2nd ed.. — Moscow: Mir Publishers, 1978. — С. 696.*
2. ↑ ^{1 2} *B. M. Askerov Electron Transport Phenomena in Semiconductors, 5-e изд.. — Singapore: World Scientific, 1994. — С. 416. — ISBN ISBN 981-02-1283-6*
3. ↑ Vorob'ev V. N. and Sokolov Yu. F. «Determination of the mobility in small sample of gallium arsenide from magnetoresistive effects» *Sov. Phys. Semiconductors* **5**, 616 (1971).

Источник

«<http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9C%D0%B0%D0%B3%D0%BD%D0%B5%D1%82%D0%BE%D1%81%D0%BE%D0%BF%D1%80%D0%BE%D1%82%D0%B8%D0%B2%D0%BB%D0%B5%D0%BD%D0%B8%D0%B5>»

Категория: [Гальваномагнитные эффекты](#)