

01;05.2

©1995

СИЛА АМПЕРА В ДВУХ МОДЕЛЯХ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

В.В.Бичевин, П.В.Бичевин

Работы [1,2] открыли возможность интерпретации холловской ЭДС в модели упругих отражений (МУО). В альтернативной модели, как известно, предполагается динамическое равновесие сил, действующих на носители тока (МДРС). Ранее эти две модели сопоставлялись при интерпретации поперечных ЭДС, возникающих при движении проводников с токами в магнитном поле [1]. На этом возможности их сравнения не исчерпываются. Круг гальваномагнитных явлений достаточно широк, и любое из них может быть рассмотрено с двух позиций.

Кроме того, холловская ЭДС имеет определенные связи с силой Ампера, так как оба явления вызваны одной причиной — переносом зарядов в магнитном поле. Здесь также возможно сравнение моделей с экспериментом, по крайней мере, в трех случаях: при неподвижных проводниках и в зависимости от направления их движения.

Настоящая работа имела целью рассмотрение этих связей в неподвижных проводниках с разным типом проводимости.

В известной модели эффекта Холла, определенной выше как МДРС, постулируется динамическое равновесие усредненных электростатических F_E и электродинамических F_B сил, действующих на дрейфующие в магнитном поле электроны или дырки (рис. 1, б) так, что каждая из них “точно компенсирует друг друга” [3, с. 255;4]:

$$E_E \equiv -F_B. \quad (1)$$

Если магнитное поле B , ток I и сила Ампера F_A взаимно перпендикулярные (рис. 1, а), то равенство (1) можно записать в следующем виде [3,4]:

$$eE = eVd = eBJ/en \equiv eRBJ, \quad (2)$$

где e, d, n — заряд, дрейфовая скорость и концентрация электронов проводимости (дырок), J — плотность тока, $R = 1/en$ — коэффициент Холла. Соотношения (1) и (2) с несущественными поправками являются основными в этой модели.

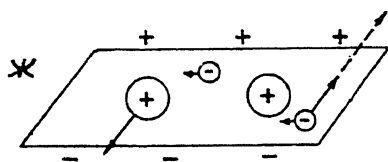
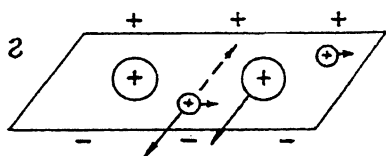
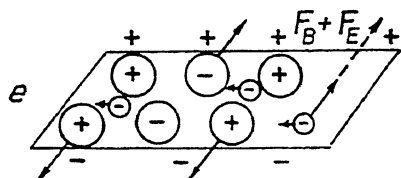
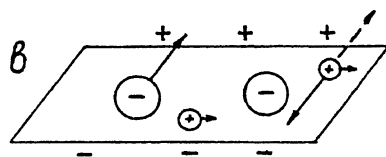
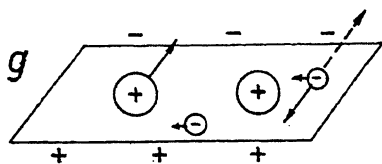
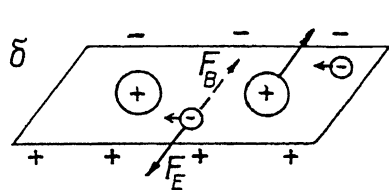
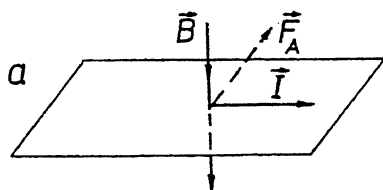


Рис. 1. Проводники с током в магнитном поле. Сплошные стрелки символизируют электростатические силы, прерывистые — электродинамические.

В модели упругих отражений по [2] холловская ЭДС дается выражением

$$E = -Bd(2 - 3k)/(1 - k)(2 - k), \quad (3)$$

где $0 \leq k < 1$ — коэффициент отражения электронов в отношении приращения скоростей, а $d = J/en \equiv JR$ — дрейфовая скорость электронов. В формуле (3) величина k зависит от энергетического состояния электрона. Поэтому область ее применимости ограничена одной группой носителей тока. Ими могут быть электроны или валентной зоны, или зоны проводимости. При $k < 2/3$ различие между (2) и (3) количественное, а при $k > 2/3$ — качественное.

В формуле (2) величина E прямо связана с объемной плотностью сил Ампера VJ , а в зависимости (3) прямая связь отсутствует: холловское поле может быть как параллельным, так и антипараллельным силам Ампера. Это раз-

личие двух моделей позволяет экспериментально определить более верную из них, а также проводить дискриминацию механизмов, приводящих к положительному эффекту Холла.

На рис. 1 представлены отрезки плоских проводников с током в магнитном поле. Полярности холловских полей соответствуют приведенной на рис. 1, а конфигурации векторов B , I , F_A . Рис. 1, б, д относятся к проводникам n -типа, остальные — к p -типу. На отрезках символично изображены ионы кристаллической решетки, электроны, дырки и силы, действующие на заряды: как реальные, так и следующие из моделей. Левые рисунки построены в соответствии с основными положениями модели ДРС, правые — модели УО.

Рассмотрим теперь модельные представления о возникновении силы Ампера и их соответствие действительности. Следуя Парселлу [5], в проводнике n -типа (рис. 1, б) к макроскопической силе приводит взаимодействие положительных зарядов кристаллической решетки с холловским полем. Согласно (1), действующие на электроны электродинамические F_B и электростатические F_E силы точно скомпенсированы и внешнего усилия не создают. По (2) величина силы F_A равна $eEN \equiv JB$, где $N = n$ — концентрация положительных ионов кристаллической решетки.

В модели УО для n -проводников (рис. 1, д), согласно (3), при $0 < k < 2/3$ электростатическая сила F_E меньше электродинамической F_B , т. е. компенсации этих сил не происходит. Следовательно, при $k \neq 0$ электростатическое взаимодействие зарядов кристаллической решетки этих объектов с холловским полем составляет лишь часть силы Ампера. К ней добавляется компонента, возникающая при рассеянии импульсов, получаемых электронами от магнитного поля.

В полупроводнике p -типа (рис. 1, е), согласно основному постулату МДРС (1), электродинамические и электростатические силы, действующие на дырки, точно скомпенсированы. Единственным источником макроскопической силы, как и выше, является электростатическое взаимодействие зарядов кристаллической решетки с холловским полем. В модели этот заряд составляют отрицательно заряженные ионы акцепторов, как это и показано на рисунке. К этому приводят математические преобразования в модели, при которых вакансиям электронов приписывается положительный заряд, а положительно заряженным ионам кристаллической решетки — нулевой заряд, так что в целом тело остается электронейтральным [6]. При таком формальном подходе сила, действующая на проводник, оказывается равной BJ и направленной в сторону F_A , как это и должно быть.

Однако реальный заряд кристаллической решетки может быть только нулевым или положительным. В таком случае действительная сила взаимодействия холловского поля и кристаллической решетки направлена против силы Ампера и, следовательно, существует еще одна сила, превышающая первую и направленная в сторону F_A . Модель не содержит в себе источника этой силы.

В модели упругих отражений таких затруднений не возникает. Действительно, электростатические силы, действующие на отрицательные ионы акцепторов и положительные ионы кристаллической решетки полупроводников p -типа (рис. 1, e), в сумме направлены против силы Ампера. Но им противостоят превосходящие силы, возникающие при рассеянии электронов с избыточными в направлении F_A импульсами. Это оказывается возможным благодаря тому, что и электродинамические и электростатические силы смещают электроны в одном и том же направлении.

Металл с положительным эффектом Холла (рис. 1, z) приводит в модели ДРС к еще большим затруднениям. Для возникновения силы Ампера требуемой величины и направления необходим, как и в случае p -проводника, отрицательный заряд кристаллической решетки, равный заряду "дырок". Для реальных металлов он должен быть неправдоподобно велик. К примеру, по холловским измерениям величина R вольфрама равна $+1.1 \cdot 10^{-10}$ м³/К, чему соответствует концентрация дырок $\sim 5.7 \cdot 10^{22}$ см⁻³ [7]. Концентрация атомов вольфрама равна $6.2 \cdot 10^{22}$ см³. Из сопоставления цифр следует, что число отрицательных ионов практически должно равняться числу атомов. Это вдвое превышает теоретическую возможность.

С другой стороны, даже при наличии отрицательных ионов суммарный заряд кристаллической решетки всегда положителен и прилагаемые к нему силы холловского поля направлены против F_A . Если силы, действующие на дырки, уравновешены, то, как и выше, в модели отсутствует источник усилий в нужном направлении.

В модели УО такой источник имеется. Холловским силам, приложенным к кристаллической решетке против направления F_A (рис. 1, e), противостоят превосходящие силы, обязанные рассеянию избыточных импульсов электронов на атомах и ионах. Ускорение электронов в направлении сил Ампера происходит, как уже отмечалось, под воздействием суммы сил $F_E + F_B$.

Из описания рисунка 1, e и z , где представлены распределения реальных зарядов и сил, явно не следует их связь с МУО. Для металлов такая картина была известна едва ли не столетие назад. Однако до создания МУО невозможно

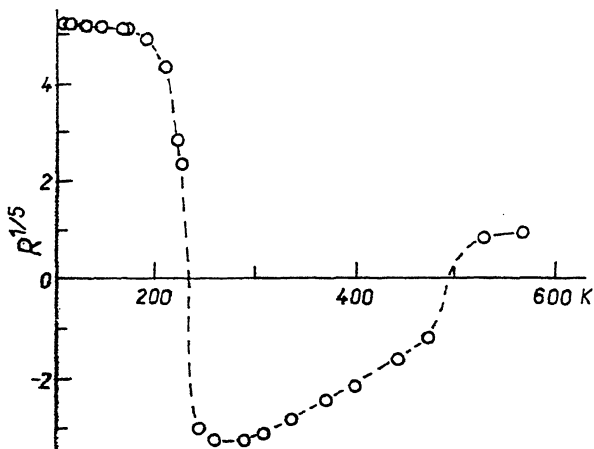


Рис. 2. Зависимость коэффициента Холла $(R \text{ см}^3/\text{К})^{1/5}$ теллура p -типа от температуры по [7, с. 302].

было понять, как такое распределение зарядов возникает, и казалось, что на электроны действуют еще какие-то силы.

К силе Ампера приводят рассеяние избыточных импульсов электронов на кристаллической решетке и взаимодействие ее зарядов с холловским полем. Механизмы эти взаимосвязаны таким образом, что в сумме сила Ампера от величины холловского поля не зависит. Этого требуют законы сохранения и, в частности, условие электронейтральности проводников, в которых сумма всех зарядов q_i равна нулю: $\sum q_i = 0$. В электростатическом поле E сумма сил, приложенных к этим зарядам, также равна нулю: $\sum E q_i = E \sum q_i = 0$. Иначе, внутреннее электрическое поле не приводит к поступательному движению проводника. Это, не являясь причиной, позволяет понять, почему родственные явления, ЭДС Холла и сила Ампера, на практике не только не пропорциональны друг другу, но часто даже не имеют прямой корреляции.

Об этом может свидетельствовать температурная зависимость коэффициент Холла R теллура p -типа (рис. 2), построенная по данным [8]. В этом случае при постоянной величине тока I и, следовательно, постоянной силе Ампера F_A величина коэффициента R и пропорциональная ей ЭДС Холла E варьируют в широких пределах и дважды меняют полярность.

При нулевом холловском поле E вблизи 240 и 500 К сила Ампера F_A обязана только рассеянию электронов. В этом случае, вопреки (1), силы, действующие на электроны, явно не уравновешены: электродинамическая компонента $F_B > 0$, а электростатическая F_E равна нулю, так как само

поле $E = 0$. Таким образом, согласно эксперименту, постулат (1), по крайней мере в частных случаях, не соблюдается и имеет место неравенство

$$F_H \neq f_B. \quad (4)$$

Соотношения (3) и (4) являются следствием МУО и находят подтверждение при сравнении с экспериментальными результатами. В частности, рассматриваемая ситуация с нулевым холловским полем по (3) может реализоваться для носителей тока одного сорта при $k = 2/3$, но если количество сортов равно двум или более, то число возможных вариантов резко возрастает.

В заключение еще раз обратимся к рис. 1. Направление силы Ампера F_A (рис. 1, а) и полярности холловских полей остальных рисунков для заданных ориентаций \mathbf{B} и \mathbf{I} — твердо установленные экспериментальные факты. Направленное против силы Ампера воздействие холловского поля на заряды кристаллической решетки в проводниках p -типа — также непреложный факт. Теперь, если по (1) допустить, что силы, действующие на носители тока уравновешены, то проводник p -типа в магнитном поле, вопреки сохранению импульса, должен отклоняться против силы Ампера. Это к тому же не зависит от знака носителей тока. К неверному выводу могло привести только не проверенное экспериментально предположение о равенстве сил F_E и F_B в соотношении (1). Закон сохранения импульса для проводников p -типа такого равенства не допускает.

Таким образом, в модели упругих отражений при любом типе проводимости источниками силы Ампера являются электростатическое взаимодействие зарядов кристаллической решетки с холловским полем и рассеяние избыточных импульсов электронов. В модели динамического равновесия сил только один источник — электростатическое взаимодействие зарядов кристаллической решетки с холловским полем, которое в проводнике p -типа направлено против сил Ампера. Модель не содержит источника второй силы, которая в этом случае должна быть противоположна первой и превышать ее на величину F_A .

Список литературы

- [1] Бичевин В.В., Бичевин П.В. // Письма ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 17. С. 58–62; В. 20. С. 64–68; 1993. Т. 19. В. 13. С. 3–40.
- [2] Бичевин В.В., Бичевин П.В. // ЖТФ. 1995. Т. 65. В. 1. С. 55–63.
- [3] Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1966. 416 с.
- [4] Смит Р. Полупроводник. М.: Мир, 1982. 558 с.
- [5] Парсэлл Э. Электричество и магнетизм. Берклевский курс физики. Т. 2. М.: Наука, 1975. 440 с.

- [6] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 688 с.
- [7] *Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Кикоина.* М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- [8] *Данлэп У.* Введение в физику полупроводников. М.: ИЛ, 1959. 430 с.

Институт Физики АН Эстонии
Тарту

Поступило в Редакцию
27 апреля 1995 г.
