

05.2.
©1993

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В МОДЕЛИ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В. В. Бичевин, П. В. Бичевин

Поиск механизма положительного эффекта Холла (ПЭХ) в модели “свободных электронов”, предпринятый в 1920–30 годах, оказался безуспешным и застыл после предложения Гейзенбергом теории “дырочной” проводимости [1]. Тем не менее в [2] вскрыта возможность появления ПЭХ при упругих отражениях “свободных электронов”. Если поток отраженных электронов рассматривать как внутренний встречный ток I_2 по отношению к прямому I_1 , совпадающему с направлением сил электрического поля, то сумма поперечных ЭДС этих токов E без учета их взаимосвязи может быть представлена зависимостью

$$E = s^{-1} R \{ \mathbf{B} \times [I_1 + (3k - 1)I_2] \}, \quad (1)$$

где s — сечение проводника, R и k — коэффициенты Холла и отражения электронов. По (1), или более прозрачно по [2], при $k < 2/3$ знак эффекта Холла отрицательный, а при $k > 2/3$ — положительный.

Цель настоящей работы — сравнение результатов [2] с экспериментом и определение объектов, ПЭХ которых явно связан с отражениями электронов. Для этого напомним особенности ПЭХ, выявленные при изучении холл-фарадеевской зависимости поперечной ЭДС [3]. При движении магнита относительно проводника p -типа (рис. 1, а) с дрейфовой скоростью электронов макроскопического тока v_2 последние оказываются неподвижными по отношению к магнитному полю, но поперечная ЭДС при этом выше холловской v_0 . И наоборот, в точке v_1 при скорости электронов, равной $v_1 + v_2$, ЭДС равна нулю. Априори следовало ожидать только противоположное, хотя зависимость $v_1 v_2$ следует из общих законов электродинамики.

На рисунке 1, в, согласованном с 1, а, по (1) изображены прямой I_1 и встречный I_2 токи, а также невозмущенные холловским полем компоненты их поперечных ЭДС при $k > 2/3$ для p -проводника с током в неподвижном магнитном поле. Компоненты E и kE взаимосвязаны. Первая вызвана действием силы Лоренца на движущийся с ускорением электрон, вторая — возникает в результате его отражения и от I_2 не зависит. Компонента $k_1 E = (2k - 1)E$ обязана отклонению отраженного электрона магнитным полем при его движении против сил электрического поля.

На рис. 1, с изображены эти же токи и компоненты ЭДС, но трансформированные движением магнита со скоростью v_1 (рис. 1, а) против направления дрейфа электронов прямого тока I_1 . В проводнике (рис. 1, б) токи I_1 и I_2 при этом, разумеется, остаются неизменными, но относительно магнитного поля они изменяются пропорционально изменению дрейфовых скоростей электронов.

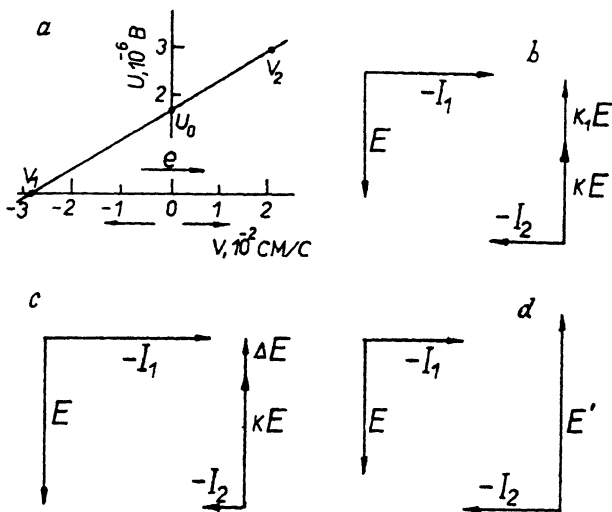


Рис. 1. Зависимость поперечной ЭДС p -проводника с током от скорости движения магнитного поля (1а).

Прямой I_1 и обратный I_2 токи в p -проводнике с соответствующими им холл-фарадеевскими ЭДС при неподвижном (b) и движущимся со скоростью v_1 (c) и v_2 (d) магнитным полем.

Легко видеть, что при этом происходит возрастание тока I_1 и пропорциональной I_1 ЭДС при уменьшении I_2 и ΔE , происходящей от $k_1 E$. Если первоначально сумма $kE + k_1 E$ превышала E , то при некоторой скорости магнита $kE + k_1 E$ сравнивается с E — этому соответствует точка v_1 с нулевым поперечным полем. Электроны дрейфуют относительно магнитного поля, а ЭДС отсутствует. При дальнейшем увеличении скорости магнита I_2 и ΔE уменьшаются до нуля, а затем изменяют направления.

При движении магнитного поля с дрейфовой скоростью электронов v_2 (рис. 1,а) макроскопического тока $I = I_1 - I_2$ внутренние токи I_1 и I_2 относительно поля сравниваются по величине (рис. 1,д) и, следовательно, в сумме зарядов не переносят. При этом, по сравнению с рис. 1,в, увеличивается ЭДС E от встречного тока I_2 и уменьшается — от прямого I_1 . В результате их разность увеличивается и ЭДС в точке v_2 превышает u_0 . Так возникает сравнительно большое поперечное электрическое поле при неподвижных относительно магнитного поля электронах.

Таким образом, ПЭХ, возникающий при упругом отражении электронов, во всех отношениях удовлетворяет экспериментально наблюдаемым зависимостям. Остается определить, в каких материалах это имеет место. Окончательный ответ, разумеется, только с позиций наших представлений, будет дан в последующей работе после дополнительных исследований проблемы. Однако и сейчас можно указать на группу металлов (Ti, Zn, Sm, Lu, Hf, V), у которых наблюдается изменение знака эффекта Холла при изменении ориентации тока относительно кристаллографических осей [4]. Невероятно, чтобы при этом происходило изменение типа проводимости, а изменение коэффициента отражения, наоборот,

должно быть. К перечисленным объектам можно добавить Be, Zn, и Cd, для которых по [1] ПЭХ "относится к числу загадочных нерешенных проблем". Что касается остальных металлов с ПЭХ, то можно лишь указать на те, носителями тока в которых вероятнее всего являются электроны зоны проводимости. К ним относятся Cr, Nb, Mo, Ru, Rh с электронной конфигурацией s^1 , Tl — с конфигурацией s^2p^1 , и другие. Для некоторых из них не исключена возможность перекрытия зон — валентной и проводимости.

Определение концентрации методом Холла производят путем измерения ЭДС u_0 (рис. 1,а) с последующим вычислением по соотношению $\mathbf{E} = R(\mathbf{V} \times \mathbf{J})$ [5], являющемуся частным случаем (1). Рассмотрим, как соотносятся концентрации, рассчитанные по одной и той же величине u_0 , но по разным формулам, а точнее, моделям. Вычисления будем проводить не по (1) с учетом взаимосвязи противоположенных ЭДС [3], что более сложно и менее наглядно, а непосредственно в соответствии с [2] по рисункам 1,в и 1,с.

Идея вычислений состоит в следующем. В работе [3] показана возможность определения холловской концентрации носителей тока по скорости v_1 (рис.1,а). Эта величина не является дрейфовой скоростью дырок (или электронов), но связана с реальной дрейфовой скоростью электронов v_2 . Выявление этой связи по элементам рисунков 1,в и 1,с решает задачу.

Рис. 1,с построен для нулевого поперечного электрического поля. Поэтому имеет место равенство

$$E = kE + \Delta E, \quad (2)$$

где компонента kE обязана отражениям, а E и ΔE связаны со средней скоростью движения электронов в магнитном поле. Поскольку в прямом и встречном токах участвует равное число электронов, то их дрейфовые скорости и пропорциональные им компоненты ЭДС E и ΔE относятся как величины токов. С учетом этого

$$\Delta E/I_{2c} = E/I_{1c} \quad (3)$$

или

$$\Delta E = EI_{2c}/I_{1c}, \quad (4)$$

где символом c подчеркивается принадлежность токов рисунку 2, с. Из (4) и (2) следует

$$I_{2c}/I_{1c} = 1 - k. \quad (5)$$

По [4] токам I_{1b} и I_{2b} соответствуют дрейфовые скорости электронов $v/2$ и $v(k-0.5)$. Относительно магнитного поля, движущегося со скоростью v_1 , они симметрично изменяются и равны $0.5v + v_1$ для носителей тока I_{1c} и $[v(k-0.5) - v_1]$ — для I_{2c} .

Замена отношения токов на отношение дрейфовых скоростей в (5) приводит к равенству

$$[v(k-0.5) - v_1]/(0.5v + v_1) = 1 - k, \quad (6)$$

содержащему зависимость v_1 от k и v :

$$v_1 = v(3k - 2)/2(2 - k). \quad (7)$$

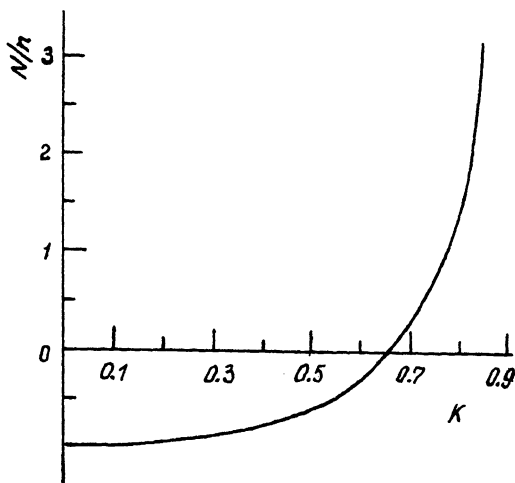


Рис. 2. Зависимость отношения действительной концентрации носителей тока (N) к холловской (n) от величины коэффициента отражения k .

Определим связь v с v_2 (см. рис. 1, а), представив макроскопический ток I в двух эквивалентных формах записи

$$I = Nev_2 = I_1 - I_2 = 0.5Nev/2 - 0.5Nev(k - 0.5), \quad (8)$$

где N , e — линейная концентрация и заряд электронов, а множителем 0.5 перед N учтено участие половины электронов во внутренних токах проводника. Из (8) следует

$$v = 2v_2/(1 - k) \quad (9)$$

и после подстановки этого значения в (7) получаем:

$$v_1/v_2 = (3k - 2)/(2 - k)(1 - k). \quad (10)$$

Еще раз представим ток I в двух формах записи

$$I = Nev_2 = nev_1, \quad (11)$$

где n — холловская концентрация дырок, а v_1 — их дрейфовая скорость в модели “дырочной” проводимости [5]. По (11) $v_1/v_2 = N/n$. После замены в (10) отношения скоростей на отношение концентраций получаем окончательно

$$N/n = (3k - 2)/(2 - k)(1 - k), \quad (12)$$

где N — действительная, или, вернее, следующая из данной модели концентрация носителей тока, а n — по вышесказанному, определяемая традиционным методом Холла.

Аналогичные расчеты при $k < 2/3$ также приводят к соотношению (12). Из построенного по (12) графика (рис. 2) видно, что

холловская концентрация носителей тока в металлах с ПЭХ может сильно отличаться от действительной. Кроме того, вариация коэффициента отражения k при изменениях температуры, концентрации примесей, ориентации тока в монокристаллах и пр. при измерениях воспринимается как не имеющее места изменение концентрации носителей тока. Для металлов с нормальной холловской ЭДС при $k < 0.4$ различие между N и n невелико.

Список литературы

- [1] Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: ГИФМЛ, 1963. 696 с.
- [2] Бичевин В.В., Бичевин П.В. // Письма ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 20.
- [3] Бичевин В.В., Бичевин П.В. // Письма ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 17. С. 58-62.
- [4] Таблицы физических величин. Справочник. / Под ред. И.К.Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- [5] Смит Р. Полупроводники. М.: ИЛ, 1962. 497 с.

Институт физики АН Эстонии
Тарту

Поступило в Редакцию
13 декабря 1992 г.

