

01; 05.2

© 1992

ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ПРИ УПРУГОМ  
РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ

В.В. Бичевин, П.В. Бичевин

Информация о зависимости проводимости от рассеяния электронов обширна [1, 2]. Объем работ по упругому рассеянию электронов в электромагнитном поле твердого тела также достаточно велик и ускоренно возрастает в связи с расширением работ по микросондированию поверхностей [3-6]. Одна частная проблема, связанная с зависимостью поперечной ЭДС от осцилляций электронов при упругом рассеянии, до настоящего времени оставалась вне интересов исследователей. Наше внимание к ней, определяющее цели настоящей работы, вызвано необходимостью учета всех механизмов образования поперечного электрического поля при интерпретации результатов измерений методом подвижного магнитного поля [7]. Поэтому омическое сопротивление и пр. не рассматривается, к тому же это и так хорошо изучено [1, 2].

Рассмотрим близкое к упругому рассеянию электронов в так называемой классической модели свободных электронов. Пусть электрическое поле  $\vec{E}$  в проводнике направлено вдоль оси  $x$  (см. рисунок, а), а скрещенное магнитное поле  $\vec{B}$  перпендикулярно плоскости рисунка. Дополнительно, как это принято в этой модели, допустим, что электроны проводника могут рассматриваться как частицы со средней по ансамблю скоростью  $\vec{V}$ , длиной свободного пробега  $l$ , изотропным распределением скоростей  $V(\theta)$  и т. д. Электрическое поле изменяет  $V(\theta)$  на  $V'(\theta)$  [8] и этим обуславливает появление тока в проводнике. Обозначим близкую к тепловой среднюю скорость электрона до ускорения в электрическом поле через  $\vec{V}$ . При его движении в направлении действия сил поля эта скорость возрастает на величину  $\Delta\vec{V}_1$  с компонентами  $V_x$  и  $V_H$  (рисунок, а), где величина обусловлена отклонением в магнитном поле. Упругое отражение изменяет направление движения на обратное с сохранением части сверхтепловой скорости  $\Delta\vec{V}_2$  (см. рисунок, б) от первоначальной  $\Delta\vec{V}_1$ . Если через  $0 \leq k < 1$  обозначить коэффициент упругого отражения в отношении приращений, то непосредственно после отражения имеют место соотношения:

$$\Delta\vec{V}_2 = -k \Delta\vec{V}_1,$$

$$V_x = V_2 = -k V_x,$$

$$V_y = -k V_H.$$

(1)

При последующем движении (см. рисунок, с) происходит уменьшение  $x$ -компоненты тормозящим электрическим полем и увеличение  $y$ -компоненты. В конце свободного пробега их величины определяются равенствами

$$\begin{aligned} V_x &= V_3 = V_2 - V_1, \\ V_y &= -(kV_H + k_1V_H), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $k_1$  — коэффициент, зависящий от  $k$ ;  $kV_H$  — приращение в минус  $y$ -направлении, возникающее при упругом отражении, а  $k_1V_H$  связано с отклонением в магнитном поле при движении против сил поля.

Определим  $k_1$ . При этом будем исходить из относительной малости приращений  $x$ - и  $y$ -компонент, равных удвоенным значениям дрейфовых скоростей прямого или поперечного токов. При применяемых в технике плотностях тока они не превышают  $10^{-1}$  см·с $^{-1}$  [7] и равны  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  от величины тепловой (или фермиевской) скорости электронов в металлах [8]. В таком случае, несмотря на сложный характер движения электронов в твердом теле, приращение  $y$ -компоненты в магнитном поле можно принять пропорциональным силе Лоренца или средней величине  $x$ -компоненты дрейфовой скорости электрона. Иначе, отношение средних значений приращений  $\Delta y/\Delta x$  пропорционально только величине магнитной индукции, что является следствием закона Ампера. Средние значения приращений равны полусумме их начальных и конечных значений. Для  $V_1$  это дает  $V_1/2$ , а для  $\bar{V}_3 = 0.5(V_2 + V_3) = 0.5[V_2 + (V_2 - V_1)]$ . Согласно вышесказанному, с учетом (1) и (2) по рисункам 1а–1с составляем уравнение

$$k_1V_H/V_H = \bar{V}_3/\bar{V}_1, \quad (3)$$

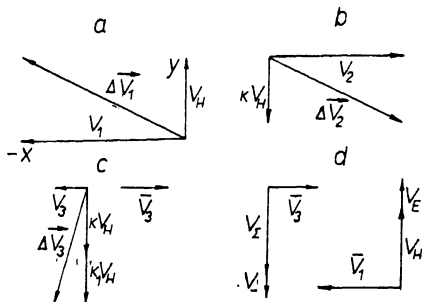
из которого следует:

$$k_1 = 2k - 1. \quad (4)$$

Путем подстановки  $k_1$  из (4) в (2) получаем выражение для  $y$ -компоненты отраженного электрона (рисунок, с).

$$V_y = kV_H + k_1V_H = (1 - 3k)V_H. \quad (5)$$

Если  $k > 2/3$ , то по (5) абсолютная величина  $y$ -компоненты отраженного электрона превышает аналогичную при его движении в направлении сил поля. Этот результат является естественным в принятой модели, т. к. отраженный электрон сохраняет (с изменением знака) часть поперечной скорости, приобретенной при движении в магнитном поле в направлении действия сил электрического поля и к ней добавляется сравнимая доля при движении в обратном направлении.



Приращения скоростей электронов в электромагнитном поле: а – в конце свободного пробега при ускоряющем электрическом поле, б – в момент после упругого отражения, с – в конце свободного пробега против сил поля, д – в установившемся поперечном электрическом поле.

В общем случае, для проводника в целом,  $y$ -компоненты встречно движущихся электронов, связанные с магнитными силами, не равны, но возникающее вследствие этого поперечное (холловское) поле выравнивает их, увеличивая одни и уменьшая другие на величину  $V_E$  (см. рисунок, д). При этом имеет место очевидное равенство

$$V_{\Sigma} + V_{-} = -(V_H + V_E), \quad (6)$$

где обозначено  $V_{\Sigma} = -k(V_H + V_E)$ , а  $V_{-} = (V_E - kV_H)$ .

Соотношение (6) содержит зависимость  $V_E$  от  $k$

$$V_E = V_H(3k - 2)/(2 - k). \quad (7)$$

В проводнике ускоряемому электрону соответствует направленный вдоль поля прямой внутренний ток  $I_1$  с дрейфовой скоростью  $V_1$ , а отраженному – встреченный ток  $I_2$  с дрейфовой скоростью  $V_3$ . Прямому току (рисунок, а) сопутствует обычная холловская ЭДС  $\vec{E} \rightarrow [2]$

$$\vec{E}_1 \rightarrow = s^{-1} R (\vec{I}_1 \rightarrow \times \vec{B} \rightarrow), \quad (8)$$

а встречному току (рисунок, с) по (5) необычная, а зависимости от величины  $k$  суб- или сверххолловская  $\vec{E}_2 \rightarrow$

$$\vec{E}_2 \rightarrow = -(3k - 1) s^{-1} R (\vec{I}_2 \rightarrow \times \vec{B} \rightarrow), \quad (9)$$

где  $S$  – сечение проводника,  $R$  – коэффициент Холла.

В эксперименте может быть измерена только их сумма  $\vec{E} \rightarrow$ , равная  $\vec{E} \rightarrow = -s^{-1} R \{ [\vec{I}_1 \rightarrow + (3k - 1) \vec{I}_2 \rightarrow] \times \vec{B} \rightarrow \}$ , (10)

где ток  $I_2$  противоположен  $I_1$ , а сумма  $I_1 + I_2$  равна макроскопическому току  $I$ .

Зависимость (10) качественно хорошо согласуется с экспериментами, в которых вариация коэффициента отражения осуществлялась изменением температуры или ориентации тока относительно кристаллографических осей [9, 10]. Без этого соотношения трудно дать последовательную интерпретацию экспериментов по микрондифракции поверхности [4-6] или с применением подвижного магнитного поля (ПМП) [7], но это — тема для следующего сообщения.

В заключение отметим, что встречный ток — такая же реальность, как внутренний ток деполяризации, и отражает свойства материалов в отношении упругого рассеяния электронов проводимости. Он может реально измерен, например, методом ПМП. В этих экспериментах при движении проводника с током в сильном магнитном поле магнетосопротивление имеет особенность (минимум) в том случае, когда носители тока оказываются неподвижными относительно силовых линий. Если известен коэффициент Холла, то по измеренным скоростям  $\bar{V}_1$ , или  $\bar{V}_1$  и  $\bar{V}_3$  легко определить  $I_1$  и  $I_2$ .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г а н т м а х е р В.Ф., Л е в и н с о н И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 352 с.
- [2] К у ч и с Е.В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. М.: Радио и связь, 1990. 264 с.
- [3] R o u k e s M.L., S c h e r e r A., A l l e n S.Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 26. P. 3011-3014.
- [4] K i r c z e n o w G. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N. 25. P. 2993-2996.
- [5] В e e n a k k e r C.W.J., V a n H o u t e n H. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 17. P. 1857-1860.
- [6] F o r d C.J.B., W a s h b u r n S., B ü t t i k e r M. et al. // Surf. Sci. (Netherlands). 1990. V. 229. N. 1-3. P. 298-302.
- [7] Б и ч е в и н В., Б и ч е в и н П. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 17. С. 58-62.
- [8] К и т т е л ь Ч. Введение в физику твердого тела. М.: ГИФМЛ, 1963. 696 с.
- [9] В e r l i n c o u r t T.G. // Phys. Rev. 1959. V. 114. N. 4. P. 969-977.
- [10] L e e R.S., L e g v o l d S. // Phys. Rev. 1967. V. 162. N. 2. P. 431-435.