

01;05.2

ТОК ОТРАЖЕНИЙ — ТРЕТИЙ ВИД ТОКА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

© П. В. Бичевин

Физике известны два вида электрического тока: ток проводимости и ток смещения. В работах [1] было введено понятие о внутренних токах, связанных с упругими отражениями (УО). Анализ тока проводимости при УО приводит к выявлению ряда неизвестных ранее особенностей.

Само по себе представление о внутренних токах не ново. В классических и полуклассических теориях проводимости [2,3] газ “свободных” электронов хаотически движется во всех разрешенных направлениях. В силу симметрии встречные их потоки, или встречные токи, в любых сечениях проводников равны. Влияние электрического поля E сводится к симметричному перераспределению импульсов этих потоков и появлению у одного из них сверхтеплого, а у другого — субтеплого приращения скорости d . В практических расчетах удобнее встречные токи заменить одним потоком всех N электронов с той же сверхтепловой, или дрейфовой, скоростью d .

Множественные УО приводят к асимметричному перераспределению импульсов. Электроны прямого тока ускоряются в электрическом поле и приобретают дрейфовую скорость d_1 . Упруго отраженные электроны, составляющие обратный поток, сохраняют часть приобретенного при ускорении импульса, и их дрейфовая скорость $|d_2| \neq |d_1|$. Практически измеримой является только дрейфовая скорость макроскопического тока $d = (d_1 - d_2)/2$, о существовании встречных токов с их скоростями d_1 и d_2 можно судить по сравнению модельных представлений с экспериментом.

В магнитном поле, согласно развиваемой нами модели упругих отражений (МУО), УО приводят к появлению направленного против сил холловского поля потока электронов и связанных с ним положительного эффекта Холла (ПЭХ) и некоторых других явлений [1]. В этом случае благодаря электродинамическим силам Лоренца возникает и второй, противоположенный первому, поток электронов. Взаимосвязь этих двух потоков остается неизученной. Цель настоящей работы — рассмотреть эту проблему для проводника p -типа с позиции двух моделей эффекта Холла: при представлении носителей тока электронами или поло-

жительными дырками. Для упрощения задачи проводник предполагается однородным и изотропным.

Прежде всего рассмотрим, как эта или близкие к ней задачи решены в современной физике. Они возникают при рассмотрении проводимости в магнитном поле, сопровождаемой эффектом Холла. Принято считать, что закон Ома в виде

$$\mathbf{J} = \delta \mathbf{E}, \quad (1)$$

где \mathbf{J} — плотность тока, а δ — проводимость, точен всегда [2]. При продольном токе, направленном вдоль x -оси, это приводит к холловской или y -компоненте тока $J_y = \delta E_x$. Это верно в том случае, когда ток J_y проходит через замкнутую цепь, например при изменении поперечного напряжения. Для типичной второй задачи — бесконечно длинного проводника в магнитном поле — такое решение оказывается неполным. Здесь также имеется поперечное поле и, если есть холловский ток, то остается неясным, как он протекает и на что замкнут.

Эта же проблема при рассмотрении эффекта Холла решается упрощенно: реальные заряды и силы в p -проводниках заменяются модельными, фиктивными. В модели, определенной нами в [4] как модель динамического равновесия сил (МДРС), постулируется динамическое равновесие электростатических и электродинамических сил, действующих на дрейфующие электроны и дырки. "В результате носители заряда движутся вдоль образца под действием только продольного электрического поля так, как если бы магнитного поля вовсе не было" [3, с. 255]. Тогда в отсутствие внешней замкнутой цепи для поперечного тока (ниже мы будем иметь в виду только этот случай) в проводнике никакого холловского тока быть не может и (1) сводится к практически применяемому соотношению $\mathbf{J} \equiv \mathbf{J}_x = \delta \mathbf{E}_x$.

Теперь рассмотрим силы, действующие на заряды проводников с током в магнитном поле, и вытекающие из этого следствия. Для этого обратимся к рис. 1, где изображены отрезки плоских проводников с током и силы, действующие на заряды при заданной конфигурации векторов \mathbf{J} , \mathbf{B} , \mathbf{F}_A , где \mathbf{F}_A — сила Ампера. Рис. 1, б относится к проводникам с n -типом проводимости, остальные — с p -типом проводимости: при представлении носителей тока электронами (рис. 1, в) и положительными дырками (рис. 1, г).

Согласно МДРС в приведенном для сравнения проводнике n -типа (рис. 1, б) на электроны действуют уравновешенные электрические F_E и электродинамические F_B силы, а на положительные заряды ионов — только электростатические силы. К силе Ампера в этой модели приводит взаимодействие положительных зарядов кристаллической

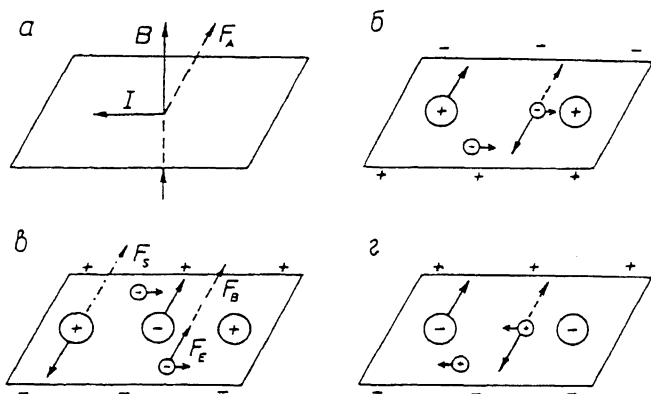


Рис. 1. Силы, действующие на заряды плоских проводников с током в магнитном поле при n - (б) и p -типе проводимости (e, z). Сплошными линиями обозначены электростатические F_E , прерывистыми — электродинамические F_B и штрихпунктирными — силы F_s , возникающие при рассеянии электронов.

решетки с холловским полем [5]. На заряды этого же проводника в МУО действуют такие же силы, но при несколько ином их соотношении. В соответствии с моделью действующие на электроны электродинамические силы F_B превышают электростатические F_E . В результате они приобретают избыточные импульсы и при рассеянии передают их кристаллической решетке, создавая этим часть силы Ампера [4]. В целом две модели в отношении этого объекта глубоких принципиальных различий не содержат.

Этого нельзя сказать о проводниках p -типа. Беглое сравнение рис. 1, в и г, представляющих p -проводник в разных моделях, выявляет отсутствие в них какой-либо симметрии, неодинаковое количество сил, разные их направления и т. д.

В МУО рассматриваются только реальные заряды. В полупроводниках или металлах с p -типом проводимости ими являются положительные ионы кристаллической решетки, отрицательные ионы акцепторов, если они содержатся, и электроны. Условие электронейтральности проводника (рис. 1, в) сводится к равенству нулю суммы

$$|e|N_+ + eN_- + en = 0, \quad (2)$$

где N_+ — концентрация для определенности однозарядных положительных ионов кристаллической решетки, N_- — концентрация также однозарядных отрицательных ионов акцептора и e, n — заряд и концентрация электронов проводимости валентной зоны. После сокращения на e равенство (2) мо-

жет быть записано в виде $N_+ - N_- \equiv N = n$, где $N > 0$ — концентрация нескомпенсированных акцепторами положительных ионов. С учетом этого равенству (2) можно придать эквивалентную, но более удобную форму

$$|e|N = -en. \quad (3)$$

По (3) заряд кристаллической решетки всегда положителен и по величине равен сумме зарядов подвижных электронов.

Этот же проводник p -типа в модели ДРС представляется отрицательно заряженной кристаллической решеткой (рис. 1, z) и дырками. Отрицательный заряд решетки не есть реальность, а условность модели, согласно которой в полупроводниках p -типа можно ограничиться рассмотрением отрицательно заряженных ионов акцепторов и подвижных положительных дырок, удовлетворяющих условию электро-нейтральности [6]

$$N_- = n_p, \quad (4)$$

где N_- и n_p — их концентрации. При этом все остальные заряды предполагаются связанными, а так называемые неосновные носители тока не учитываются.

Продолжим теперь рассмотрение сил в p -проводниках. В модели ДРС на носители тока, дырки, действуют уравновешенные электростатические и электродинамические силы (рис. 1, z), а сила Ампера, как и выше, определяется взаимодействием отрицательно заряженной кристаллической решетки с холловским полем.

В МУО, наоборот, взаимодействие в целом положительно заряженной кристаллической решетки с холловским полем направлено против силы Ампера (рис. 1, $в$), а силы, действующие на эти же носители тока, электроны, не только не уравновешены, но и однонаправлены. Очевидно, сумма всех сил, действующих на заряды, должна равняться силе Ампера F_A :

$$|e|NE + neE + nedB \equiv |e|NE + nF_E + nF_B = F_A, \quad (5)$$

где edB — электродинамическая сила, а величина N по (3) учитывает заряды акцепторов.

Равенство (5) есть следствие закона сохранения импульса: сила взаимодействия источника магнитного поля с кристаллической решеткой проводника всегда равна $JB \equiv F_A$. Выясним, путем каких механизмов он реализуется в конкретном случае. В соответствии с рисунком 1, $в$ и (5) к положительным ионам приложена сила $|e|NE$, направленная против F_A . Согласно сохранению импульса, на ионы и атомы действует еще сила F_s , превышающая F_A и по (5) равная

$$F_s = nF_E + nF_B \equiv neE + nedB = F_A + eNE. \quad (6)$$

Она может возникать только в результате рассеяния электронов, к которым приложены однонаправленные с F_A силы F_E и F_B . Других возможностей нет. Под действием этих сил носители тока ускоряются, приобретают избыточные импульсы и позже, рассеиваясь, передают их кристаллической решетке. При этом приобретение избыточного импульса связано со смещением электронов в направлении F_A или сил холловского поля E . Сила F_A действует постоянно, следовательно, накопление импульсов, связанное со смещением электронов в F_A -направлении, есть процесс стационарный, а это не что иное как электрический ток в y -направлении. В этом легко убедиться, если из F_s по (6) выделить F_s компоненту, связанную с холловским полем

$$F'_s = neE = eNE = \left(\sum \Delta p \right) / t, \quad (7)$$

где Δp — приращение импульса электрона в поле E . Поскольку $\Delta p \sim Edl$, где dl — смещение, то к накоплению избыточного импульса электрона приводит его движение в направлении сил поля E .

Из вышесказанного можно сделать первый важный вывод. В проводниках p -типа сила Ампера возникает в результате накопления электронами избыточных импульсов при их дрейфе в направлении сил холловского поля и последующего их рассеяния на ионах и атомах. Проще, сила Ампера обязана своим возникновением холловскому току.

С другой стороны, в отсутствие замкнутой поперечной пепи или в случае бесконечно длинного проводника y -компонента тока равна нулю. Раз протекания холловского тока требует закон сохранения импульса, то он с такой же неизбежностью предопределяет необходимость протекания равного ему встречного тока (тока отражений). Следовательно, имеется механизм переброса электронов против сил поперечного поля. Это второй существенный вывод.

Такой механизм, как отмечено выше, известен, он был вскрыт нами ранее [1] — это упругие отражения электронов. Напомним коротко, как это происходит.

Пусть электрон прямого тока на пути свободного пробега l приобретает от электрического поля среднюю избыточную скорость d_1 (рис. 2, а), а от магнитного поля — соответствующее d_1 приращение y -компоненты импульса p . УО инвертируют направления импульсов, оставляя электрону от первоначальных приращений d_2 и p их некоторую долю kd_2 и kp , где $k < 1$ — коэффициент отражения в отношении приращений. За время движения в обратном направлении x -компонента скорости уменьшится до средней величины d_2 , а y -компонента импульса увеличится на величину $k'p$. При $k > 2/3$ импульсы отраженных электронов $p(k + k')$ превы-

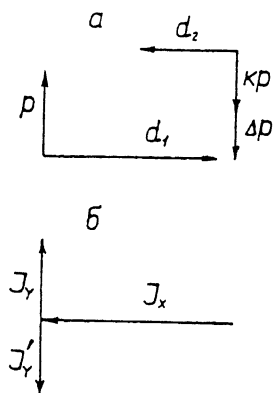


Рис. 2. Приращения x -, y -компонент импульсов при упругих отражениях (а) и холловские компоненты тока (б).

шают p [1]. Это является причиной их смещения, или переброса, против сил холловского поля, приводящего к ПЭХ. При отражении решетка получает импульс в направлении F_A , но в процессе релаксации он возвращается электрону. Импульс системы не изменяется.

Возвратимся к соотношению (1). Формальное его применение к току в магнитном поле некорректно, поскольку соответствующий холловской y -компоненте поля ток J_Y (рис. 2, б) скомпенсирован неучтенным в (1) током отражения J' . Кроме того, величина δE_Y не является мерой тока отражения J'_Y или J_Y , так как при этом не учитываются сторонние (неэлектростатические) силы [7]. В соответствии с рисунком 1, в и соотношением (5) следует написать

$$J_Y = -J'_Y = \delta(E_Y + E_b), \quad (8)$$

где E_b — эквивалентная сторонней силе F_b ЭДС, а сумма $J_Y + J'_Y \equiv 0$. Таким образом, к поперечному (нулевому) току приводят холловское поле и две сторонние силы — электродинамическая и связанная с отражениями. В проводниках n -типа последняя может отсутствовать.

В заключение объединим аргументы, следствием которых является представление о токе отражения.

В соответствии с законом сохранения импульса сумма всех сил, действующих на кристаллическую решетку, должна равняться силе Ампера F_A . В проводниках p -типа единственным источником силы в направлении F_A является рассеяние электронов, на которые воздействуют однонаправленные с F_A электростатические и электродинамические силы. Для накопления нужных приращений импульсов и их передачи кристаллической решетке необходимо постоянное

движение электронов в направлении F_A , создающее незамкнутый холловский ток. Это в свою очередь с необходимостью предопределяет наличие механизма, приводящего к встречному току, замыкающего первый. Таким механизмом являются упругие отражения электронов, вследствие которых возникает необходимый встречный ток, определенный выше как ток отражений.

Список литературы

- [1] Бичевин В.В., Бичевин П.В. // Письма ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 20. С. 64-67; ЖТФ. 1995. Т. 65. В. 1. С. 55-63.
- [2] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1957. 532 с.
- [3] Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1966. 416 с.
- [4] Бичевин В.В., Бичевин П.В. // Письма ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 22. С. 28-33.
- [5] Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклеёвский 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] Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1976. 616 с.

Институт физики
Тарту, Эстония

Поступило в Редакцию
27 марта 1996 г.

