

Магнитодинамика электронов проводимости Al в неоднородном поле

О. Н. Мазуренко, В. Р. Соболев, А. А. Дрозд

*Институт физики твердого тела и полупроводников АН Беларуси,
Беларусь, 220072, г. Минск, ул. П. Бровки, 17*

Статья поступила в редакцию 26 июля 1994 г., после переработки 30 августа 1994 г.

Экспериментально и теоретически исследована задача о характере переноса заряда в металлах на примере Al в поперечном неоднородном магнитном поле. Неоднородность вдоль потока заряда моделировалась методом «изогнутого образца», что позволило реализовать линейный и экспоненциальный законы изменения поля при уровнях относительной градиентности порядка $0,05\text{--}1\text{ см}^{-1}$. Анализ результатов эксперимента проведен на основе уравнения неразрывности с учетом линейной зависимости магнитосопротивления от поля.

Експериментально і теоретично досліджено задачу о характері переносу заряду в металах на прикладі Al в поперечному неоднорідному магнітному полі. Неоднорідність уздовж потоку заряду моделювалась методом «зігнутого зразка», що дозволило реалізувати лінійний та експоненціальний закони змінювання поля при рівнях відносної градієнтності порядку $0,05\text{--}1\text{ см}^{-1}$. Аналіз результатів експерименту проведено на основі рівняння нерозривності з урахуванням залежності магнітоопору від поля.

Исследования явлений переноса в неоднородных структурно упорядоченных средах, включая экспериментальные и теоретические аспекты проблемы, проводятся по нескольким сценариям. Наиболее фундаментальным является рассмотрение микроскопической задачи, когда устанавливают связь электрического потенциала с плотностью тока и плотностью нескомпенсированного заряда; последние определяются из решения кинетического уравнения для функции распределения плотности вероятности электронов проводимости. Такой подход необходим, когда граничные условия задачи определяются типом взаимодействия электронов проводимости с поверхностью, площадью контактов, и неоднородность функции распределения на поверхности образца в определенном смысле влияет на весь объем [1,2].

Другой метод рассмотрения кинетических явлений заключается в вычислении кинетических коэффициентов сред со случайными неоднородностями. При этом определяют эффективные коэффициенты между термодинамическими силами и потоками, усредненными по объему. Неоднородность среды при этом может быть результатом присутствия нескольких фаз, хаотичности ориентации анизотропно проводящих кристаллитов в поликристаллической среде, а также внешнего воздействия [3–7].

В настоящей работе проведено экспериментальное рассмотрение феноменологической задачи о характере распределения электрического поля, его потенциала и плотности тока в массивной прово-

дящей регулярно неоднородной среде (пространственная неоднородность среды моделируется с помощью воздействия внешнего поперечного магнитного поля H), когда локальные значения кинетических коэффициентов известны, а интегральный по объему термодинамический поток (электрический ток) задается условиями эксперимента. Постановка такого рода исследования имеет смысл, поскольку различные нелинейные эффекты в металлах в значительной степени связаны с воздействием на движение носителей собственного магнитного поля, которое поперечно по своей природе и неоднородно по сечению. Кроме этого, изучение кинетических явлений в магнитном поле часто сопровождается неидеальными условиями эксперимента из-за неоднородности поля H , генерируемого магнитной системой конечных размеров. Возникает вопрос о методологии эксперимента и разделении наблюдаемых явлений на внутренние (зонная структура, топология изоэнергетической поверхности, механизмы рассеяния), присущие данному материалу свойства, и привнесенные в ходе осуществления измерений. Другими словами, необходимо определить характер и масштаб изменения регистрируемых величин под воздействием такого рода неоднородностей.

Имеется ряд работ по изучению кинетических явлений в полупроводниках, металлах, полуметаллах в магнитном поле при наличии неоднородностей среды, таких как неоднородность распределения концентраций примесей и носителей заряда, существование границы раздела между двумя

однородными областями, геометрическая неоднородность образцов (наличие выступов и бороздок по поверхности образца, диэлектрические включения в объеме, клиновидная форма образца) и, наконец, неоднородность самого внешнего поперечного магнитного поля [8–18]. Доказано, что при этом имеет место ряд универсальных эффектов: скинирование потока носителей (неоднородность распределения плотности потока по поперечному сечению), инверсионный эффект по полю, когда обращение знака внешнего поля H приводит к изменению абсолютной величины обобщенной локальной термодинамической силы, а также четность термодинамических сил по потоку.

В то же время в работах, касающихся металлов в неоднородном поле H , ставилась цель определить скорее на полуколичественном уровне характер воздействия неоднородности как таковой на процессы переноса. Так, в одной из первых работ [10] рассмотрено распределение электрического поля и тока в переходной слабонеоднородной области, расположенной между двумя полюсами электромагнита. Выяснен характер трансформации друг в друга двух «картин» электрического поля, расположенных за пределами полюсных наконечников, где неоднородность гораздо сильнее и градиенты H противоположны по знаку, так что на вид поля в исследуемой пространственной области существенно влияют концевые области с сильным скинированием. В [11] закон изменения поля H , т.е. тип неоднородности, не уточняется (задана лишь характерная длина изменения H). Кроме того, топология поля H сложна, поскольку обеспечение большого среднего градиента в заданном направлении привело к появлению градиента конечной величины и вдоль других направлений.

Отличительной чертой данной работы является то, что здесь в большом пространственном масштабе моделируется воздействие регулярно неоднородного вдоль направления транспорта магнитного поля, изменяющегося по определенному закону. Отметим, что задача о воздействии неоднородного поля H , градиент которого является постоянной величиной, наиболее проста, так как для такого приближения применение соотношений непрерывности потока и потенциальности электрического поля приводит к существенному упрощению анализа. Нелинейная зависимость поля H от координаты приводит к более сложным соотношениям между токами и потенциалами в объеме.

Объект исследования и эксперимент

Для моделирования воздействия неоднородного поперечного поля H на перенос заряда использовался метод «изогнутого образца», суть которого состоит в том, что в однородном внешнем поле располагается образец исследуемого материала, изогнутый

вдоль направления транспорта с переменной кривизной так, что нормальная к поверхности составляющая внешнего поля H изменяется вдоль образца по заданному закону (рис. 1,а). Преимущество такого подхода очевидно. Так, чтобы задать градиент H только вдоль одного из направлений традиционным способом требуются полюсные наконечники электромагнита сложной формы, достаточно большие по сравнению с поперечными размерами образца, что трудно реализовать в условиях низкотемпературного эксперимента в ограниченном по объему полости гелиевом криостате. В данном же случае, задавая вектор H вдоль оси $Z(H = H_z, 0, 0)$, и выбирая профиль образца $f(x)$ в плоскости XZ в соответствии с выражением

$$\cos \left(\arctg \frac{\partial f}{\partial x} \right) = \exp \left[k \int_0^x \left(1 + \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 \right)^{1/2} dx \right],$$

легко достичь состояния, когда нормальная к поверхности образца компонента поля, т.е. H_{\perp} , изменяется в соответствии с законом

$$H_{\perp} = H_0 + Kx' \quad \text{или} \quad H_{\perp} = H_0 \exp(kx'),$$

здесь x' — новая координата вдоль длины образца (направление транспорта). Далее переобозначим новую координату x' вдоль образца через x .

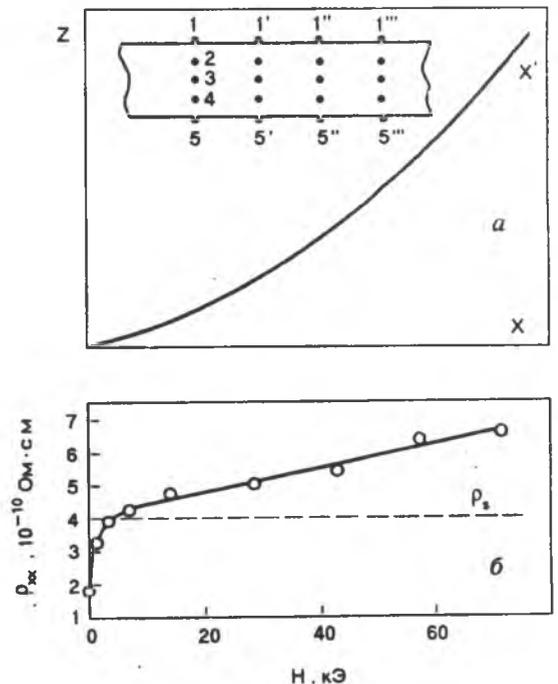


Рис. 1. Схема расположения изогнутого по заданному закону образца в плоскости ZX; на вставке: потенциальные контакты в «рабочей» зоне образца (плоскость XY) (а). Магнитосопротивление исследуемого материала в однородном поле (б).

В качестве материала использовался высокоочищенный поликристаллический алюминий, поскольку по типу изоэнергетической поверхности и механизмам релаксации электронов проводимости он наиболее полно соответствует модели свободных электронов. Для осуществления эксперимента применение металла наиболее выгодно, это позволяет избежать воздействия низкоомных металлических контактов на распределение электрического потенциала.

Образцы для исследования формировались следующим образом. Методом электрической эрозии изготавливались пластины с прямоугольным поперечным сечением размером $6 \times 2 \times 35$ мм. Необходимая форма придавалась образцам путем изгиба их на заранее изготовленных шаблонах (рис. 1, а). Далее производился отжиг деформационных дефектов в течение суток (температура отжига = 500 К). В результате параметр, определяющий отношение сопротивлений при температурах 300 и 4,2 К, равен 15 000 для всех образцов. В эксперименте реализованы значения $k = 0,05-1 \text{ см}^{-1}$ и $K = 0,06-7 \text{ кЭ/см}$.

Магнитное поле генерировалось сверхпроводящим соленоидом гелиевого криостата УИС-1 с рабочим полем до 85 кЭ и собственной неоднородностью в радиальном направлении не более 0,1 %. Предварительно измеренное продольное магнитосопротивление (МС) ρ_{zz} было достаточно малым вследствие малости компонент тензора проводимости σ_{zz} , σ_{zy} , σ_{zx} , что дало возможность не учитывать эффекты, связанные с движением электронов вдоль поля H , и рассматривать двумерную задачу о переносе заряда в неоднородном поле H .

Измерения производились при гелиевой температуре в режиме заданного тока в условиях инвертирования направлений магнитного поля и тока возбуждения. Средняя по сечению образца плотность тока составляла 12 А/мм^2 , что соответствовало величине теплового потока через поверхность не более чем 10^{-5} Вт/мм^2 . Разность потенциалов измерялась контактным методом. Контакты были нанесены на боковые грани в виде выступов и на широкие грани образцов (рис. 1, а). Расстояние между контактами для измерения холловских сигналов (типа 1-2) составляло 1,5 мм, а для сигналов вдоль потока заряда (типа 1-1') — 5 мм. Присутствие на обеих боковых поверхностях образцов выступов, к которым монтировались потенциальные контакты, позволило сравнивать величину сигналов на боковой поверхности с минимальной погрешностью. Класс точности регистрирующего потенциометра составлял 0,001 и разность потенциалов 10^{-6} В фиксировалась с погрешностью не более 5 %. В ходе измерений регистрировались разности потенциалов между некоторой начальной точкой и точками сканирования

$\Delta\varphi(x, y = \text{const}) \equiv \varphi_x$ и $\Delta\varphi(x = \text{const}, y) \equiv \varphi_y$ по измеряемой зоне образца, площадь которой соответствовала 6×16 мм. Для графического изображения и анализа результатов использовался непосредственно фиксируемый параметр — потенциал электрического поля φ (его разность).

Результаты эксперимента и их обсуждение

Заметим, что вопрос о характере распределения потенциала электрического поля в неоднородных средах связан с типом вихревой структуры тока проводимости. Действительно, потенциальность стационарного электрического поля предполагает перераспределение токовых линий, если кинетические коэффициенты являются функциями координат, т.е. возможно появление поперечных к направлению транспорта потоков. Настоящее исследование построено по принципу последовательного рассмотрения задачи от более простой топологии H к сложной.

1. Магнитное поле с постоянным по величине градиентом

В качестве первого приближения проанализируем ситуацию линейно изменяющегося магнитного поля. Влияние операций по инвертированию тока возбуждения и магнитного поля на распределение потенциала экспериментально установлено в [10-14], наблюдается нами и будет упоминаться лишь по мере необходимости для более полного представления полученных данных в рамках решаемой задачи.

Зависимость потенциала φ_x , представленная на рис. 2, получена в условиях различных уровней градиентности магнитного поля. Данные соответствуют семействам контактов 1-1'-..., расположенных на боковой грани, где сигнал максимален по абсолютной величине. Внутренние контакты типа 2-2'-... и т.д. обнаруживают соответственно монотонно уменьшающиеся уровни φ_x , что свидетельствует о скинировании тока возбуждения, когда концентрации плотности тока соответствует максимальная разность φ_x у соответствующей грани. Изменение направления H приводит к пространственной инверсии проскинированного тока, т.е. к перераспределению его плотности к противоположной грани (5-5'-...). Скинирование тока проявляется также и в неоднородности распределения потенциала φ_y . Данные о характере зависимостей φ_y от u мы представим позднее, а здесь интерпретируем результаты не рассматривавшихся ранее зависимостей φ_x . При рассмотрении распределения поля и тока в случае слабой неоднородности (геометрические размеры задачи, а также интересующие нас расстояния велики по срав-

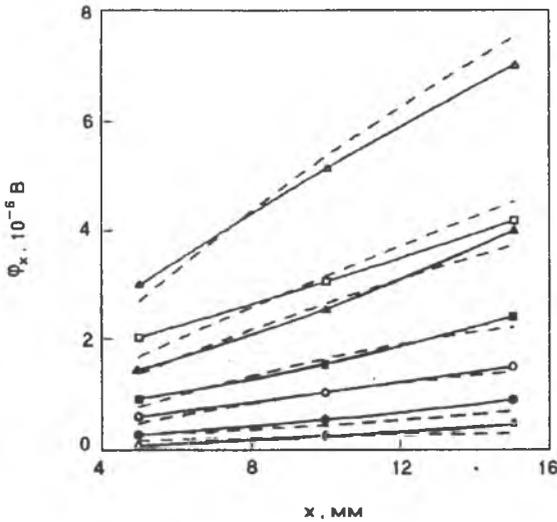


Рис. 2. Распределение потенциала вдоль потока заряда в области максимального скинирования при линейной зависимости H от x для различных K , кЭ/см: 0,3 (\diamond); 0,7 (\bullet); 1,3 (\circ); 2,0 (\blacksquare); 3,3 (\blacktriangle); 4,1 (\square); 6,7 (\triangle) при соответствующих H_0 , кЭ: 3,6 (\diamond); 14,4 (\bullet, \circ); 43,2 (\blacksquare, \square); 72 ($\blacktriangle, \triangle$). Эксперимент — сплошные линии, расчет — пунктирные.

нению с ларморовским радиусом r_H и длиной свободного пробега l) используем то, что связь вектора плотности тока \mathbf{j} с вектором напряженности электрического поля \mathbf{E} остается такой же, как и в неограниченном металле:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla \varphi; \quad \sigma_{ik} = f(x),$$

и основным уравнением распределения поля является уравнение второго порядка относительно φ — уравнение непрерывности в случае стационарного протекания заряда:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \frac{2\beta}{1 + \beta^2} K \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{1 - \beta^2}{1 + \beta^2} K \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0; \quad (1)$$

$$\beta = \omega \tau; \quad K = \frac{\partial \beta}{\partial x},$$

здесь ω — циклотронная частота; τ — время релаксации. Граничные условия к этому уравнению обеспечиваются непрерывностью потока зарядов на поверхности. Заряды не проходят через поверхность проводника вне токоподводящих контактов, и суммарный ток через поперечное сечение равен току генератора. Из-за тензорного характера связи между током и электрическим полем данную задачу нельзя отнести к классу чисто краевых задач математической физики. Это обстоятельство не позволяет применить известные методы типа интегральных преобразований, где решается вспомогательная задача для однородных дифференциальных уравнений. Подобная ситуация имеет место и при протекании заряда в условиях однородно-

го поля \mathbf{H} , когда в уравнении (1) сохраняются только первые два слагаемых. В этой связи найдем решение однородной задачи как предельного случая неоднородной. Представим φ в виде

$$\varphi = \sum_n P_n(x) Q_n(y),$$

при этом каждое слагаемое при $K = 0$ удовлетворяет уравнению (1) вида:

$$\begin{cases} P'' + \gamma_n^2 P = 0 \\ Q'' - \gamma_n^2 Q = 0 \end{cases}$$

$$j_y|_{y=b,0} = 0; \quad j_x = \text{const},$$

здесь b — ширина образца. Легко убедиться, что только те из представленных семейств решений удовлетворяют граничным условиям, где $\gamma_n = 0$.

Тогда

$$\varphi = -\frac{I}{bt\sigma_0} (x + \beta y) + C, \quad (2)$$

здесь I — ток, протекающий по образцу; σ_0 — проводимость в нулевом магнитном поле; t — толщина образца. Из решения (2) имеем $j_y = 0$ по объему образца.

Рассмотрим теперь ситуацию с неоднородным полем \mathbf{H} при выполнении условия $\beta \gg 1$. Учтем при этом соотношение между φ'_x и φ'_y , вытекающее из (2). Тогда уравнение (1) можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - K \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

Применяя прежний принцип и используя граничные условия отсутствия тока на боковых гранях и непрерывности интегральной плотности тока через неоднородную область, можно показать, что решение уравнения (1) имеет вид

$$\varphi(x, y) = \frac{I\beta}{t\sigma_0} \exp(Ky) [\exp(Kb) - 1]^{-1}, \quad (4)$$

здесь и далее производную постоянную C мы опускаем.

Заметим, что данный тип электрического скалярного потенциала удовлетворяет также уравнению (1), что позволяет распространить область полученных решений на весь интервал магнитных полей от нулевых до сильных. В основе такого перехода лежит тот факт, что вид тензора проводимости для сферической поверхности Ферми (ПФ) в τ -приближении един для любой величины магнитного поля.

Из полученного вида потенциала следует, что ток Холла по-прежнему отсутствует ($j_y = 0$) для любой точки образца, т.е. вихревой характер тока проводимости заключается в том, что $j_x = f(y)$:

$$j_x = \frac{IK \exp(Ky)}{t \sigma_0 [\exp(Kb) - 1]} \quad (5)$$

Таким образом, для сферической ПФ потенциал электрического поля является линейной функцией координаты x и экспоненциально зависит от y . Реализуется эффект скинирования плотности тока по сечению образца, когда инверсия магнитного поля и, как следствие, его градиента приводит к изменению знака в показателе степени экспоненты. Обращение знака тока возбуждения сохраняет картину распределения потенциала по абсолютной величине.

2. Экспоненциально изменяющееся вдоль потока заряда поперечное магнитное поле

Проведенный анализ в известной степени идеализирован по отношению к реальной картине. Образцы алюминия, используемые в эксперименте, имеют конечную величину магнитосопротивления, которое линейно зависит от H в области сильных полей (рис. 1, б). Поверхность Ферми алюминия, как известно, слабо анизотропна. Причины отсутствия насыщения у МС обсуждать не будем, отметим лишь, что макроскопическая зависимость диагональной компоненты сопротивления от H является, возможно, результатом усреднения по различным ориентациям кристаллитов, содержащим в узких угловых интервалах открытые траектории вследствие магнитного пробоя и магнитоперебросной диффузии [4,5]. Следовательно, данный эффект влияет на характер распределения плотности тока по сечению образца. Действительно, зависимость вида $\rho_{xx} = \rho_s(1 - \lambda' x)$, где ρ_s — насыщающаяся часть МС и λ' — коэффициент пропорциональности, при постоянстве плотности тока j_x по сечению привела бы к появлению нелинейной поправки в потенциале φ_x . Наблюдаемая же нелинейность (рис. 2) имеет иное качественное поведение. В этих условиях можно предположить, что уменьшение разности потенциалов от ненасыщения ρ_{xx} компенсируется возрастанием плотности тока в данной точке. Таким образом, вполне возможно перераспределение плотности тока по сечению образца по сравнению с рассмотренной модельной ситуацией.

Естественно ожидать, что перераспределение плотности тока и потенциала будет иметь место и при нелинейном законе изменения поля H . Представленные на рис. 3 зависимости φ_x для контактов 1-1'-... и 5-5'-... отражают нелинейный ха-

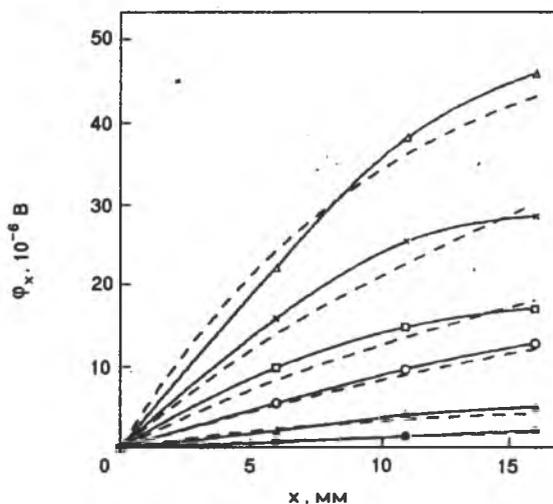


Рис. 3. Распределение потенциала вдоль потока заряда в области максимального скинирования при экспоненциально изменяющемся магнитном поле для различных k , см^{-1} : 0,3 (●, ○); 0,5 (□, ×); 1,0 (▲, △) при соответствующих H_0 , кЭ: 7,2 (●, ▲); 43,2 (○, □); 72 (×, △). Эксперимент — сплошные линии, расчет — пунктирные.

рактер поведения, который коррелирует с характером изменения магнитного поля вдоль оси X $H_{\perp} = H_0 \exp(-kx)$. При этом инверсионные соотношения при изменении знака H и I выполняются, а величина сигналов, как и в случае $dH_{\perp}/dx = \text{const}$, монотонно уменьшается на внутренних контактах.

Зависимость φ_y (рис. 4) также является существенно нелинейной функцией координаты и нечетной функцией тока возбуждения. Однако, в отличие от результатов [11], характер изменения φ_y не

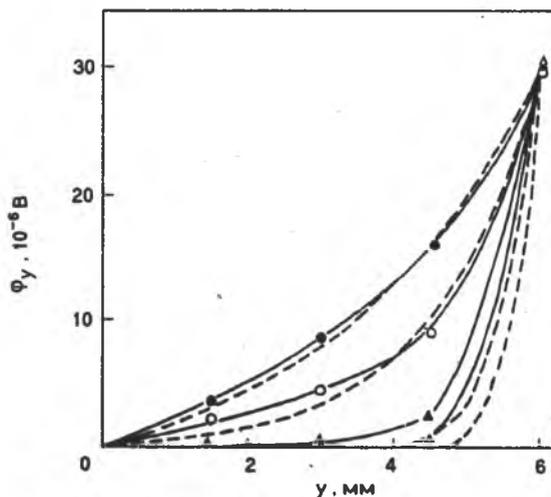


Рис. 4. Изополи ($H_{\perp} = 40$ кЭ) распределения потенциала в направлении, нормальном транспорту, при различных уровнях градиентности k , см^{-1} : 0,05 (●); 0,1 (○); 0,3 (▲); 0,5 (△).

дает оснований считать, что вблизи грани с максимальным сигналом поведение может измениться и привести к насыщению и дальнейшему уменьшению поля Холла. Отметим, что скинирование особенно сильно проявляется при большой неоднородности (большие значения k), и вся холловская разность потенциалов $\Delta\varphi_y$ (контакты типа 1-5) приходится на приграничную область. Для неоднородности с $k = 0,5$ и 1 см^{-1} практически весь регистрируемый по сигналу ток сосредоточен в области между контактами 1-2 (и соответственно 4-5 для магнитного поля противоположного знака).

Характерно, что холловская разность потенциалов $\Delta\varphi_y$ меньше, чем в условиях воздействия однородного магнитного поля такой же величины. На рис. 5 представлена полевая зависимость $\Delta\varphi_y$ при различном уровне градиентности магнитного поля, которая соотнесена с холловской разностью потенциалов в однородном магнитном поле. Можно предположить, что существует поперечный ток в объеме, который частично «гасит» разность потенциалов Холла. В этом смысле можно провести некоторую аналогию с геометрией Корбино, где отсутствие поперечных граней приводит к возникновению азимутального тока при эквипотенциальности азимутальных контуров. Вероятно, характерные пространственные масштабы изменения распределения электрического поля в образце больше характерных длин, на которых изменяется внешнее воздействие (магнитное поле), и нелокальность отклика системы на возмущение как вдоль оси Y , так и вдоль оси X , приводит к тому, что области с сильным градиентом оказывают влияние на соседние однородные области.

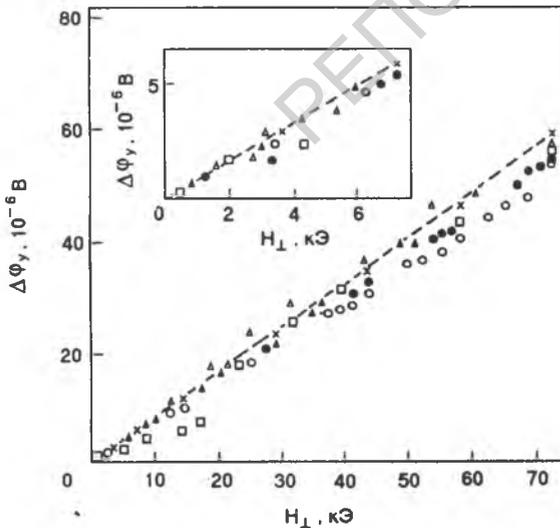


Рис. 5. Величина холловской разности потенциалов на боковых гранях в однородном и неоднородном магнитных полях при соответствующих значениях H_{\perp} : \times — однородное поле (пунктир); при различных k , см^{-1} : 0,05 (\bullet); 0,1 (\circ); 0,3 (\blacktriangle); 0,5 (\triangle); 1,0 (\square); на вставке: в увеличенном масштабе область слабых магнитных полей.

Проанализируем данную ситуацию. Использовать уравнение (1) здесь нецелесообразно, поскольку вид ПФ отличается от сферической. Тензор проводимости соответствует «открытой» ПФ, в связи с чем используем феноменологическое соотношение для ρ_{xx} , имеющее место в однородном магнитном поле:

$$\rho_{xx} = \rho_s(1 + \lambda H) . \quad (6)$$

Учтем также условие безвихревого характера стационарного электрического поля:

$$\rho_{xx} \frac{\partial j_x}{\partial y} + \rho_{xy} \frac{\partial j_y}{\partial y} - \frac{\partial \rho_{yx}}{\partial x} j_x - \rho_{yx} \frac{\partial j_x}{\partial x} - \frac{\partial \rho_{yy}}{\partial x} j_y - \rho_{yy} \frac{\partial j_y}{\partial x} = 0 . \quad (7)$$

Пренебрежем в данном случае зависимостью ρ_{yy} от x , так как экспериментальная зависимость ρ от H соответствует модели эффективно «открытой» ПФ типа «гофрированный цилиндр». Используя то, что λH в (6) невелико, постулируя $\partial j_y / \partial x = 0$ и применяя условие непрерывности потока заряда через поперечное сечение, получим выражение для плотности тока j_x :

$$j_x = \frac{I \rho'_{yx}}{l \rho_{xx}} \frac{\exp(y \rho'_{yx} / \rho_{xx})}{\exp(b \rho'_{yx} / \rho_{xx}) - 1} , \quad (8)$$

здесь $\rho_{yx} = R \beta_0 \exp(kx)$, R — постоянная Холла, β_0 — эффективное магнитное поле в точке $x = 0$. Как и ранее, инверсия направления магнитного поля в (8) приводит к перераспределению плотности тока, т.е. картина скинирования отображается на противоположную грань. Выражение (8) можно использовать для определения вида потенциала. Так, в предельном случае при выполнении условий:

$$\frac{R \beta_0 k \exp(kx)}{\rho_{xx}} \ll 1 , \quad \text{т.е.} \quad \beta_0 \rightarrow 0 ,$$

плотность тока постоянна по сечению образца и потенциал зависит только от координаты X . Если $\beta_0 \neq 0$, но k — столь малая величина на длине образца, что допустимо разложение экспоненты в ряд, то скинирование по-прежнему отсутствует и вид потенциала сводится к выражению (2) или

$$\varphi(x,y) = - \frac{I}{lb} \left[\rho_{yx} y + \int \rho_{xx} dx \right] . \quad (9)$$

Если $\beta_0 \neq 0$ и величина k не мала, то можно реализовать линейную зависимость H от x , при этом вид потенциала сводится к (5) либо

$$\rho(x, y) = -\frac{I}{t} K \frac{\exp(Ky)}{\exp(Kb) - 1} \int \rho_{xx} dx;$$

$$K = \rho_{yx}^i / \rho_{xx}. \quad (10)$$

Для больших значений показателя экспоненты потенциал имеет вид

$$\varphi(x, y = 0) = \frac{I}{t} \rho_{yx} \exp(kx), \quad (11)$$

т.е. определяется пространственной зависимостью недиагональной холловской компоненты сопротивления в магнитном поле.

В условиях данного эксперимента время релаксации $\tau = 3 \cdot 10^{-10}$ с и параметр $\omega\tau$ достигал значения 350 в поле $H = 70$ кЭ. Характеристики магнитосопротивления ρ_H при этом соответствовали: $\rho_s = 4 \cdot 10^{-10}$ Ом·см, $\lambda = 1 \cdot 10^{-5}$ Э⁻¹, величина константы Холла $R = 1 \cdot 10^{-10}$ м³/(А·с) [19]. С использованием перечисленных параметров эксперимента и полученных выражений (9)–(11) был проведен оценочный расчет зависимостей φ_x и φ_y для различных типов градиентов, их величин и магнитных полей. На рис. 2–4 для сравнения представлены расчетные зависимости потенциалов φ_x и φ_y в виде пунктирных кривых. Данные экспери-

мента изображены точками, соответствующими различным величинам магнитного поля и уровням градиентности. Из этих рисунков видно, что имеет место достаточно хорошее соответствие между результатами эксперимента и расчетом в приближении принятой модели. Заметим, что значительное расхождение между данными эксперимента и расчетом для $k = 1$ см⁻¹, $H_0 = 72$ кЭ является следствием того, что такая степень градиентности реализуется на меньшей длине, чем рабочая часть образца, и некоторые контакты находятся за пределами сильного магнитного поля.

Проведенные исследования показывают масштаб и характер изменения регистрируемых сигналов, т.е. тех изменений, которые привносятся в эксперимент неоднородным полем. Используя полученные соотношения, в первом приближении можно оценить степень искажения картины в неоднородных условиях. Чувствительность положения просканированного потока заряда к направлению магнитного поля обуславливает сложность определения полезного сигнала. Зависимость потенциала в холловском направлении от знака магнитного поля позволяет использовать коммутацию H при измерении разности потенциалов между боковыми гранями, и при этом неоднородность сказывается незначительно. Однако недопустима коммутация при установлении локальной картины распределения потенциала и поля Холла в поперечном направлении. Более слабая зависимость

потенциала вдоль потока заряда вследствие скинирования дает большую и малую разности потенциалов на противоположных гранях. При этом инвертирование магнитного поля «переключает» эти значения, и полезный сигнал лежит внутри данного диапазона, но не посередине, как предполагается при обычной операции коммутирования.

В заключение отметим, что с использованием нового метода моделирования неоднородной среды экспериментально изучены особенности низкотемпературного переноса заряда в высокочистом алюминии при воздействии на движение носителей поперечного неоднородного магнитного поля. Определен характер пространственной зависимости потенциала стационарного электрического поля для линейно и экспоненциально изменяющегося вдоль направления транспорта заряда поля H с уровнем градиента dH/dx от 0,06 до 55 кЭ/см (относительная неоднородность $k = 0,05$ – 1 см⁻¹).

Установлена аналитическая корреляция между характером наблюдаемой топологии стационарного электрического поля, его потенциала и свойствами исследуемого материала. Принятая модель, основанная на безвихревом характере стационарного электрического поля и в предельном случае трансформирующая тип распределения потенциала электрического поля и тока к однородному, хорошо описывает полученные экспериментальные результаты.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Беларуси (проект № Ф40–249).

1. М. Я. Азбель, В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* 49, 572 (1965).
2. В. Г. Песчанский, М. Я. Азбель, *ЖЭТФ* 55, 1980 (1968).
3. А. М. Дыхне, *ЖЭТФ* 59, 110 (1970).
4. Ю. А. Дрейзин, А. М. Дыхне, *ЖЭТФ* 63, 242 (1972).
5. D. Straud and F. P. Pan, *Phys. Rev.* B20, 455 (1979).
6. Katsukuni Yoshida, *J. Appl. Phys.* 50, 4159 (1979).
7. Б. Я. Балагуров, *ЖЭТФ* 93, 1888 (1987).
8. R. T. Bate and A. C. Beer, *J. Appl. Phys.* 32, 800 (1961).
9. J. V. Sampsel and J. C. Garland, *Phys. Rev.* B13, 583 (1976).
10. В. И. Гостищев, А. А. Дрозд, С. Е. Демьянов, *ФНТ* 4, 1131 (1978).
11. В. И. Гостищев, С. Е. Демьянов, А. А. Дрозд, О. Н. Мазуренко, *ФММ* 57, 699 (1984).
12. В. И. Гостищев, А. А. Дрозд, В. С. Кузьмин, О. Н. Мазуренко, *ФНТ* 11, 75 (1985).
13. Ю. А. Богод, Вит. Б. Красовицкий, Е. Т. Лемешевская, *ФНТ* 11, 161 (1985).
14. Ю. А. Богод, Вит. Б. Красовицкий, Е. Т. Лемешевская, *ФНТ* 13, 1087 (1987).
15. В. С. Егоров, *Препринт ИАЭ им. И. В. Курчатова*, Москва, (1984).
16. G. J. C. L. Bruls, J. Bass, A. P. van Gelder, H. van Kempen, and P. Wyder, *Phys. Rev.* B32, 1927 (1985).
17. В. И. Гостищев, С. Е. Демьянов, А. А. Дрозд, В. С. Кузьмин, О. Н. Мазуренко, *ЖТФ* 58, 787 (1988).
18. М. Ю. Волокобинский, *ДАН СССР* 316, 96 (1991).
19. О. Н. Мазуренко, *Высокочистые вещества* 4, 60 (1987).

**Magnetodynamics of conduction electrons
in Al in inhomogeneous field**

O. N. Mazurenko, V. R. Sobol, and A. A. Drozd

The phenomenological problem of the character of charge transport in metals is investigated experimentally and analytically by taking Al in transverse inhomogeneous magnetic field as an example. The inhomogeneity

of magnetic field is modelled by a method of «bending sample». This makes it possible to realize the linear and exponential laws of field behaviour with a relative inhomogeneity of the order of $0.05\text{--}1\text{ cm}^{-1}$. The experimental results are analysed by using the equation of continuity with due account of linear field dependence of magnetoresistance.

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ