

Materials Sciences Transactions

Материаловедение

Научно-технический
и производственный
журнал

РЕПОЗИТОРИЙ ЕТБ



2002

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

УДК 681.586.78

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ МАТЕРИАЛА ИНТЕГРАЛЬНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДАТЧИКА МАГНИТНОГО ПОЛЯ*

О. Н. МАЗУРЕНКО, В. Р. СОБОЛЬ, Д. Ф. УСТИНОВИЧ

Обсуждаются физические принципы функционирования датчика магнитного поля и его градиента на основе прямого зонного полупроводникового материала. Определен диапазон измеряемых полей, режим измерения, алгоритм расчета градиента и чувствительность данного метода.

Задача измерения параметров магнитного поля, включая его градиенты, а также магнитные характеристики веществ, актуальна применительно к различным областям науки и техники и, в частности, для тензометрии, термогравиметрии, криогравиметрии. При этом для измерения градиента магнитного поля используют различные принципы

взаимодействия магнитного поля с веществом как механической, так и электрической природы [1, 2]. С другой стороны, развитие автоматизированных производств и технологических процессов требует разработки первичных измерительных преобразователей, обеспечивающих регистрацию и измерение неэлектрических величин. Среди преобразователей особое место занимают гальваномагнитные преобразователи линейных перемещений на основе эффекта Холла, у которых чувствительность, разрешающая способность и линейность обеспечиваются применением регулярных в рабо-

чей зоне градиентных магнитных полей. В работе представлены результаты по моделированию регулярной неоднородности магнитного поля и ее воздействию на перенос заряда, а также основанные на этих данных предложения по построению полупроводникового датчика магнитного поля и его градиента, который может контролировать магнитное поле в широком диапазоне его пространственного изменения.

Концепция создания интегрального датчика магнитного поля и его градиента основывается на результатах исследования особенностей переноса заряда в про-

*Материалы статьи были доложены на Международной конференции по постоянным магнитам (г. Суздаль, октябрь 2000 г.). Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ Беларуси (грант № Ф00-073).

водниках в условиях воздействия поперечного магнитного поля, которое неоднородно вдоль потока заряда, а его градиент имеет постоянную величину во всей рабочей зоне образца. Задача решена экспериментально и аналитически для поликристаллического алюминия применительно к проблеме скинирования постоянного тока в условиях магнитоиндуцированной неоднородности проводимости, которая существенно воздействует на устойчивость протекания тока [3]. Для моделирования воздействия неоднородного магнитного поля на движение носителей заряда в пластинчатых образцах применен метод искрив-

ления линий тока за счет модифицирования профиля через изгиб, так что нормальная локальная компонента внешнего магнитного поля возрастает вдоль потока заряда по линейному закону. Метод искривления линий тока в изогнутом проводнике позволяет исключить все остальные компоненты тензора градиента магнитного поля, число которых в общем случае равно девяти, и провести исследование в большом по пространству объеме при регулярности градиента поля и различном его уровне без модификации задающей поле магнитной системы. Как известно, анализ результатов эксперимента и построение модели протекания тока легче осуществлять, когда отсутствуют дополнительные вклады от побочных неучтенных градиентов.

Характер протекания тока и соответствующий вид потенциала электрического поля на поверхности пластинчатого образца из поликристаллического алюминия был определен потенциометрически, когда топология потенциала регистрировалась с помощью контактов, расположенных на боковых холловских гранях. Типичная картина распределения потенциала при различных уровнях градиентности проводимости вдоль потока заря-

да представлена на рис. 1 и 2. В условиях неоднородности проводимости характер потенциала значительно отличается от ситуации с однородным магнитным полем. Если для однородного магнитного поля потенциал является линейной функцией как координаты вдоль потока заряда (ось x), так и в поперечном холловском направлении (ось y), то в присутствии неоднородности закон изменения потенциала вдоль координаты x остается линейным, а в поперечном направлении проявляет экспоненциальный тип зависимости. При этом для одной из боковых холловских граней характерен большой, а для другой — малый уровень электрического потенциала.

Высокая симметрия изоповерхности свободной поверхности алюминия и ее близость к поверхности свободного электронного газа в пределе не очень сильных магнитных полей позволяет сравнительно легко рассмотреть данную задачу аналитически. Магнитное поле как фактор воздействия на движущиеся носители заряда называют обычно сильным, если характерный ларморовский радиус меньше длины свободного пробега частиц. Для систем с высоким уровнем вырождения и большой эффективной массой носителей заряда условие сильного магнитного поля реализуется в химически чистых и структурно совершенных образцах при температурах жидкого кислорода, водорода и ниже. В невырожденных полупроводниках, обладающих эффективными массами на один-два порядка меньшими, чем масса свободного электрона, условие сильного магнитного поля может быть реализовано даже при температурах 20 °С.

Остановимся на процедуре выявления основных закономерностей протекания заряда в условиях градиентной проводимости в виде феноменологической модели. Используя основные макроскопические уравнения поля и материальные соотношения связи, нетрудно заключить, что потен-

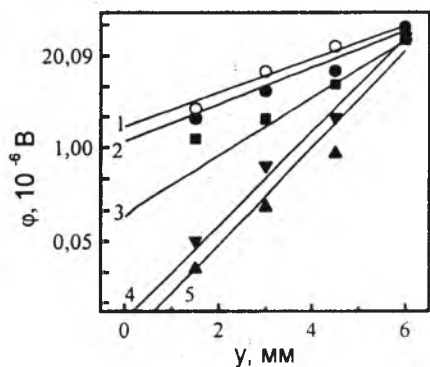


Рис. 1. Потенциал ϕ как функция поперечной координаты y при неоднородности градиента магнитного поля K (Тл/см: 0,9 (1, 2); 0,7 (3); 1,0 (4); 0,15 (5)) для различных величин локального магнитного поля B (Тл: 6,7 (1); 5,8 (2); 4,3 (3); 4,7 (4); 3,1 (5); символы — эксперимент, линии —

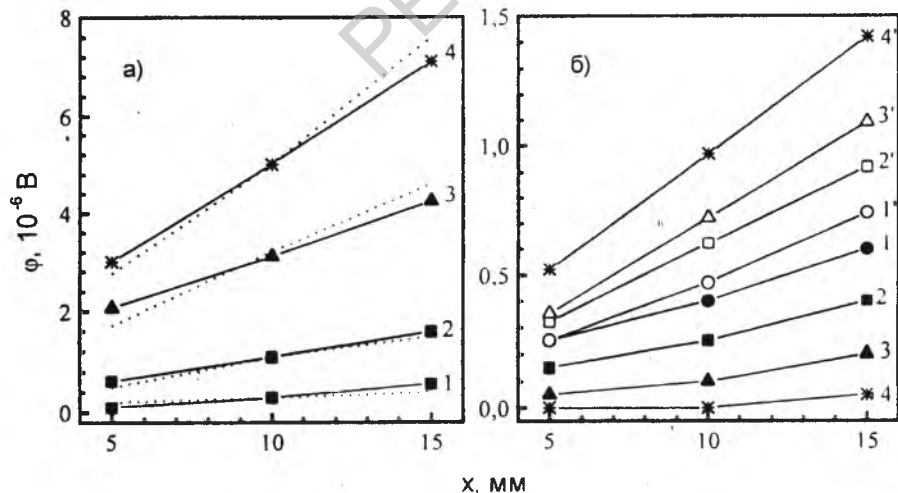


Рис. 2. Потенциал $\phi(x)$ на боковых гранях, отвечающих большому (а) и малому (б) сигналу для различных градиентов магнитного поля K (Тл/см: 0,04 (1); 0,14 (2); 0,43 (3); 0,7 (4)) и соответствующих полей B (Тл: 0,4 (1, 1'), 1,4 (2, 2'); 4,3 (3, 3'); 7,1 (4, 4')); сплошные линии — эксперимент; пунктирные — теория; закрашенные символы — $K \neq 0$; пустые — $K = 0$

циальность стационарного электрического поля и соотношения неразрывности для потока заряда приводят в случае изотропной изоэнергетической поверхности к уравнению для потенциала φ лапласовского типа второго порядка в частных производных:

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

где $\beta = \omega \tau$; $\omega = eV/m$; e и m — заряд и эффективная масса электрона; τ — время релаксации; B — индукция магнитного поля; $K' = \partial \beta / \partial x$. Замыкая данное уравнение граничными условиями непротекания заряда через боковую поверхность и требованием, чтобы интегральный ток через поперечное сечение в любой точке координаты x равнялся току генератора, нетрудно разрешить данное уравнение методом разделения переменных. Разделение переменных возможно, поскольку в силу высокой симметрии изоэнергетической поверхности движением частиц вдоль магнитного поля и их влиянием на общую картину тока можно пренебречь, и физическая картина протекания тока в массивном трехмерном проводнике вырождается в двумерную. Используя упомянутые граничные условия, получаем следующий вид решения эллиптического уравнения:

$$\varphi(x, y) = I\beta \exp(K'y) \times \{t\sigma [\exp(K'b) - 1]\}^{-1}, \quad (2)$$

где σ — проводимость в нулевом магнитном поле; I — интегральная сила тока через поперечное сечение; t и b — толщина и ширина образца. Полученное решение характерно для модельного случая изоэнергетической сферической поверхности. Соответственно для более реалистичного случая, характеризующего, в частности, алюминий с его слабой анизотропией и незначительной

зависимостью сопротивления от магнитного поля, получаем

$$\varphi(x, y) = \frac{IK''}{t} \frac{\exp(K'y)}{\exp(K''b) - 1} \times \int \rho_{xx} dx, \quad (3)$$

где $K'' = R\rho^{-1} \partial B / \partial x$; ρ и R — удельное сопротивление и постоянная Холла материала. Для наглядности и простоты в дальнейших рассуждениях и иллюстрациях используется градиент магнитного поля $K = \partial B / \partial x$.

Как видно из решений (2), (3), потенциал электрического поля действительно является произведением линейной и экспоненциальной функций координат, что означает скинирование тока, т. е. его перераспределение к одной из боковых холловских граней. Положение грани, у которой наблюдается скинирование (эта же грань является и гранью большого потенциала) определяется знаком градиента магнитного поля. При инвертировании знака градиента поля потенциальная картина на боковых холловских гранях зеркально отображается. Результаты расчета хорошо описывают эксперимент (см. рис. 1 и 2). Существенно то, что аналитический вид решения, отвечающий результатам эксперимента, содержит параметры неоднородности, стимулированной магнитным полем, и, в частности, градиент магнитного поля.

Достаточно простой вид решения позволяет применить полученные соотношения для решения обратной задачи, а именно, по характеру распределения потенциала электрического поля в пластинчатом образце определить градиент магнитного поля, который можно представить в виде

$$\frac{dB}{dx} = \frac{\rho}{Rb} \ln \frac{\Delta\varphi_{x1}}{\Delta\varphi_{x2}}, \quad (4)$$

где $\Delta\varphi_{x1}$ и $\Delta\varphi_{x2}$ — падение напряжения вдоль транспортного направления на противоположных боковых гранях. Следуя представленному выражению, в случае, когда на противоположных

холловских гранях разность потенциала будет одинакова, градиент магнитного поля равен нулю. Раскомпенсация данных сигналов означает наличие неоднородности магнитного поля.

Важным обстоятельством является то, что для сферической изоэнергетической поверхности вид тензора кинетических коэффициентов универсален от нулевых значений поля вплоть до квантового предела, и приведенное уравнение Лапласа с решением справедливы не только на приближении сильного, но также и слабого магнитного поля. Для металлов входящее в данное выражение отношение сопротивления к постоянной Холла не зависит от концентрации носителей заряда, величины магнитного поля и является только функцией времени релаксации и эффективной массы.

Для чувствительного элемента датчика на основе металла величина эффекта Холла меньше, чем для предлагаемого полупроводникового. В полупроводниках из-за малой эффективной массы отдельных групп носителей заряда область сильных магнитных полей начинается при величине индукции значительно меньшей, чем требуется для металлов. К примеру, для такого интерметаллического соединения как антимоноидиндия, электроны которого при температуре 20 °С имеют подвижность около $7 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, область эффективного сильного магнитного поля достигается при $B = 0,15$ Тл. Таким образом, на магнитные поля до 0,1 Тл и их градиенты полупроводниковый элемент из материала с упомянутой выше подвижностью способен регистрировать, работая в режиме слабого поля. Поля большей величины такой датчик может измерять либо в режиме сильного поля, либо в режиме слабого поля. Во втором случае необходимо брать материал с меньшей подвижностью носителей. Естественно, что в режиме сильного поля как коэффициент Холла, так и сопротивление должны находиться в состоянии насыщения

по полю. Режим слабого поля при постоянном коэффициенте Холла допускает квадратичность сопротивления. Поскольку асимптотические значения коэффициента Холла, холл-фактора, сопротивления для полупроводника в диапазонах сильного и слабого полей различаются, то режимы измерений должны дифференцироваться друг от друга через соответствующие поправочные множители, даже если они сосуществуют на данном чувствительном элементе.

Характерно, что для полупроводников отношение сопротивления к коэффициенту Холла, называемое обратной холловской подвижностью, зависит от вкладов различных механизмов в рассеяние носителей заряда и проявляется через усреднение времени релаксации различных групп электронов и дырок по механизмам рассеяния. Для любого диапазона температур, в том числе и 20 °С, существует масштаб и тип легирования, в котором сопротивление и коэффициент Холла в функции магнитного поля остаются константами. В частности, с ростом уровня донорного легирования антимонида индия температурный диапазон стабильности коэффициента Холла расширяется [4]. Естественно, для таких элементов предпочтительнее использование широкозонных, более термически стабильных элементов интерметаллического класса с высокой симметрией закона дисперсии носителей заряда.

Применительно к вопросу, какого масштаба магнитные поля и градиенты можно зафиксировать, используя данный метод, следует отметить, что данное выражение определяется только холловской подвижностью и шириной чувствительного элемента. Для полупроводника, к примеру,

с концентрацией носителей заряда порядка $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ удельное сопротивление составляет порядка $0,1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при R порядка $1 \text{ Ом} \cdot \text{см} \cdot \text{Тл}^{-1}$. В результате обратная холловская подвижность полупроводника на три порядка меньше, чем у металла, что и определяет его более высокую чувствительность как к магнитному полю, так и к его градиенту.

Отметим, что соотношение такого же порядка по величине для холловской подвижности будет иметь место и для другого уровня легирования. Для чувствительного элемента шириной $0,1 \text{ см}$ при измеренной величине логарифма отношения сигналов порядка 10^{-5} градиент магнитного поля составит 10^{-5} Тл/см .

Проведенное рассуждение позволяет сформулировать основную концепцию чувствительного элемента такого датчика. Чувствительный элемент в виде полупроводниковой пластинки имеет на противоположных холловских гранях несколько симметричных эквидистантных пар контактов, с которых и снимаются сигналы типа $\Delta\varphi_{x1}$ и $\Delta\varphi_{x2}$, представленные в соотношении (4). Потенциальные контакты могут быть "опрошены" либо в режиме разности потенциалов вдоль потока заряда ($\Delta\varphi_{x1}$, $\Delta\varphi_{x2}$), либо в режиме традиционного измерения холловской разности потенциалов $\Delta\varphi_y$.

В режиме разности потенциалов вдоль потока заряда путем деления и логарифмирования сигналов величина градиента магнитного поля измеряется непосредственно, а в режиме холловской разности потенциалов измеряется сама локальная величина поля, которая также может быть использована для определения градиента через численное дифференцирование. Естественно, что при линейном типе неоднород-

ности поля отношение сигналов с любой из симметричных пар контактов типа $\Delta\varphi_{x1}$ и $\Delta\varphi_{x2}$ даст одну и ту же величину градиента.

Характерно, что чувствительность метода не зависит от толщины пластины и обратно пропорциональна ее ширине, что снимает определенные ограничения по габаритным размерам. Ток возбуждения необходимо при этом выбирать такой, чтобы можно было уверенно снимать сигнал, в первую очередь с грани слабого сигнала. При расположении пар контактов с малым шагом можно применить методику линейной аппроксимации и измерить градиент поля более сложного профиля. Наиболее сложные случаи пространственного изменения магнитного поля, неукладывающиеся в рамки представленного соотношения, целесообразно тестировать, анализируя сигналы с традиционных холловских пар контактов, что усложняет процедуру измерения и расчета из-за большого числа входящих в процесс дополнительных параметров: величины силы тока, толщины образца, дифференцирования и т. д.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арутюнян С. Г., Василюк И. Е., Добровольский Н. М., Егизарян С. Л., Мавляли М. Р., Спенко И. Г. Измерение градиентов магнитного поля с помощью струнного датчика // Приборы и техника эксперимента. 2000. № 5. С. 128–132.
2. Афанасьев Ю. В., Студенин Н. В., Хорев В. М. и др. Средства измерения параметров магнитного поля. Л.: Энергия. 1979. 254 с.
3. Соболев В. Р., Мазурешко О. Н. Магнитостимулированная неоднородность проводимости и нелокальные явления переноса в металлах // Физика низких температур. 1999. Т. 11. С. 1211–1217.
4. Зегер К. Физика полупроводников. М.: Мир. 1977. 615 с.