

Магнитостимулированное изменение подвижности дислокаций в пластически деформированном кремнии n -типа

© А.М. Орлов, А.А. Скворцов, Л.И. Гончар

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

(Поступила в Редакцию 18 июля 2000 г.
В окончательной редакции 20 ноября 2000 г.)

Методом акустической эмиссии проведено экспериментальное исследование влияния магнитного поля на подвижность краевых дислокаций при пропускании электрического тока через образец пластически деформированного кремния n -типа. Обнаружено, что предварительная обработка дислокационного образца в постоянном магнитном поле ($B < 1$ Т) приводит к изменению интенсивности его акустического отклика в зависимости от величины индукции магнитного поля. Наблюдаемый эффект связан с протеканием в области ядра дислокации спин-зависимых магниточувствительных реакций дефектов, вследствие чего облегчается открепление дислокации от стопора и соответственно увеличиваются подвижность дислокаций и акустический отклик дислокационной структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы "Деградационные процессы в многослойных тонкопленочных структурах" и гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 98-02-03335.

В последнее время изучение влияния магнитного поля на свойства пластически деформированных ионных кристаллов и полупроводников вызывает все больший интерес. В качестве доминирующего механизма, объясняющего экспериментально обнаруженные изменения подвижности дислокаций в магнитном поле, большинством исследователей принят механизм спин-зависимых реакций дефектов [1–6]. В то же время влияние магнитного поля на состояние дефектов в легированных полупроводниках исследовано явно недостаточно, хотя эта проблема является весьма актуальной в связи с вопросом повышения надежности изделий микроэлектроники при воздействии внешних электрических и магнитных полей. Поэтому целью данной работы явилось изучение влияния слабого магнитного поля на подвижность линейных дефектов в легированном полупроводнике.

1. Эксперимент

Для изготовления образцов использовались легированные фосфором, ориентированные в направлении [111] пластины n -Si с концентрацией $N_d = 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Размер образцов составлял $40 \times 0.35 \times 10 \text{ мм}$. Ввод дислокаций осуществлялся пластической деформацией образцов по трехточечной схеме при $T = 1273 \text{ К}$ в течение 25 мин. Выявление дислокаций осуществлялось по ямкам травления с использованием стандартного селективного травителя CP-4. Средняя плотность введенных дислокаций в районе их регистрации составила не менее 10^9 м^{-2} .

Для исследования влияния совместного действия магнитного и электрического полей на подвижность дислокаций был использован метод акустической эмиссии [7,8]. Образцы помещались в установку, изображенную на рис. 1. Акустическая эмиссия в кремнии возбуждалась одновременным воздействием на образец постоянного электрического тока $j = 3 \cdot 10^5 \text{ А/м}^2$,

направленного в плоскости образца, и внешнего постоянного магнитного поля ($B = 0.3 \text{ Т}$). При этом вектор магнитной индукции также лежал в плоскости образца, но был направлен перпендикулярно линиям напряженности электрического поля. Предполагалось, что действие силы Ампера на образец с током не оказывает существенного влияния на относительное перемещение дислокаций в образце, поскольку в условиях проводимого эксперимента ток вдоль дислокации пренебрежимо мал вследствие ориентации ее перпендикулярно силовым линиям электрического поля.

Для создания омических контактов к Si, контролируемых по вольт-амперной характеристике, использовалась жидкая (In–Ga)-эвтектика. Для выявления возможного влияния магнитного поля на приконтактные области и сами контакты (электрические и акустические) проводился комплекс специальных исследований по оценке спектральной характеристики системы контактов при электрическом и механическом воздействиях в присут-

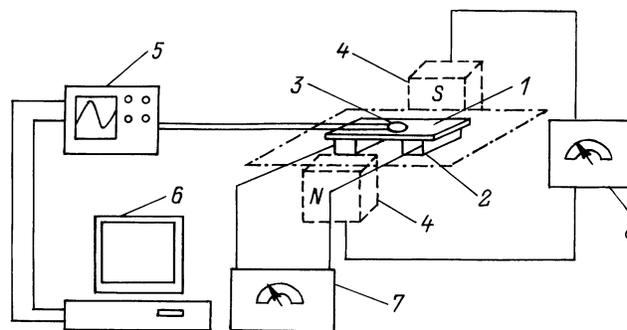


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — исследуемый образец Si, 2 — омические контакты, 3 — датчик АЭ-сигналов, 4 — полюса магнита, 5 — запоминающий осциллограф, 6 — ЭВМ, 7 — источник постоянного тока, 8 — источник питания электромагнита.

ствии магнитного поля. Адекватность полученных данных исключает возможность магнитостимулированного искажения спектров акустической эмиссии.

Датчик, регистрировавший акустоэмиссионный (АЭ) сигнал, представлял собой пьезокерамическую пластину марки ЦТС-19. Для улучшения акустического контакта между образцом и датчиком использовалось вакуумное масло ВМ-6. Сигнал с датчика поступал на цифровой запоминающий осциллограф, а затем через согласующее устройство на ЭВМ, где спектральный анализ АЭ-сигнала осуществлялся программной обработкой отклика, основанной на стандартном алгоритме быстрого Фурье-преобразования.

С помощью многочисленных исследований было установлено, что спектральный состав сигнала акустической эмиссии несет информацию о динамике дислокаций в изучаемом образце. Визуальное наблюдение за перемещением дислокаций осуществлялось по ямкам травления и отчетливо фиксировалось как при электрическом, так и при механическом воздействиях. Причем электростимулированные изменения средней скорости направленного дрейфа дислокаций и характерной частоты спектра акустической эмиссии хорошо коррелируют между собой. Так, ярко выраженный максимум в спектре акустической эмиссии, наблюдаемый на частоте 0.1 Hz, связывался нами с характерной частотой открепления дислокации (или ее фрагмента) от стопоров при переходе в соседнее метастабильное состояние [8]. Следовательно, изменение спектра сигнала акустической эмиссии может использоваться в качестве индикатора состояния линейных дефектов в полупроводнике при электрических и магнитных воздействиях.

2. Результаты

В настоящей работе было исследовано изменение акустического отклика образца как при одновременном, так и при разнесенном по времени действии электрического и магнитного полей.

На рис. 2 представлены экспериментальные спектры акустической эмиссии при совместном электрическом и магнитном воздействиях (кривая 1) и спектр контрольного образца, через который пропускался только электрический ток, а индукция магнитного поля была равна нулю (кривая 2). Видно, что совместное воздействие магнитного и электрического полей приводит не только к возрастанию АЭ-сигнала U от исследуемого материала на 50%, но и к появлению всплеска сигнала датчика на частоте 1.6 Hz в дополнение к четко выраженному пику в области частот $f = 0.5-1$ Hz.

Энергия магнитного поля существенно ниже тепловой энергии и тем более энергии межатомной связи. По этой причине не следует ожидать непосредственного ее влияния на транспортные процессы утяжеленных примесными атомами дислокаций или их фрагментов. Однако появление нового пика в более высокочастотной

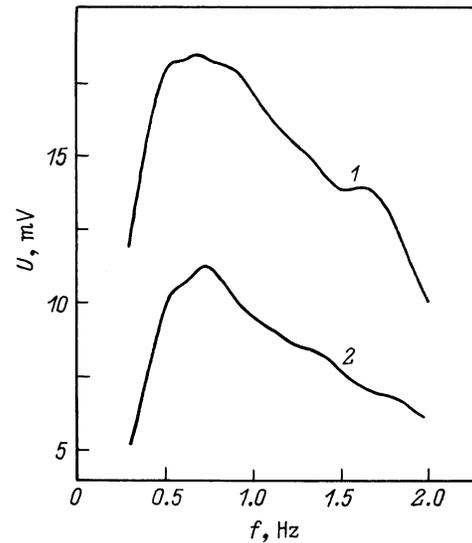


Рис. 2. Экспериментальные спектры АЭ-сигнала дислокационных кремниевых пластин при совместном электрическом и магнитном воздействиях (1) и при пропускании только электрического тока (2): 1 — $j = 3 \cdot 10^5$ A/m², $B = 0.3$ Т; 2 — $j = 3 \cdot 10^5$ A/m², $B = 0$.

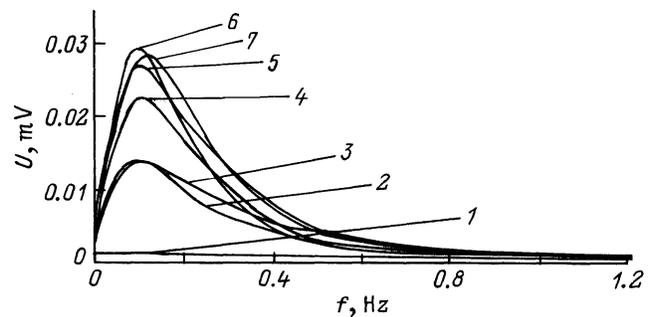


Рис. 3. Изменение спектра акустической эмиссии образцов при пропускании тока плотностью $j = 5 \cdot 10^5$ A/m² после экспозиции в магнитном поле с разными значениями магнитной индукции. $B, Т$: 2 — 0, 3 — 0.1, 4 — 0.2, 5 — 0.3, 6 — 0.6, 7 — 1.0. Кривая 1 — спектр акустической эмиссии образца при отсутствии электрического и магнитного воздействий.

области однозначно указывает на селективный отклик некоторых типов дислокаций, испытывающих меньшее сопротивление и вследствие этого имеющих большую частоту перехода в поле внутренних упругих напряжений, возникающих под воздействием постоянного электрического поля.

В то же время результаты эксперимента показали, что снятие магнитного воздействия на образец при неизменной плотности проходящего тока $j = 3 \cdot 10^5$ A/m² не приводит к полному его возврату в исходное состояние, что полностью согласуется с ранее полученными результатами как самих авторов [9], так и других исследователей [10].

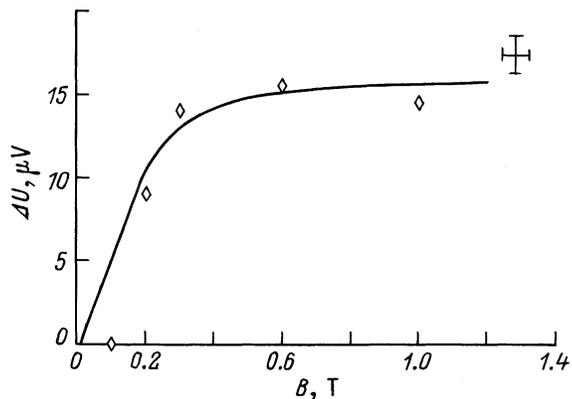


Рис. 4. Экспериментальная зависимость приращения интенсивности максимума акустической эмиссии на частоте 0.1 Hz от индукции магнитного поля. Сплошная кривая — расчет по уравнениям (2).

Однако если после экспозиции в магнитном поле к деформированному образцу приложить воздействие в виде электрического тока, то наблюдается эффект увеличения подвижности дислокаций по сравнению с контрольными образцами. На рис. 3 изображены спектры сигнала акустической эмиссии образцов, подвергнутых после экспозиции в магнитном поле действию электрического тока. Кривая 1 соответствует акустической эмиссии образцов в отсутствие тока и магнитного поля и характеризует фоновый акустический шум. Кривые 2–7 отражают изменение спектра акустического сигнала, связанного с увеличением подвижности дислокаций в образцах, предварительно выдержанных в течение 30 min в слабом постоянном магнитном поле с различными значениями магнитной индукции B . Видно, что с ростом B положение характерного пика спектра акустической эмиссии по оси частот практически не изменяется, а его амплитуда растет.

Полученная в результате экспериментальных исследований полевая зависимость магнитостимулированного приращения интенсивности акустической эмиссии на частоте 0.1 Hz изображена на рис. 4. Обнаружено наличие порогового значения магнитной индукции, выше которого начинает проявляться влияние магнитного поля на величину акустической эмиссии; оно составляет 0.1 Т. Подобный эффект наблюдался также и на ионных кристаллах [10].

3. Обсуждение результатов

Для анализа полученных данных был использован механизм спин-зависимых реакций магниточувствительных дефектов, разработанный для ионных кристаллов [1,12] и модифицированный нами с учетом того, что в легированном полупроводнике вблизи ядра дислокации необходимо учитывать наличие примесного облака Коттрелла. На рис. 5 изображена структура кристалла в окрестности

ядра дислокации в реальном легированном кремнии n -типа. Необходимо отметить, что наиболее чувствительными к действию магнитного поля оказываются не все атомы кремния в узлах решетки, а лишь те, которые имеют неспаренный электрон, т.е. атомы кремния на краю нарушенной атомной плоскости (атом C на рис. 5). Вторым типом точечных дефектов, чувствительных к магнитному полю, являются ионы примеси в узлах решетки, локализованные вблизи ядра дислокации; в нашем случае это ионы фосфора (атом A на рис. 5). Эти ионы обладают парамагнитными свойствами и находятся в синглетном состоянии [13]. Таким образом, при помещении образца с внедренными дислокациями в слабое магнитное поле в результате взаимодействия орбитального и спинового магнитных моментов становится возможным перевод спиновой системы атома в ядре дислокации C из триплетного в синглетное состояние, вследствие чего повышается вероятность протекания реакции дефектов между ним и парамагнитным ионом примеси A .

При этом роль электрического поля сводится к сближению магниточувствительных дефектов A и C на критическое расстояние [14], позволяющее дислокации или ее фрагменту перейти в новое фиксированное положение. Результатом данной реакции будет разрыв связи $A-B$ и образование связи $A-C$, что соответствует сдвигу дислокации в новое положение, в котором ядром дислокации становится атом B . Наличие сильно деформированной области в окрестности дислокации приводит к диффузии парамагнитных центров к новому положению ядра дислокации.

Рассмотренный механизм совместного действия магнитного и электрического полей на подвижность дислокаций в легированном Si позволяет удовлетворительно объяснить возникновение второго пика на спектре $U(f)$, отражающего появление в образце дислокаций, у которых за счет снятия спинового запрета появляется способность чаще совершать сдвиги.

Обнаруженное нами экспериментальное свидетельство того, что после снятия магнитного воздействия образец не восстанавливает полностью свои исходные

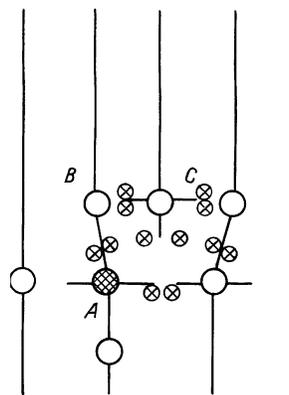


Рис. 5. Модель деформированной области кристалла.

свойства, указывает на то, что сформировавшаяся во время экспозиции в магнитном поле конфигурация связей в ядре дислокации сохраняется достаточно длительное время. Механизм, отвечающий за наблюдаемый эффект "магнитной памяти", до конца не ясен. Однако ее наличие проявляется в том, что после экспозиции в слабом постоянном магнитном поле амплитуда максимума сигнала акустической эмиссии при протекании тока через образец растет (рис. 4). При дальнейшем росте B интенсивность акустической эмиссии сначала увеличивается, а затем выходит на постоянное (в пределах доверительного интервала) значение. Обнаруженная добавка к сигналу акустической эмиссии пропорциональна числу дислокаций N , получивших возможность сместиться из прежнего состояния в результате протекания спин-зависимой реакции между магниточувствительными дефектами (такими как атом ядра дислокации и парамагнитный ион примеси), локализованной в облаке Коттрелла вблизи ядра дислокации. Количество открепленных дислокаций определяется в свою очередь частотой T_1^{-1} установления равновесного значения проекции намагниченности спинов участвующих в реакции частиц вдоль направления внешнего магнитного поля. Кроме того, ΔU зависит от энергии Ω волнового пакета, воспринимаемого датчиком. Учитывая вышеизложенное, можно записать

$$\Delta U \sim N\Omega \sim T_1^{-1}\Omega. \quad (1)$$

Таким образом, экспериментально полученная полевая зависимость ΔU качественно совпадает с зависимостью T_1^{-1} от величины индукции магнитного поля и, следовательно, является нелинейной.

Поскольку в соответствии с положениями теории магниточувствительных химических реакций синглет-триплетные ($S-T$) переходы, осуществляемые за счет разницы зеемановских частот (Δg -механизм) и за счет изотропного сверхтонкого взаимодействия неспаренных электронов с магнитными ядрами (СТВ-механизм), имеют линейную зависимость частоты переходов от величины индукции внешнего магнитного поля, логично предположить, что полученная экспериментально нелинейная полевая зависимость указывает на преобладание релаксационного механизма $S-T$ -переходов в системе спинов взаимодействующей пары дефектов. Частота таких переходов связана с изменением их зеемановской энергии во внешнем магнитном поле и зависит от индукции магнитного поля следующим образом [14]:

$$\begin{aligned} T_1^{-1} &= 0.33aB^2/(1 + bB^2), \\ a &= \overline{\Delta g^2}\beta_e^2\hbar^{-2}\tau_b, \\ b &= \mu_e^2\hbar^{-2}\tau_b^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\overline{\Delta g^2}$ характеризует масштаб анизотропии g -тензора, β_e — магнетон Бора, μ_e — магнитный момент электрона, τ_b — характеристическое время.

Аппроксимация полученной экспериментальной зависимости $\Delta U(B)$ с учетом (1) и (2) позволила оценить

величину Ω , характеризующую энергию волнового пакета, излучаемого магнитостимулированным откреплением дислокаций в исследуемом образце: $\Omega \approx 10^{-6}$ J.

Таким образом, обнаружено, что действие слабого магнитного поля, совмещенного с воздействием электрического тока, на деформированный образец легированного кремния n -типа приводит к изменению подвижности дислокаций. Используемая модель, описывающая механизм воздействия магнитного и электрического полей на подвижность дислокаций в легированном Si, позволяет объяснить образование в образце дислокаций, способных чаще совершать сдвиги, что проявляется в появлении второго пика на спектре акустической эмиссии. Показано, что предварительная обработка образцов деформированного легированного кремния n -типа в слабом постоянном магнитном поле приводит к изменению интенсивности пика акустической эмиссии при пропускании электрического тока через него, и это изменение зависит от величины индукции накладываемого магнитного поля. Полученный эффект связан с протеканием в области ядра дислокации спин-зависимых магниточувствительных реакций дефектов, приводящих к снижению тормозящего действия парамагнитных стопоров, проявляющегося в увеличении подвижности дислокаций. Анализ полевой зависимости позволил оценить величину энергии волнового пакета, излучаемого при магнитостимулированном откреплении дислокации в исследуемом образце.

Список литературы

- [1] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ЖЭТФ **115**, 2, 605 (1999).
- [2] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, О.Л. Казакова. ЖЭТФ **111**, 2, 615 (1997).
- [3] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ФТТ **40**, 11, 2065 (1998).
- [4] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ФТТ **39**, 4, 630 (1997).
- [5] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, О.Л. Казакова. ФТТ **40**, 1, 81 (1998).
- [6] Е.В. Даринская, Е.А. Петржик, С.А. Ерофеева, В.П. Кисель. Письма в ЖТФ **70**, 4, 298 (1999).
- [7] В.А. Калитенко, И.Я. Кучеров, В.М. Перга. ФТП **22**, 4, 578 (1988).
- [8] А.М. Орлов, А.А. Скворцов, В.А. Фролов. Письма в ЖТФ **25**, 3, 28 (1999).
- [9] А.А. Скворцов, А.М. Орлов, В.А. Фролов, Л.И. Гончар, О.В. Литвиненко. ФТТ **42**, 10, 1814 (2000).
- [10] Ю.В. Головин, Р.Б. Моргунов, В.Е. Иванов, А.А. Дмитриевский. ФТТ **41**, 10, 1778 (1999).
- [11] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ФТТ **40**, 12, 2184 (1998).
- [12] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Е.Ю. Михина. ФТТ **38**, 8, 2426 (1996).
- [13] U. Gerstmann, M. Amkreutz, H. Overhof. Phys. Stat. Sol. (b) **217**, 667 (2000).
- [14] А.Л. Бучаченко, Р.З. Сагдеев, К.М. Салихов. Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях. Наука, Новосибирск (1978). 296 с.