

абсолютная величина k остается неопределенной, так как неизвестно, какой из вариантов баллистического движения носителей реализуется около острия: $r < l$, $r < L$ или какой-то промежуточный случай. Сложное строение потолка валентной зоны CuO установлено также теоретическими расчетами [5].

Необходимо отметить, что спектры, аналогичные изображенным на рис. 2, также отражающие зонное строение вещества, могут реализоваться и в туннельных структурах металл—изолятор—полупроводник. В данном случае случайным образом также могла бы реализоваться такая структура. Однако полярность напряжения, при котором мог бы получиться такой спектр, была бы обратной.

В заключение необходимо оценить реалистичность условий $r < l$ и $r < L$. По-видимому, трудно ожидать, что эти условия будут выполняться буквально, прежде всего вследствие сминания острия металлического электрода. Однако возможно, что это условие вследствие микронеровностей на поверхности материала выполняется на части площади контакта и ток баллистических носителей может давать вклад в ток всего контакта.

Таким образом, микроконтактные исследования могут уточнить зонную структуру CuO .

Список литературы

- [1] Найдюк Ю. Г., Янсон И. К. Микроконтактная спектроскопия. Физика, научно-популярная серия. М.: Знание, 1989. № 12.
- [2] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 670 с.
- [3] Самохвалов А. А., Лошкарева Н. Н., Сухоруков Ю. П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 8. С. 456—459.
- [4] Номерованная Л. В., Махнев А. А., Кирилова М. М. и др. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 2. С. 169—172.
- [5] Ching W. Y., Hu Y. N., Wong K. W. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 11. P. 7684—7698.

Институт физики металлов
УрО РАН
Свердловск

Поступило в Редакцию
11 октября 1991 г.

УДК 539.374 : 548.4

© Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 3, 1992

ЭМИССИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ДВОЙНИКОВАНИИ КРИСТАЛЛОВ NaNO_2

В. А. Закревский, В. И. Николаев, Б. И. Смирнов, А. В. Шульдинер

В процессе пластического деформирования ионных кристаллов скольжением (т. е. вследствие движения дислокаций) происходит возбуждение электронной подсистемы — образование электронных и дырочных центров, рекомбинация которых приводит к возникновению деформационной электронной эмиссии (ДЭЭ) и деформационной люминесценции (ДЛ) [1–5]. Образование центров окраски является следствием того, что при чрезвычайно сильных локальных искажениях решетки, сопровождающих термоактивированные пересечения наклонных дислокаций, становятся возможными неадиабатические электронные переходы между энергетическими уровнями выделенных анион-катионных пар [6].

Пластическое деформирование кристаллов может осуществляться не только скольжением, но и путем двойникования. В настоящей работе приведены первые результаты наблюдений эмиссионных явлений при двойниковании кристаллов. Объектами исследования были выращенные в ФТИ сегнетоэлектрические мо-

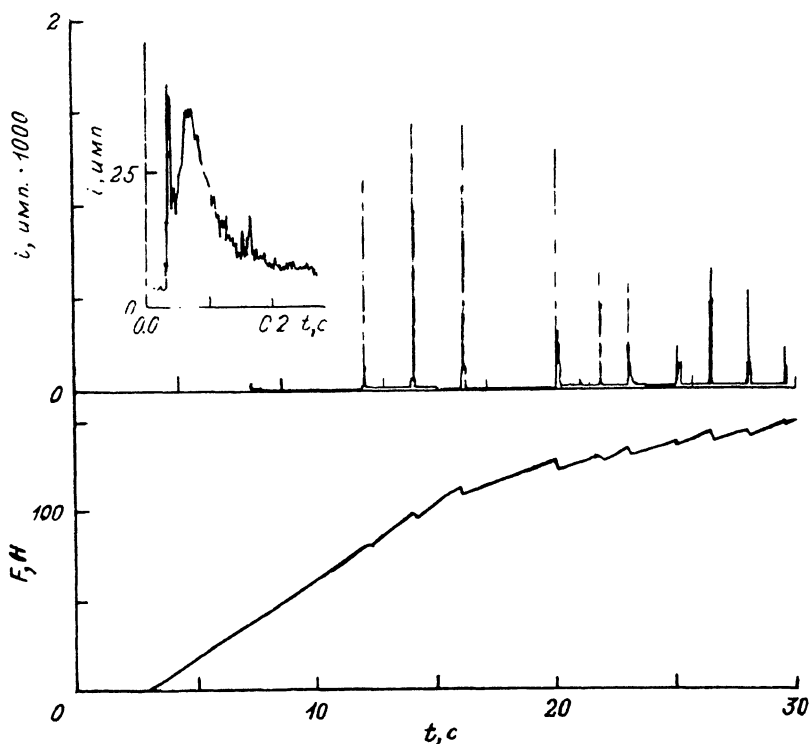


Рис. 1. Зависимости интенсивности ДЭЭ (i) и нагрузки на образце (F) от времени деформирования.

i — число импульсов, зарегистрированных за время, равное длительности временных интервалов; в данном случае — 10 мс. На вставке — форма одного из всплесков ДЭЭ, зарегистрированная при длительности временных интервалов 0.25 мс.

нокристаллы NaNO_2 , которые испытывают механическое двойникование по плоскостям $\{121\}$ при сжатии в направлении $[001]$ [7].

Образцы кристалла NaNO_2 размером примерно $2 \times 3 \times 6$ мм деформировались с постоянной скоростью перемещения захватов машины $S = 5.4 \cdot 10^{-3}$ мм/с в глубоком вакууме ($p = 5 \cdot 10^{-7}$ Па). Излучаемый образцом свет регистрировался фотоэлектронным умножителем ФЭУ-106, чувствительным в диапазоне 160—800 нм. В качестве детектора заряженных частиц — электронов и ионов — служил вторичный электронный умножитель ВЭУ-6. Оба умножителя работали в режиме счета импульсов. Интенсивность ДЭЭ регистрировалась амплитудным анализатором импульсов АИ-1024-95-17 (в состав которого входит ППЭВМ ЕС-1840) в режиме многоканального счета импульсов на последовательных временных интервалах. Кроме того, она записывалась синхронно с интенсивностью ДЛ и нагрузкой на образце многоканальным быстродействующим самописцем. Разделение электронной и ионной составляющих при регистрации отрицательно заряженных частиц осуществлялось на основе анализа амплитудного распределения импульсов (АРИ) на выходе ВЭУ. При этом напряжение на входе ВЭУ относительно держателя образца составляло 300 В.

На рис. 1 показаны зависимости интенсивности ДЭЭ и нагрузки на образце от времени деформирования при комнатной температуре. Сжатие образцов сопровождалось деформационным двойникованием кристалла. В момент образования двойника происходит резкий спад нагрузки на образце. Одновременно со спадом нагрузки регистрируется всплеск ДЭЭ, ДЛ и эмиссии ионов. Поскольку форма кривых, характеризующих ДЭЭ,

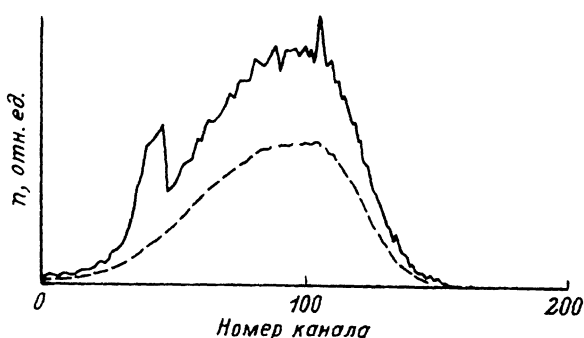


Рис. 2. АРИ на выходе ВЭУ, полученное при регистрации деформационной эмиссии отрицательно заряженных частиц (n — число импульсов в канале).

Левый пик на сплошной кривой обусловлен отрицательными ионами, правый — электронами. Штрихом показано АРИ при регистрации только электронной эмиссии (термоэлектронная эмиссия).

ДЛ и эмиссию положительных ионов практически одинакова, на рис. 1 приведен результат регистрации только ДЭЭ. Что касается отрицательных ионов, то их отдельная регистрация не проводилась. Можно лишь сказать, что они присутствовали среди заряженных частиц, регистрируемых ВЭУ при деформировании. Об этом свидетельствует максимум в области малых амплитуд на кривой АРИ ВЭУ (рис. 2). На этом рисунке (штрихи) показано, как должно выглядеть АРИ в отсутствие отрицательных ионов. Форма одиночного всплеска ДЭЭ показана на вставке рис. 1. Подобную же форму имеют всплески ДЛ и эмиссии положительных ионов. Типичное число электронов, соответствующее одной вспышке, — это величина порядка 10^3 — 10^4 , хотя наблюдаются и слабые всплески по 10—20 электронов, причем их длительность не превышает 1 мс. Обычная длительность всплеска примерно 0.1 с, но иногда регистрируется слабая составляющая, затухающая в течение одной или нескольких секунд. Именно такой всплеск показан на вставке рис. 1.

Излучения наблюдались независимо от того, был ли образец монодоменным или содержал антипараллельные домены. Но в то же время мы заметили тенденцию к увеличению числа частиц, излученных за время одной вспышки, если путем поляризации из образца удалить доменные стенки, и наоборот, к снижению этого числа, если перед деформированием нагреть образец до температуры выше точки сегнетоэлектрического фазового перехода и вновь его охладить (такая процедура приводит к резкому увеличению числа доменных стенок). Поэтому можно предположить, что присутствие в образце антипараллельных доменов препятствует развитию эмиссионных процессов, хотя этот вывод и нуждается в дальнейшей проверке.

Результаты описанных опытов показывают, что при двойниковании кристаллов NaNO_2 возникают излучения заряженных частиц и света. О том, что вспышки эмиссии связаны именно с прорастанием двойника сквозь объем кристалла, говорит синхронная регистрация вспышки и спада нагрузки на образце. Иногда на ранних стадиях деформирования наблюдаются вспышки при отсутствии явных сбросов нагрузки, но это связано с недостаточной чувствительностью датчика нагрузки. Образование небольших двойников на этой стадии было установлено нами визуально. Конкурирующим с двойникованием процессом при сжатии NaNO_2 вдоль направления [001] является деформация скольжением [8]. Однако она не может быть причиной наблюдаемого эффекта, так как излучение не регистрируется в промежутках между сбросами нагрузки и полностью исчезает, когда при повышенной температуре или значительной деформации двойникование прекращается и деформирование происходит только за счет скольжения. Эмиссия

не возникает и при деформировании образца скольжением в любых известных системах скольжения независимо от того, осуществляется деформация одиночным скольжением или множественным.

В заключение отметим, что некоторые полученные нами данные показывают, что излучения связаны не просто с самим процессом формирования двойника, а с пересечением двойников, однако этот вывод пока не является окончательным.

Список литературы

- [1] Закревский В. А., Пахотин В. А., Вайткевич С. К. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 3. С. 723—729.
- [2] Закревский В. А., Шульдинер А. В. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 3. С. 139—143.
- [3] Полетаев А. В., Шмурак С. З. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 12. С. 3567—3575.
- [4] Закревский В. А., Шульдинер А. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 10. С. 3042—3046.
- [5] Закревский В. А., Шульдинер А. В. // Изв. СО АН СССР, сер. хим. наук. 1987. В. 5. № 17. С. 73—76.
- [6] Кусов А. А., Клингер М. И., Закревский В. А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 6. С. 1694—1701.
- [7] Nakamura T., Ohi K. // J. Phys. Soc. Japan. 1963. V. 18. N 7. P. 985—995.
- [8] Николаев В. И., Смирнов Б. И., Иванцов В. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 8. С. 2519—2521.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
19 октября 1991 г.

© Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 3, 1992

РЕЛАКСАЦИЯ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ ПАРНОГО ПЕРЕГИБА НА ВИНТОВОЙ ДИСЛОКАЦИИ В ОЦК РЕШЕТКЕ

О. В. Клявин, Н. П. Лиходедов

Известно [1], что парный перегиб на винтовой дислокации в континуальной теории должен релаксировать путем притяжения и аннигиляции одиночных парных перегибов разных знаков, а внешнее приложенное напряжение должно увеличивать длину парного перегиба и тем самым переводить дислокацию в соседнюю долину Пайерлса. Однако теоретически процесс релаксации атомной структуры парного перегиба на основе учета конкретного межатомного потенциала решетки до сих пор в литературе не был рассмотрен.

Этот вопрос представляет большой интерес для выяснения микроскопического механизма движения дислокаций в рельефе Пайерлса [2], атомной динамики дислокаций с примесями в решетке [3] и физики внутреннего трения в кристаллах с высоким барьером Пайерлса [4], где используется модель дислокационных сегментов, колеблющихся между жесткими стопорами. В работе [5] было показано, что атомная структура одиночного перегиба на винтовой дислокации в альфа-железе проявляется в наличии областей сжатия (дилатация отрицательная, $\Delta R < 0$) и разрежения ($\Delta R > 0$) между атомами решетки вдоль атомных рядов, параллельных оси дислокации. На расстояниях свыше 6—8 Å от оси дислокации этими дилатациями можно пренебречь и рассматривать дислокацию как прямолинейную; максимальные дилатации, обусловленные перегибом (по всей его ширине), локализованы вблизи оси перегиба. Для описания отклонения оси дислокации от исходной долины Пайерлса использовалось соотношение