

МЕТАСТАБИЛЬНОСТЬ ДЕФЕКТОВ, СВЯЗАННЫХ С ДИСЛОКАЦИЯМИ, В СУЛЬФИДЕ КАДМИЯ

Вывенко О. Ф., Истратов А. А., Хлебов А. Г.

Метаустабильность системы глубоких уровней в полупроводниках является в настоящее время предметом интенсивного изучения в связи с проблемами деградации, рекомбинационно-ускоренной диффузии, лазерного отжига и т. п. (см., например, соответствующие разделы [1]).

В соединениях $A^{IV}B^{VI}$, и в особенности в CdS , явления метаустабильности ранее интенсивно исследовались и интерпретировались как протекание фотохимических реакций (ФХР) [2]. В одном из механизмов ФХР предполагалось участие дислокаций, однако экспериментальных подтверждений участия дислокаций в явлениях метаустабильности не имеется.

Между тем кристаллы $A^{IV}B^{VI}$ содержат, как правило, ростовые дислокации со средней плотностью не менее 10^3 см^{-2} , которые могут давать неконтролируемый вклад при использовании таких объемных методов, как фотопроводимость и термостимулированный ток. В этом смысле методы спектроскопии объемного заряда имеют преимущество, так как дают возможность проведения исследования областей кристалла с различной плотностью дислокаций при использовании контактов Шоттки малой площади.

Впервые спектр глубоких состояний, обусловленный дислокациями в CdS , был исследован в работах [3, 4]. В настоящей работе мы установили, что вид спектра глубоких состояний, связанных с дислокациями в сульфиде кадмия, зависит от условий начального заполнения уровней. Методами емкостной спектроскопии мы определили основные параметры двух состояний, ответственных за метаустабильность.

Исследовались образцы монокристаллов CdS , выращенных из газовой фазы по методу Маркова—Давыдова [5] в нашей лаборатории, с концентрацией мелких доноров $(3 \div 5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Большинство ростовых дислокаций, прораставших в направлении $[0001]$, было сгруппировано в малоугловые границы (МУГ). Линейная плотность дислокаций в МУГ на поверхности (0001) , на которую напылялись золотые контакты Шоттки, составляла $10^3 \text{—} 10^4 \text{ см}^{-1}$. Расстояние между МУГ достигало 1—2 мм, так что контакты диаметром 0.5 мм могли быть напылены как на область с высокой плотностью дислокаций, так и на бездислокационные участки поверхности образца.

Перед напылением контактов образцы толщиной около 1 мм механически и химически полировались. Соотношение компонентов травителя ($HCl + CrO_3$) подбиралось так, чтобы получить зеркальную поверхность образца.

Источником света служила галогенная лампа с монохроматором ИКМ-1. Измерения емкости проводились с помощью ВЧ моста на частоте 10 МГц [6].

Из наших экспериментов следует, что исследованные образцы могут находиться в двух состояниях — ОНС (охлаждено с нулевым смещением) и ОС (охлаждено со смещением) в зависимости от условий начального заполнения уровней. Состояние ОНС может быть достигнуто при охлаждении диода от достаточно высокой температуры ($T > 300 \text{ K}$) с нулевым напряжением обратного смещения или с прямым смещением и соответствует полному заполнению всех уровней. Состояние ОС можно достичь при охлаждении диода с включенным обратным смещением от температуры не ниже 400 K или при освещении при низкой температуре светом с энергией кванта $\hbar\omega > 1.2 \text{ эВ}$ диода, находящегося в состоянии ОНС.

Различие в состояниях ОНС и ОС проявляется при измерениях DLTS, термостимулированной емкости (TSE) и стационарной фотоемкости (ФЕ).

В спектрах DLTS, снятых в состоянии ОС (рис. 1, а, кривая 1), имеется дополнительный по сравнению с состоянием ОНС (рис. 1, а, кривая 2) сигнал в широкой области температур. Разница сигналов DLTS (ОС)—DLTS (ОНС)

(рис. 1, а, кривая 3) ведет себя как обычная линия DLTS, т. е. при варьировании частоты следования заполняющих импульсов температурное положение максимума смещается по закону Аррениуса $T^2f \sim \ln(-E_T/kT)$ и дает значение энергии термической активации процесса эмиссии 0.65 ± 0.1 эВ.

В спектрах TCE, снятых в состоянии ОС после подачи при низкой температуре короткого заполняющего импульса, наблюдается единственная ступенька *MS1* (рис. 1, б, кривая 4), температурное положение и величина которой хорошо коррелируют с вышеописанной линией DLTS. В состоянии ОНС упомянутая ступенька отсутствует, но появляется новая — *MS2* в области более высоких температур (рис. 1, б, кривая 5). Варьированием скоростей нагрева по формуле, приведенной в [7], для этой ступеньки было получено значение энергии термической активации 0.95 ± 0.1 эВ.

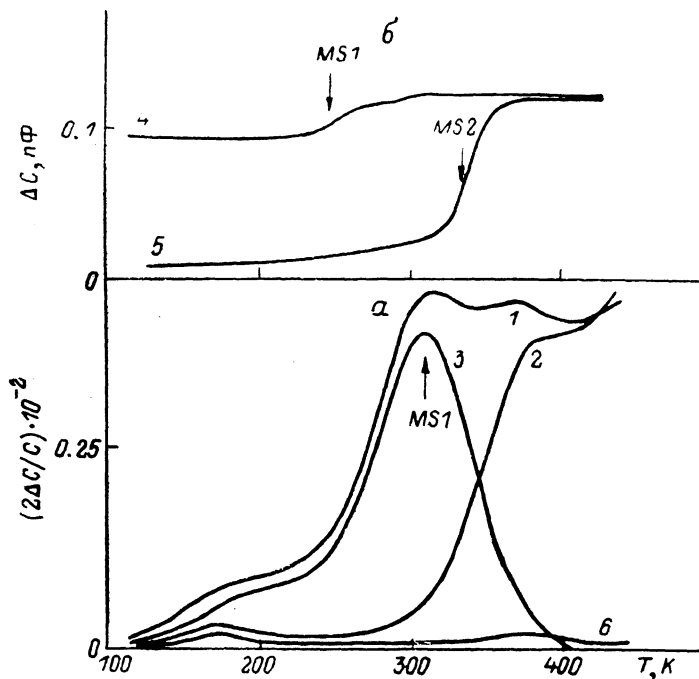


Рис. 1. Спектры DLTS при $U_{см}=3$ В, $U_{имп}=2.5$ В (а) и спектры TCE при $U_{см}=3$ В, η (скорость нагрева) $=0.014$ К/с (б).

Образцы с дислокациями в состояниях: 1, 4 — ОС, 2, 5 — ОНС; 3 — разностный спектр DLTS (ОС)—DLTS (ОНС); 6 — образец без дислокаций.

В спектрах ФЕ в состоянии ОС наблюдаются две ступеньки с порогами 0.67 ± 0.05 и 1.0 ± 0.05 эВ (рис. 2, кривая 1). В состоянии ОНС ступенька 0.67 ± 0.05 эВ пропадает, а вместо нее возникает сигнал с порогом 1.3 ± 0.1 эВ (рис. 2, кривая 2). Кинетика нарастания этого сигнала характеризуется аномально большими временами установления стационарной емкости, по достижении которой образец оказывается в состоянии ОС.

Таким образом, в исследованных образцах сульфида кадмия существуют два взаимосвязанных электронных состояния. Первое (*MS1*) имеет энергию термической активации электрона в зону проводимости 0.65 ± 0.1 эВ, пороговую энергию оптической активации 0.67 ± 0.05 эВ и может быть заполнено, только если второе состояние пусто. Второе состояние (*MS2*) имеет энергию термической активации 0.95 ± 0.1 эВ, порог оптической активации 1.3 ± 0.1 эВ и не может быть заполнено при низких температурах, по-видимому, вследствие существования барьера, ограничивающего захват носителей из зоны проводимости. Большое различие в энергиях оптической и термической ионизации свидетельствует о сильном электрон-решеточном взаимодействии для *MS2*.

Измерения, проведенные на образце с несколькими напыленными контактами, показали, что эффект метастабильности (величина линии *MS1* в DLTS

или ступеньки $MS1$ в ТСЕ и ФЕ) увеличивается с ростом плотности дислокаций под контактом (см. вставку на рис. 2) и не наблюдается совсем на бездислокационных участках образца (рис. 1, а, кривая б и рис. 2, кривая 3). Вывод о дислокационной природе эффекта метастабильности подтверждается и независимыми измерениями DLTS в работе [8], где была также замечена корреляция величины сигнала DLTS и плотности дислокаций на образцах, вырезанных из той же були, что и в нашей работе. Число состояний $MS1$ и $MS2$ оказывается, однако, на порядок большим, чем возможное число собственно дислокационных состояний.

С другой стороны, авторы [9] наблюдали метастабильную линию DLTS, близкую по термоэмиссионным параметрам к $MS1$, но только в образцах, под-

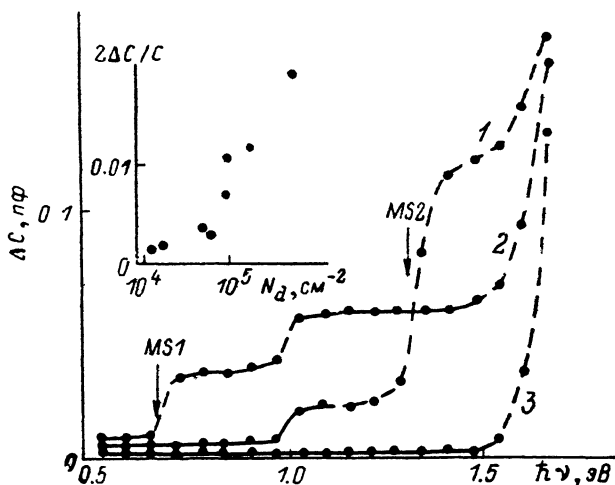


Рис. 2. Спектры фотоемкости при $U_{ом}=3$ В.

Образцы с дислокациями в состояниях: 1 — ОС, 2 — ОНС; 3 — образец без дислокаций. На вставке — зависимость сигнала DLTS при $T=300$ К от плотности дислокаций под контактом.

вергнутых предварительному отжигу в парах кадмия или серы, а в [10] был обнаружен на некоторых образцах CdS X-центр с термоэмиссионными параметрами, близкими к состоянию $MS2$, который, так же как и $MS2$, не мог быть заполнен электронами при низких температурах и обладал ненасыщающейся зарядовой характеристикой [3], присущей протяженным дефектам.

Вышеперечисленные данные дают основания предположить, что состояния $MS1$ и $MS2$, ответственные за метастабильные свойства образцов CdS, обусловлены точечными дефектами собственной или примесной природы, которые группируются вблизи ростовых дислокаций в процессе роста или высокотемпературного отжига кристаллов.

Механизм метастабильности в настоящее время исследуется и будет описан в последующей публикации.

Список литературы

- [1] Proc. 14 Int. Conf. on defects in semiconductors. V. 1. Paris, 1986. 429 p.
- [2] Физика соединений $A^{III}B^{VI}$ / Под ред. А. Н. Георгобиани, М. К. Шейнкмана. М., 1986. 320 с.
- [3] Vyvenko O. F., Schröter W. // Phys. Mag. A. 1984. V. 50. N 4. P. 11—17.
- [4] Базлов Н. В., Вывенко О. Ф., Тульев А. В. // Изв. АН СССР. Физика. 1987. Т. 51. С. 320.
- [5] Марков Е. В., Давыдов А. А. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1975. Т. 11. В. 10. С. 1755—1757.
- [6] Базлов Н. В., Вывенко О. Ф., Тульев А. В. // ПТЭ. 1987. № 3. С. 176—185.
- [7] Bühler M. G. // Sol. St. Electron. 1972. V. 15. P. 69—79.
- [8] Braun-Wagner K. // Doctor thesis. Göttingen, 1987.

- [9] Claybourn M., Brinkman A. W., Russel G. J., Woods J. // *Phyl. Mag.* B. 1987. V. 56. N 3. P. 385—395.
 [10] Housin M., Fialin M., Bastide G., Rouzeyre M. // *J. Cryst. Growth.* 1982. V. 59. P. 246—253.

Ленинградский
государственный университет

Получено 23.02.1989
Принято к печати 10.04.1989

ФТП, том 23, вып. 8, 1989

КОЭФФИЦИЕНТ ЗАХВАТА ДЫРОК НА ПЛОТНЫХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ РЯДАХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ НАЛИЧИИ КВАНТУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Велиев З. А.

1. Качественно новые возможности исследования свойств заряженных дислокаций открываются при специальном изготовлении образцов, содержащих сравнительно плотные ряды параллельных краевых дислокаций с сильно перекрывающимися ридовскими цилиндрами, когда расстояния между дислокациями $d \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ см. Электрофизические свойства полупроводников с такими рядами дислокаций экспериментально исследованы в [1]. Проведенные экспериментальные исследования в [1] дают наиболее прямую информацию о свойствах заряженных дислокаций в полупроводниках.

Теоретически некоторые электрические свойства плотных дислокационных рядов изучены в [2, 3]. Отметим, что плотные ряды заряженных дислокаций в полупроводнике образуют потенциальный барьер с седловыми точками. В [2] построена теория вольтамперной характеристики для такого барьера, где полученные результаты согласуются с имеющимися в [1] экспериментальными данными. В [3] на основе теории каскадного захвата носителей тока на притягивающих центрах вычислен коэффициент захвата дырок на плотных дислокационных рядах.

В данной работе мы будем исследовать коэффициент захвата дырок в электронных полупроводниках с ориентированным набором заряженных дислокаций при наличии квантующего магнитного поля. В этих полупроводниках краевые дислокации, составляющие эти ряды, ведут себя, как бесконечно протяженная линия акцепторов, несущая на себе отрицательный заряд.

Расчеты будем проводить в случае, когда $kT \gg \hbar\omega_q \approx (\hbar\Omega ms^2)^{1/2} \approx \hbar\omega(q_H)$ (T — температура решетки, k — постоянная Больцмана, $\hbar\omega_q$ — энергия акустического фонона, $\Omega = eH/mc$ — циклотронная частота, m — эффективная масса дырок, H — интенсивность внешнего магнитного поля, e — модуль заряда электрона, s — скорость звука), т. е. когда дырки рассеиваются на фононах упругим образом.

2. В стационарных условиях, согласно [3], коэффициент захвата дырок определяется выражением

$$a = j/(p \langle v \rangle), \quad (1)$$

где j — поток частиц на захватывающей поверхности, p — концентрация дырок, $\langle v \rangle = (8kT/\pi m)^{1/2}$ — средняя скорость дырок.

Поток на захватывающий центр определяется формулой

$$j = AkT \int_{-\infty}^{B \min} \frac{\exp(E/kT) dt}{B(E)}. \quad (2)$$