

$V_k$  происходит при  $Y_s \approx 0$  (на рисунке  $V_k^t - V_k^c \approx 0$  при  $d < 15$  нм). Существенные изменения  $V_k$  при постоянном изгибе зон могут происходить, если на поверхности образуются диполи [2]. Согласно [4], наиболее вероятной причиной возникновения диполей является образование напряженных поляризованных связей  $Si^+ = O^-$ . В нашем случае они могут возникать за счет энергии, выделяющейся при остывании горячих электронов. Образующийся при этом дипольный слой, а также отрицательные заряды на поверхности  $SiO_2$  приводят к изменению эффективной работы выхода из кремния, что и обнаруживается по изменению КРП после УФ воздействия. Отмывки,  $\gamma$ -облучение, термоотжиг, обуславливая стекание заряда и разрушение связей  $Si^+ = O^-$ , восстанавливают исходное состояние поверхности  $SiO_2$ .

При обсуждении немонотонной зависимости  $V_k(d)$  на рисунке обратим внимание на данные, подтверждающие предложенный механизм влияния УФ на систему  $Si/SiO_2$ . Резкий спад  $V_k$  с ростом  $d$  ( $5 < d < 20$  нм) попадает в область толщин, при которых структура  $SiO_2$  перестраивается от коэсито- к тридимитоподобной [4]. Плотность ловушек и напряженных связей при завершении такого структурного перехода закономерно уменьшается. Кроме того, при утолщении пленки  $SiO_2$  все меньшее число горячих электронов достигает ее поверхности. По мере дальнейшего утолщения пленки возрастает вероятность генерации электронов непосредственно в объеме  $SiO_2$ . Этим может быть вызвано небольшое возрастание  $V_k$  при  $d > 35$  нм.

В заключение отметим, что обнаружение УФ стимулированного изменения зарядового состояния свободной поверхности системы  $Si/SiO_2$  стало принципиально возможным благодаря применению методики динамического конденсатора, в которой металлический электрод не касается поверхности  $SiO_2$  и поэтому не экранирует заряд на ней и не разрушает то состояние поверхности, которое создано под действием УФ.

#### Список литературы

- [1] Дамаск А., Динс Дж. Точечные дефекты в металлах. М., 1966. 282 с.
- [2] Жарких Ю. С., Евдокимов А. Д., Полтавцев Ю. Г. // Электрон. техн. Сер. 6. 1983. № 9. С. 67—71.
- [3] Лисовский И. П. // УФЖ. 1979. Т. 24. В. 12. С. 1866—1872.
- [4] Grunthaner F. J., Grunthaner P. J. // Mater. Sci. Rep. 1986. V. 1. N 2-3. P. 65—160.

Киевский государственный  
университет им. Т. Г. Шевченко

Получено 26.06.1990  
Принято к печати 7.07.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

## КУЛОНОВСКАЯ ЩЕЛЬ В СПЕКТРЕ СОСТОЯНИЙ $\alpha$ -CdGeAs<sub>2</sub><Fe>

Окунев В. Д., Пафомов Н. Н.

Работы, демонстрирующие влияние кулоновской щели в спектре состояний аморфных полупроводников на их низкотемпературную проводимость, являются пока редкими [1-3]. Возникающие здесь трудности связаны, скорее всего, с химическим взаимодействием примесных атомов с атомами основного вещества: образование включений новой аморфной фазы не только лимитирует электрическую активность примесей, но и способно оказать прямое влияние на характер температурной зависимости электропроводности образцов. Не случайно кулоновская щель для этого класса материалов была впервые обнаружена при исследовании ионно-легированных пленок аморфного кремния [1-3], поскольку метод ионного легирования обеспечивает наиболее однородное распределение примесных атомов по сравнению со всеми существующими в настоящее время

методами введения примесей в аморфные материалы. Косвенным подтверждением нашей точки зрения может служить отсутствие сообщений о наблюдении корреляционных эффектов в аморфных веществах сложного состава, в которых вероятность образования примесных аморфных фаз особенно высока [4, 5]. Об этом свидетельствует также и наш собственный опыт исследования поведения Ni и Pt в стеклообразном CdGeAs<sub>2</sub> [4, 6, 7]: в образцах, содержащих до 3 вес% Ni и до 20 вес% Pt, температурные зависимости электропроводности соответствовали закону Мотта, а при дальнейшем повышении концентрации оказывались сложными и не поддающимися однозначной трактовке. Успеха в этом направлении удалось добиться при изучении аморфных пленок CdGeAs<sub>2</sub>, легированных Fe.

Пленки  $\alpha$ -CdGeAs<sub>2</sub><Fe> толщиной 2—7 мкм на стеклянных подложках были получены методом совместного распыления мишеней в атмосфере аргона [8]. Измерения их электропроводности проводились на постоянном токе в интер-

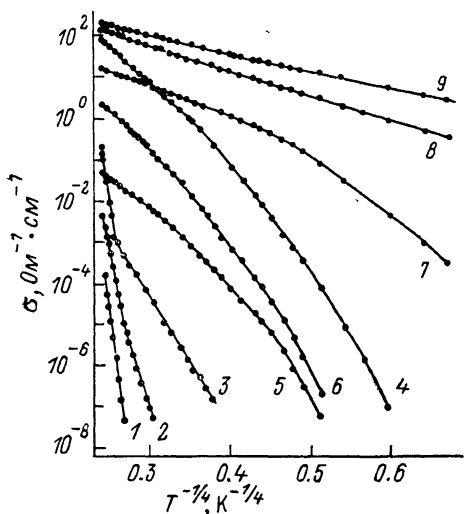


Рис. 1. Температурные зависимости электропроводности пленок.

Концентрация Fe, вес%: 1 — 0.09, 2 — 0.3, 3 — 1.7, 4 — 2.85, 5 — 3.2, 6 — 6.5, 7 — 9.55, 8 — 9.7, 9 — 10.1.

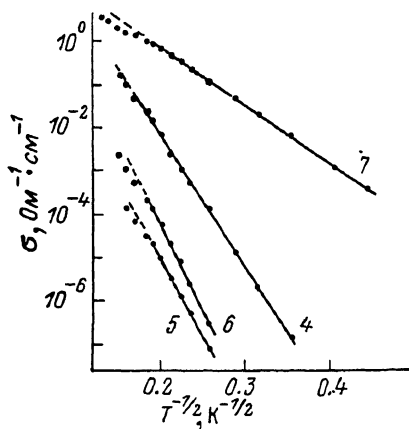


Рис. 2. Соответствие температурных зависимостей  $\sigma$  образцов закону Шкловского—Эффроса.

4—7 — то же, что и на рис. 1.

вале температур 4.2—300 К в слабых ( $0.1 \leq F \leq 1$  В/см) электрических полях, соответствующих омическим участкам вольт-амперных характеристик образцов.

Температурные зависимости электропроводности пленок приведены на рис. 1. Несмотря на значительный рост  $\sigma$  с увеличением концентрации Fe, сопротивление образцов, содержащих менее 2 вес% Fe, при низких температурах остается неизмеримо большим. Для таких пленок на зависимостях  $\sigma$  от  $T$  выявляются лишь участки, соответствующие закону Мотта [9], описывающему прыжковую проводимость между локализованными состояниями с переменной длиной прыжка,

$$\sigma = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/4}], \quad (1)$$

где  $T_0 \approx 16/kg_0 a^3$ ,  $g_0$  — плотность локализованных состояний на уровне Ферми,  $a$  — радиус состояний,  $k$  — постоянная Больцмана. Возможность измерения  $\sigma$  в широком температурном интервале появляется при концентрации Fe выше 2 вес%. Как видно из рис. 1, 2, в интервале концентраций Fe от 2.85 до 9.55 вес% зависимости  $\sigma$  от  $T$  при низких температурах существенно отличаются от закона Мотта и согласуются с теорией Шкловского—Эффроса [10]. В соответствии с этой теорией, учитывающей наличие кулоновской щели в спектре локализованных состояний, температурные зависимости  $\sigma$  должны иметь следующий вид:

$$\sigma = \sigma_1 \exp[-(T_1/T)^{1/2}], \quad (2)$$

где  $T_1 = \beta e^2 / k\epsilon a$ ,  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $\beta$  — численный коэффициент. Данная ситуация реализуется в наших образцах при  $T < T_c = 25-32$  К. Ширина кулоновской щели, легко определяющаяся по формуле

$$\Delta = 1/2k(T_1 T_c)^{1/2}. \quad (3)$$

как видно из представленной таблицы, в интервале концентраций Fe от 2.85 до 6.5 вес% составляет  $(17 \pm 0.5)$  мэВ.

С увеличением температуры выше  $T_c$  происходит тепловое замытие кулоновской щели, после чего зависимость  $\sigma$  от  $T$  следует закону Мотта, который выполняется для наших образцов вплоть до комнатной температуры. Впервые переход от закона Шкловского—Эфроса к закону Мотта при  $T > T_c$  наблюдался для пленок  $\alpha$ -Si<Mn> [2]. Наблюдение на одних и тех же образцах в различных температурных интервалах двух типов зависимостей  $\sigma$  от  $T$  позволило, как и в работе [2], провести сравнительную оценку величины  $g_0 a^3$ . С одной стороны, значение  $g_0 a^3$  можно найти из закона Мотта (1)  $g_0 a^3 \approx 16/kT_0$ , с другой стороны, используя параметры, характеризующие зависимость Шкловского—Эфроса [2], можно получить  $g_0 a^3 = \alpha \beta^3 T_c / 4kT_1^2$ . Здесь  $\alpha$  — численный коэффициент в формуле для плотности состояний внутри кулоновской щели  $g(E) = \alpha \epsilon^3 E^2 / e^6$  ( $E$  — значение энергии, отсчитываемое от уровня Ферми). Полученные таким образом величины  $g_0 a^3$ , удовлетворительно согласующиеся для каждого из исследуемых образцов, приведены в таблице. При расчете  $g_0 a^3$  были взяты значения  $\alpha = 3/\pi$  и  $\beta = 2.8$ , найденные Шкловским и Эфросом [10, 11] без учета хаббардовских корреляций.

Параметры образцов с кулоновской щелью в спектре локализованных состояний

№ образца	Концентрация Fe, вес%	Закон Мотта		Закон Шкловского—Эфроса			
		$T_0$ , К	$g_0 a^3$ , (эВ) <sup>-1</sup>	$T_c$ , К	$T_1$ , К	$\Delta$ , мэВ	$g_0 a^3$ , (эВ) <sup>-1</sup>
4	2.85	$2.4 \cdot 10^6$	$7.6 \cdot 10^{-2}$	32	$4.6 \cdot 10^3$	16.5	$9.2 \cdot 10^{-2}$
5	3.2	$1.6 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^{-1}$	28	$5.8 \cdot 10^3$	17.5	$5.0 \cdot 10^{-2}$
6	6.5	$3.7 \cdot 10^6$	$5.0 \cdot 10^{-2}$	25	$6 \cdot 10^3$	16.7	$4.2 \cdot 10^{-2}$
7	9.55	$9.2 \cdot 10^4$	2.0	25	$9 \cdot 10^2$	6.5	1.9

Увеличение содержания Fe в пленках от 6.5 до 9.6 вес% вызывает сужение  $\Delta$  от 16.7 до 6.5 мэВ. Дальнейший рост концентрации Fe приводит к исчезновению в температурной зависимости  $\sigma$  участка, характеризующего наличие кулоновской щели; не согласующееся с теорией [10, 12] появление при низких температурах участков  $\ln \sigma \sim T^{-1}$  (рис. 1, кривые 8, 9) мы связываем с влиянием примесных кластеров на проводимость пленок. Одним из первых признаков формирования включений примесной фазы, по-видимому, являлась немонотонная зависимость величины  $\sigma$  от концентрации Fe (рис. 1). Однако влияние этих низкоомных включений на  $\sigma$  пленок было косвенным, обусловленным, скорее всего, уменьшением растворимости железа в основной аморфной матрице, и еще не затрагивало непосредственно механизма электропроводности пленок. Основную роль в проводимости продолжали играть примесные состояния Fe, образующиеся в основной аморфной фазе. Для гранулированных пленок изменение характера температурной зависимости  $\sigma$  противоположно изменению, наблюдающемуся в эксперименте, от зависимости  $\ln \sigma \sim T^{-1}$  в низко-температурной области к зависимости  $\ln \sigma \sim T^{-1/2}$  при более высоких температурах [13]. Характерные признаки гранулированных систем пленки приобретают по мере роста объема примесной фазы, когда основным становится механизм электропроводности с участием примесных кластеров (при концентрациях Fe выше 9.6 вес%). Согласно работе Шенга и Клафтера [13], посвященной проводимости гранулированных сред, электропроводность пленок при низких температурах в этом случае соответствует закону Мотта (рис. 1, кривые 8, 9).

- [1] Алешин А. Н., Двуреченский А. В., Ионов А. Н., Рязанцев И. А., Шлимак И. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1240—1244.
- [2] Двуреченский А. В., Дравин В. А., Якимов А. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 2. С. 401—406.
- [3] Двуреченский А. В., Якимов А. И. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 1. С. 159—169.
- [4] Окунев В. Д., Самойленко Э. А. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 1. С. 24—27.
- [5] Окунев В. Д., Самойленко Э. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 9. С. 257—259.
- [6] Окунев В. Д., Пафомов Н. Н. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 7. С. 1302—1308.
- [7] Окунев В. Д., Пафомов Н. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 497—499.
- [8] Окунев В. Д., Юров А. Т. // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 5. В. 3. С. 161—165.
- [9] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982. 662 с.
- [10] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [11] Efros A. L., Nguyen V. L., Shklovskii B. I. // Sol. St. Commun. 1979. V. 32. N 10. P. 851—854.
- [12] McMillan W. L. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 5. P. 2739—2743.
- [13] Sheng Ping, Klafter J. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 14. P. 2583—2586.

Донецкий  
физико-технический институт  
АН УССР

Получено 27.06.1990  
Принято к печати 7.07.1990

*ФТП, том 24, вып. 11, 1990*

## РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ЗАРЯЖЕННЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ

Шикина Н. И., Шикин В. Б.

Проблема установления равновесия в электронной системе полупроводника при наличии в нем заряженных дислокаций находится в удивительно неопределенном состоянии. С одной стороны, несомненны качественные особенности релаксационных явлений в пластически деформированном полупроводнике, например неэкспоненциальное (логарифмическое) поведение во времени неравновесной фотопроводимости при ее заметном (нелинейном) отклонении от равновесного значения [1], с другой стороны, абсолютное отсутствие в литературе обсуждения количественных деталей даже простейшего релаксационного эффекта — экспоненциальной асимптотики релаксации, характерной для линейной стадии различных релаксационных процессов. Особенно заметна «несовершенство» этой задачи на фоне успехов соответствующей деятельности (экспериментальной и теоретической) при изучении релаксации на точечных центрах (см., например, [2]).

По-видимому, экспериментаторов «расхолаживает» рутинность задачи об экспоненциальной релаксации. Ее существование не вызывает сомнений, а интерпретация следующего из измерений времени релаксации, в особенности предэкспоненты, определяющей сечение захвата, весьма затруднительна. В результате к настоящему времени авторам известна лишь одна достаточно подробная работа [1] о релаксации фотопроводимости в германии с небольшой плотностью дислокаций, когда соседние ридовские цилиндры не перекрываются между собой. Традиционный анализ данных [1], выполненный далее, приводит к неожиданному выводу: в области низких температур сечение захвата электронов на дислокации аномально велико (превосходит размеры образца!), чего не может быть. Обсуждение возможных причин этого парадокса приводится в данной работе.

1. Традиционным мы называем формализм, в котором релаксация коэффициента заполнения  $f$  отдельной заряженной дислокации в полупроводнике  $n$ -типа описывается уравнением [1]