

Значения $\varphi_0 = \arg H_0^{(1)}(x)$, $\varphi_1 = \arg H_1^{(1)}(x)$, необходимые для расчетов, приведены в таблицах [10]. Построение графиков для рассмотренных величин по таблицам дает возможность убедиться, что они достаточно быстро приближаются к асимптотическим значениям. Уже при $kr_2 > 3$ выполняются соотношения $\arg H_0^{(1)}(kr_2) \simeq kr_2 - \pi/4$, $\sin \beta \simeq 1$, $\cos^2 \beta \ll 1$ с хорошей точностью. Поэтому для $kr_2 > 3$ справедливо приближение

$$|c_0| = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\theta} - \theta \right)^2 \sin^2 \left(kr_1 - kr_2 + \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\sin 2\beta}{\cos 2\beta - \theta} \right)}}, \quad (23)$$

и условие резонансного прохождения записывается в виде

$$k(r_1 - r_2) + \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\sin 2\beta}{\cos(2\beta - \theta)} = N\pi.$$

При условии полного прохождения модули амплитуд поверхностных гармоник пропорциональны $|J_0(\gamma r_2)|$ [см. формулу (13)]. Это также подтверждает преимущество малого радиуса внутреннего канала структуры при осуществлении взаимодействия электронного пучка с гармониками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. П., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Харьков, 1973.
2. Сологуб В. Г., Шестопалов В. П., Половников Г. Г. ЖТФ, 1967, 37, 4, 666.
3. Нефедов Е. И. «Изв. вузов. Радиофизика», 1977, 20, 11, 1740.
4. Нефедов Е. И. «Радиотехника и электроника», 1977, 22, 9, 1769.
5. Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы. М., 1966.
6. Альтшулер Ю. Г., Тараненко А. С. Лампы малой мощности с обратной волной. М., 1963.
7. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., 1968.
8. Завьялов А. С. «Изв. вузов. Радиотехника», 1962, 5, 5, 568.
9. Лэмб Г. Гидродинамика. М., 1947.
10. Ватсон Г. Теория бесселевых функций, т. 2. М., 1949.

Кафедра
радиофизики СВЧ

Поступила в редакцию
14.03.78

УДК 621.315.592

С. Н. КОЗЛОВ, Н. Л. ЛЕВШИН

О КИНЕТИКЕ МЕДЛЕННОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЗАРЯДА НА ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ВРЕМЕНИ

Исследованию кинетики медленной релаксации на реальной поверхности германия посвящено значительное количество работ (см. литературу к [1, 2]). Однако ни в одной из них не проводилось достаточно подробного изучения полных кинетических кривых перезарядки медленных состояний (МС) в широком диапазоне времени*. Между тем такая

* Обычно кинетика медленной релаксации исследуется в диапазоне $1 \text{ с} \ll t \ll 10^3 \text{ с}$.

информация необходима для выяснения роли туннельного и термоактивационного механизмов электронного обмена между МС и объемом полупроводника. [3].

В настоящей работе кинетика перезарядки МС в эффекте поля (ЭП) исследовалась в диапазоне времени $5 \cdot 10^{-4} \text{ с} \leq t < 10^5 \text{ с}$. Изменение проводимости образца после включения и выключения поперечного электрического поля регистрировалось с помощью задоминающего

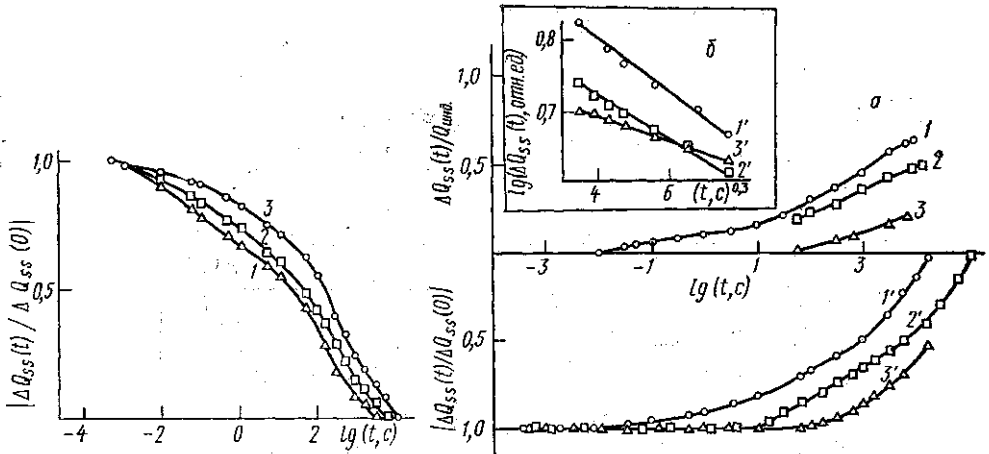


Рис. 1. Кинетика медленной релаксации на образце Ge-300 после выключения поперечного электрического поля -100 В . Поле было включено: 10 мин (1); 1 ч (2); 20 ч (3). Максимальное отклонение безразмерного поверхностного потенциала от равновесного $\Delta U_{\text{max}} = 3,3$ (1); 4,5 (2); 4,0 (3)

Рис. 2. Зависимость медленной релаксации от температуры предварительного прогрева образца в вакууме $T_{\text{пр}}, \text{ К}$ после включения поперечного электрического поля $+100 \text{ В}$ (1, 2, 3) и выключения поля -100 В (1', 2', 3') (а). То же в координатах Коца (б) $T_{\text{пр}}, \text{ К}$: 370 (1, 1'); 3,3 (2, 2'); 570 (3, 3') $\Delta U_{\text{max}} = 4,5$ (1); 3,3 (1'); 1,6 (2); 2,2 (2'); 2,7 (3); 0,9 (3')

осциллографа С8-1 (в интервале времени $5 \cdot 10^{-4} \text{ с} \leq t < 10 \text{ с}$) и цифрового омметра ($t > 10 \text{ с}$). Кинетика измерения накопленного на МС заряда $\Delta Q_{ss}(t)$ определялась либо пересчетом с использованием данных квазистационарного ЭП на большом синусоидальном напряжении, либо непосредственно по сдвигу кривых ЭП по оси индуцированных зарядов в зависимости от времени ($t > 10 \text{ с}$). Перед измерениями образцы высокоомного ($\rho = 30-40 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) германия n -типа обрабатывались в перекисном травителе. Обычно измерения проводились в вакууме $\sim 10^{-4} \text{ Па}$. Контрольные эксперименты, выполненные в безмасляном вакууме $\sim 10^{-6} \text{ Па}$, дали аналогичные результаты. Прогревы образцов в вакууме осуществлялись пропуском через них тока в течение 1 часа.

На рис. 1 показана кинетика медленного возвращения избыточного заряда МС к равновесию на частично дегидратированной поверхности Ge-300** после выключения поперечного электрического поля. Видно,

** Здесь и далее цифра после дефиса означает температуру предварительного вакуумирования образца $T_{\text{пр}}, \text{ К}$.

что в диапазоне $10^{-1} \text{ с} \leq t \leq 2 \cdot 10^3 \text{ с}$ форма кинетических кривых практически не зависит от длительности включения поля. Поскольку форма кинетической кривой однозначно определяется распределением МС по энергиям и механизмом обмена носителями заряда между МС и объемом полупроводника, можно заключить, что оба эти фактора для основной части МС не меняются в процессе длительных полевых воздействий. Однако время полного стекания накопленного избыточного

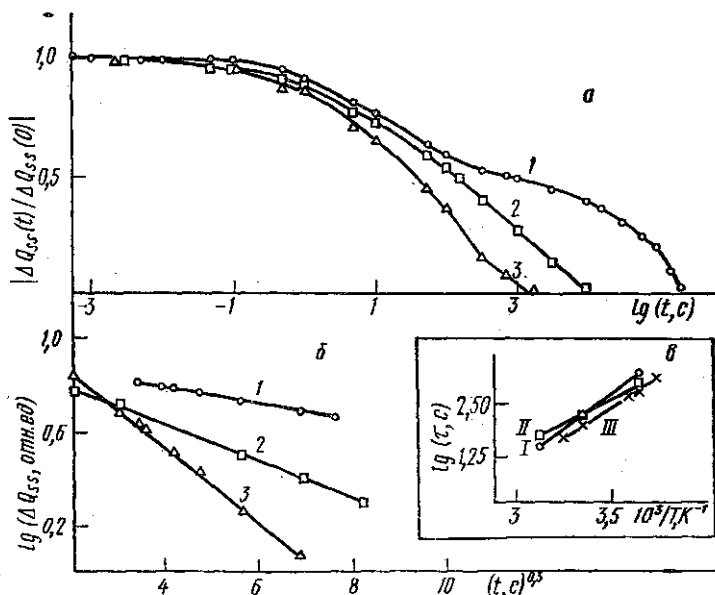


Рис. 3. Зависимость кинетики медленной релаксации для частично дегидратированного образца Ge:300 от температуры измерений T_n (а, б). T_n, K : 273 (1); 300 (2); 320 (3). Зависимость величин τ_1 (I) и τ от обратной температуры (в). III — литературные данные [7]

заряда МС несколько больше в случае наиболее длительного приложения поперечного поля (рис. 1). Это подтверждает сделанный ранее вывод о наличии на реальной поверхности германия «сверхмедленных» состояний с временами релаксации τ порядка десятков часов [4].

Далее мы исследовали зависимость кинетики медленной релаксации от температуры предварительного прогрева образцов в вакууме (рис. 2). Проведенные исследования показали, что в результате прогревов в первую очередь снижается концентрация МС, характеризующихся наибольшими сечениями захвата (т. е. наименьшими временами релаксации τ). Это приводит к значительному уменьшению степени экранировки внешнего поля медленными состояниями. Кинетические кривые медленной релаксации в достаточно широком диапазоне времени (рис. 2 и 3) хорошо аппроксимируются «растянутыми» экспонентами Коца [5]:

$$\Delta Q_{ss}(t) \simeq A \exp [-(t/\tau_1)^{0,3}],$$

где A — константа, τ_1 — так называемое «эффективное» время медленной релаксации. Характерные величины τ_1 для образцов Ge-370,

Ge-470, Ge-570, а также времена стекания половины избыточного заряда $\tau_{1/2}$ представлены в табл. 1.

Таблица 1*

Образец	τ (с)		
	τ_l	$\tau_{1/2}$	$\bar{\tau} = \frac{\tau_{1/2}}{0,6}$
Ge-370	$2,5 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^3$
Ge-470	$8 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^4$
Ge-570	$3 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^4$

Таблица 2

Образец	ΔE (эВ)	
	$\Delta E(\tau_l)$	$\Delta E(\bar{\tau})$
Ge-300	$0,70 \pm 0,10$	$0,60 \pm 0,10$
Ge-370	$0,30 \pm 0,07$	$0,30 \pm 0,07$
Ge-470	$\leq 0,2$	$\leq 0,2$

* Ошибка в измерениях τ составляла 30%.

В работе [3] показано, что при условии достаточно плавного распределения барьеров, отделяющих МС от объема полупроводника, по высоте или толщине, τ_l должно быть приблизительно равным среднему времени релаксации МС $\bar{\tau} \approx \tau_{1/2}/0,6$. Из табл. 1 видно, что справедливость этого вывода подтверждается экспериментально. Следует подчеркнуть, что небольшая по амплитуде и очень медленная релаксация заряда МС, подчиняющаяся обычным кинетическим закономерностям [2, 3], наблюдалась даже после длительной дегидратации образцов при 570 К в «безмасляном» вакууме $\sim 10^{-6}$ Па. Это однозначно указывает на то, что модель электронно-ионного равновесия, рассматривающая окисел на поверхности полупроводника как коллоид [6], имеет весьма ограниченную область применения.

На рис. 3 показаны кинетические кривые медленной релаксации на образце Ge-300 при трех разных температурах. Из приведенных данных следует, что зависимость медленной релаксации от температуры на начальных участках кинетических кривых ($t \leq 10$ с) выражена достаточно слабо и отчетливо проявляется только в области $t \geq 10^2$ с. В том диапазоне времени, в котором медленная релаксация изучалась ранее (1 с — 15 мин), кинетические кривые хорошо спрямляются в координатах $\lg \Delta Q_{ss}$, $t^{0,3}$ (рис. 3, б). Определенная по температурной зависимости эффективного времени релаксации «энергия активации времени релаксации» $\Delta E(\tau_l) \approx 0,7 \pm 0,1$ эВ хорошо согласуется с результатами предыдущих исследований [2, 7]. В соответствии с выводами [3], величина $\Delta E(\tau_l)$ с точностью до ошибки эксперимента совпадает с энергией активации среднего времени релаксации $\Delta E(\bar{\tau})$, вычисленной по зависимости от температуры величины $\tau_{1/2}$ (рис. 3, в). Можно поэтому утверждать, что энергия активации, определяемая по температурной зависимости эффективного времени релаксации, $\Delta E(\tau_l)$, равна средней высоте потенциального барьера термического возбуждения носителей в процессе зарядового обмена между МС и объемом полупроводника [3]. Обнаруженная нами более слабая зависимость кинетики релаксации от температуры на начальных участках кинетических кривых ($t \leq 10$ с) указывает на сложный характер релаксационного процесса. По-видимому, наиболее близкие к границе раздела германий — окисел МС обмениваются с объемом полупроводника в основном по туннельному механизму, зависимость темпа релаксации от температуры для этой группы МС достаточно слабая. Более удаленные от границы Ge—GeO₂ МС характеризуются замедленным темпом обмена носителями заряда с полупроводником, причем в процессе обмена необ-

ходима термическая активация носителей. Как следует из рисунков, кинетика перезарядки МС охватывает 5—7 порядков по времени. Если бы основную роль в обмене носителями заряда между МС и объемом германия играл туннельный механизм, то для реализации такого временного диапазона необходимо было бы иметь распределение барьеров по толщине $\sim 1,5\text{--}2,0$ нм. Если бы лимитирующим был механизм надбарьерной активации, то нужно было бы допустить распределение барьеров по высоте $\sim 0,13\text{--}0,15$ эВ. В действительности, как это следует из приведенных данных, ситуация представляется более сложной — для части МС существенным оказывается распределение барьеров по толщине, для МС другой группы значительную роль может играть распределение по высоте активационных барьеров. В общем случае для одних и тех же МС может реализовываться распределение как по высоте, так и по толщине потенциальных барьеров, отделяющих МС от объема полупроводника.

Интересно отметить, что вакуумные прогревы при 370—570 К приводят, наряду с замедлением темпа релаксации, к резкому ослаблению зависимости скорости перезарядки МС от температуры (табл. 2). По-видимому, в процессе таких прогревов происходит перестройка окисной пленки, сопровождающаяся также изменением структуры центров, ответственных за медленный захват. В результате основным механизмом обмена носителями заряда между оставшимся небольшим количеством МС и объемом полупроводника становится туннелирование.

В заключение авторы благодарят В. Ф. Киселева за интерес к работе, обсуждение результатов и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Киселев В. Ф., Козлов С. Н., Зарифьянц Ю. А. В сб.: Некоторые проблемы физики и химии поверхности полупроводников. Новосибирск, 1978.
2. Kozlov S. N., Kiselev V. F., Novototskii-Vlasov Yu. F. «Surface Science», 1971, **28**, 395.
3. Kozlov S. N. «Phys. stat. solidi», 1977, **A42**, 115.
4. Козлов С. Н., Новототский-Власов Ю. Ф., Киселев В. Ф. «Физ. и техн. полупроводников», 1972, **6**, 2102.
5. Kos S. «Czech. Journ. Phys.», 1961, **B11**, 193.
6. Федорович Ю. В., Фогель В. А. «Физ. и техн. полупроводников», 1969, **3**, 840.
7. Pirkhп M. H. «J. Appl. Phys.», 1963, **34**, 3302.

Кафедра
общей физики для хим. ф-та

Поступила в редакцию
30.01.78