

гадолиния [11]. Известно, что ниже 240 К магнитные моменты в гадолинии образуют конус легкого намагничивания вследствие уменьшения аксиальной магнитной анизотропии. Этот фазовый переход сопровождается быстрым ростом полной энергии в направлении базисной плоскости. Поэтому можно предположить, что в сплавах, содержащих много гадолиния, полярная диаграмма анизотропии при низких температурах имеет добавочные экстремумы, кроме экстремумов вдоль кристаллографических направлений b и c .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белов К. П., Бемянчикова М. А., Левитин Р. З., Никитин С. А. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. М., 1965.
2. Белов К. П., Никитин С. А. Ферро- и антиферромагнетизм сплавов на основе редкоземельных металлов.— В кн.: Ферромагнетизм. 1975, с. 92—105.
3. Никитин С. А., Шелудко Н. А., Посядо В. П., Чуприков Г. Е. Магнитные, магнитоупругие и электрические свойства монокристаллов сплавов тербий—гадолиний.— ЖЭТФ, 1977, 73, с. 1001—1008.
4. Посядо В. П. Магнитные, магнитоупругие и электрические свойства монокристаллов сплавов Tb-Y и Tb-Gd.— Автореф. канд. дис. М., 1977.
5. Талалаева Е. В., Черникова Л. А., Кудрявцева Т. В., Ивановский В. И. Исследование особенностей парапроцесса в редкоземельных ферритах-гранатах.— В кн.: Ферромагнетизм. М., 1975, с. 60—75.
6. Андреевко А. С. Магнетокалорический эффект и магнитные свойства редкоземельных сплавов и соединений на основе тербия.— Автореф. канд. дис. М., 1978.
7. Weiss P., Forger R. Gmplantation et rhénone magnéto-calorique du nickel.— Ann. de Phys., 1926, 5, p. 153—213.
8. Белов К. П. Магнитные превращения, М., 1959.
9. Никитин С. А., Андреевко А. С., Арутюнян Н. П. Спиновая переориентация в магнитном поле, приложенном вдоль оси трудного намагничивания, в сплавах тербий—гадолиний.— Физ. тв. тела, 1978, 20, № 12, с. 3685—3687.
10. Никитин С. А., Талалаева Е. В., Черникова Л. А., Чуприков Г. Е., Иванова Т. И., Казаков Г. Е., Ярхо Г. А. Особенности магнитного поведения и магнетокалорический эффект в монокристалле гадолиния.— ЖЭТФ, 1978, 74, с. 205—213.
11. Darby M. J., Roe W. C., Taylor K. N. The magnetocrystalline anisotropy of gadolinium.— Proc. Phys., 1962, 80, p. 927—933.

Поступила в редакцию
27.02.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 1

УДК 539.29; 548.4

Н. А. ТЯПУНИНА, А. А. СВЕТАШОВ, Э. П. БЕЛОЗЕРОВА

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ВИБРАЦИИ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ. КОЛЕБАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

1. Введение. Ранее [1—4] сообщалось, что в щелочно-галлоидных кристаллах под действием высокочастотной вибрации наблюдаются не только колебательное движение дислокаций, но и поступательное. Поскольку дислокации в щелочно-галлоидных кристаллах несут на себе эффективный электрический заряд, представляло интерес продолжить эти исследования при испытаниях кристаллов в электростатическом поле. Данная работа посвящена изучению влияния электрического по-

ля на параметры колебательного движения дислокаций при ультразвуковых частотах.

2. Исследованные материалы и техника эксперимента. Объектом исследования служили кристаллы КВг, КСl и NaCl, исходное состояние которых характеризовалось пределом текучести (соответственно 100, 180 и 200 Г/мм²) и плотностью дислокаций $\sim 10^4$ см⁻². Концентрация двухвалентных примесей в исследованных кристаллах не превышала 10⁻² вес.%; основную долю составлял стронций.

Для изучения параметров, характеризующих колебательное движение дислокаций, использовались методы внутреннего трения и эффективного дефекта модуля упругости. Внутреннее трение (ВТ) и эффективный дефект модуля Юнга (ДМЮ) измерялись с помощью составного резонансного осциллятора в двух его модификациях [5, 6].

Электростатическое поле создавали между серебряными электродами, которые наносили на параллельные грани образцов вакуумным распылением.

Образцы выкалывались из монокристаллов по плоскостям спайности; размеры образцов отвечали условиям резонансного возбуждения составного осциллятора так, чтобы собственные частоты ненагруженного кварца и составного стержня совпадали с точностью ± 1 кГц. Исследовались пары образцов с зеркальными сколами, один из которых испытывался в отсутствие электрического поля, а другой — при включенном электростатическом поле.

ВТ и ДМЮ относятся к числу структурно-чувствительных свойств и могут зависеть от многих параметров, таких, как частота и амплитуда высокочастотной вибрации, температура и время. Поэтому внутреннее трение и дефект модуля измеряли в зависимости от времени при постоянных частоте, амплитуде и температуре. Амплитуду изменяли только после достижения установившихся значений ВТ.

За меру ВТ была принята величина, обратная добротности осциллятора $Q^{-1} = \Delta/\pi$ (Δ — логарифмический декремент затухания). Графики зависимости $Q^{-1}(\epsilon^0)$ строились по значениям $Q^{-1}(t_\infty)$, где t_∞ — время достижения постоянного значения Q^{-1} при заданной амплитуде деформации $\epsilon^0 = \text{const}$. Интервал изменения амплитуды деформации 10^{-6} — 10^{-4} исключал амплитуды, при которых начинался процесс размножения дислокаций под действием ультразвуковых колебаний. Измерения проводились при комнатной температуре, на основной частоте кварца $f_p = 73$ кГц, при остаточном давлении воздуха 10^{-2} мм рт. ст.

3. Влияние электростатического поля на внутреннее трение. Внутреннее трение оказалось немонотонной функцией амплитуды относительной деформации для образцов в исходном состоянии. На кривых зависимости $Q^{-1}(\epsilon^0)$ наблюдались максимумы, высота и положение которых изменялись под влиянием электрического поля. Характерный пример результатов измерения ВТ для образцов КСl приведен на рис. 1. Кривые 1—3 рис. 1 иллюстрируют зависимость $Q^{-1}(\epsilon^0)$ для различных образцов в отсутствие электрического поля. По кривым 4—6 можно видеть влияние электростатического поля на $Q_E^{-1}(\epsilon^0)$. Под действием электрического поля возрастают высоты обоих максимумов. Второй максимум смещается в область более низких амплитуд, что видно из сравнения кривых 2 и 6, которые относятся к образцам с зеркальными сколами.

Аналогичный ход кривых $Q_E^{-1}(\epsilon^0)$ наблюдался и на других исследованных кристаллах. В образцах КВг, в отличие от КСl, оба максимума появляются только при измерениях в электрическом поле. На

образцах NaCl в отсутствие электрического поля наблюдается один слабо выраженный максимум, а в электрическом поле обнаруживается и второй.

Под действием ультразвуковых колебаний состояние образцов изменяется; при повторных измерениях ВТ в отсутствие электрического поля максимумы не появляются, а при измерениях в электрическом поле (кривая 7 рис. 1) остается слабо выраженный второй максимум (ср.

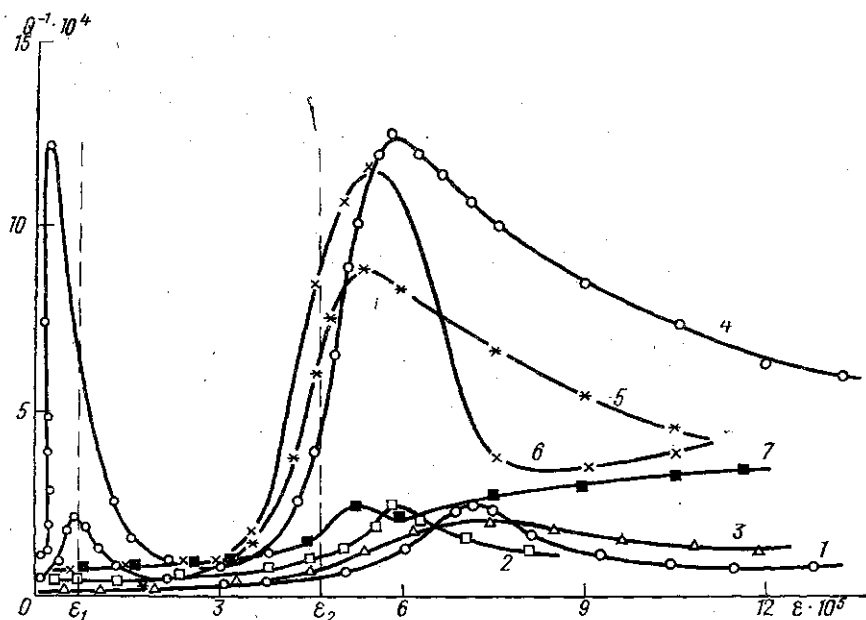


Рис. 1. Влияние электрического поля на внутреннее трение кристаллов KCl: 1, 2, 3 — $E=0$; 4, 5, 6 — $E=2$ кВ/см; 7 — см. в тексте

кривые 6 и 7 рис. 1, которые сняты на одном и том же образце). Действие ультразвука при комнатной температуре оказывается подобным отжигу. Если после ультразвукового отжига образцы пластически деформировать, то и первый и второй максимумы появлялись вновь. Это позволяет заключить, что и 1-й и 2-й максимумы обусловлены дислокационным механизмом.

Данные ВТ, следуя [7], на восходящей ветви второго максимума представлены в координатах $y=A+Bx$, где $y=\ln Q^{-1} \cdot \epsilon^0$, $x=1/\epsilon^0$. Результаты как в электрическом поле, так и без него, хорошо ложатся на прямые $y(x)$. По наклону прямых, найденных по методу наименьших квадратов, оценивали выражение

$$B = \frac{\Gamma}{RM\epsilon_{\max}^0} \quad (1)$$

Здесь Γ — характерное напряжение «отрыва» дислокаций от закрепляющих слабых центров; M — модуль Юнга; R — ориентационный фактор; ϵ_{\max}^0 — амплитуда в пучности стоячей волны [7].

Расчеты показали, что в опытах с электрическим полем величина Γ_E превосходит Γ , оцененное по результатам измерения ВТ в отсутст-

вне поля. Так, например, для пары образцов KCl с зеркальными сколами $\Gamma_E = 140 \text{ Г/мм}^2$ ($E = 2 \text{ кВ/см}$) и $\Gamma = 90 \text{ Г/мм}^2$ ($E = 0$). Принимая во внимание, что

$$\Gamma = \frac{\pi F}{4bL_c}, \quad (2)$$

где L_c — средняя длина петли между слабыми центрами закрепления; b — вектор Бюргерса дислокации, а F — сила взаимодействия дислокации и центра, получим

$$\frac{\Gamma_E}{\Gamma} = \frac{F_E L_c}{L_c E F}. \quad (3)$$

Увеличение Γ_E по сравнению с Γ может быть обусловлено либо уменьшением L_{cE} , т. е. увеличением концентрации центров закрепления на линии дислокации, либо увеличением F_E — силы взаимодействия закрепляющего центра и дислокации. Последнее представляется более вероятным и подтверждается другими данными измерения ВТ и ДМЮ. Согласно [8, 9], увеличение F_E под действием электростатического поля может быть вызвано переориентацией заряженных центров.

Анализ временных зависимостей ВТ $Q^{-1}(t)|_{\epsilon^0 = \text{const}}$ при амплитудах, соответствующих ниспадающей ветви кривой $Q^{-1}(\epsilon^0)$, показал, что $Q^{-1}(t)$ пропорционально $t^{2/3}$ как в электрическом поле, так и без него. Это свидетельствует о том, что процесс возбуждения дислокаций ультразвуковым и электрическим полями при постоянных ϵ^0 и E сменяется последующим диффузионным закреплением дислокационных петель. Процесс установления равновесия контролируется объемной диффузией.

4. Влияние электростатического поля на эффективный модуль Юнга. Эффективный модуль Юнга (ЭМЮ) — еще более чувствительная характеристика изменения состояния образцов, чем внутреннее трение. Электрическое поле оказывает влияние и на амплитудную, и на временные зависимости ДМЮ. Так, если электрическое поле включается одновременно с ультразвуковым, то при малых амплитудах напряжения на кварце ДМЮ на 5—7% больше, чем в отсутствие электрического поля. При этом изменения ДМЮ обратимы. Влияние электростатического поля на временные зависимости ДМЮ можно видеть из сравнения рис. 2, а и 2, б. На рис. 2 приведены зависимости от времени резонансной частоты Δf_p составного вибратора с образцами KCl при различных амплитудах ультразвуковых колебаний. Здесь $\Delta f_p = f_{p0} - f_{pi}$ (f_{p0} — резонансная частота в момент изменения амплитуды деформации; f_{pi} — текущая резонансная частота). ДМЮ вычисляется по значениям Δf по формуле: $\Delta M/M = 2\Delta f_{pi}/f_{p0}$. Процессу возбуждения дислокаций соответствуют кривые 1, 2. При $\epsilon^0 = \epsilon_E^0$ и $E > 1 \text{ кВ/см}$ время возбуждения увеличивается и $\Delta M/M$ существенно возрастает (ср. кривые 1 и 1' на рис. 2, а и б). Интересны кривые 2 и 2', где ДМЮ изменяется немонотонно. При амплитудах, соответствующих 2-му максимуму ВТ ($\epsilon_E^0 = 7,5 \cdot 10^{-5}$ в электрическом поле $E = 2 \text{ кВ/см}$ и $\epsilon^0 = 9 \cdot 10^{-5}$ при $E = 0$), происходят необратимые изменения состояния образцов (кривые 3 и 3', рис. 2). Однако в опытах с электрическим полем $Q_E^{-1}(t_\infty)$ не достигает наименьшего значения, характерного для $Q^{-1}(t_\infty)$ в отсутствие E , что видно при сравнении кривых 3 и 3'. Для NaCl и KBr зависимости $\Delta M/M(t)$ и $\Delta M/M(\epsilon^0)$ аналогичны описанным выше.

Используя данные ДМЮ и формулы Бейкера [10], оценивали среднее смещение дислокационных сегментов \bar{X} и среднюю скорость колебательного движения дислокаций \bar{V} . Согласно [10]

$$\bar{X} = \frac{\Delta M}{M} \cdot \frac{\varepsilon^0}{bN_{эфф}} = 2 \frac{\Delta f_p}{f_p} \cdot \frac{\varepsilon^0}{bN_{эфф}}, \quad (4)$$

$$\bar{V} = 4f_p \bar{X} = 8\Delta f_p \frac{\varepsilon^0}{bN_{эфф}}, \quad (5)$$

где $N_{эфф}$ — число подвижных дислокаций, дающих вклад в ВТ и ДМЮ в килогерцевом диапазоне частот. По (4) и (5) вычислялись значения $(\bar{X}N_{эфф})$ и $(\bar{V}N_{эфф})$. Для оценки значений \bar{X} и \bar{V} принимали

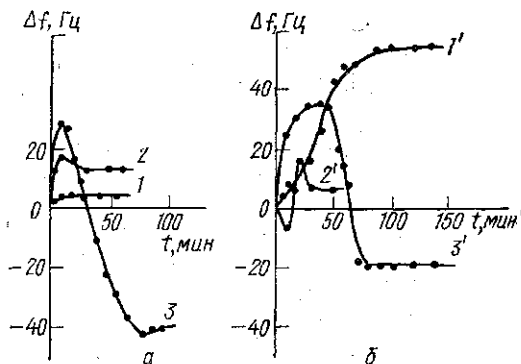


Рис. 2. Изменение резонансной частоты составного осциллятора с образцом КСl: а — $E=0$; $\varepsilon^0=4,5 \cdot 10^{-5}$ (1), $6 \cdot 10^{-5}$ (2), $9 \cdot 10^{-5}$ (3); б — $E=2$ кВ/см; $\varepsilon^0=4,5 \cdot 10^{-5}$ (1'), $6 \cdot 10^{-5}$ (2'), $9 \cdot 10^{-5}$ (3')

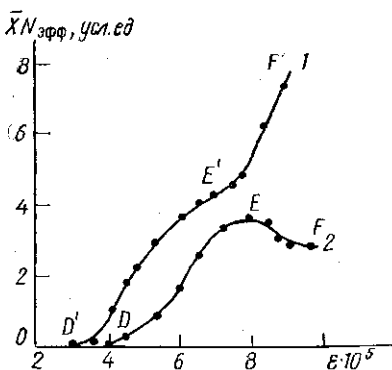


Рис. 3. Влияние электростатического поля на $\bar{X}N_{эфф}$ (\bar{X} — средняя амплитуда колебаний дислокационной петли, $N_{эфф}$ — число дислокаций, дающих вклад во внутреннее трение). Образец КСl. $E=0$ (1) и 2 (2)

$N_{эфф} = N$, числу дислокаций, определенному методом избирательного травления.

Зависимости $(\bar{X}N_{эфф})$ от амплитуды деформации в электрическом поле $E=2$ кВ/см и при $E=0$ приведены на рис. 3 (соответственно кривые 1 и 2). При $\varepsilon^0 = \varepsilon_E^0$ величина $(\bar{X}N_{эфф})$ в опытах с электрическим полем больше. Сравнение кривых 1 и 2 на рис. 3 следует делать лишь в пределах DE и $D'E'$, так как в образце, подвергнутому действию электрического поля, как показало травление, начиналось размножение дислокаций, чем и обусловлен резкий рост $(\bar{X}N_{эфф})$ на участке $E'F'$.

Амплитуда смещения колеблющихся дислокаций оказывается порядка 10^{-5} см, что согласуется с оценками [10, 11]. Заданные значения амплитуды смещений и скоростей дислокаций в опытах с электрическим полем наблюдаются при вдвое меньших напряжениях, чем в случае $E=0$. Это свидетельствует об увеличении подвижности дислокаций под действием электрического поля. Увеличение скорости дислокаций под влиянием электрического поля и рост амплитуды смещений можно объяснить непосредственным действием электрического поля на дислокацию как на заряженную нить.

5. Дискуссия. Сопоставление данных ВТ, ДМЮ с результатами из-

бирательного травления показало, что возбуждение образцов под действием ультразвука и электростатического поля сопровождается перераспределением дислокаций.

Энергия, подводимая к обкладкам кварца W , идет на создание в образце упругого поля W_ϵ с плотностью энергии $(1/2)\sigma^0\epsilon^0 = (1/2)M(\epsilon^0)^2$, на работу перемещения дислокаций W_d и на тепловые потери W_Q : $W = W_\epsilon + W_d + W_Q$. Процесс перераспределения дислокаций приводит к увеличению потерь $W_d + W_Q$, о чем можно судить по уменьшению амплитуды напряжения $\sigma_{max}^0 = M\epsilon_{max}^0$ в пучности стоячей волны при $W = \text{const}$ и по появлению максимума ВТ. Оценки показывают, что уменьшение напряжения $\Delta\sigma^0$ нельзя объяснить релаксацией за счет поступательного движения дислокаций и что уменьшение W_ϵ обусловлено ростом W_Q . Увеличение потерь в возбужденном состоянии образцов можно объяснить увеличением числа дислокационных петель с большей эффективной длиной, о чем свидетельствует зависимость $(\bar{X}N_{\text{эфф}})$ от амплитуды деформации (кривая 1, рис. 3). В процессе перераспределения дислокации участвуют одновременно в двух движениях: медленном поступательном и быстром колебательном; число центров закрепления на движущейся поступательно дислокации меньше, чем на неподвижной.

Под действием электрического поля увеличивается число переместившихся дислокаций и длина их пробега; процесс перераспределения дислокаций идет более интенсивно, о чем свидетельствует изменение $(\bar{X}N_{\text{эфф}})$ (ср. кривые 1 и 2, рис. 3). В электрическом поле изменяются также условия колебания дислокаций в поле заряженного центра, что видно из сравнения параметров Γ_E и Γ .

Подчеркнем, что приведенная интерпретация относится к процессам, характерным для второго максимума ВТ. Из приведенных выше результатов следует, что природа 1-го и 2-го максимумов ВТ различна. Амплитуды деформации, при которых наблюдаются 1-й и 2-й максимумы, $7 \cdot 10^{-6}$ и $5 \cdot 10^{-5}$ и характерные времена процессов, соответствующих первому и второму максимумам, $\tau_1 \sim 2-10$ мин, $\tau_2 \sim 100-140$ мин, отличаются на порядок. Для достоверной интерпретации первого максимума ВТ требуются дополнительные исследования.

Таким образом, электростатическое поле оказывает заметное влияние на движение дислокаций при высокочастотной вибрации, увеличивая амплитуду и скорость колебаний дислокационных петель, а также увеличивая число дислокаций, движущихся поступательно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белозерова Э. П., Тяпунина Н. А. Влияние электрического поля на внутренние напряжения в щелочно-галогидных кристаллах, деформированных ультразвуком.— Физ. тв. тела, 1971, 13, с. 3074—3077.
2. Белозерова Э. П., Светашов А. А., Тяпунина Н. А. Влияние электрического и ультразвукового полей на внутренние напряжения в щелочно-галогидных кристаллах.— Кристаллография, 1975, 20, с. 788—795.
3. Тяпунина Н. А., Зиненкова Г. М., Штром Е. В. Дислокационная структура кристаллов KCl, деформированных ультразвуком.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1978, 19, № 2, с. 33—39.
4. Tyapunina N. A., Zinenkova G. M., Strom E. V. Dislocation multiplication in alkali halide crystals exposed to ultrasonic waves.— Phys. Stat. Sol., a, 1978, 46, p. 327—336.
5. Швидковский Е. Г., Дургарян А. А. Зависимость внутреннего трения и модуля Юнга от температуры для некоторых металлов.— Науч. докл. высш. школы. Физ. мат. науки, 1958, 1, № 5, с. 211—216.
6. Marx J. Use to the piezoelectric gauge for internal friction measurements.— Rev. Sci. Instr., 1951, 22, p. 503—509.
7. Гранато А., Люкке К. Дислокационная теория поглощения.— В кн.: Ультразвуковые методы исследования дислокаций. М., 1963, с. 27—57.
8. Паперно И. М., Галусто-

швили М. В. Особенности деформирования кристаллов LiF с ориентированными анизотропными дефектами.— Физ. тв. тела, 1976, 18, с. 259—261. 9. Паперно И. М., Галустошвили М. В. Анизотропия скольжения в кристаллах LiF с ориентированными дефектами.— Физ. тв. тела, 1976, 18, с. 1941—1943. 10. Backer G. S. Dislocation mobility and dapping in LiF.— J. Appl. Phys., 1962, 33, p. 1730—1732. 11. Платков В. Я., Ефименко В. П., Старцев В. И. Изучение некоторых динамических характеристик дислокаций в кристаллах бромистого калия методом внутреннего трения.— Физ. тв. тела, 1967, 9, с. 2799—2803.

Поступила в редакцию
02.02.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 1

УДК 537.226; 537.311.322

В. В. МУРИНА, Ю. Ф. НОВОТОЦКИЙ-ВЛАСОВ, Т. В. ФАДЕЕВА

ДВА КАНАЛА РЕКОМБИНАЦИИ НА РЕАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

Исследования проводились на образцах высокоомного Si с удельным сопротивлением 3 кОм·см и 14 кОм·см, ориентированных в кристаллографической плоскости (111). Образцы Si обрабатывались в травителе типа CP: $\text{HNO}_3 + \text{HF} + \text{CH}_3\text{COOH}$ (16:2:1) при комнатной температуре в течение трех минут и отмывались в холодной бидистиллированной воде («стандартная» обработка). Часть образцов после стандартной обработки подвергалась 5-минутному кипячению в водном 4%-ном растворе аммиака или аммиачно-перекисном растворе NH_4OH (25%) + H_2O_2 (30%) + H_2O (1:1:5). Ранее было показано [1], что в составе окисной пленки, образующейся на поверхности Si после стандартной обработки, присутствуют оксифторидные группы SiOF_2 , в то время как на поверхности образцов, отмытых в аммиачном растворе, их нет. В связи с этим отмывка в аммиачном растворе рассматривалась в качестве «дефторирующей» по отношению к исходному окислу на Si. Зависимость скорости поверхностной рекомбинации, s , от потенциала поверхности, Y , получалась методом стационарной фотопроводимости совместно с эффектом поля на большом синусоидальном напряжении при 370 К [2]. Исследовалось изменение скорости поверхностной рекомбинации при прогревах образцов Si в вакууме ($\sim 10^{-6}$ мм рт. ст.), кислороде (~ 20 мм рт. ст.) и озоне в области температур прогрева, $T_{\text{пр}} = 450\text{—}750$ К, а также в циклах: прогрев в вакууме — напуск паров воды (~ 20 мм рт. ст.).

Исследования показали, что кривая $s(Y)$ в общем случае может быть представлена суммой колоколообразной кривой, $s_K(Y)$, соответствующей рекомбинации через дискретный уровень, и постоянной составляющей, $s_{\text{п}}$ (рис. 1), как это имело место для ряда обработок и в случае Ge [3].

Параметры кривых $s_K(Y)$, полученные после различных химических и адсорбционно-десорбционных обработок поверхности Si, воспроизводились с точностью до ошибок эксперимента ($\Delta Y = \pm 0,5$) при изменении максимального значения (s_K)_м, более чем на порядок величины (рис. 2). Более медленный ход зависимости $s_K(Y)$ по сравнению с теоретической можно объяснить неоднородностью поверхности, как исходной, так и наведенной в эффекте поля [3]. Совпадение экспериментальных точек с правой ветвью теоретической кривой, очевидно,