

УДК 621.315.592

ПРЯМОЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ ПО ТОКАМ НАКАЧКИ ЗАРЯДА

М. Н. Левин, В. И. Литманович, А. В. Татаринцев,
Е. В. Чернышев

Воронежский государственный университет им. Ленинского комсомола, 394693, Воронеж, Россия
(Получена 6.02.1992. Принята к печати 21.05.1992)

На основе прямых расчетов проведен анализ известной модели [IEEE Trans. Electron Dev., ED-31, 42 (1984)] токов накачки заряда. Показано, что предположение модели о нарушении и восстановлении квазистационарности перезарядки поверхностных состояний в точках порогового напряжения и плоских зон не подтверждается. Исключение из рассмотрения рекомбинации через поверхностные состояния в условиях слабой инверсии (при переключении из обогащения в инверсию) и обеднения (при обратном переключении) приводят к погрешности в определении плотности состояний при использовании импульсов накачки с линейными фронтами. Величина погрешности существенно зависит от формы энергетического распределения плотности поверхностных состояний и возрастает к середине зоны.

Предложен вариант режима возбуждения токов накачки заряда, исключающий обнаруженную погрешность. Метод, основанный на этом режиме, позволяет только по токам накачки заряда определить энергетическое распределение плотности поверхностных состояний по всей ширине запрещенной зоны, а также сечение захвата электронов этими состояниями в верхней половине зоны и дырок — в нижней.

Исследование границы раздела полупроводник—диэлектрик по токам накачки заряда (НЗ) в структурах металл—диэлектрик—полупроводник (МДП) с инжектирующим контактом становится одним из наиболее эффективных средств тестового контроля интегральных схем. Такие исследования проводились на интегральных схемах, выполненных как на объемном кремнии [1,2], так и изготовленных с использованием технологии «кремний на сапфире» [3,4], на комплементарных схемах [5] и на схемах с субмикронными размерами элементов [6].

Эффект НЗ впервые был обнаружен в [7] и проявлялся в протекании постоянного тока в цепи подложки МДП транзистора (МДПТ) с обратно смещенными переходами истока и стока при подаче на затвор периодического импульсного напряжения. Авторы [7] установили, что причиной возникновения этого тока является наличие поверхностных состояний (ПС) на границе раздела подзатворного диэлектрика с полупроводником. Это вызвало интерес к эффекту НЗ с точки зрения разработки прямых методов определения спектра ПС. Теория эффекта НЗ развивалась в работах [7-12] и базировалась на анализе переходных процессов в МДП структурах, проведенном в [13-16]. Разработка основанных на этом эффекте методов включала в себя поиск оптимальных режимов возбуждения токов НЗ, обеспечивающих получение наиболее полной и точной информации о спектре ПС [2, 7, 10, 12, 17-19]. Методы токов НЗ, предложенные в [7, 17-19], имели недостаток, связанный с необходимостью проведения дополнительных измерений на тех же образцах $C-V$ [7, 17, 18] или $Q-V$ -характеристик [19] для определения стационарной зависимости поверхностного потенциала от напряжения на затворе.

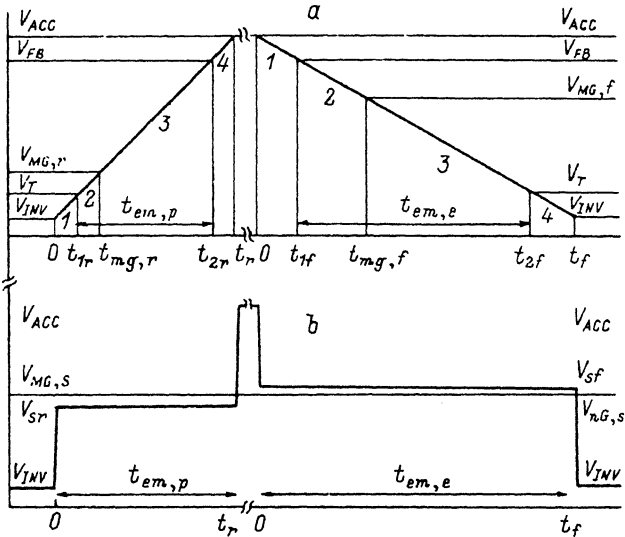


Рис. 1. Форма импульсов напряжения на затворе МДПТ, использованная в [10] (а) и оптимизированная (б). Участки для фронта подъема (спада): 1 — квазистационарная эмиссия дырок (электронов); 2 — нестационарная эмиссия дырок (электронов); 3 — одновременная эмиссия дырок (электронов) и рекомбинация с электронами (дырками); 4 — квазистационарная рекомбинация со свободными электронами (дырками).

Широкое распространение получил метод [10], позволяющий находить энергетическое распределение плотности ПС практически по всей ширине запрещенной зоны полупроводника только по токам НЗ.

В настоящей работе проанализирована основная модель токов НЗ [2, 10] и предложен новый вариант исследования спектра ПС по токам НЗ, свободный от недостатков, выявленных в других методах, базирующихся на этой модели.

Ток НЗ возникает в МДПТ с обратнo смещенными переходами истока и стока следующим образом.

При подаче на затвор МДПТ инвертирующего напряжения на поверхности полупроводника образуется слой неосновных носителей, инжектируемых из истока и стока. Часть этих носителей захватывается на ПС границы раздела. При переключении МДПТ из инверсии в обогащение свободные неосновные носители возвращаются в исток и сток. Часть носителей, захваченных на ПС, эмиттирует обратно в инверсионный канал и также уходит в исток и сток, а оставшаяся часть рекомбинирует с основными носителями из подложки. Последний процесс вызывает появление тока НЗ. Единичный импульс приводит к потере заряда Q_{cp} в цепи исток (сток)—подложка, а периодические импульсные напряжения — к протеканию квазистационарного тока I_{cp} , величина которого пропорциональна частоте импульсов f .

Форма импульсов возбуждения токов НЗ, использованная в работе [10], показана на рис. 1, а. Максимальное и минимальное значения напряжения этих импульсов фиксированы и обеспечивают установление на поверхности полупроводника стационарных условий обогащения и инверсии соответственно (для определенности рассматривается p -канальный транзистор). Фронты импульсов линейны, а варьируемыми параметрами являются времена переключения t_r и t_f .

Модель [10], описывающая ток НЗ, построена на следующих допущениях:

1) процессы нестационарной эмиссии носителей с ПС начинаются и прекращаются при напряжениях порога и плоских зон (или наоборот, в соответствии

с направлением переключения), независимо от спектра ПС и длительности фронтов импульса;

2) ток НЗ определяется рекомбинационными потерями носителей через ПС, расположенные только внутри интервала, границы которого определяются продолжительностью процессов нестационарной эмиссии электронов и дырок.

Принятые допущения позволили авторам [10] разделить запрещенную зону на участки, внутри которых ПС перезаряжаются либо только за счет эмиссии, либо только за счет рекомбинации.

При этом границы энергетического интервала, включающего в себя ПС, через которые происходит рекомбинация, вызывающая ток НЗ, определяются выражениями

$$E_{em,e} = E_i - kT \ln(V_{th} \sigma_n n_i t_{em,e}), \quad (1)$$

$$E_{em,p} = E_i + kT \ln(V_{th} \sigma_p n_i t_{em,p}), \quad (2)$$

а значения $t_{em,e}$ и $t_{em,p}$ линейно связаны с временами переключения t_f и t_r :

$$t_{em,e} = \frac{|V_{FB} - V_T|}{\Delta V_G} t_f, \quad (3)$$

$$t_{em,p} = \frac{|V_{FB} - V_T|}{\Delta V_G} t_r. \quad (4)$$

Заряд накачки, обусловленный рекомбинацией через ПС внутри этого интервала, имеет вид

$$Q_{cp} = qA_G \int_{E_{em,p}}^{E_{em,e}} D_{it}(E) dE. \quad (5)$$

На основе (1)—(5) было получено уравнение для тока НЗ

$$I_{cp} = 2qA_G f k T D_{it} \left[\ln(V_{th} n_i \sqrt{\sigma_n \sigma_p}) + \ln \left(\frac{|V_{FB} - V_T|}{\Delta V_G} \sqrt{t_f t_r} \right) \right]. \quad (6)$$

Обозначения в (1)—(6) совпадают с использованными в [10].

Энергетическое распределение плотности ПС предлагается определять поочередным дифференцированием тока НЗ по длительностям фронтов импульсов, используя выражение, полученное из (1), (2) и (5),

$$D_{it}(E_{em,e/p}) = - \frac{t_f/t_r}{qA_G k T f} \frac{\partial I_{cp}}{\partial t_f/t_r}. \quad (7)$$

Вопросы о правомерности исходных допущений модели [10] и влиянии их на точность определения спектра ПС являются открытыми. Для выяснения этих вопросов в данной работе выполнены прямые численные расчеты заряда накачки для конкретных распределений ПС, результаты которых сопоставлены с результатами расчетов по модели [10]. Для оценки точности метода [10] проведено сравнение заданных спектров ПС со спектрами, найденными этим методом по характеристикам токов НЗ, предварительно рассчитанным для заданных спектров ПС без допущений анализируемой модели.

Для упрощения расчетов анализ НЗ проводился в одномерном приближении, что справедливо для МДПТ с длинным каналом. В этом случае падение напряжения в МДП структуре может быть записано в виде

$$V_{ACC/INV} \mp \alpha_{t/r} t = \psi_s - \frac{Q_{sc}(\psi_s)}{C_0} - \frac{Q_{it}}{C_0}, \quad (8)$$

где $\alpha_{t/r} \equiv \Delta V_G / t_{t/r}$ — скорость изменения напряжения на фронтах спада или подъема соответственно, t — время с момента переключения, ψ_s — поверхностный потенциал полупроводника, Q_{it} — заряд на ПС, Q_{sc} — объемный заряд полупроводника.

Первое слагаемое в правой части (8) представляет собой падение напряжения на полупроводнике и связано с положением уровня Ферми на поверхности F_s следующим образом:

$$q(\psi_s - \psi_B) = F_s - E_i, \quad (9)$$

где ψ_B — объемный потенциал равномерно легированной подложки.

Два последних слагаемых в (8) определяют падение напряжения на диэлектрике.

Объемный заряд полупроводника известным образом выражается через поверхностный потенциал [20]:

$$Q_{sc}(\psi_s) = \pm \sqrt{2\epsilon_s kT} \left[\left(\exp \frac{q\psi_s}{kT} - \frac{q\psi_s}{kT} - 1 \right) + \frac{p_n}{n_n} \left(\exp \left(-\frac{q\psi_s}{kT} \right) + \frac{q\psi_s}{kT} - 1 \right) \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Заряд ПС на этапе переключения МДПТ из обогащения в инверсию определяется уравнениями

$$Q_{it}(t) = \begin{cases} E_H(t) \\ -q \int D_{it}(E) dE, & t < t_{mg}, i; \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} E_i \\ -q \int_{-E_i}^{E_i} n_{it} dE + q \int_{F_s}^{E_i} (D_{it} - n_i) dE, & t > t_{mg}, i. \end{cases} \quad (12)$$

Здесь t_{mg} — момент времени, соответствующий началу инверсии, т. е. достижению напряжения «Средины зоны» $V_G(t_{mg}) \equiv V_{MG}$, при котором выполняется условие $\psi_s = \psi_B$. Уравнения (11), (12) записаны в предположении, что ПС являются акцепторными в верхней половине запрещенной зоны и донорными — в нижней.

Энергетический уровень E_H отделяет заполненные электронами ПС от свободных, электроны с которых эмиттированы в зону проводимости, и выбирается из условий

$$E_H(t) = \begin{cases} F_s(t), & t < t_{1f}; \\ E_{em,c}(t_{em,c}), & t > t_{1f}, \end{cases} \quad (13)$$

$$(14)$$

где t_{1f} — момент нарушения квазистационарности процесса разрядки ПС и начала нестационарной эмиссии электронов с ПС.

Первому условию соответствует процесс квазистационарной разрядки ПС, при которой их заполнение в каждый момент времени определяется

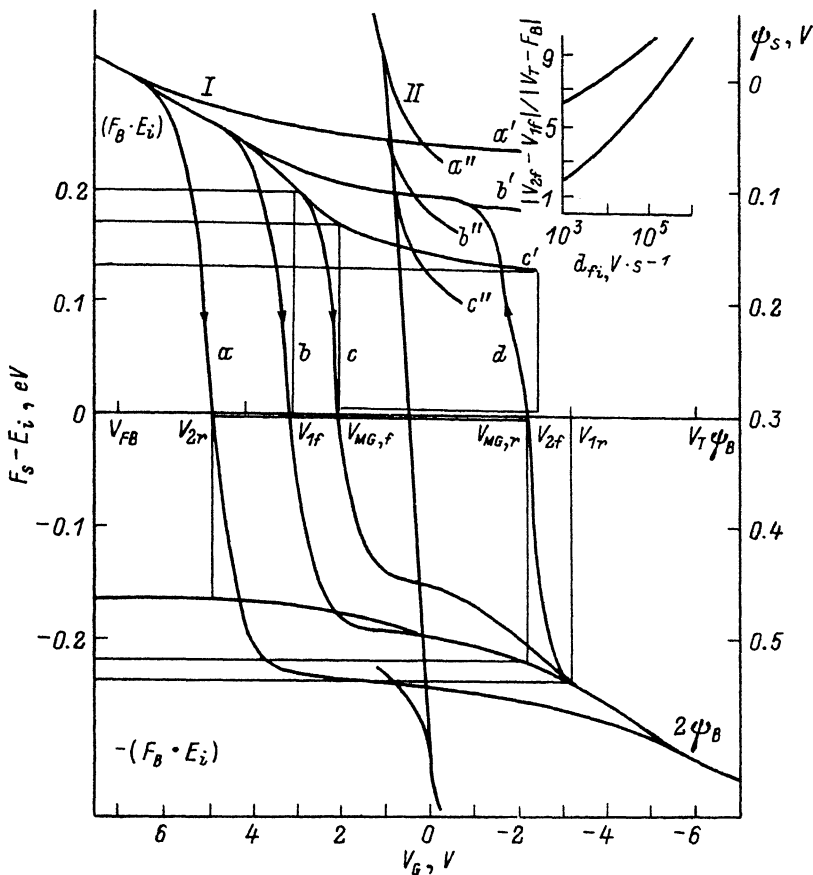


Рис. 2. Зависимости ψ_s и $E_{cm,e}$ от V_G , рассчитанные для спектров $D_{if} = 10^n + 10^m (E - E_i)^2$ см⁻²·эВ⁻¹ с $n=12, m=14$ (I) и $n=9, m=11$ (II). $\alpha_f = 10^3, 10^0, 10^6$ В/с для $a-c$ соответственно, $\alpha_r = 10^0$ В/с для d . $a'-c'$ и $a''-c'' - E_{cm,e}$ на участках нестационарной эмиссии электронов для спектров I и II. На осях напряжений и энергий выделены интервалы, в которых ПС перезаряжаются за счет эмиссии и рекомбинации одновременно. На вставке — зависимость относительной величины интервала нестационарной эмиссии электронов от α_f для соответствующих распределений D_{if} .

изгибом зон ψ_s или положением уровня Ферми на поверхности. Второму условию соответствует нестационарная эмиссия с ПС, при которой их заполнение не зависит от изгиба зон и определяется нестационарным квазиуровнем Ферми для электронов $E_{cm,e}$. Момент времени t_{1f} и соответствующее напряжение на затворе V_{1f} находятся из уравнений (8) и (11) и условия $F_s(t) \geq E_{cm,e}(t)$, отражающего тот факт, что при $t < t_{1f}$ ПС успевают разряжаться в соответствии с изменением изгиба зон. Отметим, что временная зависимость изгиба зон $\psi_s(t)$ или уровня Ферми на поверхности $F_s(t) - E_i$ отсчитываются с момента переключения МДПТ, а временная зависимость $E_{cm,e}(t_{em,e})$ — с момента нарушения квазистационарности процесса разрядки ПС.

Уравнение (12) учитывает, что с переходом в режим слабой инверсии при $t > t_{mg}$ перезарядка ПС происходит за счет эмиссии электронов в зону проводимости и захвата дырок из валентной зоны (процесс рекомбинации), протекающих одновременно.

Концентрация электронов на ПС в интервале энергий от E_H до F_s определяется уравнением

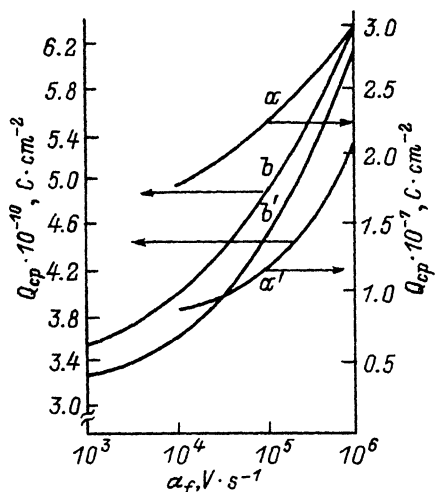


Рис. 3. Зависимости Q_{sp} от α_f , полученные строгим расчетом (a, b) и по модели [10] (a' , b'). В распределении ПС $D_{it} = 10^n + 4 \cdot 10^m (E - E_i)^2$ см $^{-2}$ ·эВ $^{-1}$; a, a' — $n = 9$, $m = 11$; b, b' — $n = 11$, $m = 14$.

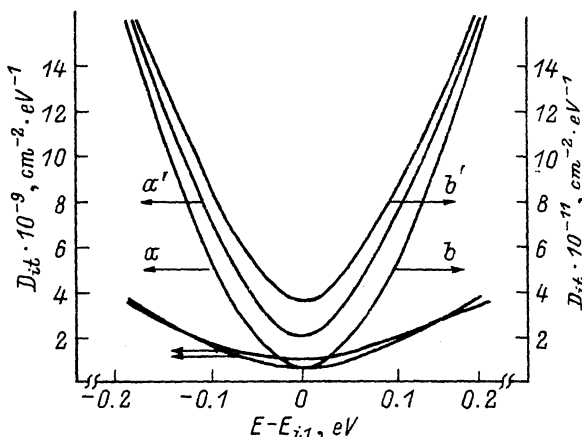


Рис. 4. Распределения плотности ПС, исходные (a—c) и рассчитанные по методу [10] (a' — c'), b' , a' , c' относятся к спектрам ПС $D_{it} = 10^n + k \cdot 10^m (E - E_i)^2$ соответственно с $n = 12, 9, 9$; $m = 14, 11, 11$ и $k = 4, 4, 1$.

$$n_{it}(t + \delta t) = n_{it}(t) \exp \left(- \int_{t_{mg,t}}^{t + \delta t} C_p(t) dt \right) \quad (15)$$

с начальным условием $n_{it}(0) = D_{it}$.

Здесь $C_p(t) = (\sigma_p n_i V_{th}) \exp [(E_i - F_s(t))/kT]$ — коэффициент рекомбинации дырок, δt — шаг изменения параметра t при расчете.

По завершении перезарядки неравновесно заполненных ПС за счет рекомбинации происходит восстановление квазистационарности процесса изменения заряда ПС, при котором их заполнение вновь определяется положением уровня Ферми на поверхности.

Момент t_{2f} восстановления квазистационарности перезарядки ПС определяется с требуемой точностью из условия $n_{it} \ll D_{it}$ на участке от E_H до F_s .

Система уравнений (1), (8)—(15) описывает процесс переключения МДПТ из обогащения в инверсию. Обратное переключение МДПТ описывается аналогичной системой уравнений, которая получается из рассмотренной выше заменой $E_{em,c}$, E_H , t_{1f} , $t_{mg,t}$, n_{it} и C_p на $E_{em,p}$, E_L , t_{1r} , $t_{mg,r}$, $(D_{it} - n_{it})$ и C_n соответственно. Здесь E_L — граница, отделяющая неравномерно заполненные ПС от состояний, с которых произошла эмиссия дырок в валентную зону; C_n — коэффициент рекомбинации электронов.

Из результатов расчета, представленных на рис. 2, очевидно, что условия нарушения и восстановления квазистационарности процесса перезарядки ПС не совпадают с напряжениями плоских зон и порога и существенно зависят как от длительности фронтов импульса, так и от спектра ПС. Кривые на вставке показывают, что чем больше длительность фронта импульса, тем значительнее проявляется это несоответствие, причем для спектров ПС с большой плотностью оно проявляется сильнее.

Полученные результаты свидетельствуют о некорректности первого допущения модели [10], а следовательно, об отсутствии прямой линейной зависимости продолжительности нестационарной эмиссии электронов (дырок) от времени спада (подъема) импульса, устанавливаемой соотношениями (3), (4).

При строгом расчете на основе рассмотренных выше систем уравнений заряд накачки находился как разность зарядов одного типа носителей, захваченных на ПС, т. е. принявших участие в процессе рекомбинации и эмиттированных с ПС за период. На рис. 3 представлены зависимости заряда накачки от скорости изменения напряжения на затворе, полученные строгим расчетом для конкретных распределений ПС. Для сравнения приведены зависимости $Q_{cp}(\alpha_f)$, рассчитанные с допущениями модели [10]. Более высокие значения заряда накачки, полученные строгим расчетом, обусловлены вкладом рекомбинационных потерь электронов в интервале слабой инверсии от $V_{MG,f}$ до V_{2f} и дырок в интервале обеднения от $V_{MG,r}$ до V_{2r} . Эти интервалы отмечены на рис. 2. Указанные рекомбинационные потери не учитываются в модели [10].

Из приведенных на рис. 3 зависимостей следует, что использование уравнения (6) для расчета ПС по экспериментальным характеристикам тока НЗ дает завышенные значения D_{it} . При этом величина погрешности зависит как от частоты следования импульсов, т. е. режима измерения, так и от плотности ПС, т. е. характеристики исследуемой структуры.

Зависимости заряда накачки, полученные строгим расчетом, были использованы для нахождения распределения плотности ПС по формуле (7), как и в методе [10]. Найденные распределения ПС приведены на рис. 4 вместе с соответствующими исходными спектрами ПС. Вблизи середины запрещенной зоны найденные значения плотности ПС являются завышенными, причем эта погрешность возрастает с увеличением плотности ПС. Кроме того, величина погрешности существенно зависит от формы распределения плотности ПС.

Выявленные погрешности методов определения плотности ПС вызваны несоответствием модели [10] и выбранного режима генерации токов НЗ. Модель [10] предполагает, что при перезарядке ПС процессы эмиссии и рекомбинации происходят последовательно. Однако импульсы с линейными фронтами не обеспечивают этого. Эмиссия электронов происходит одновременно с рекомбинацией на участке от $V_{MG,f}$ до V_{2f} (режим слабой инверсии) при переключении МДПТ из обогащения в инверсию, а эмиссия дырок — одновременно с рекомбинацией на участке $V_{MG,r}$ до V_{FB} (режим обеднения) при обратном переключении МДПТ.

Для получения достоверной информации о спектре ПС предлагается изменить режим генерации токов НЗ. На рис. 1, б показана форма импульсов, позволяющая разделить во времени процессы эмиссии и рекомбинации. Ступенчатые импульсы использовались для накачки заряда в [18, 19]. При этом изменялось напряжение ступеньки и обеспечивалось достижение стационарного состояния при каждом значении V_s . В отличие от [18, 19] варьируемыми параметрами в предлагаемом режиме являются времена выдержки МДПТ при фиксированных напряжениях $V_{s,f}$ и $V_{s,r}$. Времена переключения постоянны и значительно меньше продолжительности варьируемой выдержки, что позволяет считать длительности процессов нестационарной эмиссии электронов и дырок равными соответствующим временам выдержки.

Значения $V_{s,f}$ и $V_{s,r}$ должны обеспечить перезарядку ПС верхней половины запрещенной зоны только за счет эмиссии электронов, а нижней — только за счет эмиссии дырок соответственно. Этим значениям отвечают условия минимального заряда накачки по характеристикам $Q_{cp}(V_{s,f}/f)$, где напряжение промежуточного переключения $V_{s,f}/f$ изменяется от V_{FB} до V_T и обратно, а времена выдержки обеспечивают достижение стационарных условий при каждом значении V_s . Пример таких характеристик, рассчитанных для конкретного спектра ПС, приведен на рис. 5. При одинаковых сечениях захвата ПС для электронов и дырок напряжения $V_{s,f}$ и $V_{s,r}$ равны и совпадают с напряжением $V_{MG,s}$.

Предложенный режим генерации токов НЗ обеспечивает прямое задание границ (1), (2) энергетического интервала, ответственного за эффект НЗ, и, следовательно, величины заряда накачки временами выдержки МДПТ под промежуточным напряжением.

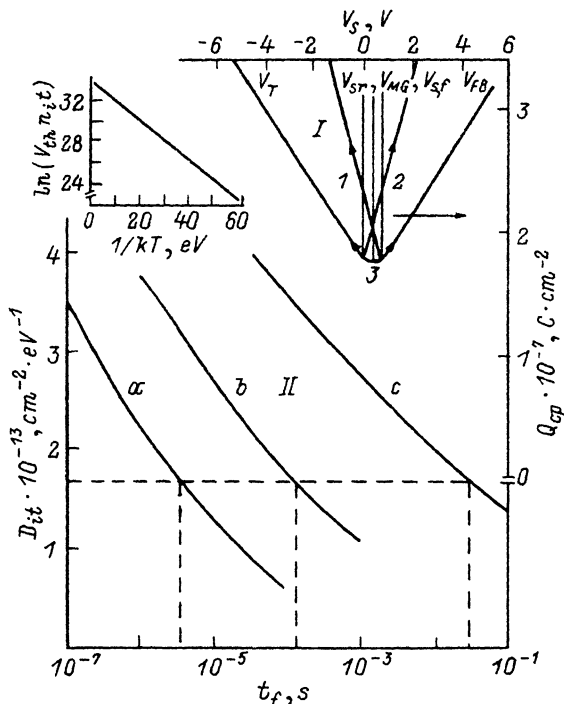


Рис. 5. *I* — зависимости $Q_{cp}(V_s, t_f)$ для стационарного режима при всех значениях V_s ; исходный спектр — $D_{it} = 10^{12} + 10^{14} (E - E_i)^2 \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$; *I*, 2: $\sigma_p = 10^{-14} \text{ см}^2$, $\sigma_n = 10^{-16} \text{ см}^2$; 3: $\sigma_n = \sigma_p = 10^{-16} \text{ см}^2$. *II* — зависимости $D_{it}(t_f)$; *T*, К: *a* — 300, *b* — 250, *c* — 200; исходный спектр — $D_{it} = 10^{12} + 4 \cdot 10^{14} (E - E_i) \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$. На вставке: зависимость t_f от I в координатах Аррениуса, позволяющая определить сечение захвата и энергетическое положение ПС с заданной плотностью.

Обсуждавшийся выше вклад в ток НЗ рекомбинации через ПС вне этого интервала исключается за счет малости времен переключения из $V_{s,f}$ в V_{INV} (участок слабой инверсии) и из $V_{s,r}$ в V_{ACC} (участок обеднения).

Производная от полученного в таком режиме тока НЗ по времени выдержки представляет собой, согласно (7), плотность $D_{it}(t_f/r)$.

Временная шкала характеристики $D_{it}(t_f/r)$ может быть переведена в энергетическую с помощью известной процедуры [15]. Эта процедура показана на рис. 5. В соответствии с ней по зависимостям $D_{it}(t_f/r)$, полученным при разных температурах, находят значения времен выдержки и температуры, соответствующих выбранной величине плотности ПС. Найденные значения позволяют по графику, построенному в координатах Аррениуса (см. вставку на рис. 5), определить энергетическое положение ПС с заданной плотностью, а также сечение захвата для электронов (при варьируемом t_f) или дырок (при варьируемом t_r).

Предложенный метод позволяет найти распределение плотности ПС практически по всей ширине запрещенной зоны полупроводника, а также определить сечение захвата ПС для электронов в верхней половине запрещенной зоны и для дырок — в нижней половине. При этом исключены погрешности, присущие рассмотренным выше методам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] N. S. Saks, M. G. Ancona. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-34, 1348 (1987).
- [2] P. Heremans, J. Witter, G. Groeseneken, H. E. Maes. IEEE Trans. Electron. Dev., ED-36, 1318 (1989).

- [3] A. T. Dejenfelt. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-35, 1379 (1988).
- [4] R. E. Stalbusch, R. K. Lawrence, W. Richards. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-36, 1998 (1989).
- [5] T. J. Russell, H. S. Bennett, M. Gaitan, J. S. Suechle, P. Roitman. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-33, 1228 (1986).
- [6] M. Gaitan, E. W. Enlow, T. J. Russell. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-36, 1990 (1989).
- [7] J. S. Bragler, P. G. Jespers. IEEE Trans. Electron. Dev., ED-16, 297 (1969).
- [8] G. Kaden, H. Reimer. Phys. St. Sol. A, 32, 183 (1975).
- [9] T. J. Russell, C. L. Wilson, M. Gaitan. IEEE Trans. Electron. Dev., ED-30, 1662 (1983).
- [10] G. Groeseneken, H. E. Maes, N. Beltran, R. F. De Keersmaecker. IEEE Trans. Electron. Dev., ED-31, 42 (1984).
- [11] U. Cilingiroglu. Sol. St. Electron., 28, 1127 (1985).
- [12] R. A. Wachnik, J. R. Lowney. Sol. St. Electron., 29, 447 (1986).
- [13] J. G. Simmons, L. S. Wei. Sol. St. Electron., 16, 43 (1973).
- [14] J. G. Simmons, L. S. Wei. Sol. St. Electron., 16, 53 (1973).
- [15] J. G. Simmons, L. S. Wei. Sol. St. Electron., 17, 117 (1974).
- [16] J. G. Simmons, H. A. Mar. Sol. St. Electron., 17, 131 (1974).
- [17] A. B. Elliot. Sol. St. Electron., 19, 241 (1976).
- [18] J. E. Chung, R. S. Muller. Sol. St. Electron., 32, 867 (1989).
- [19] W. L. Tseng. J. Appl. Phys., 62, 591 (1987).
- [20] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, т. 1, 455. М. (1984).

Редактор Л. В. Шаронова
