

©1995 г.

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ ПАР У ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА В КРАЕВЫХ ПОЛЯХ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ КЛАСТЕРОВ: ЭФФЕКТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБОВ

Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120, Фрязино, Россия
(Получена 20 июля 1994 г. Принята к печати 2 августа 1994 г.)

Рассмотрены температурные и полевые зависимости темпа генерации неосновных носителей заряда у электрически неоднородной поверхности полупроводника в условиях, когда рождение электронно-дырочных пар происходит за счет термоавтомиссионных переходов зона-зона в краевых полях мелко-масштабных заряженных кластеров. Флуктуации поверхностного потенциала с масштабами, меньшими ширины слоя обеднения в полупроводнике W , играют роль центров локализации неосновных носителей заряда и проявляются в виде аномально узких пиков на кривых температурных зависимостей тока генерации электронно-дырочных пар. Электрические неоднородности с размерами, большими W , приводят к появлению аномально узких пиков на динамической вольт-амперной характеристике МЛП структуры, которые невозможно объяснить в рамках представлений об однородной поверхности полупроводника.

Ранее [1] была развита феноменологическая модель генерации неосновных носителей заряда (ННЗ) у поверхности полупроводников, основанная на эффекте Франца-Келдыша в электрических полях макроскопических поверхностных неоднородностей. Эта модель позволила последовательно объяснить все известные аномалии процесса рождения электронно-дырочных пар (ЭДП), характерные для системы кремний-окисел [2] (в частности, чрезвычайно высокую скорость генерации ННЗ и ее усиление относительно слабым ($\sim 10^4$ В/см) поверхностным полем), которые невозможно описать в рамках существующих представлений о рождении ННЗ через микроскопические локальные центры [3-7]. Согласно [1], процесс релаксации, обусловленный переходом поверхности от состояния неравновесного обеднения к глубокой инверсии, является двустадийным. На первой стадии рождающиеся ННЗ локализуются в потенциальных ямах поверхностного рельефа; ей отвечает аномально узкий пик на температурной зависимости тока перезарядки поверхности. На второй стадии вследствие рекомбинации

устанавливается квазиравновесие между основными носителями заряда, связанными с макроскопическим центром генерации, и ННЗ в его окрестности. Темп рождения ЭДП резко замедляется, что проявляется на температурной зависимости тока в форме широкого пологого максимума. Модель [1] базируется по существу на представлениях о генерации ННЗ в краевых полях небольшого числа ($N_g \sim 10^5 \text{ см}^{-2}$) отдельных пятен малого радиуса ($a \sim 100 \text{ \AA}$) на поверхности полупроводника с высокой концентрацией встроенного заряда ($\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$).¹ Поэтому неоднородности с большими масштабами, казалось бы, не должны влиять на темп генерации электронно-дырочных пар. Однако, согласно [1], темп генерации экспоненциально зависит от поверхностного поля \mathcal{E}_s слоя обеднения в окрестности пятна, которое, естественно, повторяет рельеф распределения вдоль поверхности крупномасштабных неоднородностей с характерными размерами, превышающими ширину W области пространственного заряда (ОПЗ). Известно, что такого рода неоднородности присутствуют у реальных границ раздела (ГР) полупроводник-диэлектрик.² Поэтому представляет интерес анализ их влияния на релаксацию поверхности полупроводника к состоянию глубокой инверсии, обусловленную рождением ЭДП в краевых полях мелкомасштабных заряженных кластеров.

Процесс релаксации неравновесного состояния ГР полупроводник-диэлектрик, связанный с генерацией ННЗ, в принципе, отражают два релаксационных сигнала — ток перезарядки I и высокочастотная емкость МДП структуры C_{HF} , являющиеся функциями потенциала V_g полевого электрода и температуры T . Зависимости $I(V_g, T)$, как правило, содержат резкие особенности (пики), характеризующие механизм рождения ЭДП [2,10,11], тогда как относительно плавные кривые $C_{HF}(V_g, T)$ позволяют идентифицировать неоднородности вдоль ГР с масштабами, большими ширины ОПЗ [8,9]. Отсюда явствует необходимость анализа обоих релаксационных сигналов.

Пусть ГР электронный полупроводник-диэлектрик состоит из двух частей с площадями S_I и S_{II} так, что при некотором обедняющем напряжении $V_g = V_{g0}$ в начальный момент времени $t = 0$ (ННЗ отсутствуют) ширина ОПЗ в первой части равна W_{I0} , а во второй — $W_{II0} > M_{I0}$. Это возможно, например, при наличии у ГР в области II избыточного по отношению к области I отрицательного заряда. Будем считать, что генерация ННЗ (дырок) осуществляется в соответствии с моделью

¹ Приведенные в скобках численные значения параметров отвечают условиям эксперимента [2].

² По-видимому, как мелко-, так и крупномасштабные флуктуации поверхностного потенциала полупроводника трудно связать с флуктуациями плотности хаотически распределенного встроенного заряда. Действительно, при типичных плотностях фиксированных зарядов $N_s \leq 10^{12} \text{ см}^{-2}$ концентрации пятен с $N_s \geq 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и радиусом $\leq 100 \text{ \AA}$ исчезающе малы; столь же невероятно появление избыточно заряженных неоднородностей с размерами $\geq 1 \text{ мкм}$ (типичное значение W). Между тем в экспериментах флуктуации этих масштабов отчетливо проявляются мелкомасштабные — в опытах по генерации ННЗ [2], крупномасштабные — в результате измерений полевых и температурных характеристик низко- и высокочастотной емкости Si-МОП структур [8,9]. Природу такого рода неоднородностей обычно связывают с присутствием на ГР кремний-окисел центров и зон сегрегации для подвижных ионов диэлектрика (см. [8], с. 247).

[1,2] через мелкомасштабные заряженные кластеры, расположенные в области I. Появляющиеся в этой области дырки будут практически мгновенно (в масштабе времен наблюдения) «скатываться» в потенциальную яму — область II. В зависимости от соотношения между значениями равновесной ширины ОПЗ в области II $W_{II} = W_{II\infty}$ и величиной W_{I0} могут реализоваться две ситуации.

1. $W_{II\infty} < W_{I0}$ (большие V_{g0}). Температурные зависимости $I(T)$ при $V_g = \text{const}$ как в изотермическом, так и в термостимулированном режимах релаксации фактически получены в [1]. Применительно к рассматриваемой ситуации в выражениях для $I(T)$ из [1] достаточно осуществить замену $W_0 \rightarrow W_{I0}$ и учесть, что первая стадия (узкий низкотемпературный пик) оканчивается при достижении условия $W_{II} = W_{I0}$. После этого ГР гомогенизируется ($W_I = W_{II}$) и на второй стадии релаксирует как однородная (широкий высокотемпературный пик $I(T)$). В этом случае после достижения равновесия кривая $C_{HF}(T)$ выйдет на пологую прямую, отвечающую температурной зависимости емкости идеальной МДП структуры в состоянии глубокой инверсии [6].

2. $W_{II\infty} > W_{I0}$ (малые V_{g0}). В этом случае ГР не гомогенизируется даже при установлении равновесия. С ростом температуры ширина ОПЗ в области I остается неизменной, а в области II сужается из-за накопления в ней дырок. Разрядный ток описывает единственный аномально узкий температурный пик, определяемый выражением для $I(T)$ из [1] с такой же как и выше заменой $W \rightarrow W_{I0}$. Зависимость $C_{HF}(T)$ после излома вблизи температуры, отвечающей приходу системы к равновесию, будет практически линейной вследствие увеличения концентрации дырок в области II, обусловленного температурным смещением уровня Ферми в объеме полупроводника, причем величина C_{HF} на квазилинейном участке ее изменения будет больше, а наклон графика $C_{HF}(T)$ — меньше, чем в случае гомогенизированной ГР (см. п. 1).

Рассмотрим теперь зависимости $I(V_g)$ и $C_{HF}(V_g)$ при $T = \text{const}$ в типичных для эксперимента условиях изменения V_g по линейному закону $V_g = V_{g0} + \beta t$, $\beta = \text{const} > 0$. До тех пор пока $W_I < W_{II}$, генерационный ток I_g описывается соотношением [1]

$$I_g = qS_{II}N_g(\nu_n\nu_p)^{\frac{1}{2}}e^{-\frac{E_1}{T}}, \quad E_1 = \frac{E_g}{2} - \left[\frac{aq\mathcal{E}_s}{\pi} \left(E_g + T \ln \frac{\nu_n}{\nu_p} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

где q — элементарный заряд, ν_n, ν_p — предэкспоненциальные факторы в выражениях для темпов перехода электронов и дырок из макроскопического центра генерации в зону проводимости и в валентную зону полупроводника соответственно; E_g — ширина запрещенной зоны, $\mathcal{E}_s = 4\pi qN_dW_I/\kappa_s$ — поверхностное поле, N_d — концентрация ионизированных доноров, κ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника. При этом значения W_I и W_{II} определяются выражениями

$$\frac{2\pi q}{\kappa_s} N_d W_I \left(W_I + \frac{2h\kappa_s}{\kappa_i} \right) = V_g - V_{g0} + \frac{2\pi q}{\kappa_s} N_d W_{I0} \left(W_{I0} + \frac{2h\kappa_s}{\kappa_i} \right), \quad (2)$$

$$\frac{2\pi q N_d W_{II}}{\kappa_s} \left(W_{II} + \frac{2h\kappa_s}{\kappa_i} \right) = (V_g - V_{g0}) + \frac{2\pi q}{\kappa_s} N_d W_{II0} \left(W_{II0} + \frac{2h\kappa_s}{\kappa_i} \right) - \frac{4\pi q h p_s}{\kappa_i}. \quad (3)$$

Здесь h и κ_i — толщина и диэлектрическая проницаемость диэлектрика, p_s — поверхностная концентрация дырок в области II, $qdp_s/dt = I_g/S_{II}$. Выражения (2) и (3) очевидным образом определяют высокочастотную емкость МДП структуры

$$C_{HF} = C_I + C_{II}, \quad \frac{1}{C_{I,II}} = \frac{S}{C_i S_{I,II}} + \frac{4\pi W_{I,II}}{\kappa_s S_{I,II}}, \quad S = S_I + S_{II}, \quad (4)$$

где $C_i = \kappa_i S/4\pi h$ — геометрическая емкость диэлектрического промежутка.

Из (1) и (2) явствует, что ток экспоненциально растет с V_g , причем в типичных условиях эксперимента (невысокие уровни легирования полупроводника, $N_d \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $W_I \gg h\kappa_s/\kappa_i$) $\mathcal{E}_s = \mathcal{E}_{s0}[1 + \kappa_s(V_g - V_{g0})/2\pi q N_d W_{I0}^2]^{1/2}$, $\mathcal{E}_{s0} = \mathcal{E}_s|_{V_g=V_{g0}}$. Концентрация дырок в области II с увеличением V_g возрастает по закону

$$p_s = \frac{I_g t_{\text{eff}}}{q S_{II}}, \quad t_{\text{eff}} = -T \left(\frac{dE_1}{dt} \right)^{-1} = \frac{T}{\left(\frac{E_2}{2} - E_1 \right)} \frac{4\pi q N_d W_I (W_I + \frac{h\kappa_s}{\kappa_i})}{\kappa_s \beta}. \quad (5)$$

Величина t_{eff} — некоторое эффективное время, за которое темп генерации дырок возрастает в $e = 2.71 \dots$ раз.

При малых V_g , пока $I_g < \beta C_i S_{II}/S$, W_{II} растет с V_g , а при обратном соотношении $I_g > \beta C_i S_{II}/S$ (большие V_g) — падает. В области спада W_{II} можно ожидать минимума функции $C_{HF}(V_g)$, конкретное положение которого определяется соотношением площадей S_I/S_{II} .

При некоторой критической концентрации накопившихся в области II дырок p_{s*} образец гомогенизируется: $W_I = W_{II} = W_*$. Величину W_* определяет выражение [см. (2), (3), (5)]

$$\frac{I_g t_{\text{eff}}}{q S_{II}} \Big|_{W=W_*} = p_{s*} = \frac{\kappa_i N_d}{2\kappa_s h} \left[W_{II0} \left(W_{II0} + \frac{2h\kappa_s}{\kappa_i} \right) - W_{I0} \left(W_{I0} + \frac{2h\kappa_s}{\kappa_i} \right) \right], \quad (6)$$

имеющие простой физический смысл. Его правая часть — концентрация дырок p_{s*} , необходимая для компенсации избыточного отрицательного заряда, имеющегося у ГР в области II. После гомогенизации ГР при дальнейшем увеличении V_g дырки начнут накапливаться и в области I. В результате между нами и электронами, локализованными на макроскопических центрах генерации, вследствие рекомбинации установится квазиравновесие, а темп рождения ЭДП резко замедлится. При этом ток генерации будет описываться уравнением [1]

$$I_g = q S_I N_d \nu_n e^{-\frac{E_2}{T}} \left[1 - e^{-\frac{E_g - F_p - F - U_s}{T}} \right], \quad E_2 = E_g - F_p - \left\{ \frac{2a\mathcal{E}_s}{T} (E_g - F_p) \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

где F_p и F — энергии Ферми дырок на ГР в области I и электронов в объеме полупроводника соответственно, U_s — поверхностный изгиб зон в полупроводнике в области I. При $p_s \gg p_{s*}$ поверхностные потенциалы в обеих частях образца с точностью до T совпадают,

$qdp_s/dt = I_g/qS$, а связь между p_s и F_p дает соотношение [6]

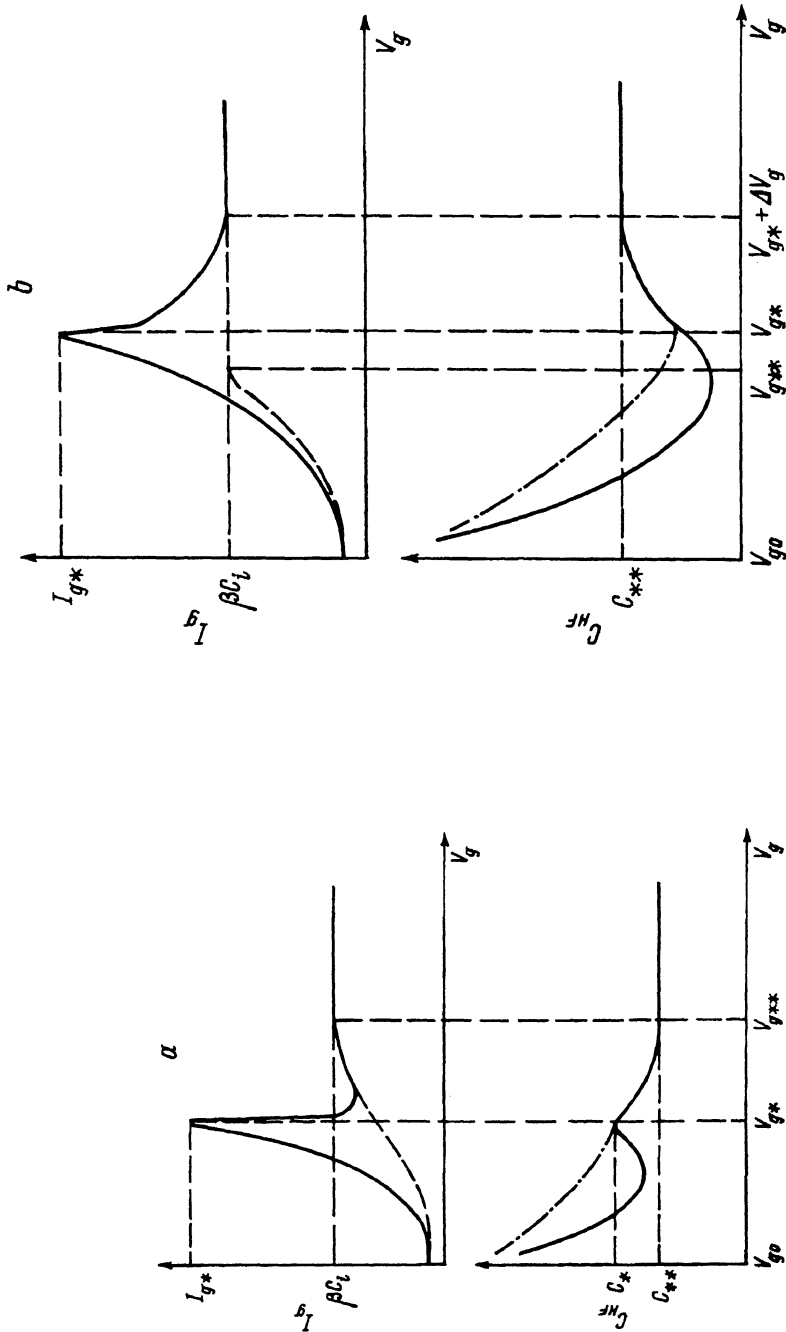
$$N_v e^{-\frac{F_p}{T}} = \frac{2\pi q^2}{\chi T} (p_s^2 + 2p_s N_d W), \quad (8)$$

где $W = W_I = W_{II}$, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне.³

При $I_g < \beta C_i$, как следует из (3), W растет с V_g ; в дальнейшем ширина ОПЗ практически стабилизируется на некотором уровне $W = W_{**}$; величина W_{**} определяется равенством $I_g|_{W=W_{**}} = C_i \beta$. Зависимость $I_g(W)$ вытекает из (7) и (8): пока $W < W_{**}$ генерационный ток экспоненциально возрастает при увеличении V_g ; после стабилизации ширины ОПЗ функция $I_g(V_g)$ достигает насыщения — $I_g = C_i \beta$. Соответственно C_{HF} в начале уменьшается с V_g ($W < W_{**}$), а затем достигает насыщения ($W = W_{**}$): $C_{HF}^{-1} = C_{**}^{-1} = C_i^{-1} + 4\pi W_{**}/S \chi_s$.

На рисунке качественно представлена динамика поведения функций $I_g(V_g)$ и $C_{HF}(V_g)$ при двух возможных соотношениях между значениями W_* и W_{**} . Если $W_* < W_{**}$ (рисунок, а), начальный участок графика $I_g(V_g)$, пока $V_g < V_{g*}$, описывается формулами (1) и (2), соответствующими первой стадии генерации, когда дырок на ГР в области I еще нет. В условиях стандартного эксперимента $W_I \gg \hbar \chi_s / \chi_i$ и ток следует закону $\lg(I_g/I_{g0}) = K_1 + K_2[1 + \chi_s(V_g - V_{g0})/2\pi q N_d W_{I0}^2]^{1/4}$, где K_1, K_2 — соответствующие константы. Когда ширина ОПЗ W достигает значения W_* , которому отвечает величина $V_g = V_{g*}$, вследствие гомогенизации ГР начинается накопление дырок и в области I, причем в узком интервале времени (или изменения V_g) их концентрация резко увеличивается вплоть до установления квазиравновесия между ННЗ и электронами, локализованными на макроскопических центрах генерации. В результате энергия активации темпа рождения ЭДП возрастает до величины E_2 , что проявляется на кривой $I_g - V_g$ в виде крутого спада. В диапазоне $V_g > V_{g*}$ ток возрастает согласно (7) до тех пор, пока не будут достигнуты квазистационарное значение $W = W_{**}$ ($V_g = V_{g**}$) и отвечающая ему величина тока насыщения $I_g \cong \beta C_i$. Подчеркнем два факта. Во-первых, насыщение тока и его уровень βC_i не зависят от механизма генерации ННЗ. Во-вторых, в однородной ситуации ($W_{I0} = W_{II0}$) переход к квазиравновесию произошел бы плавно без пика тока в окрестности $V_g = V_{g*}$ (рисунок, а, пунктирная линия). Поведение функции $C_{HF}(V_g)$ отражает фактически закономерности изменения ширины ОПЗ $W(V_g)$ [см. (4)]: в области $V_g < V_{g*}$ на графике $C_{HF} - V_g$ в зависимости от соотношения площадей S_I/S_{II} может наблюдаться (рисунок, а, сплошная кривая) или не наблюдаться (штрихпунктирная кривая) минимум. Соответственно при $V_g \cong V_{g*}$ кривая $C_{HF} - V_g$ будет иметь максимум или излом. В области $V_g > V_{g**}$ емкость C_{HF} перестает зависеть от V_g , а ее величина C_{**} определяется (4) с $W_I = W_{II} = W_{**}$.

³ Множитель в квадратных скобках (7) описывает приход ГР к равновесию. Он становится существенным (< 1) только в пределе $\beta \rightarrow 0$, т.е. в условиях реализации стандартной методики квазистатических вольт-фарадных характеристик. При динамических измерениях (высокие β) равновесие не достигается и этот множитель можно отбросить.



Качественный вид полевых зависимостей тока генерации $I_g(V_g)$ и высокочастотной емкости $C_{NF}(V_g)$ МДП структуры с электрически неоднородной поверхностью. а) — квазистационарное состояние ОПЗ достигается после полной гомогенизации ГР ($V_{g**} > V_{g*}$). б) — квазистационарное состояние ОПЗ достигается до полной гомогенизации ГР ($V_{g**} < V_{g*}$). Пунктирные линии на графиках $I_g - V_g$ отвечают электрически однородной ГР; сплошная и штрихпунктирная линии на графике $C_{NF} - V_g$ соответствуют различным законам распределения крупномасштабных неоднородностей.

Как и следовало ожидать, в пределе малых β величина $W_{**} \rightarrow W_{\infty}$, т.е. к равновесной ширине ОПЗ для однородного состояния глубокой инверсии.

При $W_* > W_{**}$ (рисунок, *b*) ток нарастает так же, как и в предыдущем случае. В момент гомогенизации ГР ($V_g = V_{g*}$) происходит резкий срыв тока, сменяющийся плавным его переходом (в интервале $\Delta V_g \cong [2T\mathcal{E}_s(W + h\kappa_s/\kappa_i)/(E_g - F_p - E_2)]|_{w=w_*}$) на уровень $I_g = \beta C_i$. В однородной ситуации ($W_{I0} = W_{II0}$, рисунок, *b*, пунктирная кривая) переход к квазиравновесию между дырками и электронами, локализованными на центрах генерации, как и ранее, произошел бы плавно (без пика тока), а W и I_g , достигнув значений W_{**} и βC_i , перестали бы зависеть от V_g , начиная с $V_g = V_{g**} < V_{g*}$. Функция $C_{HF}(V_g)$ имеет минимум либо при $V_g < V_{g*}$ (рисунок, *b*, сплошная линия), либо при $V_g = V_{g*}$ (штихпунктир), и в указанном выше интервале ΔV_g ($V_{g*} < V_g < V_{g*} + \Delta V_g$) она асимптотически стремится к постоянной величине.

Характерные значения W_* и $I_{g*} = I_g|_{V_g=V_{g*}}$ с увеличением β возрастают: W_* — логарифмически, а I_{g*} — практически линейно [см. (6)]. Ток I_g на экспоненциальном участке роста ($V_g < V_{g*}$) от β не зависит и возрастает с T по закону Аррениуса; соответственно положение пика тока V_{g*} сдвигается в сторону меньших V_g . Увеличение β приводит к слабому (логарифмическому) уменьшению C_{**} .

Пусть теперь мелкомасштабные заряженные кластеры — центры генерации ННЗ — расположены в области II ($W_{II0} > W_{I0}$). Зависимость $I_g(T)$ при $V_g = \text{const}$ для этого случая получена в [1]: с ростом T достаточно быстро устанавливается квазиравновесие между дырками и локализованными на центрах генерации электронами; ток после начального участка экспоненциального роста описывает широкий пологий максимум, резко обрываясь при переходе к равновесию (узкий низкотемпературный пик отсутствует). По мере возрастания температуры W_{II} уменьшается и, если $W_{II\infty} > W_{I0}$, ГР остается неоднородной даже в равновесии (малые V_g). Поведение $C_{HF}(T)$ аналогично рассмотренному ранее случаю ($W_{II\infty} > W_{I0}$, центры генерации расположены в области I). При $W_{II\infty} < W_{I0}$ (большие V_g) по мере накопления дырок в области II ГР гомогенизируется, что слабо сказывается на виде зависимости $I_g(T)$ — по-прежнему наблюдается аномально широкий пик тока, на кривой же $C_{HF}-T$ при температуре гомогенизации возникает дополнительный излом, связанный с «мгновенным» увеличением эффективной площади образца ($S_{II} \rightarrow S$). В области перехода к равновесию график $C_{HF}-T$ испытывает второй излом, связанный с переходом к единой для всех V_{g0} равновесной зависимости $C_{HF}(T)$ [см. выше].

Качественный вид зависимости $I_g(V_g)$ для этого случая изображен на рисунке, *a* пунктирной линией. Функция $C_{HF}(V_g)$ имеет вид в зависимости от соотношения между W_* и W_{**} , идентичный представленному на рисунке, *a* или *b*. При этом генерационный ток описывается (7) с заменой $S_I \rightarrow S_{II}$; величина W_* следует из (5) и (6), в которых E_1 необходимо заменить на E_2 ; соотношение для W_{**} остается неизменным — $I_g|_{w=w_*} = \beta C_i$.

Из приведенного выше анализа легко усматриваются основные особенности релаксации ГР и в случае, когда макроскопические центры генерации ННЗ находятся как в области I, так и в области II. Именно в области II центры генерации вследствие рекомбинации связанных на них электронов с накапливающимися дырками очень быстро становятся неэффективными, и мы приходим к ранее рассмотренной ситуации, когда на первом этапе релаксации ($V_g < V_{g*}$ рисунок, *a, b*) «работают» только макроскопические заряженные кластеры в области I. При $V_g > V_{g*}$, когда ГР гомогенизирована, рождение ЭДП происходит в режиме квазиравновесия на всех центрах генерации, а функции $I_g(V_g)$ и $C_{HF}(V_g)$ ведут себя так же, как и на рисунке, *a, b*, но с соответственно большей концентрацией генерационных центров $N_g \rightarrow N_g S/S_I$.

Рассмотрим теперь общую качественную картину проявления неоднородностей ГР. Пусть на поверхности полупроводника присутствуют мелкомасштабные заряженные кластеры — центры генерации ЭДП, флуктуационный потенциал (ФП) с масштабом, меньшим ширины ОПЗ, и крупномасштабные неоднородности, размеры которых превышают W . Если в равновесии ГР еще не полностью гомогенизирована (малые V_g), то функция $I_g(T)$ при $V_g = \text{const}$ опишет единственный аномально узкий пик, смещающийся с ростом V_g к низким температурам. Это обуславливается крупномасштабными неоднородностями ГР, содержащими центры генерации и не переходящими в состояние инверсии даже в равновесии. В прочих областях ГР, гомогенизирующихся в процессе релаксации, эффективность центров генерации сохраняется вследствие локализации ННЗ во флуктуационных ямах вплоть до полного экранирования ФП. Поскольку процесс гомогенизации развивается последовательно, начиная от крупномасштабных неоднородностей с большими значениями W , скорость роста тока постепенно замедляется и сменяется относительно плавным спадом, завершающимся резким переходом к равновесию. Рост тока и характер его поведения в окрестности максимума должны, разумеется, определяться законом распределения крупномасштабных неоднородностей и параметрами ФП. В рассматриваемом случае кривые C_{HF} будут иметь такой же вид, как и в однородной ситуации (C_{HF} растет с T вследствие сужения ОПЗ, а затем выходит на пологую прямую, отвечающую квазиравновесному состоянию ГР), однако величина C_{HF} в области квазиравновесия будет превышать соответствующее значение C_{HF} для идеальной МДП структуры и уменьшаться с ростом V_g .

При больших V_g в равновесии ГР окажется полностью гомогенизированной. Процесс релаксации будет двустадийным. На первой стадии (низкие T), оканчивающейся гомогенизацией ГР, будет наблюдаться аномальный пик тока, с той же природой как и при малых V_g . На второй стадии после установления на всей поверхности ГР квазиравновесия между электронами, связанными с центрами генерации, и дырками темп генерации ЭДП резко замедлится, что проявится на зависимости $I_g(T)$ в форме пологого максимума, амплитуда и ширина которого растут с увеличением V_g . Соответственно на кривой $C_{HF}(T)$ должны наблюдаться две «ступеньки» в окрестности каждого максимума тока, после чего независимо от величины V_g она выйдет на «квазиравновесную прямую» $C_{HF}(T)$ идеальной МДП структуры.

Два возможных вида зависимостей $I_g(V_g)$ и $C_{HF}(V_g)$ в режиме линейного изменения потенциала полевого электрода показаны на рисунке, *a, b*. В обсуждаемой ситуации в отличие от простейшей модели неоднородностей двух масштабов существенны три, а не два критических момента времени или три отвечающих им напряжения — V_{g*} , \tilde{V}_{g*} и V_{g**} . При $V_g = V_{g*}$ ГР полностью гомогенизируется; при $V_g = \tilde{V}_{g*}$ ФП экранируется ННЗ и на всей поверхности ГР устанавливается квазиравновесие между электронами, связанными с центрами генерации, и дырками (естественно, что $\tilde{V}_{g*} > V_{g*}$); при $V_g = V_{g**}$ достигается квазистационарное значение $W = W_{**}$, определяемое равенством $I_g|_{W=W_{**}} = C_i\beta$. Если $\tilde{V}_{g*} < V_{g**}$, то зависимость $I_g(V_g)$ соответствует рисунку, *a*, если $\tilde{V}_{g*} > V_{g**}$, то кривая $I_g - V_g$ отвечает рисунку, *b*. Экранирование ФП не влияет на поведение функции $C_{HF}(V_g)$, поскольку все характеристики ФП усредняются на масштабах, меньших W . Поэтому параметр \tilde{V}_{g*} поведения этой функции несуществен. В случае $V_{g*} < V_{g**}$ зависимость $C_{HF}(V_g)$ отвечает рисунку, *a*, причем наличие или отсутствие на ней минимума при $V_g < V_{g*}$ определяется конкретным законом распределения крупномасштабных неоднородностей. Кривая $C_{HF} - V_g$, соответствующая противоположному случаю ($V_{g*} > V_{g**}$), показана на рисунке, *b*.

По-видимому, некоторые фрагменты рассмотренной картины генерации ННЗ на электрически неоднородных ГР проявлялись в ряде экспериментов, выполненных на Si-МОП структурах. Так, приведенные в [9] семейства кривых $I_g(T)$ и $C_{HF}(T)$ для ГР Si-SiO₂ с индуцированной электрической неоднородностью явно обнаруживают по мере увеличения V_g описанный выше переход от негомогенного к гомогенному состоянию. Пики тока, подобные изображенным на рисунке, также наблюдались экспериментально в режиме линейной развертки по V_g (см., например, [12]). Их происхождение связывалось в [12] с полевым механизмом генерации ННЗ. Однако, как явствует из предыдущего, для появления пика тока, существенно превышающего уровень $C_i\beta$, необходимы два условия: полевой механизм генерации ННЗ и наличие крупномасштабной неоднородности на ГР. Необходимость первого из них обсуждалась в [12]. Необходимость второго вытекает из того факта, что для однородной ГР с ростом W (по мере увеличения V_g) ток растет (по тому или иному полевому механизму) и как только он достигнет уровня $C_i\beta$, физически отвечающего условию компенсации приращения W за счет роста V_g сужением ОПЗ вследствие накопления ННЗ у ГР, поле в ОПЗ, а следовательно, и I_g перестанут изменяться со временем ($W \cong \text{const}$). Таким образом, наблюдение в не слишком высоких ($\leq 10^5$ В/см) электрических полях ОПЗ, не допускающих возможности полевой генерации ННЗ по известным механизмам, узких пиков тока на зависимостях $I_g(V_g)$, значительно превышающих по амплитуде уровень βC_i , является хорошим индикатором проявления эффектов электрических неоднородностей границы раздела различных масштабов.

- [1] Е.И. Гольдман. ФТП, **27**, 269 (1993).
- [2] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.М. Сумарока. Письма ЖЭТФ, **57**, 783 (1993).
- [3] J.G. Simmons, H.A. Mar. Phys. Rev. B, **8**, 3865 (1973).
- [4] P.U. Carzolari, S. Graffi, C. Morandi. Sol. St. Electron., **17**, 1001 (1974).
- [5] H.A. Mar, J.G. Simmons. Phys. Rev. B, **11**, 775 (1975).
- [6] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., 1984 т. 1.)
- [7] D. Vuillaume, M. Lannoo, J.C. Bourgoin, B. Rosencher. J. Appl. Phys., **66**, 5920 (1989).
- [8] E.H. Nicollian, J.R. Brews. *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology* (N.Y., 1982).
- [9] А.Г. Ждан, Ю.В. Маркин, А.М. Сумарока. Микроэлектроника, **22**, 54 (1993).
- [10] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.М. Сумарока. ФТП, **26**, 2048 (1992).
- [11] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан. Микроэлектроника, **23**, 3 (1994).
- [12] Р.Н. Литовский, В.С. Лысенко, А.Н. Назаров, Т.Е. Руденко. Микроэлектроника, **16**, 427 (1987).

Редактор В.В. Чалдышев

Generation of electron-hole pairs at the surface of a semiconductor in the edge fields of macroscopic charged clusters: effects of electrical inhomogeneities of different scales

E.I. Goldman, A.G. Zhdan

Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 141120 Fryazino, Russia

