вклады междолинного и внутридолинного рассеяния в поглощение одного порядка. Для пленок типа n-Si, выращенных в направлении [111], $W_{23}\neq 0$, что позволяет осуществиться прямым межподзонным переходам без участия фононов. Коэффициент поглощения при этом следует рассчитывать в первом порядке теории возмущения. В результате получается зависимость, имеющая характер δ-функции, т. е. поглощение обращается в бесконечность, как только энергия фонона становится достаточной для перехода электрона на вышележащие подзоны [1].

Литература

[1] Рытова Н. С. — ФТТ, 1966, т. 8, в. 9, с. 2672—2678.
[2] Коган В. Г., Кресин В. З. — ФТТ, 1969, т. 11, в. 11, с. 3230—3235.
[3] Spector H. — Phys. Rev. B, 1983, v. 28, N 2, p. 971—976.
[4] Adamska H., Spector H. — J. Appl. Phys., 1984, v. 56, N 4, p. 1123—1127.
[5] Kubakaddi S. S., Mulimani B. G. — J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 9, p. 3640—3642.
[6] Гашимзаде Ф. М., Тагиров Э. В. — ДАН АзССР, 1986, т. 42, в. 10, с. 21—24.
[7] Демиденко З. А., Томчук П. М. — ФТП, 1981, т. 15, в. 8, с. 1589—1595.
[8] Stern F., Howard W. E. — Phys. Rev., 1967, v. 163, N 3, p. 816—835.
[9] Тавгер Б. А. — ЖЭТФ, 1965, т. 48, в. 1, с. 185—186.
[10] Тавгер Б. А. — Изв. вузов СССР, Физика, 1967, № 6, с. 118—124.

Институт физики АН АзССР
Баку

Получено 7.07.1987
Принято к печати 24.02.1988

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

О ВЛИЯНИИ ФЛУКТУАЦИЙ ПОТЕНЦИАЛА НА ИЗМЕРЕНИЯ ГУ МЕТОДАМИ ЕМКОСТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Фукс Б. И.

В последнее время для измерения глубоких уровней (ГУ) широко используется емкостная спектроскопия. Важное достоинство ее методов состоит в том, что, меняя напряжение, приложенное к области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, можно легко менять степень заполнения измеряемых ГУ. Между тем в силу слабости электронного экранирования в ОПЗ флуктуации потенциала, обусловленные хаотическим распределением заряженных центров, имеют там повышенную амплитуду. По этой причине обычно используемая в теории емкостной спектроскопии низкотемпературная, ступенчатая аппроксимация степени заполнения ГУ в ОПЗ оказывается неточной.

Например, в ОПЗ, примыкающей к полупроводниковой подложке, легированной мелкими и глубокими акцепторами с концентрациями N_a и N, ступенька в распределении степени заполнения ГУ дырками $f(z)$ размывается и в пренебрежении влиянием заряда ГУ на флуктуации потенциала принимает вид

$$f(z)=\int\limits_{-\infty}^{\varepsilon_t-\varepsilon_F-e\varphi(z)} d\Psi P(\Psi, z), \tag{1}$$

где $P(\Psi, z)$ — вероятность флуктуаций потенциала амплитуды Ψ/e в плоскости с координатой z, ε_t — энергия связи ГУ, ε_F — положение уровня Ферми, $\varphi(z)$ — среднее значение потенциала в плоскости z, потенциал подложки принят за нуль (см. рисунок). Влияние флуктуаций потенциала в силу уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2}=\frac{4\pi e}{\varkappa}\left[N_a+N\int\limits_{\varepsilon_t-\varepsilon_F-e\varphi(z)}^{\infty} d\Psi P(\Psi, z)\right] \tag{2}$$

скажется и на распределении среднего потенциала в ОПЗ, которое, в свою очередь, влияет на результаты измерений.

Дальнейший анализ проводится на примере МДП структуры, в ОПЗ которой флуктуации потенциала определяются хаотическим распределением заряда, встроенного в диэлектрик, и $P(\Psi, z)$ имеет вид [1]

$$P(\Psi, z) = (2\pi\overline{\Psi^2}(z))^{1/2}\exp\left[-\Psi^2/2\overline{\Psi^2}(z)\right], \tag{3}$$

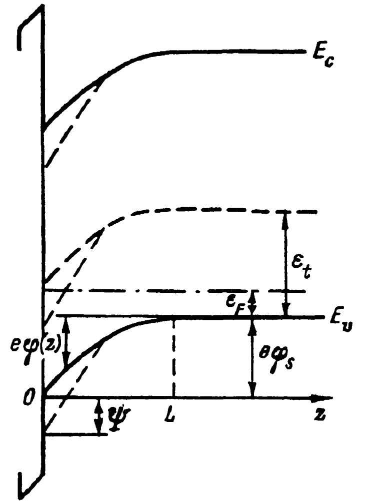
где $\overline{\Psi^2}(z) \approx 2\Delta^2 \ln(d/z)$ при $(\pi\sigma)^{-1/2} \ll z \ll d \ll L$, $\Delta = (2e^2/(\varkappa+\varkappa_d))\sqrt{\pi\sigma}$, d — толщина диэлектрика, L — ширина ОПЗ, $\varkappa$ и $\varkappa_d$ — диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика, σ_+ и σ_- — плотности положительных и отрицательных зарядов, встроенных в диэлектрик у границы с полупроводником, $\sigma \equiv \sigma_+ + \sigma_-$. Решая (2) с учетом (3) при $\varepsilon_t - \varepsilon_F \gg \Delta$, нетрудно убедиться в том, что флуктуации потенциала в ОПЗ могут приводить к образованию значительного заряда на ГУ даже при малом поверхностном потенциале φ_s, таком, что $e\varphi_s < \varepsilon_t - \varepsilon_F$, и, более того, при $\varepsilon_t - \varepsilon_F - e\varphi_s \gg \Delta$. Если выполняются условия

$$\frac{4\pi e^2 N_a L d}{\varkappa\Delta} \ll e^{\frac{\varepsilon_t - \varepsilon_F - e\varphi_s}{2\Delta}}, \quad \frac{2\pi e^2 N d^2}{\varkappa\Delta} \ll e^{\sqrt{2}\,\frac{\varepsilon_t - \varepsilon_F - e\varphi_s}{\Delta}}, \tag{4}$$

то основной заряд ГУ локализован на малом расстоянии $z_{\max} = d\exp\left[-(\varepsilon_t - \varepsilon_F - e\varphi_s)/2\Delta\right]$ от границы с диэлектриком и практически не меняет падения напряжения на ОПЗ. [Условия (4) означают, что $\varphi(z_{\max}) \approx \varphi(0) \equiv \varphi_s$]. Однако при большой концентрации ГУ, такой, что

$$2\pi e^2 N d^2/\varkappa_d\Delta \gg 1, \tag{5а}$$

$$N/N_a \gg e\varphi_s/\Delta, \tag{5б}$$



Распределение потенциала в ОПЗ МДП структуры.

этот заряд с плотностью $Q_t = (eNd/2)\exp\left[-(\varepsilon_t - \varepsilon_F - e\varphi_s)/\Delta\right]$ может влиять на зависимость φ_s от напряжения V, приложенного к МДП структуре:

$$V = V_b + \varphi_s + \frac{4\pi e N_a L d}{\varkappa_d} + \frac{2\pi e N d^2}{\varkappa_d} e^{-\frac{\varepsilon_t - \varepsilon_F - e\varphi_s}{\Delta}}. \tag{6}$$

Здесь $\varphi_s = 2\pi e N_a L^2/\varkappa$, $V_b = 4\pi e d(\sigma_+ - \sigma_-)/\varkappa_d$ — падение напряжения на диэлектрике, обусловленное встроенным зарядом. Для того чтобы перезарядка ГУ существенно изменяла φ_s при $\Delta > \varepsilon_t - \varepsilon_F - e\varphi_s > 0$, достаточно лишь условия (5а).

Методы емкостной спектроскопии основаны на измерениях токов перезарядки ГУ при нестационарных процессах. Далее найдена величина тока, возникающего при приложении к МДП структуре малых вариаций напряжения $\delta V_0 \exp(-i\omega t)$, и вычислены ее эквивалентные емкость C и проводимость G — те величины, которые измеряются при при C—V- и G—V-методиках определения параметров ГУ.

Из уравнения Шокли—Рида для вариаций степени заполнения δf ГУ, расположенного в нижней половине запрещенной зоны, имеем

$$\delta f = \frac{1}{-i\omega + \gamma(p + p_1)}\,\frac{\gamma p p_1}{p + p_1}\,\frac{\delta p}{p}, \tag{7}$$

где γ — коэффициент захвата дырок на ГУ, δp — вариации концентрации дырок, $p_1 = N_V\exp(-\varepsilon_t/T)$, $p = N_a\exp(-e\varphi/T) = N_V\exp\left[-(\varepsilon_F + e\varphi)/T\right]$. Поскольку распределение дырок больцмановское, уравнение Пуассона для усредненных значений вариаций заряда и потенциала $\delta\varphi(z)$ принимает вид

$$\frac{d^2\delta\varphi}{dz^2}=\frac{4\pi e^2N}{\varkappa}\frac{\delta\varphi}{T}\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\Psi\,\frac{e^{-\frac{\Psi^2}{2\overline{\Psi^2}(z)}}}{\sqrt{2\pi\,\overline{\Psi^2}(z)}}\,\frac{e^{\frac{\varepsilon_t-\varepsilon_F-e\varphi(z)-\Psi}{T}}}{\left[1-i\omega\tau_1+e^{\frac{\varepsilon_t-\varepsilon_F-e\varphi(z)-\Psi}{T}}\right]\left[1+e^{\frac{\varepsilon_t-\varepsilon_F-e\varphi(z)-\Psi}{T}}\right]}. \qquad (8)$$

Из (8) в условиях (4) и при $\Delta > T$ получаем, что благодаря флуктуациям потенциала в ОПЗ значительные вариации заряда ГУ вблизи границы с диэлектриком происходят и при $e\varphi_s < \varepsilon_t - \varepsilon_F$:

$$\delta Q_t=\frac{eNd}{2}\,e^{-\frac{\varepsilon_t-\varepsilon_F-e\varphi_s}{\Delta}}\,\frac{\ln(1-i\omega\tau_1)}{-i\omega\tau_1}\,\frac{e\delta\varphi_s}{\Delta}. \qquad (9)$$

Здесь $\tau_1=(\gamma p_1)^{-1}$ — характерное время перезарядки ГУ, $\delta\varphi_s$ — вариация поверхностного потенциала. Используя (9), нетрудно получить выражение для амплитуды вариаций тока зарядки МДП структуры

$$\delta j=-i\omega\frac{\delta V_0}{C_\infty}\,\frac{1+\frac{4\pi eQ_tL}{\varkappa\Delta}\,\frac{\ln(1-i\omega\tau_1)}{-i\omega\tau_1}}{1+\frac{4\pi eQ_tL}{\varkappa\Delta}\,\frac{\ln(1-i\omega\tau_1)}{-i\omega\tau_1}\,\frac{C_s}{C_s+C_d}}. \qquad (10)$$

Здесь C_d и C_s — емкости диэлектрика и ОПЗ полупроводника, $C_\infty = C_dC_s/(C_d + C_s)$ — высокочастотная емкость МДП структуры.

Из (10) легко получить выражение для низкочастотной емкости C_0

$$C_0=C_\infty\frac{1+\frac{4\pi eQ_tL}{\varkappa\Delta}}{1+\frac{4\pi eQ_tL}{\varkappa\Delta}\,\frac{C_s}{C_s+C_d}}. \qquad (11)$$

Как известно (см., например, [2]), C_0 без учета флуктуаций потенциала при $e\varphi_s < \varepsilon_t - \varepsilon_F$ (и при $T=0$) уменьшается с увеличением напряжения (за счет уменьшения C_∞), а при $e\varphi_s = \varepsilon_t - \varepsilon_F$ скачком возрастает в N/N_a раз (при $N \gg N_a$ и $C_d \gg C_sN/N_a$) либо до значения C_d (при $C_s \ll C_d \ll C_sN/N_a$). Выражение для C_0 (11) отличается тем, что при $2\pi e^2NLd/\varkappa\Delta \gg 1$ и $C_s \ll C_d$ относительно плавный, растянутый по φ_s на интервал порядка нескольких Δ/e рост C_0 происходит еще при $e\varphi_s < \varepsilon_t - \varepsilon_F$. Соответствующий интервал напряжений может растянуться еще сильнее [см. формулу (5)]. Именно такой рост наблюдался экспериментально в [2].

Мнимая часть емкости, представленная в виде G/ω, равна

$$\frac{G}{\omega}=C_\infty\frac{\frac{4\pi eQ_tL}{\varkappa\Delta}\,\frac{C_d}{C_s+C_d}\,\frac{\ln[1+(\omega\tau_1)^2]}{2\omega\tau_1}}{\left(1+\frac{4\pi eQ_tL}{\varkappa\Delta}\,\frac{C_s}{C_s+C_d}\,\frac{\operatorname{arctg}\omega\tau_1}{\omega\tau_1}\right)^2+\left(\frac{4\pi eQ_tL}{\varkappa\Delta}\,\frac{C_s}{C_s+C_d}\,\frac{\ln[1+(\omega\tau_1)^2]}{2\omega\tau_1}\right)^2}. \qquad (12)$$

Из (12) видно, что заметная проводимость МДП структуры также появляется еще при $e\varphi_s < \varepsilon_t - \varepsilon_F$. При малых φ_s, а следовательно, и Q_t знаменатель в (12) равен 1. При этом максимум частотной зависимости G/ω совпадает с максимумом числителя, который достигается при $\omega_{max} \approx 2/\tau_1$ [2]. С ростом φ_s и Q_t знаменатель растет, что ведет к увеличению ω_{max} (при малых Q_t по линейному закону), т. е. заметное возрастание ω_{max} с увеличением φ_s при выполнении условия (5а) начинается еще до пересечения ГУ уровнем Ферми. Поскольку расчет, проведенный в пренебрежении флуктуациями потенциала [2], показывает, что ω_{max} начинает расти при $e\varphi_s > \varepsilon_t - \varepsilon_F$, т. е. после достижения абсолютного максимума проводимости, то и частота, при которой он достигался, полагалась равной $2/\tau_1$. Тем самым истинные значения τ_1^{-1} и γ завышаются, причем при выполнении условия (5а) существенно. Здесь необходимо отметить, что в реальных МДП структурах определению минимального значения φ_s мешают относительно резкие перемещения максимума частотной зависимости G/ω, связанные с перезарядкой поверхностных состояний [3].

Изменение зависимости $\varphi_s(V)$ и очевидное усложнение связи между ε_t и значением φ_s, при котором достигаются максимумы емкости и проводимости, должны вносить ошибки одного порядка в определение ε_t, проводимое без учета флуктуаций потенциала. Значения Δ, определенные в [1] для типичных кремниевых МДП структур, составляют $0.03 \div 0.05$ эВ, что соответствует $\sigma \approx (1 \div 2) \times 10^{12}$ см$^{-2}$. Различия положений ГУ, полученных объемными методами и из поверхностно-емкостных измерений, как правило, оказываются такого же порядка [4].

Пренебрежение влиянием флуктуаций потенциала при определении профиля легирования ГУ приведет к занижению истинной концентрации ГУ у границы с диэлектриком (на расстоянии $\sim d$), поскольку при этом за концентрацию ГУ будет приниматься лишь та ее доля, которая благодаря флуктуациям пересекает уровень Ферми. При φ_s, отвечающих началу роста ω_{max} при выполнении условия (5а), эта доля весьма мала, при $e\varphi_s = \varepsilon_t - \varepsilon_F$ она равна $N/2$, и, наконец, при $e\varphi_s > \varepsilon_t - \varepsilon_F\ T$ с ростом φ_s стремится к N. Подобное поведение профиля легирования было определено в [2].

Отметим также, что аналогичные эффекты могут проявляться и в гетероструктурах с плотностью поверхностных состояний, отвечающей значениям $\Delta > T$. На результаты емкостных измерений ГУ могут влиять и флуктуации потенциала в ОПЗ, бóльшие по сравнению с T/e, создаваемые заряженными примесями при высокой концентрации последних.

Литература

[1] Гергель В. А., Сурис Р. А. — ЖЭТФ, 1983, т. 84, в. 2, с. 719—736.
[2] Сурис Р. А., Федоров В. Н. — ФТП, 1979, т. 13, в. 6, с. 1073—1082.
[3] Nicollian E. H., Goetzberger A. — Bell Syst. Techn. J., 1967, v. 46, N 11, p. 1055—1134.
[4] Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М., 1977. 562 с.; Fahrner W., Goetzberger A. — Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, N 7, p. 329—331.

Получено 23.07.1987
Принято к печати 24.02.1988