

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 3 — 1976

УДК 539.293.011.4

С. Н. КОЗЛОВ

О СПЕКТРЕ $1/\tau$ МЕДЛЕННЫХ ЛОВУШЕК НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Показано, что при учете нормального (гауссова) закона распределения барьеров, отделяющих медленные состояния от объема полупроводника, по высоте или толщине получается закон распределения по времени релаксации $g(\tau)$, аппроксимирующийся в достаточно широком интервале τ соотношением $g(\tau) \sim \tau^{-a}$ где $a \approx 1$.

Наиболее адекватное объяснение имеющихся экспериментальных данных по кинетике медленной релаксации на поверхности полупроводников можно дать в рамках модели электронного захвата на медленные состояния (МС), если допустить, что в силу неоднородности поверхности реализуется распределение последних по времени релаксаций τ , причем соответствующая функция распределения имеет вид [1, 2]

$$g(\tau) \sim \tau^{-a}, \quad (1)$$

где $a \approx 1$.

Функция распределения (1) позволяет также объяснить ряд данных по низкочастотному поверхностному фликкер-шуму [3]. Ранее было показано, что спектр времени релаксации вида (1) получается в двух случаях.

Если постоянная времени τ определяется активационным процессом, причем реализуется однородное распределение по энергиям активации W [4, 5] в некотором интервале

$$\tau = \tau_0 \exp(W/kT), \quad (2)$$

$$g(W) = \begin{cases} \text{const} & \text{для } W_1 < W < W_2 \\ 0 & \text{вне этого интервала.} \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $g(W)$ — функция распределения по энергиям активации.

Если величина τ определяется вероятностью туннельного перехода электрона сквозь потенциальный барьер высотой W , то осуществляется однородное распределение барьеров по толщине d в некотором интервале толщин [3]

$$\tau = \tau_0 \exp[d\sqrt{8m^*W/\hbar}], \quad (4)$$

$$g(d) = \begin{cases} \text{const} & \text{для} \\ 0 & \text{вне этого интервала.} \end{cases} \quad (5)$$

Здесь m^* — эффективная масса электрона, \hbar — постоянная Планка, $g(d)$ — функция распределения барьеров по толщине.

Очевидно, функции распределения (3) и (5) могут реализоваться в действительности лишь в отдельных частных случаях. Вместе с тем экспериментальные данные свидетельствуют о том, что распределение МС по τ вида (1) является достаточно общим и сохраняется после различных термических и адсорбционных воздействий при разных температурах [6].

В настоящей работе рассмотрена функция $g(\tau)$, получающаяся, если сделать более естественное предположение о нормальном (гауссовом) законе распределения центров захвата по W или по d . Случайное распределение барьеров, отделяющих МС от объема полупроводника, по высоте или толщине является неизбежным следствием неоднородности поверхности (различная толщина окисла на разных участках, неоднородное распределение заряженных дефектов на поверхности и т. п.). Поскольку закон распределения по W и d есть результат проявления статических закономерностей, сохранение его в различных экспериментальных условиях вполне естественно.

Для МС, расположенных в объеме окисного слоя достаточно далеко от границы полупроводник-окисел, основную роль в процессах обмена зарядами с полупроводником играет надбарьерный механизм преодоления носителями заряда потенциального барьера W . В этом случае справедливо соотношение (2). Введем нормальный закон распределения центров захвата по $u = W/kT$:

$$g(u) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(u - \bar{u})^2}{2\sigma^2} \right] \quad (6)$$

Здесь \bar{u} — математическое ожидание величины u , σ — среднеквадратичное отклонение u .

Соответствующее распределение МС по τ имеет вид

$$g(\tau) = g[u(\tau)] \left| \frac{du}{d\tau} \right| = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\ln \tau / \bar{\tau})^2}{2\sigma^2} \right] \frac{1}{\tau}, \quad (7)$$

где

$$\tau = \tau_0 \exp u, \quad (8)$$

$$\bar{\tau} = \tau_0 \exp \bar{u}.$$

Легко показать, что вид функции $g(\tau)$ не зависит от величины $\bar{\tau}$ (т. е. u) и полностью определяется среднеквадратичным отклонением σ . На рис. 1 представлены функции распределения по u для четырех значений σ . Соответствующие функции $g(\tau)$ показаны на рис. 2. Легко видеть, что чем больше величина σ , тем в более широком интервале τ функция $g(\tau)$ может быть аппроксимирована соотношением (1).

Определяя условно диапазон, в котором аппроксимация (1) является достаточно хорошей, как область, где $0,7 \leq a \leq 1,3$, увидим, что указанный диапазон захватывает по τ : 1,5 порядка для $\sigma=2$; 3 порядка для $\sigma=3$ и 4,5 порядка для $\sigma=4$ и 7 порядков для $\sigma=5$. Участки функций распределения $g(u)$, дающие вклад в спектр $g(\tau) \sim \tau^{-1}$, выделены на рис. 1 сплошными линиями. Видно, что чем больше величина σ (т. е. чем более плавным является распределение ловушек по u), тем большая часть последних дает вклад в спектр вида (1). Очевидно, что в пределе при равномерном распределении по u все ловушки обуслов-

ливают спектр (1) в соответствии с выводами предыдущих работ [4, 5]. Заметим, что диапазона в 3—4 порядка по τ достаточно для объяснения большинства экспериментальных данных по медленной релаксации. Таким образом, среднее квадратичное отклонение по высоте барьера (0,08—0,1) эВ вполне обеспечивает необходимый диапазон τ .

При изменении температуры изменяется величина $\bar{u} = \bar{W}/kT$ и соответственно τ . Кроме того, при сохранении закона распределения по W ,

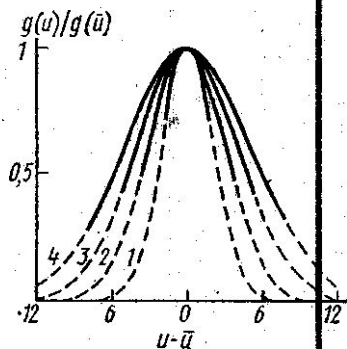


Рис. 1. Функции распределения $g(u)$ для различных величин среднее квадратичного отклонения σ : 1 — $\sigma=2$, 2 — $\sigma=3$, 3 — $\sigma=4$, 4 — $\sigma=5$. Сплошные линии — участки функций $g(u)$, дающие вклад в спектр $g(\tau) \sim \tau^{-a}$ ($0,7 \leq a \leq 1,3$)

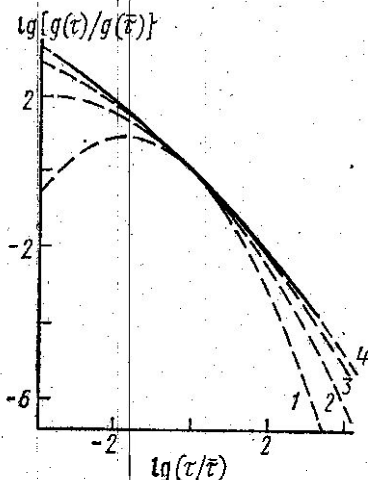


Рис. 2. Функции распределения $g(u)$ (значения те же, что на рис. 1). Сплошными линиями показаны области, в которых аппроксимация (1) является достаточно хорошей

величина σ увеличивается при понижении температуры и уменьшается при ее повышении. Поэтому при понижении температуры, с одной стороны, центр спектра $g(\tau) \sim \tau^{-1}$ смещается в область больших τ , а с другой — диапазон τ , в котором справедлива аппроксимация (1), становится шире. Поскольку различные адсорбционные воздействия приводят к появлению МС, характеризующихся разными W и τ_0 , величина τ зависит от типа адсорбированных на поверхности полупроводника молекул [6].

Для МС, расположенных достаточно близко к границе полупроводник — окисел, потенциальный барьер W преодолевается носителями заряда в основном по туннельному механизму. В этом случае справедливо соотношение (4). Будем считать, что реализуется распределение барьеров по d при $W = \text{const}$. Учет возможного распределения и по W может привести только к дополнительному уширению функции $g(\tau)$, т. е. к расширению области, где аппроксимация (1), является достаточно хорошей. Введем $d_0 = \hbar/\sqrt{8m^*W}$ и будем измерять толщину барьера d в единицах d_0^{-1} . Соотношение (4) принимает вид (8), причем в

¹ Если W выражать в электрон-вольтах, m^* считать равной массе свободного электрона, то $d_0 = 0,975 (W)^{-1/2} \text{ \AA}$.

данном случае $u = d/d_0$. Вводя, как и ранее, нормальный закон распределения по u (6), сводим задачу к предыдущей. Обсуждение, проведенное ранее (см. также рис. 1 и 2), полностью применимо и к рассматриваемому случаю. Заметим, что для величины $W = 1$ эВ среднеквадратичному отклонению барьеров по толщине $\Delta d = 3-4$ Å соответствует широкий (3-4 порядка) диапазон τ , в котором аппроксимация (1) является хорошей.

Помимо рассмотренной ситуации с симметричным относительно $\bar{u} = \bar{d}/d_0$ распределением по d проанализируем случай «несимметричного» распределения. Пусть $g(u) = 0$ при $u < \bar{u} = \bar{d}/d_0$ и $g(u)$ определяется соотношением (6) при $u \geq \bar{u}$. Распределение такого вида может осуществляться, например, при возникновении МС в результате адсорбции молекул вблизи границы полупроводник — пористый окисел [6-8]. В этом случае \bar{d} имеет смысл минимальной толщины потенциального барьера, по порядку величины равной межатомному расстоянию. Указанному распределению по $u = d/d_0$ соответствует $g(\tau) = 0$ для $\tau < \tau = \tau_0 \exp \bar{u}$ и $g(\tau)$ определяется формулой (7) при $\tau \geq \tau$. Таким образом, в рассматриваемом случае следует принимать во внимание только правые части рисунков 1 и 2 ($u > \bar{u}$, $\tau > \tau$). Заметим, что величина $\Delta d = 5-6$ Å соответствует и в этом случае достаточно широкий диапазон τ (3-4 порядка), в котором справедлива аппроксимация (1). Интересно, что при таком «несимметричном» распределении по d следует ожидать, что лучшее описание функции $g(\tau)$ соотношением (1) получится при $a \geq 1$. Функции $g(\tau)$ такого вида ранее наблюдались в экспериментах по низкочастотному шуму [9, 10].

Если на поверхности существуют МС нескольких типов (что, видимо, является скорее правилом, чем исключением), следует ожидать существенного расширения диапазона τ , в котором $g(\tau) \sim \tau^{-1}$. Такого же эффекта можно ждать, если часть МС обменивается носителями заряда с объемом полупроводника по туннельному, а часть — по надбарьерному механизму.

Таким образом, случайное (нормальное) распределение барьеров, отделяющих МС от объема полупроводника, по высоте и толщине обеспечивает в модели электронного захвата [2] достаточно широкий диапазон τ , в котором $g(\tau) \sim \tau^{-1}$. Это, в свою очередь, позволяет объяснить основные кинетические закономерности медленной релаксации [2].

В заключение автор благодарит В. Ф. Киселева за обсуждение работы и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kingston R. H., Mc Whorter A. L. «Phys. Rev.», 98, 1191, 1955.
2. Kozlov S. N., Novototskii-Vlasov Yu. F. «Phys. stat. solidi», 6a, 345, 1971.
3. Mc Whorter A. L. Semiconductor Surface Phys., Univ. Pa, 1957, p. 207.
4. Van der Ziel A. «Physica», 16, 359, 1950.
5. Du Pre F. K. «Phys. Rev.», 78, 615, 1950.
6. Kozlov S. N., Kiselev V. F., Novototskii-Vlasov Yu. F. «Surf. Sci.», 28, 395, 1971.
7. Фролов О. С., Снитко О. В., Романова Г. Ф. «Украинский физический журнал», 14, 585, 1969.
8. Кашкаров П. К., Киселев В. Ф., Козлов С. Н., Новототский-Власов Ю. Ф. «Физика и техника полупроводников», 7, 1443, 1973.
9. Firlie T. E., Winston H. «J. Appl. Phys.», 26, 716, 1955.
10. Rollin B. V., Templeton I. M. «Proc. Phys. Soc.», 67B, 271, 1954.

Поступила в редакцию
9.6 1975 г.

Кафедра
общей физики для химфака