

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Okamoto H. // Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 3. P. 315—330.
- [2] Stern F. // Interfaces, Quantum wells and superlattices / Ed. by C. R. Leavens, R. Taylor. N. Y., 1988. P. 127—142.
- [3] Forchel A., Leier H., Maile S. E., Germann R. // Festkörperprobleme. 1988. V. 28. P. 99—119.
- [4] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [5] Петросян С. Г., Шик А. Я. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 6. С. 2229—2239.
- [6] Choi K. K., Tsui D. C., Alavi K. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 2. P. 110—112.
- [7] Kapon E., Simhony S., Bhat R., Hwang D. M. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 26. P. 2715—2717.

Ереванский государственный университет

Получено 28.11.1991

Принято к печати 4.12.1991

ФТП, том 26, вып. 4, 1992

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ У ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ПОЛУПРОВОДНИК—ДИЭЛЕКТРИК

Гольдман Е. И.

Известные методы спектроскопии, такие как равновесная вольт-емкостная, DLTS, термостимулированный разряд конденсатора (ТРК) и др., не решают вопрос о пространственном расположении локализованных электронных состояний (ЛЭС) у границы раздела (ГР) — в полупроводнике, в диэлектрике или непосредственно на их межфазной границе. Центроид (средняя координата) пространственного распределения встроенного и неизменяющегося в процессе измерений заряда в МДП структуре находится по сдвигу напряжения плоских зон относительно идеальной структуры [1]. Такой подход для ЛЭС не применим, поскольку их равновесное заполнение зависит от изгиба зон у ГР и тем самым — от напряжения на затворе. Покажем, как по экспериментальным высоко- и низкочастотным вольт-фарадным характеристикам (ВФХ) или временным зависимостям тока разрядки полевого напряжения определять centroid пространственного распределения ЛЭС, перезаряжающихся в процессе проведения равновесной или релаксационной спектроскопии МДП структуры соответственно.

Пусть $\rho_f(z)$ — координатная зависимость плотности заряда на ЛЭС, $\rho(z)$ — суммарная плотность заряда свободных носителей (для определенности электронов) и полностью ионизированных доноров в объеме полупроводника, V_g — напряжение на затворе ($V_g \rightarrow \infty$ отвечает обогащению приповерхностной области полупроводника). Дважды интегрируя уравнение Пуассона с граничными условиями на потенциал $\varphi|_{z=\infty} = 0$, $\left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=\infty} = 0$,

$\varphi|_{z=-d} = V_g + V_c$, получаем

$$-C_i(V_g + V_c) = Q_t + Q + \frac{1}{d} \left(D_t + \frac{\kappa_i}{\kappa_s} D \right), \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} Q_t &= S \int_{-d}^{\infty} \rho_t dz, & D_t &= S \left[\int_{-d}^0 z \rho_t dz + \frac{\kappa_i}{\kappa_s} \int_0^{\infty} z \rho_t dz \right], \\ Q &= S \int_0^{\infty} \rho dz, & D &= S \int_0^{\infty} z \rho dz. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь $z=0$ и $z=-d$ — координаты ГР и затвора, κ_s и κ_i — диэлектрические проницаемости полупроводника ($z > 0$) и диэлектрика ($-d < z < 0$), V_c — контактная разность потенциала, S — площадь затвора, $C_i = \kappa_i S / 4\pi d$ — емкость диэлектрического промежутка, Q_t и D_t — заряд на ЛЭС и его эффективный дипольный момент, Q и D — суммарный заряд свободных носителей и ионизированных доноров и их дипольный момент.

Рассмотрим возможности определения пространственного расположения ЛЭС по низко- и высокочастотным ВФХ МДП структуры. По определению низкочастотная (равновесная) емкость $C_{LF} = \left(-\frac{\partial Q_t}{\partial V_g} \right) + \left(-\frac{\partial Q}{\partial V_g} \right)$. С другой стороны, дифференцируя соотношение (1), имеем $C_i = C_{LF} + \frac{1}{d} \left(-\frac{\partial D_t}{\partial V_g} \right) + \frac{\kappa_i}{d\kappa_s} \left(-\frac{\partial D}{\partial V_g} \right)$. При условии, что высокочастотная емкость C_{HF} структуры определяется только перетеканием свободных носителей заряда в объеме полупроводника, производные $\frac{\partial Q}{\partial V_g}$ и $\frac{\partial D}{\partial V_g}$ можно выразить через зависимость $C_{HF}(V_g)$.

В результате для величин $C_1 \equiv \left(-\frac{\partial Q_t}{\partial V_g} \right)$ и $C_2 \equiv \frac{1}{d} \left(-\frac{\partial D_t}{\partial V_g} \right)$ находим

$$C_1 = C_{LF} + 2C_i V_f \frac{\partial}{\partial V_g} \left(\frac{C_i}{C_{HF}} \right), \quad (3)$$

$$C_2 = C_i - C_{LF} + 2C_i V_f \frac{\partial}{\partial V_g} \left(\frac{C_i}{C_{HF}} - 1 \right)^2, \quad (4)$$

где $V = 2\pi q \kappa_s d^2 N_D(W) / \kappa_i^2$, q — элементарный заряд, $N_D(z)$ — концентрация ионизированных доноров, W — толщина слоя обеднения, $W = (\kappa_s d / \kappa_i) (C_i / C_{HF} - 1)$, f — поправочный коэффициент для учета нарушения приближения Шоттки при малых обедняющих ($\leq T$, T — температура в энергетических единицах) и обогащающих изгибах зон,

$$f = \frac{(1 - e^{-v_s})^3}{(1 - 2v_s e^{-v_s} - e^{-2v_s})},$$

v_s — безразмерный изгиб зон, который определяется из уравнения

$$\frac{v_s + e^{-v_s} - 1}{(1 - e^{-v_s})^2} = \frac{qV}{T} \left(\frac{C_i}{C_{HF}} - 1 \right)^2.$$

Выражение для f получено из формул для емкости идеальной МДП структуры [2] в предположениях, что концентрация доноров слабо изменяется на масштабах порядка длины Дебая и ЛЭС не влияют на потенциальный рельеф в полупроводнике при малых обедняющих и обогащающих изгибах зон. Отметим, что последние слагаемые в равенствах (3), (4) отрицательны.

C_1 — это емкость, обусловленная перезарядкой ЛЭС. Функция $C_2(V_g)$ содержит в себе информацию о пространственном распределении ЛЭС, перезаряжающихся при данном изгибе зон. Действительно [см. (2)], вклад в емкость C_2 могут давать либо глубокие уровни (ГУ) в объеме полупроводника, тогда $C_2 > 0$, либо ЛЭС в диэлектрике, тогда $C_2 < 0$. Для ЛЭС, расположенных строго на ГР ($z = 0$), $C_2 = 0$. В случае, когда не происходит перетекание электронов по ЛЭС [т. е. изменение плотности заряда $\rho_t(z)$ с напряжением вызвано или только заполнением, или только опустошением ЛЭС], из соотношений (2) следует выражение для центроида пространственного распределения перезаряжающихся ЛЭС

$$z_c \equiv \frac{\int_{-d}^0 z \delta \rho_t dz + \frac{\kappa_i}{\kappa_s} \int_0^{\infty} z \delta \rho_t dz}{\int_{-d}^{\infty} \delta \rho_t dz} = d \frac{C_2(V_g)}{C_1(V_g)}. \quad (5)$$

Следовательно, по измеренным зависимостям $C_1(V_g)$ и $C_2(V_g)$ можно судить о пространственном расположении ЛЭС. Если в данном диапазоне полевых напряжений перезаряжаются ЛЭС на ГР и один ГУ в объеме полупроводника (т. е. $C_2 > 0$), то можно определить рельеф концентрации последнего $N_t(z)$. В не принципиальном, но упрощающем итоговую формулу предположении $N_D(z) = \text{const}$ имеем

$$C_2(V_g) = -C_1 V \left. \frac{N_t}{N_D} \right|_{z_t} \frac{\partial}{\partial V_g} \left(\frac{C_i}{C_{HF}} - \frac{\kappa_i}{\kappa_s} \frac{W_t}{d} - 1 \right)^2. \quad (6)$$

Здесь $z_t = W - W_t$ — координата пересечения уровня Ферми с ГУ, W_t — толщина слоя обеднения в ситуации, когда это пересечение имеет место на ГР. Величину W_t можно найти, например, по значению C_{HF} , отвечающему «скачку» по низкочастотной ВФХ [3].

Если изменение плотности заряда ρ_t происходит только из-за перераспределения электронов по ЛЭС, а суммарный заряд Q_t фиксирован, то по характеристике $C_2(V_g)$ можно найти смещение центроида \bar{z}_c заряда на ЛЭС. В данном случае, очевидно, $C_1(V_g) = 0$, $\bar{z}_c \equiv D_t/Q_t$ и

$$\frac{\partial \bar{z}_c}{\partial V_g} = -d \frac{C_2}{Q_t}. \quad (7)$$

Отметим, что поскольку положительные заряды должны смещаться по полю, а отрицательные против поля, то $C_2(V_g) < 0$. Формула (7) позволяет определять заряд Q_t при условии, что известно расстояние l , на которое смещается центроид \bar{z}_c с изменением полевого напряжения от V_{g1} до V_{g2} . Например, если заряды

полностью перетекают от одного края диэлектрика к другому, то $l = d$ и $C_2 = 0$ при $V_g < V_{g1}$ и $V_g > V_{g2}$. Из выражения (7) получаем $Q_t = (d/l) \int_{V_{g1}}^{V_{g2}} C_2(V_g) dV_g$.

Обратимся теперь к вопросу о нахождении пространственных характеристик ЛЭС по данным релаксационных измерений. В любой из разновидностей релаксационной спектроскопии — DLTS, ТКР, и др. — измеряются как функции времени t две и фиксируется одна из трех величин: полевое напряжение, ток разряда I и высокочастотная емкость МДП структуры. В отсутствие сквозных токов утечки через диэлектрик $I = \left(\frac{\partial Q_t}{\partial t}\right) + \left(\frac{\partial Q_t}{\partial t}\right)$. По аналогии с анализом вольт-фарадных данных введем величины $I_1 = \frac{\partial Q_t}{\partial t}$ и $I_2 = \frac{1}{d} \frac{\partial D_t}{\partial t}$. Из соотношений (1), (2) получаем

$$I_1 = I - 2C_i V_f \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{C_i}{C_{HF}} \right), \quad (8)$$

$$I_2 = -C_i \left(\frac{\partial V_c}{\partial t} + \frac{\partial V_g}{\partial t} \right) - I - C_i V_g f \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{C_i}{C_{HF}} - 1 \right)^2. \quad (9)$$

Отметим, что контактная разность потенциалов изменяется в связи со смещением уровня Ферми в полупроводнике с ростом (уменьшением) температуры. Поэтому слагаемое с производной $\frac{\partial V_c}{\partial t}$ в формуле (9) играет заметную роль лишь для термостимулированных режимов проведения спектроскопии, таких как ТКР. Ток I_1 обусловлен перезарядкой ЛЭС. Зависимость $I_2(t)$ содержит в себе информацию о положении ЛЭС в пространстве. Из соотношений (2) следует, что для ЛЭС, расположенных строго на ГР, $I_2 = 0$; для ГУ в полупроводнике при их опустошении электронами $I_2 > 0$, а при заполнении $I_2 < 0$; для ЛЭС в диэлектрике, наоборот, $I_2 < 0$ при опустошении и $I_2 > 0$ при заполнении.

В случае, когда изменение плотности заряда ρ_t со временем обусловлено или заполнением, или опустошением ЛЭС, выражение для центроида пространственного распределения ЛЭС, перезаряжающихся в данный момент времени, дается формулой (5), где необходимо заменить C_2 на I_2 и C_1 на I_1 . Если в МДП структуре имеются только состояния на ГР и ГУ в объеме полупроводника, то по зависимостям $I_2(t)$, полученным при различных изгибах зон и температурах, можно найти энергию активации и профиль распределения концентрации ГУ. Такого рода задача применительно к ТРК была решена ранее [4]. В условиях, когда изменение ρ_t вызвано исключительно перераспределением электронов по ЛЭС, очевидно, $Q_t = \text{const}$, $I_1 = 0$ и движение центроида пространственного распределения заряда на ЛЭС со временем описывается выражением

$$\frac{\partial \bar{z}_c}{\partial t} = d \frac{I_2}{Q_t}. \quad (10)$$

Это же выражение описывает и смещение центроида распределения по образцу подвижных ионов со временем, Формула (10), так же как и (7), дает возможность

определять заряд Q_t , если известно расстояние l , на которое смещается центроид z_c в промежутке времени от t_1 до t_2 :
$$Q_t = \frac{d}{l} \int_{t_1}^{t_2} I_2(t) dt.$$

Таким образом, из данных обычных для спектроскопии МДП структур измерений низко- и высокочастотных ВФХ, токов разряда и временных зависимостей полевого напряжения можно извлекать информацию о пространственном положении ЛЭС — в полупроводнике, строго на ГР или в диэлектрике. Более детальные представления о зависимости спектральной плотности ЛЭС от координаты можно получать в рамках таких измерений, лишь привлекая априорные данные об энергетической структуре ЛЭС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Nicollian E. H., Brews J. R. *Mos (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*. N. Y., 1982.
- [2] Зи С. *Физика полупроводниковых приборов*. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [3] Сурис Р. А., Федоров В. Н. // *ФТП*. 1979. Т. 13. В. 6. С. 1073—1082.
- [4] Антоненко В. И., Ждан А. Г., Сульженко П. С. // *ФТП*. 1988. Т. 22. В. 4. С. 758—760.

Институт радиотехники и электроники
РАН
Фрязинская часть

Получено 6.06.1991
Принято к печати 5.12.1991

ФТП, том 26, вып. 4, 1992

РАСТЕКАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ФОТОТОКА В Si(Ga)

Винокуров Л. А., Залетаев Н. Б., Кочеров В. Ф., Фукс Б. И.

Хорошо известно [1], что в низкоомных фотопроводниках растекание фототока обусловлено диффузией свободных носителей от освещенного места. Недавно в [2] теоретически было показано, что в высокоомных фотопроводниках, в которых концентрация заряженных примесей значительно превосходит концентрацию свободных носителей, растекание тока при нестационарном освещении определяется в первую очередь рассеянием силовых линий заряда, образующегося при этом на примесях, а также нестационарной инжекцией носителей из контактов, возникающей под влиянием поля рассеяния. Характерная длина такого растекания тока сильно зависит от частоты модуляции освещения и может быть очень велика,¹ а само растекание невозможно устранить даже механическим разделением фотопроводника. Там же в [2] указывалось, что такое сильное растекание тока существенно влияет на свойства фотопроводника. В этом сообщении приводятся и обсуждаются экспериментальные данные, доказывающие наличие этого влияния на характерное время и частотный спектр фотоотклика.

Схема эксперимента показана на рис. 1. К пластине кремния p -типа 1, легированного галлием и фосфором с концентрациями $N_{Ga} = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $N_P = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, толщиной $l = 150 \text{ мкм}$, ионной имплантацией бором создавались p^+ -контакты 3 и 4. Пластина закреплялась на проводящее основание 5 и из нее

¹ Поскольку масштаб полей рассеяния определяется длиной экранирования, которая в таких полупроводниках составляет доли микрометра при стационарных процессах, однако начиная с очень низких частот быстро растет, особенно в условиях сильного дрейфа носителей, до весьма больших значений [3]