

ВОЛЬТ-ФАРАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР n -GaAs

Горев Н. Б., Костылев С. А., Макарова Т. В., Прохоров Е. Ф.,
Уколов А. Т.

Для арсенид-галлиевой тонкопленочной структуры пленка—полуизолирующая компенсированная подложка с контактом Шоттки на пленке получена в аналитическом виде зависимость низкочастотной барьерной емкости от запорного напряжения на барьере Шоттки. Показано, что особенности вольт-фарадной зависимости тонкопленочных структур n -GaAs с барьером Шоттки обусловлены процессами перезарядки глубоких центров в переходе пленка—подложка при смыкании областей обеднения барьера и перехода пленка—подложка, что, в частности, позволяет определить по измерениям низкочастотной барьерной емкости концентрацию незаполненных глубоких центров в подложке вблизи границы с пленкой.

Проблема вольт-фарадных измерений в полупроводниках с большими градиентами примеси обсуждается очень давно, однако дискуссия длительное время имела скорее умозрительный характер. Ограничение рассматриваемых полупроводников классом тонкопленочных арсенид-галлиевых структур, где областью большого градиента примеси является n - ν -переход между низкоомной пленкой и полуизолирующей компенсированной подложкой, при выделении ситуации, актуальной и сегодня, позволило получить первые реальные результаты [1, 2]. Здесь показано, что при смыкании областей обеднения барьера Шоттки и перехода пленка—подложка наблюдается не привычное уменьшение низкочастотной барьерной емкости с ростом обратного смещения, а ее выход на отличную от нуля константу, причем перед этим наблюдается резкое падение емкости. В [3] установлено, что при значительном смыкании указанных областей обеднения на вольт-фарадной зависимости появляется растущий участок. Однако аналитические выражения, устанавливающие связь между низкочастотной барьерной емкостью и параметрами тонкопленочной структуры n -GaAs в условиях смыкания областей обеднения барьера Шоттки и перехода пленка—подложка, что представляет несомненный интерес с точки зрения метрики тонкопленочных структур, отсутствуют. Получение таких аналитических выражений и составляет цель данной работы.

Для дальнейшего рассмотрения низкочастотную барьерную емкость C удобно выразить через электрическое поле E_b на границе металл—полупроводник:

$$C = \epsilon \epsilon_0 S \frac{dE_b}{dV}, \quad (1)$$

где S — площадь барьерного контакта, V — приложенное к барьеру напряжение. Получим зависимость $E_b(V)$.

Пусть дана полупроводниковая структура низкоомная пленка—высокоомная компенсированная подложка с барьерным контактом на пленке. Пленка содержит

только мелкие доноры с концентрацией N_0 , а подложка — мелкие доноры и компенсирующие их глубокие центры захвата с концентрациями N_s и N_t соответственно. Направим ось Ox системы координат перпендикулярно пленке и зафиксируем нуль в плоскости барьерного контакта. Пусть к барьерному контакту приложено запорное напряжение V такое, что области обеднения барьера Шоттки и перехода пленка—подложка сомкнуты, т. е. в некоторой точке пленки x_m концентрация свободных носителей достигает максимального значения $n_m < 0.9 N_0$. Известно, что в современных тонкопленочных структурах такая ситуация создается при умеренных напряжениях на барьере, когда еще нет лавинного пробоя [например, в арсенид-галлиевом полевом транзисторе с затвором Шоттки (ПТШ) вблизи отсечки]. Следуя [4], отметим, что обратное смещение барьера не приводит к инверсии, и задача, таким образом, является монополярной.

В рамках диодной теории барьера Шоттки данная структура описывается системой уравнений

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \begin{cases} n - N_0, & x < h, \\ n + N_t \frac{n}{n + n_1} - N_s, & x > h, \end{cases} \quad (2)$$

$$\frac{dn}{dx} = \frac{q}{kT} nE,$$

где n — концентрация свободных носителей, E — электрическое поле, h — толщина пленки, n_1 — параметр Шокли—Рида, определяемый глубиной залегания центра E_t .

Функции $E(x)$ и $n(x)$ непрерывны в точке $x = h$ и при $x \rightarrow \infty$ удовлетворяют граничному условию

$$\begin{aligned} E \rightarrow 0 &\Leftrightarrow n \rightarrow n_i, \\ x \rightarrow \infty &\quad x \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (3)$$

где n_i — концентрация свободных носителей в глубине подложки, связанная с N_t , N_s , n_1 условием нейтральности $n_i + N_t n_i / (n_i + n_1) = N_s$. Граничное условие при $x = 0$ в рамках диодной теории имеет вид

$$V = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_c}{n(0)} - \varphi_b. \quad (4)$$

Здесь N_c — плотность состояний в зоне проводимости, φ_b — высота барьера со стороны металла.

После исключения из системы (2) x она легко интегрируется, и с учетом (3) и непрерывности при $x = h$ для искомой величины E_b получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned} E_b &= \left(\frac{2kT}{\epsilon\epsilon_0} \right)^{1/2} \left[n(0) - n_m + N_0 \ln \frac{n_m}{n(0)} \right]^{1/2}; \\ l_d \left(\frac{N_0}{2n_m} \right)^{1/2} &\left[\int_{n(0)/n_m}^1 \frac{dt}{t \left(t - 1 + \frac{N_0}{n_m} \ln t \right)^{1/2}} + \int_{n(h)/n_m}^1 \frac{dt}{t \left(t - 1 + \frac{N_0}{n_m} \ln t \right)^{1/2}} \right] = h; \quad (5) \\ \frac{n_m}{n(h)} &= \left[\frac{n_1 + n(h)}{n_1 + n_i} \right]^{N_t/N_0} \left[\frac{n_i}{n(h)} \right]^{N_s/N_0} \exp \left(\frac{n_m - n_i}{N_0} \right), \end{aligned}$$

где $l_d = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{q^2 N_0}}$ — дебаевская длина в пленке.

Ограничимся структурой типа ПТШ, для которой $N_0 \sim 10^{17}$, $N_t \sim 10^{16}$, $N_s \sim 10^{15}$ см⁻³, $n_i \sim 10^9$ см⁻³ (при комнатной температуре). При таких значениях параметров $n_1 \sim 10^{10}$ см⁻³ (т. е. $E_t \sim 0.4$ эВ). Следовательно, частота зондирующего сигнала малой амплитуды, достаточная для проведения измерений, может составить десятки герц, поскольку время освобождения ловушек (при сечении захвата $\sim 10^{-15}$ см²) оценивается величиной 10^{-2} с.

Пусть сперва обратное смещение барьера Шоттки не настолько велико, чтобы вызвать выполаживание перехода пленка—подложка, т. е. имеет место условие $n_m \gg n(h)$. Тогда с учетом порядков величин зависимость $C(V)$, определяемая (1), (4), (5), легко выражается в параметрическом виде (параметром служит n_m)

$$C = qS \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 N_0}{kT} \right)^{1/2} \frac{B}{AB + \frac{N_0}{n_m} - 1};$$

$$V = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_c}{n_m} + \frac{n_m}{N_0} + A^2 \right) - \varphi_b, \quad (6)$$

где

$$A = \frac{h}{\sqrt{2}l_d} + 2 \left(\ln 3 - \frac{n_m}{N_0} \right)^{1/2} - \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1+2t}} \ln \frac{(\sqrt{1+3t} + \sqrt{1+2t})^2}{t} - D;$$

$$B = \left(\ln 3 - \frac{n_m}{N_0} \right)^{-1/2} + \frac{\sqrt{2}}{(1+2t)^{3/2}} \ln \frac{(\sqrt{1+3t} + \sqrt{1+2t})^2}{t} +$$

$$+ \frac{\sqrt{2}}{t(1+2t)\sqrt{1+3t}} + \frac{1}{2} \frac{N_t - N_s}{N_t - N_s + N_0} \left(\frac{N_0}{n_m} - 1 \right) \frac{1}{D};$$

$$D = \left[\frac{N_t - N_s}{N_t - N_s + N_0} \left(\ln \frac{n_m}{n_i} - \frac{n_m}{N_0} \right) - \frac{N_t}{N_t - N_s + N_0} \ln \frac{N_t}{N_s} \right]^{1/2}; \quad t = 1 - \frac{n_m}{N_0}.$$

При дальнейшем увеличении V и соответствующем уменьшении n_m условие $n_m \gg n(h)$ перестает выполняться, т. е. переход пленка—подложка выполаживается, а затем пик концентрации свободных носителей в пленке вообще исчезает. Однако и здесь зависимость $C(V)$ можно получить в аналитическом виде, если учесть, что в силу значительной разницы между N_0 и n_i выполаживание перехода пленка—подложка может начаться только при $n_m \ll N_0$. В этом же случае из (1)—(4) также можно получить зависимость $C(V)$ в параметрической форме [параметром служит $n_h = n(n)$]:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{h + \sqrt{2}l_d \frac{\sqrt{N_0}}{n_i} \frac{F}{1 + \frac{N_t}{n_h + n_1} - \frac{N_s}{n_h}} \operatorname{sgn}(n_h - n_i)};$$

$$(7)$$

$$V = \frac{kT}{q} \left[\ln \frac{N_c}{n_h} + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{l_d} \right)^2 - \sqrt{2} \frac{h}{l_d} \frac{F}{\sqrt{N_0}} \operatorname{sgn}(n_h - n_i) \right]^{1/2} - \varphi_b,$$

$$F = \left[n_h - n_i + N_i \ln \frac{n_1 + n_h}{n_1 + n_i} - N_s \ln \frac{n_h}{n_i} \right]^{1/2}.$$

Как показал расчет, зависимости $C(V)$, определяемые соответственно соотношениями (6) и (7), совпадают друг с другом в заметном интервале V , в котором одновременно выполняются условия $n_m \gg n_h$ и $n_m \ll N_0$, что позволяет, произведя шивку в указанном интервале, рассчитать зависимость $C(V)$ в широком диапазоне изменения.

Типичный пример рассчитанной таким образом зависимости приведен на рис. 1 (сплошные кривые). Как видно из графика, на кривых $C(V)$ четко просматриваются четыре участка. Участки I и IV, на которых зависимость $C(V)$ ведет себя привычным образом, очевидно, соответствуют ситуации, когда влияние смыкания областей обеднения барьера Шоттки и n - ν -перехода (участок I) либо уже не проявляется вследствие полного выполаживания перехода обратным смещением на барьере (участок IV). Этим же обусловлено и имеющее здесь место совпадение кривых 1 и 2. Действительно, в отсутствие влияния перехода пленка—подложка емкость обычным образом выражается через заряд слоя обеднения барьера Шоттки. Заряд же этот как в пленке, так и в подложке образован мелкими ионизированными донорами, концентрации которых для кривых 1 и 2 совпадают.

Рассмотрим, чем обусловлено anomальное поведение емкостей на участках II и III. Для этого емкость удобно представить как скорость изменения заряда Q_b^+ слоя обеднения барьера Шоттки с напряжением:

$$C = \frac{dQ_b^+}{dV}. \tag{8}$$

В отсутствие смыкания областей обеднения барьера и n - ν -перехода пленка—подложка увеличение Q_b^+ с ростом V , очевидно, никак не зависит от n - ν -

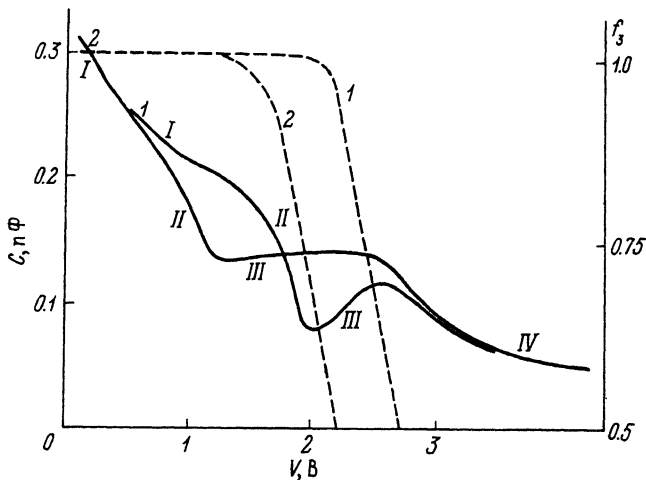


Рис. 1. Рассчитанная зависимость низкочастотной барьерной емкости (сплошные кривые) и степени заполнения глубоких центров в плоскости n - ν -перехода (штриховые) от запертого напряжения на барьере.

$\varphi = 0.8$ эВ; $h = 0.2$ мкм; $S = 300$ мкм²; $T = 300$ К; $N_0 = 10^{17}$ см⁻³; $N_s = 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³; $n_1 = 9 \cdot 10^9$ см⁻³; N_i , см⁻³; $1 = 10^{16}$; $2 = 8 \cdot 10^{16}$.

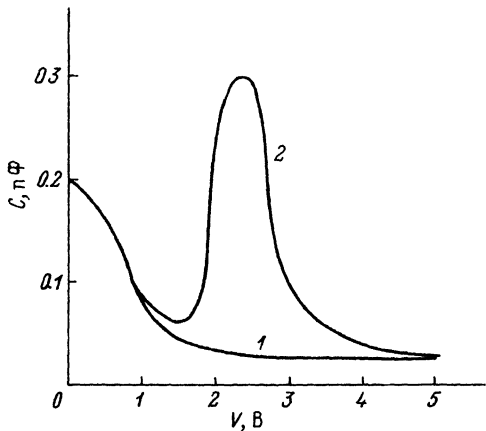
перехода. В случае же смыкания упомянутых областей ситуация изменяется, поскольку при этом увеличение Q_b^+ , обусловленное сдвигом точки x_m вправо и уменьшением n_m , неизбежно сопровождается изменением заряда перехода пленка—подложка. Именно это обстоятельство является ключевым в понимании основных особенностей C — V -зависимости. Действительно, по достижении достаточно полного обеднения ($n_m \ll N_0$) непосредственное влияние свободных носителей в пленке на величину Q_b^+ становится пренебрежимо малым и можно записать

$$\begin{aligned} Q_b^+ + Q_j^+ &= qN_0hS, \\ Q_j^+ &= Q_j^-. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь Q_j^+ , Q_j^- — соответственно заряды слоя обеднения и слоя обогащения n — ν -перехода, и второе равенство отражает условие нейтральности n — ν -перехода. Заряд Q_j^- образован носителями, связанными на глубоких центрах. Концентрация же связанных носителей n_c выражается через концентрацию свободных как $n_c = N_n/(n + n_1)$. Поэтому пока средняя концентрация свободных носителей в слое обогащения n — ν -перехода, хотя и уменьшаясь с ростом V , остается много больше n_1 , Q_j^- , а следовательно, и Q_b^+ практически не изменяется. В соответствии с (8) это означает, что величина емкости резко уменьшается (правый край участка II). Переходная область между участком I и правым краем участка II , очевидно, соответствует ситуации, когда условие $n_m \ll N_0$ еще не выполняется, т. е. Q_b^+ определяется не только положением точки x_m , но и величиной n_m . Заметим, что, поскольку резкое падение емкости наблюдается при значительном обеднении пленки свободными носителями, по результатам вольт-фарадных измерений можно оценить напряжение отсечки ПТШ.

Когда же с дальнейшим увеличением V средняя концентрация свободных носителей в слое обогащения n — ν -перехода сравнивается с n_1 , Q_j^- начинает уменьшаться, что в соответствии с (9) приводит к заметному увеличению Q_b^+ и, следовательно, росту емкости по сравнению с участком II (участок III). Действительно, как видно из рис. 1, на котором изображена штрихами рассчитанная в рамках вышеизложенного подхода степень заполнения глубоких центров в плоскости перехода $f_3 = n(h)/(n(h) + n_1)$, начало роста C практически соответствует началу опустошения глубоких центров в плоскости перехода. При этом сохраняется соотношение $n_m \gg n_b$, а, как показывает расчет, начало участка роста емкости соответствует значению $n_m \sim 10^{-3}N_0$.

Таким образом, тонкопленочная структура, содержащая глубокие центры только в полуизолирующей подложке, имеет аномальную низкочастотную C — V -зависимость, что обусловлено особенностями распределения заряда и потенциала в результате смыкания объемного заряда барьера Шоттки и n — ν -перехода. Именно наличие резкого n — ν -перехода с глубокими центрами в высокой концентрации приводит в отличие от обычной ситуации с малыми градиентами концентраций к появлению участка резкого падения, а затем роста C — V -зависимости. Заметим, что обсуждаемые аномалии не могут быть связаны с появлением в измерительной цепи большого сопротивления. Действительно, в рассматриваемой планарной геометрии второй (омический) контакт расположен на пленке и линии тока к нему проходят в окрестности пика концентрации свободных носителей в пленке. Однако, как показано выше, рост емкости имеет место при $n_m \gg n_b > n_1$, т. е. хотя включенное последовательно с емкостью омическое сопротивление цепи и больше, чем в случае с толстой пленкой, оно остается далеким от ситуации с включением в цепь большого сопротивления подложки, достаточного для появления кажущегося роста емкости. Прямым подтверждением несущественности влияния большого сопротивления подложки на появление растущего участка емкости могут служить приведенные на рис. 2 типичные результаты эксперимента. Обе кривые сняты при нулевой частоте смещающего напря-



жения на высокой (кривая 1) и низкой (кривая 2) частотах зондирующего сигнала. Естественно, что проблема включения в измерительную цепь большого сопротивления подложки и искажения таким образом результатов измерения емкости одинакова в обоих случаях. Следовательно, отсутствие растущего участка на высокочастотной кривой достаточно ясно свидетельствует в пользу вышеизложенных представлений. Кроме того, близость кривых 1 и 2 на начальном участке, где они определяются только мелкими донорами в пленке, демонстрирует возможность удовлетворительного измерения низкочастотной емкости реальных структур, поскольку кривая 1 снята с помощью серийного измерителя Е7-12.

Что касается метрики тонкопленочных структур, то результаты работы позволяют определить по измерениям низкочастотной барьерной емкости такой важный параметр, как концентрация незаполненных глубоких центров в подложке вблизи границы с пленкой $N_{ts} = N_t - N_s$. Действительно, из (6) вытекает, что при $n_m \ll N_0$ $dC/dV > 0$ и имеет место следующее соотношение:

$$N_{ts} = \frac{C^3}{q\epsilon\epsilon_0 S^2 dC/dV}. \quad (10)$$

Поскольку данное выражение справедливо только при $n_h \ll n_m \ll N_0$, т. е. в некотором интервале V , экспериментальное определение которого затруднено, был проведен расчет стоящей в правой части (10) величины $C^3/(q\epsilon\epsilon_0 S^2 dC/dV)$ по формулам (6) и (7) в широком диапазоне изменения V [на растущем участке зависимости $C(V)$]. Расчет показал, что эта величина, зависящая от V , наиболее близка к N_{ts} в точке своего минимума, причем с хорошей точностью.

Следует заметить, что правая часть (10) очень похожа на хорошо известную формулу $C - V$ -методики, связывающую концентрацию мелкой примеси с измеряемой барьерной емкостью, и их различие заключается только в знаке. Однако эта вроде бы формальная разница имеет весьма наглядное происхождение. Действительно, как показано выше, на растущем участке зависимости $C(V)$ изменение емкости с ростом V определяется не увеличением объемного заряда слоя обеднения барьера Шоттки вследствие ухода свободных носителей, а уменьшением связанного на глубоких центрах заряда слоя накопления перехода пленка—подложка. Этим и обусловлен, во-первых, тот факт, что в левой части (10) фигурирует концентрация глубоких центров в подложке, а не мелкой примеси в пленке, и, во-вторых, различие в знаке правой части (10) и общепринятой формулы $C - V$ -методики.

Таким образом, нетривиальные особенности вольт-фарадной зависимости тонкопленочных структур n -GaAs с барьером Шоттки обусловлены именно процессами перезарядки глубоких центров в переходе пленка—подложка при смыкании областей обеднения барьера Шоттки и упомянутого перехода, что, в частности, позволяет определить по измерениям низкочастотной емкости концентрацию незаполненных глубоких центров в подложке вблизи границы с пленкой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lehovec K., Zuleeg R. Gallium arsenide and related compounds // Proc. V Int. Symp. London—Bristol, 1975. P. 292—306.
- [2] Lehovec K. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 3. P. 82—84.
- [3] Горев Н. Б., Костылев С. А., Макарова Т. В., Прохоров Е. Ф., Уколов А. Т. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 357—359.
- [4] Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. М., 1982. 207 с.

Институт технической механики
АН Украины
Днепропетровск

Получена 11.02.1991
Принята к печати 26.12.1991
