

К. ф.-м. н. Н. Б. ГОРЕВ, к. ф.-м. н. И. Ф. КОДЖЕСПИРОВА,
к. ф.-м. н. Е. Н. ПРИВАЛОВ

Украина, г. Днепрпетровск,
Институт технической механики НАНУ и НКАУ
E-mail: gorev57@mail.ru

Дата поступления в редакцию
09.06.2010 г.

Оппонент к. т. н. Я. Я. КУДРИК
(ИПФ им. В. Е. Лашкарёва, г. Киев)

ДИАГНОСТИКА ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ НА ГРАНИЦЕ «ПЛЕНКА — ПОДЛОЖКА» В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ GaAs

Предложенный вольт-фарадный метод измерения концентрации незаполненных глубоких центров вблизи границы «пленка — подложка» не требует дорогостоящего оборудования и может быть легко встроен в технологический цикл изготовления приборов.

Наличие глубоких центров захвата является одним из наиболее важных факторов, влияющих на свойства как самого полуизолирующего арсенида галлия, так и эпитаксиальных пленок, выращенных на этом материале. Концентрация и тип глубоких центров вблизи границы раздела «эпитаксиальная пленка — полуизолирующая подложка» и в объеме подложки могут различаться, т. к. в процессе роста эпитаксиальной пленки могут возникать новые глубокие центры [1]. Кроме того, новые центры могут возникать и во время последующих технологических процессов изготовления приборов, таких как имплантация примесей и отжиг, формирование омических контактов, нанесение диэлектрических покрытий [2].

Глубокие центры на границе «эпитаксиальная пленка — подложка» оказывают значительное влияние на характеристики приборов, изготовленных на этой пленке, и, следовательно, на характеристики интегральных схем, в состав которых входят эти приборы. К числу широко известных негативных эффектов, связанных с наличием глубоких центров, относятся эффект управления по подложке, гистерезис вольт-амперных характеристик транзисторов, низкочастотные осцилляции и увеличение шума в канале полевых транзисторов [3]. Следует отметить, что интегральное влияние глубоких центров на рабочие характеристики приборов на тонкопленочных эпитаксиальных структурах определяется, в первую очередь, концентрацией N_{vac} незаполненных глубоких центров в подложке вблизи границы с пленкой [4]. Поэтому важно иметь простые и достоверные методы определения этой концентрации.

Общепринятым методом диагностики глубоких центров вблизи границы «пленка — подложка» является токовая релаксационная спектроскопия глубоких уровней [5]. Однако этот метод является довольно громоздким, требует дорогостоящего оборудова-

ния и может оказаться несовместимым с технологическим циклом изготовления приборов. Кроме того, он требует наличия омических контактов, что не позволяет использовать его для контроля исходных полупроводниковых пластин перед изготовлением приборов. Поэтому наиболее подходящим решением представляется разработка метода определения N_{vac} , основанного на вольт-фарадных измерениях.

В настоящее время существует много вольт-фарадных методов диагностики глубоких центров [6], однако все они разработаны для объемных полупроводников, где зондирующий край области обеднения барьера Шоттки граничит с нейтральным полупроводником. В эпитаксиальных же структурах на границе раздела «пленка — подложка» неизбежно присутствует область встроенного объемного заряда, обусловленная резким градиентом концентрации легирующей примеси. Смыкание области обеднения барьера Шоттки с этой областью объемного заряда приводит к появлению качественных отличий от объемных полупроводников и, следовательно, к неправильной интерпретации результатов вольт-фарадных измерений.

В данной статье описан разработанный вольт-фарадный метод измерения концентрации N_{vac} незаполненных глубоких центров, свободный от указанных недостатков, использующий особенности $n-v$ -перехода на границе «пленка — подложка». Локализованная в пленке область обеднения этого перехода образована зарядом ионизированных доноров, а его область накопления, локализованная в подложке, образована зарядом, связанным на глубоких центрах, причем практически во всей области накопления плотность отрицательного объемного заряда ρ^- равна произведению концентрации N_{vac} в нейтральной части подложки вблизи пленки на заряд электрона q . В силу этого концентрация N_{vac} может быть определена путем измерения отклика перехода «пленка — подложка» на какое-либо внешнее воздействие. В предлагаемом методе таким воздействием является освещение примесным светом, приводящее к сужению области объемного заряда перехода «пленка — подложка» и соответствующему расширению проводящего канала в пленке, величина которого определяется из вольт-фарадных измерений.

Рассмотрим планарную структуру GaAs, состоящую из низкоомной пленки и полуизолирующей ком-

пенсированной подложки. Пленка содержит только мелкие доноры с концентрацией N_0 , а подложка — мелкие доноры и компенсирующие их глубокие электронные центры захвата акцепторного типа с концентрацией N_s и N_p , соответственно. При этом концентрация свободных носителей в глубине подложки $n_{sub} \ll N_s$, а концентрация N_{vac} в подложке равна $N_t - N_s$. Пренебрегая зарядом свободных носителей в областях обеднения и накопления n - v -перехода и изменением плотности связанного заряда по ширине соответствующих областей, можем записать

$$N_0 d^+ = N_{vac} d^- = \frac{\epsilon \epsilon_0}{q} E_{n-v}; \quad (1)$$

$$\frac{1}{2} E_{n-v} (d^+ + d^-) = V_{n-v} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_0}{n_{sub}}, \quad (2)$$

где d^+ , d^- — ширины области обеднения и области накопления n - v -перехода;
 ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;
 ϵ_0 — диэлектрическая постоянная;
 E_{n-v} — электрическое поле на границе «пленка — подложка»;
 V_{n-v} — встроенное напряжение n - v -перехода;
 k — постоянная Больцмана;
 T — абсолютная температура.

Разрешив (1) и (2) относительно ширины области обеднения d^+ , получим

$$d^+ = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 kT N_{vac}}{q^2 N_0 (N_0 + N_{vac})}} \ln \frac{N_0}{n_{sub}}. \quad (3)$$

Фотоионизация глубоких центров при примесном освещении увеличивает концентрацию свободных носителей в подложке, что в соответствии с (3) приводит к уменьшению d^+ и, следовательно, к увеличению ширины проводящего канала в пленке. Из (3) следует, что увеличение Δh_I ширины проводящего канала при примесном освещении описывается выражением

$$\Delta h_I = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 kT N_{vac}}{q^2 N_0 (N_0 + N_{vac})}} \left(\sqrt{\ln \frac{N_0}{n_{sub0}}} - \sqrt{\ln \frac{N_0}{n_{sub1}}} \right), \quad (4)$$

где n_{sub0} , n_{sub1} — концентрация свободных носителей в объеме подложки в отсутствие и при наличии примесного освещения, соответственно.

С использованием уравнения кинетики захвата носителей на глубокие центры и уравнения электронейтральности для объема подложки можно легко показать, что концентрация n_{sub1} выражается через интенсивность освещения I_p следующим образом:

$$n_{sub1} = \frac{N_s}{N_t - N_s} (n_1 + S_{pe} I_p / c_e), \quad (5)$$

где n_1 — параметр Шокли–Рида, равный концентрации свободных электронов в зоне проводимости в случае, когда уровень Ферми совпадает с энергетическим уровнем глубокого центра;

c_e — коэффициент захвата электрона глубоким центром;

S_{pe} — сечение захвата фотона заполненным глубоким центром при переходе электрона в зону проводимости.

Введя обозначение

$$\beta = \frac{N_s}{N_t - N_s} \frac{S_{pe}}{c_e}$$

и учитывая что

$$n_{sub0} = \frac{N_s}{N_t - N_s} n_1,$$

соотношение (5) можно представить в следующем простом виде:

$$n_{sub1} = n_{sub0} + \beta I_p. \quad (6)$$

Подставив (6) в (4), получим

$$\Delta h_I = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 kT N_{vac}}{q^2 N_0 (N_0 + N_{vac})}} \times \left(\sqrt{\ln \frac{N_0}{n_{sub0}}} - \sqrt{\ln \frac{N_0}{n_{sub0} + \beta I_p}} \right). \quad (7)$$

Формула (7) позволяет определить концентрацию незаполненных глубоких центров N_{vac} (а также с n_{sub0} и β) при условии, что известна зависимость Δh_I от I_p . Входящая в (7) концентрация N_0 легирующей примеси в пленке может быть получена с использованием общепринятых соотношений для определения профиля легирования полупроводника с помощью вольт-фарадных измерений, которые имеют вид

$$N_0(x) = -\frac{C^3}{q\epsilon\epsilon_0 S^2} \frac{dC}{dV_{rev}}; \quad (8)$$

$$x = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{C}, \quad (9)$$

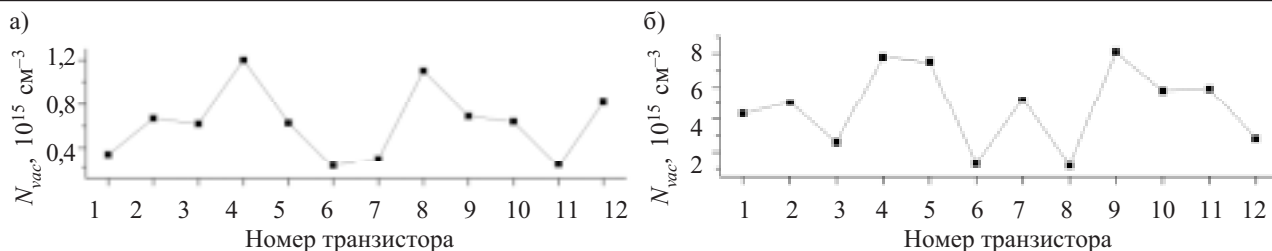
где x — координата, отсчитываемая от барьерного контакта;

C — барьерная емкость;

V_{rev} — обратное напряжение на барьере Шоттки;

S — площадь барьерного контакта.

Зависимость Δh_I от I_p также может быть определена из вольт-фарадных измерений. Известно [7], что в общем случае выражения (8), (9) дают «кажущийся» профиль концентрации $\hat{n}(x)$, который совпадает с профилем легирования только в случае, когда область обеднения барьера Шоттки граничит с нейтральным полупроводником, в то время как при наличии встроенного объемного заряда (например, вблизи границы «пленка — подложка») $\hat{n}(x)$ представляет собой среднее значение концентрации свободных носителей $n(x)$ на длине порядка длины Дебая. Дифференциро-



Измеренные распределения концентрации N_{vac} по пластинам GaAs со сформированными транзисторами для пластин с буферным слоем (а) и без него (б)

вание (8), (9) дает (штрихи обозначают соответствующие производные)

$$C_{V_{rev}}'' = \frac{C_{V_{rev}}'^2}{C} \left[3 + \frac{x \hat{n}'_x(x)}{\hat{n}(x)} \right].$$

Таким образом, изменение знака второй производной емкости $C_{V_{rev}}''$ с «+» на «-» указывает на резкое падение концентрации свободных носителей, т. е. на достижение областью обеднения барьера Шоттки границы между проводящим каналом и областью обеднения перехода «пленка — подложка». Поэтому координату x_{chan} этой границы можно оценить как

$$x_{chan} = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{C_{inf}},$$

где C_{inf} — ордината точки перегиба на вольт-фарадной кривой, в которой эта кривая становится из выпуклой вниз (ее обычное поведение) выпуклой вверх.

Следовательно, увеличение Δh_I ширины канала при освещении можно найти по формуле

$$\Delta h_I(I_p) = \epsilon \epsilon_0 S \left[\frac{1}{C_{inf I}(I_p)} - \frac{1}{C_{inf 0}} \right], \quad (10)$$

где $C_{inf I}$ и $C_{inf 0}$ — величина C_{inf} в отсутствие и при наличии освещения, соответственно.

Концентрация незаполненных глубоких центров N_{vac} определяется путем аппроксимации зависимости (10), полученной из экспериментальных данных, формулой (7).

Как было указано выше, приведенное рассмотрение относится к случаю подложки n -типа с мелкими донорами, компенсированными глубокими электронными центрами акцепторного типа. Однако на практике часто встречается случай, когда подложка n -типа содержит мелкие акцепторы, компенсированные глубокими донорами. В частности, полуизолирующие свойства нелегированного арсенида галлия обусловлены наличием глубокого донорного центра $EL2$. В этом случае мелкие акцепторы полностью заполнены электронами, захваченными с глубоких доноров, и поэтому в нейтральном объеме подложки, где суммарный объемный заряд равен нулю, концентрация положительно заряженных незаполненных доноров N_{vac} равна концентрации мелких акцепторов N_A . В области же объемного заряда вблизи границы с пленкой (области накопления перехода «пленка —

подложка») все глубокие доноры полностью заполнены диффундировавшими из пленки электронами и, следовательно, нейтральны. В силу этого объемный заряд этой области образован электронами, связанными на мелких акцепторах, т. е. плотность ρ отрицательного объемного заряда в этой области равна qN_A . Отсюда следует, что описанным выше методом в этом случае также можно найти концентрацию N_{vac} незаполненных глубоких доноров в нейтральном объеме подложки, поскольку в соответствии со сказанным выше эта концентрация равна N_A .

Предложенный метод апробирован на арсенид-галлиевых пластинах со сформированными полевыми транзисторами с барьером Шоттки, изготовленных на основе эпитаксиальных структур n^+-n-i (n^+ -слой — низкоомная пленка — полуизолирующая подложка) и $n^+-n-n^-_b-i$ (n^+ -слой — низкоомная пленка — высокоомный буферный слой — полуизолирующая подложка).

Вольт-фарадные характеристики измерялись при помощи измерителя емкости Е7-12, работающего на частоте 1 МГц. Пластины освещались со стороны пленки инфракрасной лампой накаливания мощностью 175 Вт через кремниевый фильтр. Это давало примесный свет, т. к. ширина запрещенной зоны кремния (1,1 эВ) меньше ширины запрещенной зоны арсенида галлия (1,4 эВ). Поскольку длина затвора сформированных на пластине транзисторов была равна 2 мкм, этот свет мог легко проникать в подзатворную область благодаря дифракции (длина волны света с энергией кванта 1,1 эВ равна 1,1 мкм).

Интенсивность освещения изменялась путем изменения расстояния между лампой и полупроводниковой пластиной. Из формулы (7) видно, что при определении концентрации N_{vac} вместо интенсивности освещения I_p может использоваться любая пропорциональная ей величина (это приводит только к перепределению коэффициента β), а из формулы (6) следует, что такой величиной может быть разность между значениями проводимости подложки при наличии освещения $G_{sub I}$ и в его отсутствие $G_{sub 0}$. Поэтому при определении N_{vac} в формуле (7) вместо интенсивности освещения использовалась измеренная разность $G_{sub I} - G_{sub 0}$ нормированная на ее значение при максимальном расстоянии между лампой и полупроводниковой пластиной.

Точность аппроксимации измеренной зависимости $\Delta h_I(I_p)$ формулой (7) составила около 10%. Поскольку в формуле (7) для Δh_I концентрация N_{vac} сто-

ит под знаком квадратного корня, точность определения N_{vac} можно примерно оценить, удвоив значение точности аппроксимации зависимости $\Delta h_f(I_p)$, т. е. это величина порядка 20%.

Измерения, результаты которых приведены на рисунке, показали, что концентрация N_{vac} имеет значительный разброс по пластине даже при достаточно однородном распределении концентрации легирующей примеси N_0 . Так, для пластины без буферного слоя N_{vac} изменяется от 10^{15} до $8 \cdot 10^{15}$ см⁻³, в то время как N_0 изменяется в пределах $(1,4—1,6) \cdot 10^{17}$ см⁻³. Это указывает на то, что при диагностике пластин концентрация N_{vac} должна контролироваться локально в месте расположения каждого прибора. Из рисунка также видно, что для пластины с буферным слоем концентрация N_{vac} заметно ниже, чем для пластины без буферного слоя, как и должно быть, что служит подтверждением достоверности предложенного подхода.

Таким образом, разработан простой метод определения концентрации незаполненных глубоких центров вблизи границы «пленка — подложка», т. е. величины, являющейся интегральным показателем влияния глубоких центров на работу приборов на основе тонкопленочных арсенид-галлиевых структур. Данный метод не требует дорогостоящего оборудования и может быть легко встроено в технологический цикл изготовления приборов и интегральных схем. При использовании ртутных зондов он позволит определять концентрацию незаполненных глубоких центров в исходных полупроводниковых пластинах и затем получать достоверную информацию об изменении этой величины на разных стадиях процесса изготовления приборов (так как коэффициент поглощения примесного света весьма мал, при использо-

вании ртутных зондов полупроводниковые пластины могут освещаться с тыльной стороны). Это в свою очередь даст возможность отбраковывать пластины как до начала процесса изготовления приборов, так и на ранних его стадиях, что повысит выход годных приборов и снизит их себестоимость.

Данный метод был апробирован на арсенид-галлиевых пластинах с транзисторами, однако может быть применен и к другим полупроводниковым структурам соединений A_3B_5 с резким переходом между легирующим эпитаксиальным слоем и полуизолирующей компенсированной подложкой, таким как тонкопленочные структуры на основе InP или GaN.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Мильвидский М. Г., Освенский В. Б. Структурные дефекты в эпитаксиальных слоях полупроводников.— М.: Металлургия, 1985.
2. Makram-Ebeid S., Minondo P. The roles of the surface and the bulk of the semi-insulating substrate in low-frequency anomalies of GaAs integrated circuits // IEEE Trans. Electron Devices.— 1985.— Vol. ED-32, N 5.— P. 632—642.
3. Костылев С. А., Прохоров Е. Ф., Уколов А. Т. Явления токопереноса в тонкопленочных арсенид-галлиевых структурах.— Киев: Наукова думка, 1990.
4. Khuchua N. P., Khvedelidze L. V., Gorev N. B. et al. Determination of deep trap concentration at channel-substrate interface in GaAs MESFET using sidegating measurements // Solid-State Electron.— 2002.— Vol. 46, N 9.— P. 1463—1466.
5. Adlerstein M. G. Electrical traps in GaAs microwave F.E.T.s // Electron. Lett.— 1976.— Vol. 12, N 12.— P. 297—298.
6. Хучуа Н. П., Хведелидзе Л. В., Тигишвили М. Г. и др. Роль глубоких уровней в технологии арсенида галлия // Микроэлектроника.— 2003.— Т. 32, № 5.— С. 323—343.
7. Kroemer H., Chen W.-Y. On the theory of Debye averaging in the $C-V$ profiling of semiconductors // Solid-State Electron.— 1981.— Vol. 24, N 7.— P. 655—660.

НОВЫЕ КНИГИ

Справочник Шпрингера по нанотехнологии (в трех томах) / Под ред. Б. Бхушана.— М.: Техносфера, 2010.

Справочник объединяет сведения по технологиям, механике, материаловедению и надежности. Второе издание увеличилось с 6 до 8 частей (с 38 до 58 глав). Первая часть посвящена наноструктурам и технологиям изготовления микро- и наноструктур, включая используемые при этом методы и материалы, вторая — МЭМС/НЭМС и БиоМЭМС/БиоНЭМС приборам. Различные типы сканирующей зондовой микроскопии рассмотрены в третьей части. Четвертая посвящена обзору нанотрибологии и наномеханики. Обзор смазок на пленках молекулярной толщины представлен в пятой части справочника. Шестая знакомит читателя с некоторыми применениями нанотехнологий в промышленном масштабе, седьмая сфокусирована на надежности микроприборов. И, наконец, последняя посвящена технологической конвергенции, которую несут с собой нанотехнологии, в ней также рассмотрены возможные социальные, этические и политические последствия применения нанотехнологий.

Книга подготовлена опытным редактором и написана командой из 150 известных международных экспертов. Адресована инженерам-механикам и инженерам-электрикам, специалистам по материаловедению, медикам и химикам, работающим в области нано или в смежных областях.

