

ВЛИЯНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕЙ АРСЕНИДГАЛЛИЕВОЙ ПОДЛОЖКИ С ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ПЛЕНКОЙ НА ТОКОПЕРЕНОС В НЕЙ

Я.Ю. ГУСЕЙНОВ, Ф.Д. КАСИМОВ, Г.П. КЕМЕРЧЕВ
Азербайджанское Национальное Аэрокосмическое Агентство
 370106, Баку, пр. Азадлыг 159

Теоретически показана необходимость учета влияния n-v-перехода между полуизолирующей арсенидгаллиевой подложкой и эпитаксиальной пленкой на токоперенос в ней. Получено аналитическое выражение для вычисления толщины области перехода в пленке. Расчет для реальной структуры показал сравнимость толщины n-v-перехода с толщиной эпитаксиальной пленки.

Одна из основных тенденций в твердотельной микроэлектронике состоит в уменьшении толщины используемых пленок. При этом токоперенос в них начинает отклоняться от законов, существующих в объемных телах, что связано как с размерными эффектами, когда толщина пленки сравнима с какой-либо характерной длиной [1], так и с влиянием области пространственного заряда (ОПЗ) на ее границе с подложкой [2]. В кремниевых эпитаксиальных структурах, благодаря более высокому удельному сопротивлению подложки, переход пленка-подложка располагается, в основном, в последней, и его роль сводится к шунтированию протекающих в пленке токов [3].

В другом виде кремниевых структур n⁺-n-типа, широко применяемых при изготовлении силовых полупроводниковых приборов и фотоприемников, фоновые мелкие акцепторы, находящиеся вблизи поверхности сильнолегированных подложек, могут способствовать появлению прослойки с проводимостью дырочного типа [4].

Иная ситуация наблюдается в арсенидгаллиевых подложках. Получение высокоомной подложки в этом материале неизбежно связано с процессами компенсации глубокими центрами, что приводит к видоизменению потенциального перехода к виду n-v. Поскольку основная часть отрицательного заряда n-v перехода сосредотачивается на глубоких центрах, концентрация которых сравнима с концентрацией легирующей примеси в пленке, ОПЗ, находящаяся в пленке, примерно равна области накопления в подложке, что в итоге делает ОПЗ сравнимой с толщиной пленки.

Например, в [5] изучались особенности выращивания из ограниченного объема раствора в расплаве висмута эпитаксиальных слоев арсенида галлия, легированных хромом. Несмотря на то, что в подобных пленках плотность дислокаций на порядок ниже, чем в эпитаксиальных слоях, полученных в аналогичных режимах из раствора в расплаве галлия, она все же достаточно высока ($6,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$), толщина i-области в n⁺-i-n-структурах в зависимости от различных технологических условий изменялась от 5 до 40 мкм., а энергия активации глубоких ловушек в высокоомной области составляла $E_1 = 0,7$ эВ и $E_2 = 0,78$ эВ.

Влияние модуляции этой области на процессы токопереноса в тонких пленках на полуизолирующей подложке GaAs начало интенсивно изучаться лишь в последнее время [6,7]. Например, хорошо известны эпитаксиальные

датчики Холла (ДХ), изготавливаемые в структурах InSb-i-GaAs или InAs-i-GaAs [7]. Исследование чувствительности ДХ в зависимости от конструктивно-технологических параметров показало, что с уменьшением толщины эпитаксиальной пленки ниже определенного значения чувствительность ДХ начинала падать, вопреки известной формуле

$$U_x = R \frac{I \cdot B}{d}, \quad (1)$$

где I - ток, B - магнитная индукция, R - постоянная Холла, а d - толщина эпитаксиальной пленки.

Аналогичное явление наблюдалось и в [8] при исследовании ДХ в структурах InSb_xB_{1-x}-i-GaAs. При уменьшении толщины пленки до одного микрона чувствительность ДХ резко падала. В связи с этим представляет интерес вычисление пределов допустимого уменьшения толщины пленок, до которых чувствительность изготавливаемых на их основе приборов не меняется.

При рассмотрении влияния n-v-перехода на проводимость пленки обычно используют численные методы, либо выражения, выписанные по аналогии с p-n-переходом [9]. Однако в слое обогащения n-v-перехода плотность отрицательного заряда, создаваемого заполненными глубокими центрами захвата в подложке, изменяется значительно, в отличие от обычного p-n-перехода, в котором заполнение мелкого акцептора постоянно во всей p-области. Следовательно, погрешность применения аналогии с p-n-переходом также может быть значительной. Поэтому в настоящей статье проводится аналитическое рассмотрение влияния n-v-перехода на проводимость пленки.

Рассмотрим наиболее простую модель резкого n-v-перехода (рис.1). Пусть в активной пленке содержатся мелкие доноры с постоянной концентрацией N_0 , а в полуизолирующей подложке - мелкие доноры и компенсирующие их глубокие центры захвата с постоянной концентрацией N_{0s} и N_t , соответственно. Направим ось OX перпендикулярно к плоскости перехода из подложки в пленку и точку $x = 0$ выберем в плоскости перехода. Тогда проводимость пленки определяется выражением

$$\sigma = \frac{q \mu_n W}{L} \int_0^d n(x) dx, \quad (2)$$

где q - заряд электрона, L, W, d - длина, ширина и толщина пленки, соответственно, μ_n - подвижность, n - концентрация свободных электронов. Воспользовавшись

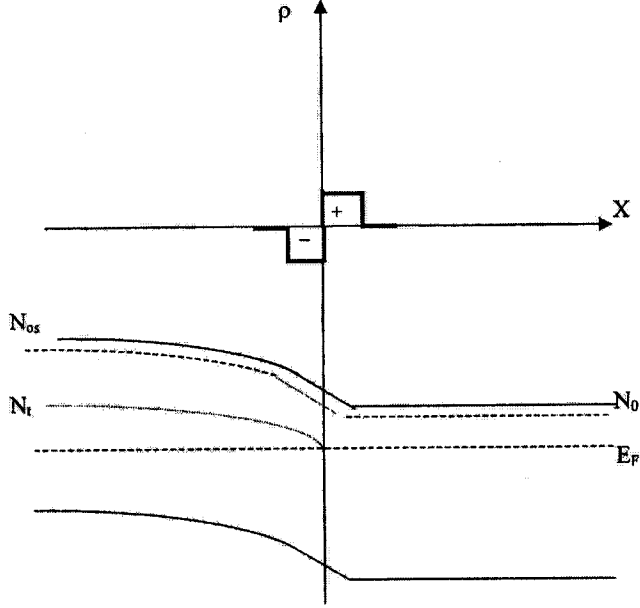


Рис.1. Зонная диаграмма n-v-перехода пленка-подложка на основе арсенида галлия.

уравнением Пуассона и граничным условием для напряженности E внутреннего электрического поля на свободной границе пленки $E(d)=0$, выражение (2) можно представить в следующем виде:

$$\sigma = \frac{q\mu_n W N_0}{L} (d - \Delta d) \quad (3)$$

где $\Delta d = \epsilon\epsilon_0 E(0) / qN_0$ (ϵ - диэлектрическая проницаемость). Таким образом, наличие в пленке слоя истощения n-v-перехода эквивалентно уменьшению толщины пленки на величину Δd , определяемую значением $E(0)$ напряженности электрического поля в плоскости перехода. Следовательно, задача сводится к определению $E(0)$.

Рассмотрим сначала равновесный n-v-переход в безграничной среде, а затем покажем, что вычисленное при таком предположении значение Δd остается достаточно точным и для тонких пленок, характерных для современной микроэлектроники. Равновесный n-v-переход описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{N_0}{n(0)} = \left[\frac{n_i}{n(0)} \right]^{N_{0s}/N_0} \left[\frac{N_{0s}n(0)}{N_t n_i} + 1 - \frac{N_{0s}}{N_t} \right]^{N_t/N_0} \exp\left(1 - \frac{n_i}{N_0}\right) \quad (9)$$

Подставив величину $n(0)$, полученную из этого уравнения, в (8) можно определить $E(0)$. Таким образом, процедура нахождения $E(0)$ сводится к решению трансцендентного уравнения (9). Однако, для значений концентраций, типичных для арсенидгаллиевых тонко-

$$\begin{cases} \frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} (n - N_0) \\ \frac{dn}{dx} = \frac{q}{kT} nE, \end{cases} \quad \text{при } x > 0 \quad (4)$$

$$\begin{cases} \frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} (n + N_t - N_{0s}) \\ \frac{dn}{dx} = \frac{q}{kT} nE, \end{cases} \quad \text{при } x < 0 \quad (5)$$

где k - постоянная Больцмана, а T - абсолютная температура.

Функции $E(x)$ и $n(x)$ непрерывны в точке $x = 0$ и при удалении от плоскости перехода вглубь пленки и подложки удовлетворяют условиям

$$\begin{cases} E \rightarrow 0, n \rightarrow N_0 \\ x \rightarrow \infty, x \rightarrow -\infty \\ E \rightarrow 0, n \rightarrow n_i \\ x \rightarrow -\infty, x \rightarrow \infty \end{cases} \quad (6)$$

где n_i - концентрация свободных носителей в глубине подложки, связанная с N_t, N_{0s} условием электронейтральности.

$$N_i + N_t = N_{0s} \quad (7)$$

Проинтегрировав (4) и (5) с учетом (6), получим

$$\begin{cases} \frac{\epsilon\epsilon_0}{2kT} E^2 = n - N_0 + N_0 \ln \frac{N_0}{n} \\ \frac{\epsilon\epsilon_0}{2kT} E^2 = n - n_i + N_t \ln \frac{n}{n_i} - N_{0s} \ln \frac{n}{n_i} \end{cases} \quad (8)$$

Из непрерывности E и n при $x = 0$ следует, что уравнение для $n(0)$ можно получить, приравняв правые части (8). С учетом (7) находим

плочных приборов, $n(0)$ можно найти в явном виде. В самом деле, при выполнении соотношений

$$N_0, N_t, N_{0s} \gg n_i, N_t - N_{0s} < N_t < N_0 \quad (10)$$

можно ожидать, что значительная часть n-v перехода расположена в активной пленке и, следовательно, $n(0) \ll N_o$, откуда с учетом (10) следует, что (9) можно представить в виде

$$\frac{N_o}{n(0)} = e^{\left[\frac{n_i}{n(0)} \right]^{N_{os}/N_o} \left[\frac{n(0)N_{os}}{n_i N_t} \right]^{N_t/N_o}} \quad (11)$$

где e - основание натуральных логарифмов. Решив (11) относительно $n(0)$, получим

$$n(0) = \left(\frac{N_o}{e} \right)^{\frac{N_o}{N_o + N_t - N_{os}}} (n_i)^{\frac{N_t - N_{os}}{N_o + N_t - N_{os}}} \left(\frac{N_t}{N_{os}} \right)^{\frac{N_t}{N_o + N_t - N_{os}}} \quad (12)$$

Величина $n(0)$, определяемая явным выражением (12), практически совпадает с величиной, полученной из трансцендентного уравнения (9), при следующих типичных для арсенидгаллиевых приборов значениях

концентрации: $10^{17} \text{ см}^{-3} \leq N_o \leq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_t = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_{os} = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $n_i = 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Вычислив из (12) величину $n(0)$, легко найти E_o , а затем и Δd :

$$\Delta d = l_D \left[2 \frac{N_t - N_{os}}{N_o + N_t - N_{os}} \left(\ln \frac{N_o}{n_i} - \frac{N_t}{N_t - N_{os}} \ln \frac{N_t}{N_{os}} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (13)$$

где $l_D = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_o kT}{q^2 N_o}}$ - дебаевская длина в пленке.

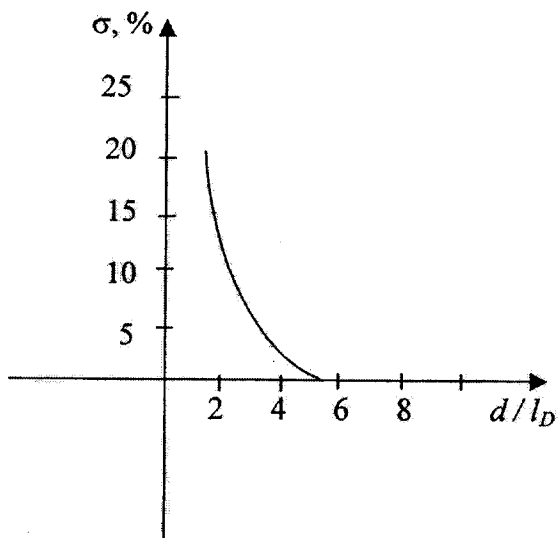


Рис. 2. Погрешность расчета проводимости пленки с учетом влияния n-v-перехода.

При $T=300 \text{ K}$ для приведенных выше значений концентраций Δd составляет примерно 0,05 мкм, т.е. около (3-4) l_D . Поскольку возможность применения полученной формулы для очень тонких пленок не кажется очевидным, был проведен численный расчет на основании условия равенства нулю поля на свободной границе пленки. Результаты расчета представлены на рис. 2, из которого видно, что погрешность применения формулы (13) возрастает при уменьшении толщины пленки до значений в несколько l_D , т.е. до толщины, сравнимой с Δd , но все же при этом составляет не более 5%. При более толстых пленках погрешность расчета проводимости по формуле (13) сводится к нулю, т.е. роль области Δd становится незначительной.

Таким образом, наличие n-v-перехода на границе пленки с подложкой приводит к уменьшению эффективной толщины пленки на величину Δd . Поскольку эта величина вполне сравнима с толщиной пленки для структур, применяемых в современной микроэлектронике, модуляция перехода в тех или иных условиях может вносить определяющий вклад в изменения проводимости пленки.

- [1] Ф.Г. Басс, В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках, М.: Наука, 1984, с. 278.
- [2] В.Н.Добровольский, В.Г.Литовченко. Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников, Киев: Наукова Думка, 1985, с. 191.
- [3] W.J.Patrick. Solid State Electron, 1966, v. 9, № 3, p. 203-211.
- [4] В.Е.Бахрушин, В.А.Ольховой, Р.А.Пятигорец. Известия ВУЗов, Электроника, 1997, № 6, с. 44-48.
- [5] А.А.Котелевский, М.Д.Лубяная И.Е.Марончук. Полупрозрачные слои арсенида галлия для приборов микроэлектроники, полученные из растворов в расплаве висмута, Тез. докл. 12-й Всесоюзной научной конференции по микроэлектронике, Тбилиси, 1987, ч. 7, с. 9-10.
- [6] Арсенид галлия в микроэлектронике. Под ред. Н. Айнспрука, М: Мир, 1988, с. 555.
- [7] М.М.Мирзабаев, К.Д. Потаенко, В.И. Тихонов и др. Эпитаксиальные датчики Холла и их применение, Ташкент: Фан, 1986, с. 215.
- [8] Ф.Д. Касимов, Я.Ю. Гусейнов. Датчики Холла на основе висмутсодержащих гетероэпитаксиальных пленок антимонида индия, Труды 6-й Всероссийской конференции с международным участием «Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники», Таганрог-Геленджик, 1999, с. 118.
- [9] J. Honge, G. Pearson. J. Appl. Phys., 1978, v. 49, № 6, p. 3348-3352.

ВЛИЯНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕЙ АРСЕНИДГАЛЛИЕВОЙ ...

F.C. Qasimov, Y.Yu. Hüseyinov, Q.P. Kemerçev

**AYRILMA SƏRHƏDDİNDƏ POTENSİAL ÇƏPƏRİN YARIMİZOLƏ OLUNMUŞ ARSEN-QALLİUM
ALTIĞI ÜZƏRİNDƏKİ EPİTAKSİAL TƏBƏQƏNİN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNƏ TƏ'SİRİ**

Yarımizolə olunmuş arsen-qallium altığı və epitaksial təbəqə arasında n-v keçidinin yükdaşıyıcılarının köçürülməsinə tə'sirinin nəzərə alınmasının zəruriliyi nəzəri olaraq göstərilmişdir. Təbəqədə keçid oblastının qalınlığının hesablanması üçün analitik ifadə alınmışdır. Real strukturun hesabı n-v keçidin qalınlığının epitaksial təbəqənin qalınlığı ilə müqayisə olunmasını göstərmişdir.

F.D. Kasimov, Ya.Yu. Guseinov, G.P. Kemerchev

**INFLUENCE OF THE POTENTIAL BARRIER ON THE BOUNDARY LAYER BETWEEN OF
SEMI-INSULATING GaAs SUBSTRATE AND EPITAXIAL FILM ON THE CARRIER TRANSPORT**

The necessity to take into account influence of n-v-junction between semi-insulating GaAs substrate and epitaxial film on the carrier transport theoretically was shown. Analytical expression for thickness of junction zone in film was obtained. Calculations for real structure showed, that the thickness of n-v-junction is comparable with thickness of the epitaxial films.

Дата поступления: 26.03.99

Редактор: З.И. Искендерзаде