

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЕГИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ В АКТИВНОМ СЛОЕ ДГС ЛАЗЕРОВ ИЗ ЕМКОСТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Пузын И. Б.

Проанализированы причины некорректности применения соотношений $(1/C)^2=f(V)$ и $(1/C)^3=f(V)$ как для определения концентрации примеси в активных слоях различных типов полупроводниковых приборов, содержащих $p-n$ -переход или барьер Шоттки, так и для определения типа перехода (резкий или плавный) и диффузионного потенциала V_D . Показано, что при неоднородном характере распределения примеси более достоверная информация может быть получена с помощью метода вольт-фарадного профилирования.

Величина концентрации N и характер распределения $N(W)$ (где W — расстояние) электрически активных примесей и дефектов в активных слоях различных типов полупроводниковых приборов, содержащих $p-n$ -переход или барьер Шоттки (БШ), оказывают значительное влияние на их рабочие характеристики и электрофизические параметры. Стало общепринятым определять N и $N(W)$ (однородный или нет) в активном слое прибора¹ на основе зависимости его емкости C от приложенного напряжения V [1^{-8}]. При этом, если полученные экспериментальные результаты, представленные в виде зависимости

$$(1/C)^2 = f(V), \quad (1)$$

ложатся на прямую линию, то считается: 1) что $p-n$ -переход резкий, примесь в менее легированной его области распределена однородно, а величина концентрации примеси определяется из наклона этой прямой; 2) что отсечка на оси напряжений, получаемая экстраполяцией этой прямой, дает величину диффузионного потенциала V_D [3^{-8}].

Если же экспериментальные результаты ложатся на прямую линию, представленную в виде зависимости

$$(1/C)^3 = f(V), \quad (2)$$

то считается, что $p-n$ -переход плавный. По наклону этой прямой определяют градиент концентрации примеси в менее легированной его области, а по величине отсечки на оси напряжений, получаемой экстраполяцией этой прямой, определяют V_D .

Зависимости (1) и (2) были получены Шоттки [1] для идеального $p-n$ -перехода путем решения уравнения Пуассона на основе целого ряда допущений, важнейшими из которых являются: 1) приближение квазинейтральности; 2) приближение обедненного слоя. И хотя теоретические результаты, полученные в [1], были подтверждены в работе [2], посвященной теории $p-n$ -перехода, а выполнение соотношений (1) и (2) было подтверждено многочисленными экспериментами, у реальных $p-n$ -переходов экспериментальные данные, представленные в виде зависимостей (1) или (2), часто не укладываются на прямую линию; кроме

¹ Знание N и $N(W)$ необходимо также для определения параметров глубоких центров методами емкостной спектроскопии.

того, экспериментально определяемое напряжение отсечки $V_{отс}$ часто отличается от V_D на несколько десятков милливольт и более [9-11].² Такое несоответствие результатов теории с экспериментами может быть обусловлено двумя аспектами: 1) несовершенством теории и 2) способом измерения емкости.

В последнем случае имеется в виду то, что корректными являются лишь значения емкости, полученные в результате измерений на высокочастотных мостах, тогда как значения емкости, полученные, например, по методу емкости-омического делителя, могут быть неверными. Кроме того, в обоих случаях нужно учитывать влияние последовательного сопротивления на измеряемую величину емкости [13-15].

Имеется целый ряд физических процессов, детально рассмотренных в работах [16, 17], являющихся причиной несовершенства теории. Например: 1) подвижный край слоя объемного заряда (СОЗ) не резкий (нарушено допущение 2), а размазан за счет эффекта «переливания» свободных носителей из нейтральной области в СОЗ; 2) у сильно асимметричных переходов в менее легированной области возникает инверсионный слой, наличие которого влияет на ход $C-V$ -зависимости (см. работы [18-20]) (также нарушение допущения 2); 3) неполная ионизация легирующей примеси (нарушение допущения 1); 4) наличие глубоких уровней и др.

Для реальных БШ, нанесенных на однородно легированный полупроводник, невыполнение соотношения (1) может быть обусловлено наличием тонкого диэлектрического слоя между металлом и полупроводником [21],³ а для реальных $p-n$ -гетеропереходов с однородно легированной высокоомной активной областью оно может быть обусловлено как наличием интерфейсных состояний на гетерогранице, так и смещением $p-n$ -перехода относительно положения гетерограницы в менее легированную область.

Отметим, что соотношения (1) и (2) чаще соблюдаются при наличии сильно асимметричных $p-n$ -гомо- и гетеропереходов, а также для БШ; если же высокоомная область таких приборов неоднородно легирована, то применение соотношений (1) или (2) некорректно, и необходимо определять характер распределения примеси $N(W)$ в активных слоях исследуемых приборов методом дифференциальной емкости [22] (так называемый метод $C-V$ -профилирования) с использованием соотношений

$$C = \epsilon \epsilon_0 S / W \quad (3)$$

и

$$N = C^3 / \epsilon \epsilon_0 S^2 (dC/dV), \quad (4)$$

справедливых при любом законе распределения примеси [22, 4, 7]. Здесь ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость среды, ϵ_0 — электрическая постоянная, S — площадь $p-n$ -перехода, W — расстояние или ширина СОЗ, N — концентрация примеси, e — заряд электрона.

Еще более осложняется ситуация при определении величины концентрации легирующей примеси и характера ее распределения в активном слое двойной гетероструктуры (ДГС), так как в этом случае СОЗ распространяется в направлении от анизотипного гетероперехода не только в узкозонную сравнительно слабо легированную активную область, но при дальнейшем увеличении обратного напряжения V_R может пересекать и изотипную гетерограницу и распространяться далее в широкозонный сильно легированный эмиттер, т. е. налицо не-

² Как было показано Саа с сотр. [12], даже при выполнении условий резкости $p-n$ -перехода и однородности легирования высокоомной области экспериментальные данные будут ложиться на прямую линию только в области больших обратных напряжений $V_R > V_D$, поэтому корректное значение величины концентрации примеси может быть получено из наклона этой прямой, так же как и корректное значение V_D может быть получено экстраполяцией этой прямой до пересечения с осью напряжений. В работе [12] специально оговаривается, что даже если экспериментальные данные ложатся на прямую в области напряжений $V_R \leq V_D$ (что часто наблюдается на практике) и эта прямая имеет другой наклон, то определение концентрации из наклона прямой в этой области напряжений и V_D по ее экстраполяции некорректно.

³ Эти же замечания справедливы и по отношению к зависимости (2) для $p-n$ -перехода с линейным распределением примеси в высокоомной области.

однородное распределение примеси в области гетерограницы. В этом случае представление экспериментальных результатов в виде зависимостей (1) или (2) некорректно, так как здесь величина емкости C является интегральной и не учитывает локальных изменений в распределении примеси. Более достоверные результаты в этом случае дает вышеупомянутый метод $C-V$ -профилирования [22].

Следует отметить, что хотя формально зависимость $N(W)$ может быть получена как геометрически из графика зависимости C от V , так и математически в результате дифференцирования по напряжению соотношения (1), справедливого для резкого $p-n$ -перехода, особенно в случаях, когда $N_A \gg N_D$ или $N_D \gg N_A$, где N_A и N_D — концентрации акцепторов и доноров соответственно в его p - и n -областях, но физическое дифференцирование, осуществляе-

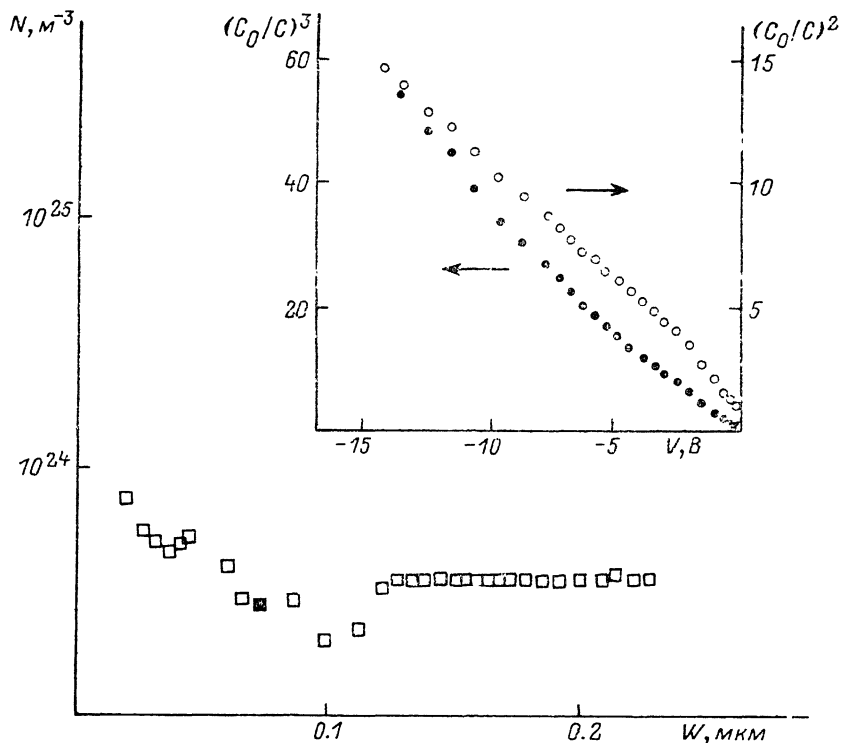


Рис. 1. $(1/C)^2=f(V)$, $(1/C)^3=f(V)$ и $N=f(W)$ зависимости для AlGaAs ДГС лазера 1 с узким активным слоем и с однородным распределением примеси в P -эмиттере.

Черный квадрат на зависимости $N=f(W)$ соответствует ширине СОЗ при напряжении смещения $V=0$ В.

мое по методу дифференциальной емкости [22], позволяет определить зависимость $N(W)$ значительно более точно. Кроме того, в работах [4, 23] было показано, что закон распределения примеси $N(W)$ может быть получен на основе соотношений $C=\epsilon_0 S/W$ и $C=dQ/dV$, где Q — электрический заряд, справедливых при любом произвольном распределении примеси.

В настоящей работе приведены результаты емкостных измерений в ДГС лазерах на основе соединений AlGaAs (типа 32ДЛ106) и InP—InGaAsP, причем исходя из изложенного выше сопоставляются экспериментальные данные для каждого лазера, представленные как в виде зависимостей (1) и (2), так и в виде зависимости $N=f(W)$, отражающей распределение примеси (профиль легирования) в активной области лазера, где N и W определяются на основе соотношений (3) и (4) соответственно.

Измерения емкости выполнены на установке [24], автоматизированной с помощью микро-ЭВМ и крейта КАМАК.

На рис. 1 приведены результаты емкостных измерений в AlGaAs $N-p-P$ -лазере с узким активным p -слоем, в котором СОЗ при обратном смещении

$V_R > V_D$ расположен в однородно легированном P -эмиттере.⁴ В этом случае экспериментальные данные, представленные в виде зависимости (1), действительно ложатся на прямую линию в соответствии с теорией [1-2], а напряжение отсечки $V_{отс}$ порядка 1.7 В, т. е. имеет вполне разумное значение.

На рис. 2 приведены аналогичные результаты для AlGaAs-лазера с еще более узким активным слоем и плавным p - P -гетеропереходом (см сноску⁴). В этом случае экспериментальные данные, представленные в виде зависимости (2), укладываются на прямую линию, что совпадает с выводами теории [1-2] о линейном распределении примеси в менее легированной области.

То, что в обоих приведенных примерах экспериментальные данные в диапазоне напряжений $V_R > V_D$ ложатся на прямую линию в соответствии с выражениями (1) и (2) для резкого и плавного переходов, объясняется тем фактом, что из-за узости активного слоя ($W < 0.1$ мкм) СОЗ расположен, главным образом, в однородно легированном широкозонном P -эмиттере (рис. 1) или в об-

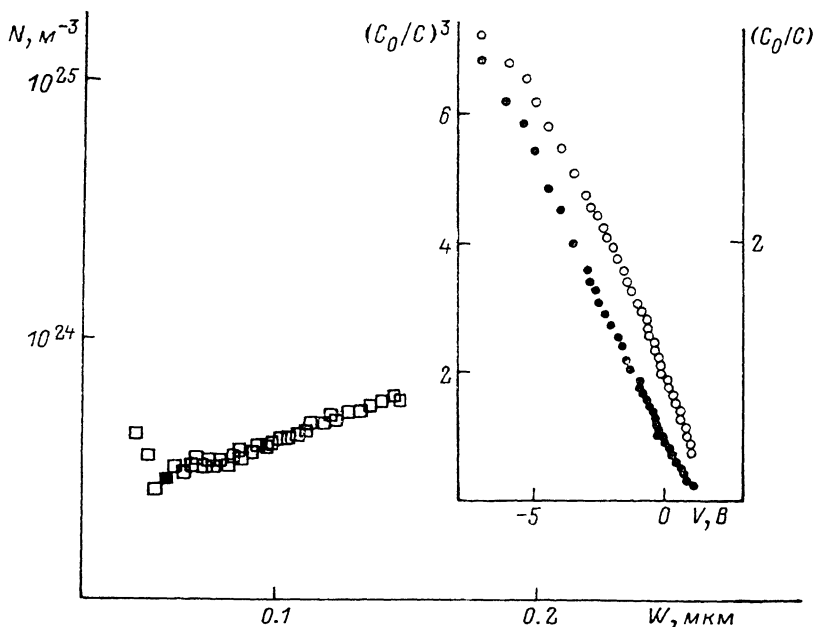


Рис. 2. $(1/C)^2 = f(V)$, $(1/C)^3 = f(V)$ и $N = f(W)$ зависимости для AlGaAs ДГС лазера 2 с узким активным слоем и плавным p - P -гетеропереходом.

ласти протяженной p - P -гетерограницы (рис. 2), т. е. в двух приведенных примерах мы, по сути дела, измеряем емкость C или резкого (первый пример), или плавного (второй пример) P - N -перехода, а узкозонного активного слоя как бы не существует.

На рис. 3, 4 приведены результаты емкостных измерений для AlGaAs ДГС лазеров с более широким, чем в двух предыдущих случаях, активным p -слоем. На этих рисунках отчетливо видно скачкообразное возрастание концентрации примеси при переходе из активного p -слоя в широкозонный P -эмиттер (см. сноску⁴), а следовательно, определено и положение p - P -гетерограницы. Но при этом на прямую линию ложатся экспериментальные результаты, представленные как в виде зависимости (1), так и в виде зависимости (2). Напряжение отсечки $V_{отс}$ во всех этих случаях огромны: порядка 5 В и ни в коей мере не соответствуют диффузионному потенциалу V_D (см. сноску²). Обычно большие значения $V_{отс}$ объясняют наличием интерфейсных состояний [5] (которые в приведенных на рис. 3, 4 случаях также могут иметь место), хотя в этих примерах они обусловлены, главным образом, сложным (сильно неоднородным) профилем легирования.

⁴ Экспериментальное обоснование того факта, что при увеличении обратного напряжения V_R СОЗ, расположенный исходно в активном p -слое, пересекает затем p - P -гетерограницу и распространяется далее в P -эмиттер, приведено в работе [25].

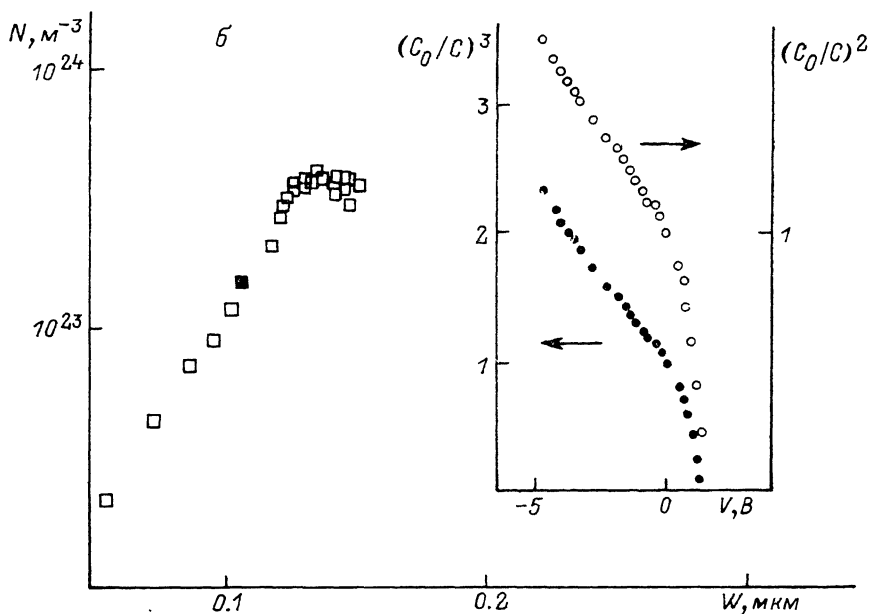
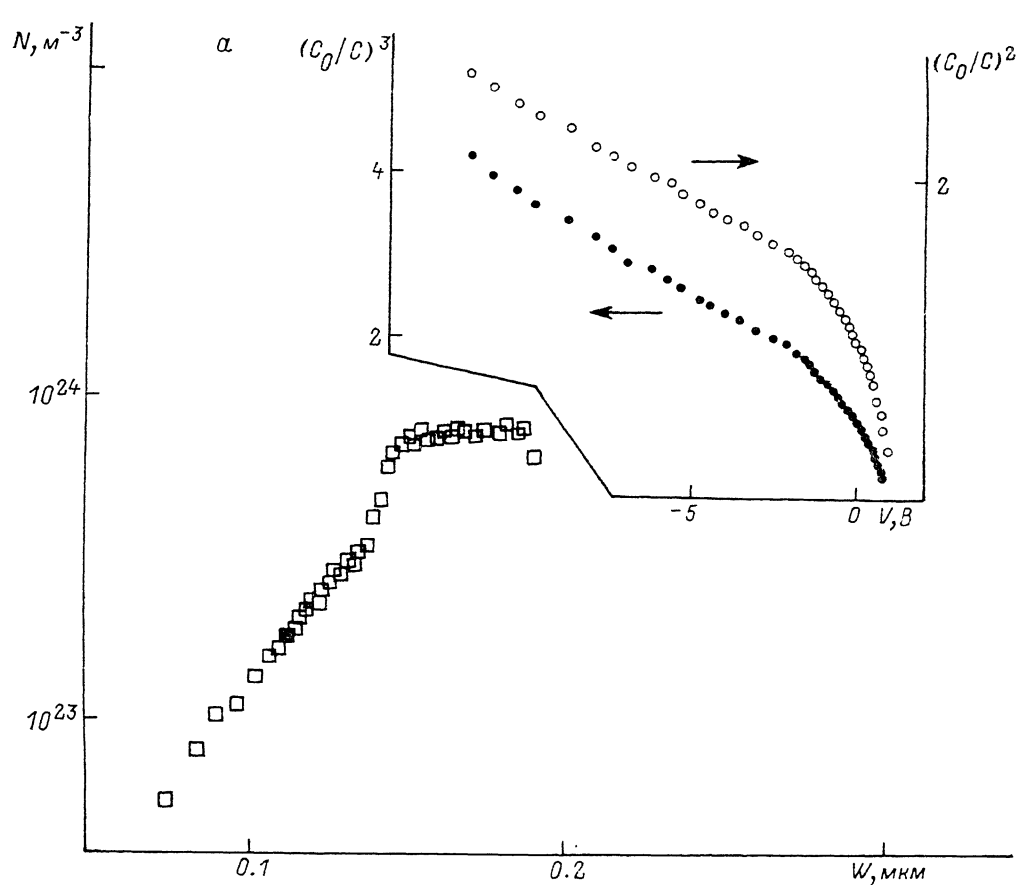


Рис. 3. $(1/C)^2=f(V)$, $(1/C)^3=f(V)$ и $N=f(W)$ зависимости для AlGaAs ДГС лазеров 3 (*a*) и 4 (*б*) с более широким, чем на рис. 1 и 2, активным *p*-слоем, у которых наблюдается значительный перепад концентрации примеси в области *p-P*-гетерограницы.

Из изложенного ясно, что если не снимать профилей легирования, т. е. зависимостей $N=f(W)$, которые, как уже отмечалось, справедливы для любого произвольного распределения примеси [4, 7, 22], а пользоваться только графиками зависимостей (1) и(или) (2), то по виду последних часто невозможно определить, резкий $p-n$ -переход или плавный; наклон этих графиков также даст неверные значения величины концентрации или градиента концентрации

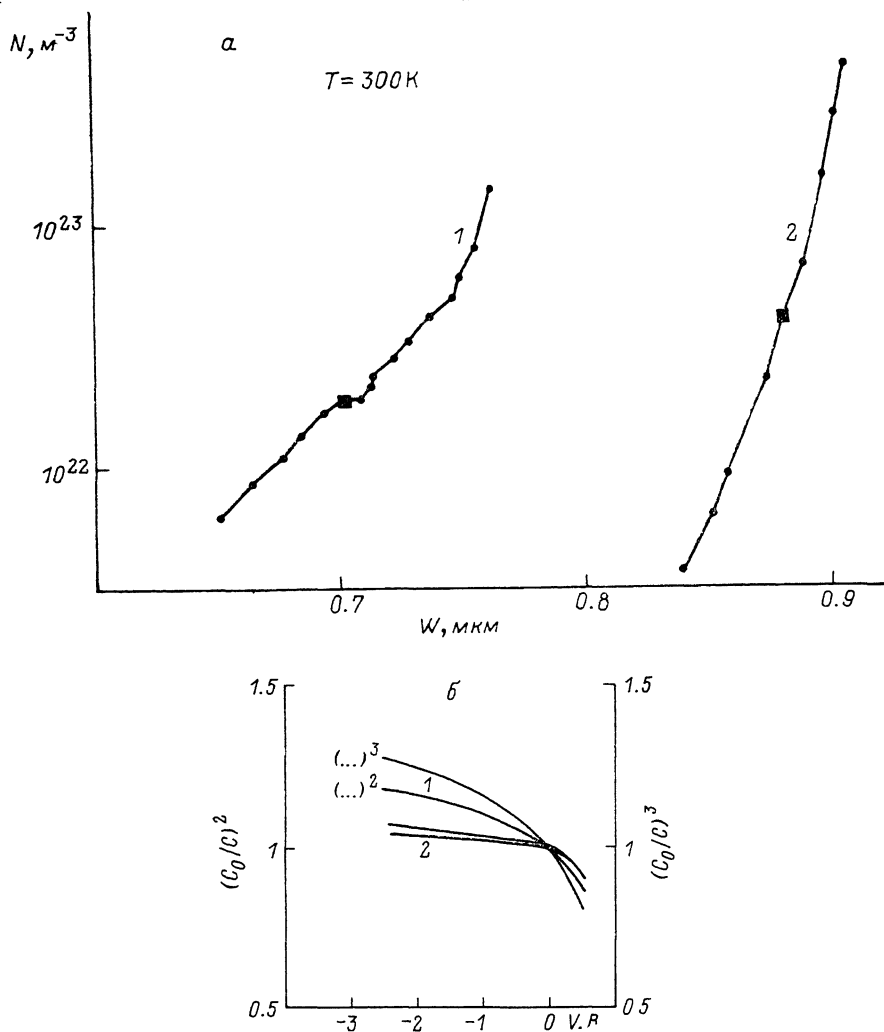


Рис. 4. Профили легирования $N=f(W)$ двух зарощенных полосковых InP—InGaAsP ДГС лазеров 1 и 3 с протяженным $n-N$ -гетеропереходом (а) и соответствующие им зависимости $(1/C)^2=f(V)$ и $(1/C)^3=f(V)$ (б).

Черные квадратики соответствуют ширине СОЗ при напряжении смещения $V=0$ В. Лазеры: а) 1 — 1, 2 — 3; б) 1 — 1, 2 — 3.

примеси. Величины напряжений отсечки $V_{отс}$, получаемые экстраполяцией прямых на зависимостях (1) и (2), при неоднородном характере распределения примесей не соответствуют V_D .

Аналогичное несоответствие характера распределения примесей (профиля легирования) наблюдалось и для ДГС лазеров на основе соединений InP—InGaAsP. На рис. 4 приведены профили легирования и соответствующие им графики зависимостей (1) и (2) для двух таких лазеров. Из рис. 4 видно, что и в этом случае по поведению графиков зависимостей (1) и(или) (2) невозможно получить достоверную информацию как о характере распределения примеси, так и о величине ее концентрации и о степени резкости $p-n$ -перехода.

Таким образом, в случае неоднородного распределения примеси в активном слое полупроводникового прибора представление экспериментальных результатов в виде зависимостей (1) и(или) (2) дает неверные данные о характере распределения примеси, величине ее концентрации, степени резкости $p-n$ -перехода и величине V_D , поэтому более корректным является применение зависимости $N = f(W)$.

Список литературы

- [1] Schottky W. // Z. Physik. 1939. V. 113. N 1. P. 367—414.
- [2] Schockley W. // Bell Syst. Techn. J. 1949. V. 28. P. 435—489.
- [3] Шарма Б. Л., Пурохит Р. К. Полупроводниковые гетеропереходы. М., 1979. 227 с.
- [4] Маллер Р., Кейминс А. Элементы интегральных схем. М., 1989. 630 с.
- [5] Берман Л. С. Емкостные методы исследования полупроводников. Л., 1972. 104 с.
- [6] Юнович А. Э., Остробородова В. В. Спецпрактикум по физике полупроводников. М., 1976. 106 с.
- [7] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [8] Пасынков В. В., Чиркин Л. К., Шинков А. Д. Полупроводниковые приборы. М., 1981. 432 с.
- [9] Schwarz R. F., Walsh F. J. // Proc. Inst. Radio Engrs. 1953. V. 41. P. 1715—1720.
- [10] Schultz W. // Z. Physik. 1954. V. 138. N 5. P. 598—612.
- [11] Muss D. R. // J. Appl. Phys. 1955. V. 26. N 12. P. 1544—1547.
- [12] Sah C. T., Forbes L., Rosier L. L., Tasch A. F. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. P. 759—788.
- [13] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [14] Константинов О. В., Мезрин О. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 2. С. 305—311.
- [15] Астрова Е. В., Лебедев А. А., Лебедев А. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 8. С. 1382—1385.
- [16] Van Opdorp C. // Sol. St. Electron. 1968. V. 11. P. 397—406.
- [17] Kennedy D. P. // Sol. St. Electron. 1977. V. 20. P. 311—319.
- [18] Константинов О. В., Мезрин О. А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 1. С. 68—76.
- [19] Константинов О. В., Мезрин О. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 12. С. 2166—2176.
- [20] Константинов О. В., Мезрин О. А., Егоров Б. В. и др. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 9. С. 1589—1596.
- [21] Fonash S. J. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 4. P. 1966—1975.
- [22] Thomas C. O., Kahng D., Manz R. C. // J. Electrochem. Soc. 1962. V. 109. N 11. P. 1055—1061.
- [23] Kimerling L. C. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 4. P. 1839—1845.
- [24] Пузин И. Б. // ПТЭ. 1983. № 4. С. 155—157.
- [25] Пузин И. Б., Свердлов М. И., Филипченко В. Я. и др. // Электрон. техн. Сер. 2. Полупроводн. приборы. 1990. № 3 (206). С. 11—21.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получена 1.11.1990
Принята к печати 7.02.1991