-cud M., Gennes P. G. de//J. Polymer Sci. Polymer Lett. Ed. 1979. 17, N 12. P. 1971— 1981. [14] Edwards S. F.//Proc. Phys. Soc. 1967. 92, N 1. P. 9—18; J. Phys. A. 1968. 1, N 1. P. 15—28. [15] Khokhlov A. R., Nechaev S. K.//Phys. Lett. 1985. A112, N 3—4. P. 156—160. [16] Kramers H. A.//Physica. 1940. 7, N 4. P. 284—304. [17] Семенов А. Н., Юрасова Т. А. Высокомолекулярные соединения. 1987. Б29, № 3. С. 175—181.

Поступила в редакцию 02.09.86

#### ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1

## УДК 621.382.7

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОГО КРЕМНИЯ НА ВЫСОКООМНОЙ ПОДЛОЖКЕ По пропусканию длинноволнового ик излучения

### О. Г. Кошелев, Т. Б. Плескачева

(кафедра физики полупроводников; кафедра научной информации МГУ)

Предлагается метод определения поверхностного сопротивления и времени сво-«бодного пробега носителей легированного слоя полупроводника в области длин волн 20-130 мкм с толщиной, недостаточной для наблюдения плазменного минимума.

С целью определения электрофизических параметров приповерхностного слоя полупроводника с высокой концентрацией примесей в ряде случаев необходимо использовать бесконтактные неразрушающие методы. Обычно эти методы основываются на взаимодействии рассматриваемой структуры с электромагнитными волнами СВЧ [1-3] или ближнего .ИК диапазонов [4-11]\*.

Для СВЧ методов частота излучения  $\omega$  обычно много меньше частоты столкновений носителей в слое  $\tau^{-1}$ , а его толщина d много меньше длины волны  $\lambda$ . В этом случае, как правило, определяют лишь поверхностное сопротивление слоя  $r_{\Box}$ .

Исследования спектров пропускания и отражения в ближней ИК «области, как известно, позволяют получать более детальную информацию о параметрах слоя. Обработка таких спектров в общем случае сложна, поскольку вид спектров определяется большим количеством параметров (концентрацией и характером распределения примесей в слое, его толщиной, подвижностью носителей, свойствами подложки). Поэтому определение параметров легированного слоя производится либо по приближенным аналитическим формулам [4-7], либо путем сопоставления с расчетами на ЭВМ [8-11]. В частности, измерение положения плазменного минимума используется для определения толщины слоя и концентрации примеси на его поверхности [4, 8, 9, 11]. Однако область применимости методов, основанных на измерении коэффициента отражения R вблизи плазменного минимума, ограничивается тем, что по мере уменьшения толщины слоя плазменный минимум постепенно исчезает (см., напр., [9, 10]). По этой причине такими методами можно контролировать лишь слои, для которых 🗂 меньше определенной величины. зависящей от точности измерений. Для *п*-кремния, например, при точности измерения коэффициента отражения 1% практически можно оп-. ределять  $r_{\Box} < 100$  Ом [9], что соответствует  $N_{\Box} > 10^{15}$  см<sup>-2</sup> ( $N_{\Box} =$ =1/(r<sub>□</sub>µe), µ - подвижность носителей в слое, е - заряд электрона).

\* См. также ссылки в этих работах.

Область применимости методов, основанных на измерении коэффициентов пропускания T в ближней ИК области, ограничена еще меньшими значениями  $r_{\Box}$  [4]. Это связано с тем, что при таких частотах, как правило,  $\omega \tau \gg 1$ ,' поэтому влияние слоя на пропускание существенно меньше, чем в СВЧ области. Дополнительное ограничение на применимость методов, основанных на измерении пропускания в ближней ИК области, появляется в том случае, когда обработка результатов производится по известной формуле (см., напр., [4, 6]):

$$T = \frac{(1 - R_{\rm n})^2 \exp(-\alpha d)}{1 - R_{\rm n}^2 \exp(-2\alpha d)},$$
(1)

где  $R_n$  — коэффициент отражения подложки, a — коэффициент поглощения слоя. Интерференция в образце, наблюдаемая при ad < 1, а также различие коэффициентов преломления слоя и подложки приводят в этом случае к дополнительным погрешностям. Очевидно, что для определения параметров тонких слоев с бо́льшим  $r_{\Box}$  измерение коэффициентов отражения и пропускания нужно производить в более длинноволновой ИК области\*. Согласно [12], при  $\lambda = 45$  мкм по коэффициенту отражения структуры можно измерять  $r_{\Box} < 400$  Ом с точностью 1%. Однако другие параметры легированного слоя таким методом не определяются.

В настоящей работе на примере *n*-кремния рассматривается способ определения двух независимых параметров легированного слоя ( $r_{\Box}$ и т) в случае  $r_{\Box} > 80$  Ом и  $d \ll \lambda$ . Способ основан на использовании полученного аналитического выражения, связывающего  $r_{\Box}$  и т с величиной T рассматриваемых двухслойных структур в длинноволновой ИК области. Насколько нам известно, подобные исследования ранее не проводились.

Результаты расчетов. В рамках классической модели Друде на основании уравнений Максвелла для одномерного случая при нормальном падении света производились расчеты коэффициента пропускания как аналитически, так и численно на ЭВМ с помощью рекуррентных формул (см. [13]). В случае аналитического расчета предполагалось также, что параметры  $\gamma_1 = 2\pi dn/\lambda$  и  $\gamma_2 = 2\pi dx/\lambda$  малы, где n и  $\varkappa$  — вещественная и мнимая части показателя преломления слоя. Для T, усредненного по периоду интерференции в подложке, в первом приближении по этим параметрам получено следующее выражение:

$$T = \frac{4\sqrt[4]{\epsilon}}{(f+2)(\epsilon+f+1)},$$
(2)

где є — диэлектрическая проницаемость подложки,  $f = Z_0/[r_{\Box}(1+\omega^2\tau^2)]$ ,  $Z_0$  — волновое сопротивление вакуума (377 Ом).

В области низких частот, соответствующей металлической проводимости ( $\omega \tau \ll 1$  и  $n = \varkappa \gg 1$ ), формула (2) согласуется с результатами работы [14]. Формула (2) применима также в области частот, соответствующей переходу от металлической к неметаллической проводимости, где эти соотношения не выполняются, но  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  малы. Коэффициент пропускания в этом случае, в отличие от предыдущего, определяется поверхностным сопротивлением слоя на  $r_{\Box} = r_{\Box} (1 + \omega^2 \tau^2)$ . Вычисленные по формуле (2), зависимости  $T(\omega \tau)$ для трех значений  $r_{\Box}$  показаны на рис. 1 сплошными линиями.

76

<sup>\*</sup> Очевидно также, что при этом значительно меньшее влияние на пропускание должны оказывать шероховатости поверхности легированного слоя и наличие на нему дополнительного тонкого изолирующего слоя (например, пленки двуокиси кремния).

С целью оценки минимальных значений  $r_{\Box}$  и соответственно максимальных значений параметров малости  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , для которых применима формула (2), производился численный расчет на ЭВМ при тех же значениях  $r_{\Box}$ , но без ограничений на значения параметров  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ . Результаты этих расчетов для слоев с концентрацией доноров  $N=10^{19}$  и  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> показаны на рис. 1 точками. По оси абсцисс отложены также длины волн, соответствующие значениям от для этих концентраций. Сопоставление результатов численного расчета для различных концентраций показывает, что при рассматриваемых условиях в широкой спект-

Рис. 1. Теоретические зависимости коэффициентов пропускания *T*, усредненных по периоду интерференции в подложке, от параметра от при различных значениях поверхностного сопротивления: *т* = 320 (1), 160 (2) и 80 "Ом (3). Сплошные и пунктирные кривые — данные расчетов по формулам (2) и (1) соответственно. Черные и светлые точки расчет на ЭВМ при концентрации доноров соответственно 10<sup>19</sup> и 10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup>



ральной области значения T определяются в основном двумя параметрами слоя:  $r_{\Box}$  и т, величина же концентрации оказывает существенно меньшее влияние. В этой области результаты расчетов по формуле (2) согласуются с данными численных расчетов. Если считать, что допустимая погрешность для T (в относительных единицах) составляет 10%, то область применимости формулы (2) при  $r_{\Box}$ =80 Ом соответствует  $\omega \tau \ll 2^*$ . С ростом  $r_{\Box}$ , как видно из рис. 1, точность формулы (2) на фиксированной частоте возрастает; при этом ее применимость расширяется в сторону больших значений  $\omega \tau$ .

Из результатов численного расчета на ЭВМ видно также, что зависимость  $T(r_{\Box})$  при  $r_{\Box} > 80$  Ом в ближней ИК области существенно слабее, чем в длинноволновой. Например, при  $N=10^{20}$  см<sup>-3</sup> увеличение  $r_{\Box}$  в 4 раза (от 80 до 320 Ом) для  $\lambda=5$  мкм приводит к увеличению T(в относительных единицах) всего на 10%, тогда как для  $\lambda=50$  мкм T возрастает почти в 3 раза. Поэтому очевидно, что одинаковые по ве-

<sup>\*</sup> В этом случае параметры  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , вообще говоря, не являются малыми. Для рассматриваемого интервала концентраций их максимальные значения составляют  $\gamma_1 = 0.15 \div 0.6$ ,  $\gamma_2 = 0.3 \div 0.5$ .

личине экспериментальные ошибки при измерении T в ближней ИК области должны существенно сильнее сказываться на точности определения параметров слоя, чем в длинноволновой области.

Для сравнения на рис. 1 приведены также данные (штриховые кривые), соответствующие расчету по известной формуле (1). Как видно, даже в ближней ИК области использование этой формулы для определения параметров слоя при  $r_{\Box} > 80$  Ом может привести к значительным ошибкам. В области  $\omega \tau < 1$  расхождение с результатами численного расчета резко увеличивается, поскольку проводимость в этом случае приобретает металлический характер, что в формуле (1) не учитывается.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Экспериментальные исследования спектров пропускания двухслойных кремниевых структур проводились в интервале длин волн 130÷20 мкм на спектрометре ФИС-21. Диаметр пучка падающего на образец ИК света составлял 10 мм. Отношение сигнала к шуму при записи спектра было не менее 10:1. В зависимости от требуемого разрешения скорость записи спектра менялась в пределах 0,1÷2 мкм/мин. Структуры представляли собой высокоомную подложку толщиной 0,2÷0,3 мм и созданный диффузией мышьяка легированный слой *n*-типа. Величина *r* определялась четырехзондовым методом, а толщина слоя измерялась методом шарового шлифа с точностью 5÷10%. Полученные таким образом значения этих параметров приведены соответственно в 1-м и 2-м столбцах таблицы.

В случае высокого разрешения спектры пропускания имели осциллирующий характер, что связано с интерференцией ИК волны в подложке. Величина пропускания, усредненная по периоду интерференции на заданной частоте, в этом случае определялась как среднее геометрическое из значений пропускания в ближайших экстремумах. Экспериментальные зависимости  $T(\lambda)$  для исследованных образцов приведены на рис. 2. Значения  $\tilde{r}_{\Box}(\omega)$  определялись из соотношения

$$\widetilde{r}_{\Box}(\omega) = 2Z_0 \left[ \sqrt{(\varepsilon - 1)^2 + \frac{16\sqrt{\varepsilon}}{T(\omega)}} - (\varepsilon + 3) \right]^{-1}$$

полученного из формулы (2).

Зависимости найденных таким образом значений  $\tilde{r}_{\Box}$  от  $\omega^2$  приведены на рис. 3. Как видно, в пределах точности измерений экспериментальные данные ложатся на прямые, что подтверждает правомерность сделанных допущений для рассматриваемого случая. Определение  $r_{\Box}$ и т производилось по точкам пересечения этих прямых с осью ординат и по их наклону соответственно. Полученные таким образом значения  $r_{\Box}$  и т были использованы для вычисления  $N_{\Box}$ ,  $\mu$  и *d*. Величина *d* определялась с учетом зависимости проводимости от концентрации примесей, приведенной в работе [15]. Найденные значения параметров исследованных образцов представлены в таблице (столбцы 3—7). Как видно, в пределах точности измерений они согласуются с данными других методов.

Для рассматриваемых образцов были исследованы также спектры отражения в ближней ИК области. В качестве примера на рис. 4 приведены результаты измерений (точки) и численных расчетов на ЭВМ (кривые) для 1, 2 и 4-го образцов таблицы. Представленные здесь зависимости  $R(\lambda)$  так же, как и зависимости  $T(\lambda)$ , получены путем усреднения по периоду интерференции в подложке. При расчетах ис-



Рис. 2





Рис. 2. Экспериментальные зависимости коэффициентов пропускания, усредненных по периоду интерференции в подложке, от  $\lambda^{-1}$ . Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице

Рис. 3. Экспериментальные зависимости  $\tilde{r}_{\Box}$  от  $\lambda^{+2}$ . Нумерация кривых как на рис. 2

Рис. 4. Спектральные теоретические (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости коэффициентов отражения, усредненных по периоду интерференции в подложке. Номера точек и кривых соответствуют номерам образцов в таблице



пользовались параметры образцов, приведенные в 1-м и 2-м столбцах. таблицы. Как видно, при  $r_{\Box} \ge 160$  Ом плазменный минимум практически не наблюдается ни по расчетным, ни по экспериментальным данным. При  $r_{\Box} = 80$  Ом на расчетной кривой плазменный минимум имеется,

№ образца	Четырехзондовым способом и по ша- ровому шлифу		Предлагаемым способом				
	г _, Ом	<i>d</i> , мкм	″ <sub>□</sub> , О <sub>М</sub>	τ-10 <sup>14</sup> , c.	$\mu, \frac{cM^2}{B \cdot c}$	$N_{\Box^{-10^{-14}}, cm^{-2}}$	d, мкм
	1	2	3	4	5	6	7
1 2 3 4 5	250 163 124 83 105	0,11 0,17 0,21 0,25 3,2	$\begin{array}{r} 233 \pm 10 \\ 145 \pm 7 \\ 110 \pm 5 \\ 75 \pm 5 \\ 110 \pm 18 \end{array}$	$1,33\pm0,071,26\pm0,091,32\pm0,081,23\pm0,134,90\pm0,32$	$\begin{array}{r} 89\pm 5\\ 84\pm 6\\ 88\pm 5\\ 82\pm 8\\ 330\pm 21\end{array}$	$\begin{array}{r} 3,1\pm0,3\\5,1\pm0,6\\6,4\pm0,6\\10,1\pm1,6\\1,7\pm0,4\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,15{\pm}0,03\\ 0,18{\pm}0,05\\ 0,31{\pm}0,07\\ 0,33{\pm}0,11\\ 3,10{\pm}0,20 \end{array}$

Результаты измерений параметров легированного слоя

экспериментально же он не наблюдается. Из рис. 4 видно также, что в коротковолновой области ( $\lambda < 5$  мкм) расчетные и экспериментальные данные заметно расходятся \*. Это связано, по-видимому, с недостаточно совершенной обработкой поверхности исследуемых образцов. Очевидно, использование подобных экспериментальных кривых для определения параметров слоя затруднительно.

Сравним полученные нами данные по пропусканию с результатами работы [10]. Ее авторы определяли параметры слоя путем их варьирования таким образом, чтобы получить наилучшее согласие спектров, рассчитанных на ЭВМ, с экспериментальными спектрами. Однако, несмотря на то, что такой метод является наиболее точным, ошибки в определении параметров тонких слоев оказались довольно значительными вследствие ограниченности спектрального диапазона (2,5÷ ÷20 мкм). Например, при  $N_{\Box} = 10^{15}$  см<sup>-2</sup> точность определения т составляла ±40%. При меньших значениях  $N_{\Box}$  ошибки были еще бо́льшими.

Таким образом, рассматриваемый бесконтактный метод позволяет определять параметры слоев в несколько раз более тонких, чем методы, основанные на измерениях в ближней ИК области.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гордненко Ю. Е., Гуд Ю. И., Попов Ю. В.//Заводская лаборатория. 1977. № 12. С. 1494—1497. [2] Детинко М. В., Медведев Ю. В., Петров А. С.// //Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск, 1982. С. 145—151. [3] Войцеховский А. В., Ланская О. Г.//Там же. С. 88—91. [4] Топд А. Н./Semiconductor silicon/Ed. Huff H. R., Burgess R. R. N. Y., 1973. P. 596—605. [5] Евдокимов В. М. и др.//ФТП. 1970. № 5. С. 941— 944. [6] Schröder D. K., Thomas R. N., Swartz J. C.//IЕЕЕ Trans. El. Dev. 1978. 25, N 2. P. 254—261. [7] Раков А. В. Спектроскопия тонкопленочных полупроводниковых структур. М., 1975. [8] Аве Т., Nishi Y.//Jар. J. Appl. Phys. 1968. 7, N 4. P. 397—403. [9] Wagner H., Shaefer R.//J. Appl. Phys. 1979. 50, N 14. P. 2698—2704. [10] Engstrom H.//J. Appl. Phys. 1980. 51, N 10. P. 5245—5249. [11] Barta E., Lux G.//J. Phys. D: Appl. Phys. 1983. 16, P. 1543—1553. [12] Биленко Д. Н., Буйко Л. Д., Костюнина Г. П., Синцова Г. И.//Электронная техника. Сер. 8. 1975. № 5 (35). С. 97—101. [13] Физика тонких пленок/Ред. Г. Хасс. М., 1967. Т. 1. [14] Carli B., Iогіо-Filli D.//J. Opt. Soc. Am. 1981. 71, N 8. P. 1020—1025. [15] Sze S. M., Irvin J. С.//Solid State Electron. 1968. 11. P. 599— 602.

Поступила в редакцию 30.09.86

\* Расхождение между расчетными и экспериментальными значениями коэффициента отражения вблизи плазменного минимума, превышающее точность измерений, отмечалось также в работе [9].