

УДК 537.633.2

**В. Р. Мадьяров**

Белорусский государственный технологический университет

**БЕСКОНТАКТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ**

Для исследования электронных свойств полупроводников применяются бесконтактные методы на основе зондирования излучением сверхвысоких частот. Во многих бесконтактных методах определения подвижности или эффективной массы носителей заряда в полупроводниках (например, с помощью магнитооптических эффектов) необходимо знать удельную проводимость и диэлектрическую проницаемость образца в постоянном поле или на низких частотах. Эти параметры следует измерять, не прибегая к формированию электрических контактов в образце. В данной работе предложена методика определения удельной проводимости и диэлектрической проницаемости кремниевых пластинок с помощью интерферометрических измерений фазового сдвига и коэффициента пропускания зондирующего излучения. Измерения фазового сдвига проводились с использованием фазовращателя интерферометра. Удельная проводимость определялась по величине коэффициента пропускания излучения с учетом многократных внутренних отражений от граней кристаллического образца. Коэффициенты отражения и затухания зондирующего излучения измерялись для двух образцов слаболегированного кремния с различной толщиной. Из-за конечной проводимости измеренное значение коэффициента отражения оказывается несколько выше значения, полученного путем расчета по формуле, обычно применяемой для границы раздела с непроводящей диэлектрической средой. Зависимость коэффициента отражения от температуры близка к линейно возрастающей. Измеренная зависимость удельной проводимости от температуры в диапазоне 290–350 К хорошо согласуется с расчетными данными в предположении больцмановского распределения носителей заряда с учетом внутренних отражений от граней зондируемого образца.

**Ключевые слова:** бесконтактные измерения, волны миллиметрового диапазона, удельная проводимость, коэффициент пропускания, диэлектрическая проницаемость.

**V. R. Madiarov**

Belarusian State Technological University

**CONTACTLESS MEASUREMENT OF ELECTRIC PARAMETERS  
OF SEMICONDUCTORS IN A MICROWAVE RANGE**

Contactless methods using microwave probing radiation are used to study the electronic properties of the semiconductors. In many such methods (for example, using magneto-optic effect) the specific conductivity and stationary or low frequency dielectric permeability data of the sample must be known to obtain the mobility or effective mass values of the semiconductor charge carriers. These parameters must be measured without forming ohmic contacts at the sample. In the present paper the technique is proposed to measure the specific conductivity and dielectric permeability of the silicon wafers based on the measurements of phase shift and transmission coefficient of the probing radiation. The phase shift has been measured using the waveguide phase shifter of the interferometer. Specific conductivity has been obtained by transmission coefficient value of the probing radiation taking into account multiple internal reflections from both lateral sides of the crystal sample. The reflection coefficient and attenuation constant of probing radiation were measured using two samples of lightly doped silicon of different thickness. Because of finite conductivity of the sample the measured value of reflection coefficient appears to be slightly above compared to that obtained by calculation using the usual formula for nonconducting dielectric medium interface. The dependence of reflection coefficient on temperature is found to be close to the linear. The measured dependence of specific conductivity on temperature in temperatures range between 290 and 350 K is in good agreement with the data calculated in the assumption of Boltzmann distribution of charge carriers taking into account multiple internal reflections from lateral sides of the sample.

**Key words:** contactless measurements, microwave range, specific conductivity, transmission factor, dielectric permeability.

**Введение.** Для измерения кинетических параметров полупроводников, таких как время жизни и скорость поверхностной рекомбинации носителей заряда, применяются бесконтактные методы с применением СВЧ-излучения [1, 2].

Информацию о подвижности носителей заряда и времени релаксации дают методы, основанные на применении магнитооптического эффекта или на определении изменений характеристик электромагнитных волн после отражения

или прохождения волны через полупроводник. Для интерпретации данных таких измерений обычно необходимо знать удельную проводимость и диэлектрическую проницаемость исследуемого образца в стационарном поле или на частоте зондирующей волны. Эти параметры целесообразно измерять, не прибегая к формированию электродов на поверхности полупроводникового образца и не нарушая расположения образца по отношению к фронту падающей волны. В данной работе представлены результаты измерений удельной проводимости, диэлектрической проницаемости и коэффициента отражения для образцов *n*-Si с помощью зондирования излучением СВЧ-диапазона.

**Основная часть.** Для определения диэлектрической проницаемости использовались измерения сдвига фазы волны, прошедшей через образец. Удельная проводимость определялась из измерений коэффициента пропускания в СВЧ-области.

Модель, описывающая распространение СВЧ-волны в полупроводнике с напряженностями электрического и магнитного поля  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ , основывается на дифференциальных уравнениях, учитывающих токи проводимости и смещения [3]:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial(\mu_0 \vec{H})}{\partial t} = -i\omega\mu_0 \vec{H}, \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} = i\omega\epsilon\epsilon_0 \vec{E} + \sigma \vec{E}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $t$  – время;  $\mu_0$  – магнитная постоянная;  $\omega$  – частота зондирующего излучения;  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость полупроводниковой среды образца;  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная;  $\sigma$  – удельная проводимость.

Удельная проводимость среды, в которой распространяется волна с частотой  $\omega$ , определяется соотношением, полученным в приближении сферических энергетических поверхностей:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (2)$$

где  $\tau$  – время релаксации носителей заряда. В области частот до  $\sim 100$  ГГц выполняется условие  $(\omega\tau)^2 \ll 1$ . Поэтому в данном диапазоне можно пренебречь зависимостью удельной проводимости и диэлектрической проницаемости от частоты, а поглощение зондирующей волны обусловлено главным образом свободными носителями [4].

В измерениях коэффициента пропускания использовался плоский образец, на который направлялась волна  $H_{10}$ , распространяющаяся в прямоугольном металлическом волноводе. Измеряемыми параметрами являются изменение фазы волны  $\Delta\varphi$ , зависящее от  $\epsilon$ , и результи-

рующее затухание  $\beta$  при прохождении образца толщиной  $d$ . Изменение фазы определялось с помощью фазовращателя интерферометра, а значение  $\beta$  – из измерений коэффициента затухания  $\alpha$ . Изменение фазы волны  $\Delta\varphi$  и затухание волны  $\beta$  выражаются формулами:

$$\Delta\varphi = (k - k_0)d, \quad \beta = \alpha d. \quad (3)$$

В формулах (3)  $k$  и  $k_0$  – соответственно волновые числа для волны, распространяющейся в плече интерферометра, содержащем полупроводник, и в свободном плече (где  $\sigma \approx 0$ ). Выражение для постоянной распространения  $\gamma$ , которое следует из решения уравнений (1), содержит комплексную проницаемость  $\epsilon^*$ :

$$\gamma = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon^* - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}, \quad (4)$$

где  $\lambda$  – длина волны зондирующего излучения;  $a$  – ширина волновода.

Для большинства полупроводников (Si, Ge, GaAs, CdS и др.) значения  $\epsilon$  лежат в пределах от 12 до 20, а отношение  $\lambda/2a < 1$ , так как  $\lambda < \lambda_c$ , где  $\lambda_c = 2a$  – критическая длина волны  $H_{10}$ . Поэтому можно считать  $\epsilon \gg \lambda/2a$ , а формулу (4) можно упростить и после выделения вещественной и мнимой частей  $\gamma$  получить следующие соотношения для  $k$  и  $\alpha$ :

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon}{2}} F_+(s), \quad \alpha = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon}{2}} F_-(s), \quad (5)$$

где параметр  $s = \sigma(\epsilon\epsilon_0\omega)^{-1}$ ,  $c$  – скорость света в вакууме. С учетом первого из соотношений (3) формула для фазового сдвига  $\Delta\varphi$  волны, прошедшей полупроводник толщиной  $d$ , примет вид

$$\Delta\varphi = \frac{\omega d}{c} \sqrt{\frac{\epsilon}{2}} (F_+(s) - 1). \quad (6)$$

Из соотношений (5) следует система уравнений относительно  $\sigma$  и  $\epsilon$ :

$$F_+^2(s) - F_-^2(s) = 2, \quad F_+(s)F_-(s) = s. \quad (7)$$

Решая систему уравнений (7) и используя (6), можно получить соотношения, устанавливающие связь между измеряемыми значениями фазового сдвига и коэффициента затухания с удельной проводимостью и диэлектрической проницаемостью:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{c\Delta\varphi\sqrt{2}}{\omega d} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{\alpha c}{\omega} \right)^2, \\ \sigma &= 2c\epsilon_0\alpha \sqrt{\epsilon + \left( \frac{\alpha c}{\omega} \right)^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

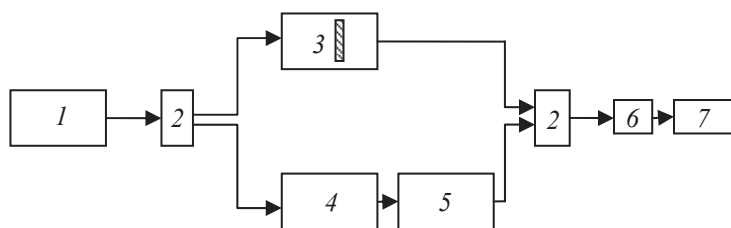


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – СВЧ-генератор (Г4-142); 2 – разветвитель; 3 – образец; 4 – аттенуатор;  
5 – образцовый фазовращатель; 6 – приемник (термопара); 7 – микровольтметр Ф136

На рис. 1 представлена схема основных узлов экспериментальной установки.

Зондирующая волна через волновод подавалась в разветвитель, а после него – на секцию с образцом и на фазовращатель. Выравнивание амплитуд прошедшей волны в обоих плечах обеспечивалось с помощью аттенуатора. Прошедшее излучение регистрировалось полупроводниковой термопарой, подключенной к микровольтметру Ф136 с предельной чувствительностью 100 нВ/дел. Значение диэлектрической проницаемости рассчитывалось по измеренному фазовому сдвигу  $\Delta\varphi$  прошедшей волны по формулам (8). Значение  $\Delta\varphi$  определялось по шкале фазовращателя при появлении минимального сигнала с детектора. Точность определения фазового угла составляла около  $0,5^\circ$ . Измерения проводились на образце кремния  $n$ -типа толщиной  $d = 0,5$  мм.

Коэффициент затухания  $\alpha$  в формулах (8) для однократного прохождения волной образца определялся по измеренному значению коэффициента пропускания  $\chi$ , т. е. отношению интенсивности зондирующего излучения, прошедшего через образец, к интенсивности излучения, падающего на образец:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{1}{\chi}. \quad (9)$$

Расчет коэффициента пропускания с учетом многократных отражений зондирующей волны от граней образца приводит к формуле [5]:

$$\chi = \frac{(1-\rho)^2}{e^{\alpha d} - \rho^2 e^{-\alpha d}}, \quad (10)$$

где  $\rho$  – коэффициент отражения зондирующего излучения от поверхности образца. Решая уравнение (10) относительно  $\alpha$  и учитывая, что для полупроводников в области частот 10–100 ГГц справедливо неравенство  $\rho^2 e^{-\alpha d} \ll 1$ , получим:

$$\alpha d = 2 \ln \frac{1-\rho}{\chi}. \quad (11)$$

Для определения коэффициентов  $\alpha$  и  $\rho$  применялся дополнительно образец с толщиной

$2d = 1,0$  мм. Оба исследуемых образца вырезались из одной заготовки. Для образцов с толщиной  $d$  и  $2d$  согласно (11) составим систему уравнений относительно коэффициентов  $\alpha$  и  $\rho$ , решение которой дает:

$$\rho = 1 - \frac{\chi_1^2}{\chi_2}, \quad \alpha = \frac{1}{d_1} \ln \frac{\chi_1}{\chi_2}, \quad (12)$$

где  $\chi_1$  и  $\chi_2$  – коэффициенты затухания, измеренные для образцов с толщиной  $d$  и  $2d$ , соответственно.

На рис. 2 представлена зависимость измеренной диэлектрической проницаемости от температуры. Значение  $\epsilon$  при комнатной температуре согласуется с известными данными для кремния ( $\epsilon = 12,4$ ). Наблюдаемое уменьшение диэлектрической проницаемости можно объяснить на основе классической модели электронного переноса носителей заряда. В приближении сферических энергетических поверхностей диэлектрическая проницаемость в области частот  $\omega\tau \ll 1$  определяется выражением

$$\epsilon = \epsilon_s - \frac{\sigma\tau}{\epsilon_0}, \quad (13)$$

где  $\epsilon_s$  – диэлектрическая проницаемость образца в постоянном поле. Слагаемое, содержащее произведение  $(\sigma\tau)$  в формуле (13), растет с температурой. Увеличение удельной проводимости с ростом температуры несколько компенсируется уменьшением времени релаксации.

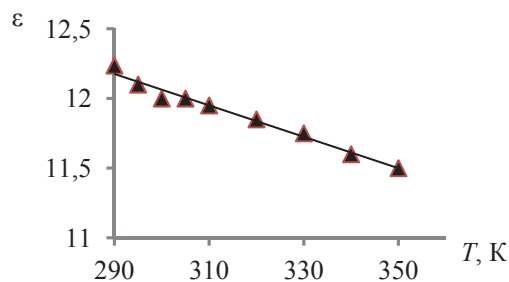


Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости  $n$ -Si от температуры, полученная из измерений фазового сдвига на частоте 60 ГГц

На рис. 3 приведена зависимость удельной проводимости образца от температуры. Значение  $\sigma$  рассчитывалось по формуле (8) для двух значений коэффициента затухания  $\alpha$ , полученных для однократного прохождения излучения через образец ( $d = 1,0$  мм) по формуле (9), и с учетом многократных внутренних отражений, рассчитанных с использованием (12).

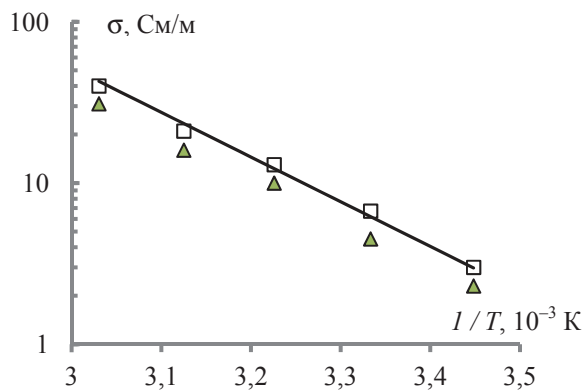


Рис. 3. Зависимость удельной проводимости  $n$ -Si от обратной температуры, полученная из измерений коэффициента пропускания зондирующей волны на частоте 60 ГГц:  $\Delta$  – данные получены без учета внутренних отражений волны от граней образца;  $\square$  – с учетом многократных внутренних отражений; сплошная линия – расчет с использованием Больцмановского распределения

Данные, полученные с использованием значений коэффициента затухания, найденного по формуле (12) с учетом многократных внутренних отражений, лучше согласуются с температурной зависимостью, рассчитанной с использованием Больцмановского распределения по формуле

$$\ln \frac{\sigma}{\sigma(T_2)} = -\frac{1}{T} \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{\sigma(T_1)}{\sigma(T_2)}, \quad (14)$$

где  $T_1$  и  $T_2$  равны 290 и 350 К, соответственно.

Коэффициент отражения  $\rho$  от обеих кремниевых пластин определялся по формуле (12). Зависимость коэффициента  $\rho$  от температуры в диапазоне 290–350 К на частоте зондирующего излучения 60 ГГц близка к линейной (рис. 4).

Данные, полученные для коэффициента  $\rho$ , оказываются несколько выше значения, полученного путем расчета по формуле для отражения от границы раздела с непроводящей диэлектрической средой ( $\rho = 0,31$ ). Для частоты 60 ГГц наблюдается возрастание  $\rho$  с повыше-

нием температуры, которое составляет примерно 15%. Такая же зависимость наблюдалась во всем исследуемом диапазоне частот (от 50 до 75 ГГц) и на образце толщиной 1 мм. Аналогичное увеличение коэффициента отражения в СВЧ-области и его соответствие с теоретическими оценками концентрации свободных носителей заряда отмечалось в работе [6] для частоты 150 ГГц. Очевидно, что наблюдаемое увеличение коэффициента отражения с температурой обусловлено повышением проводимости образца.

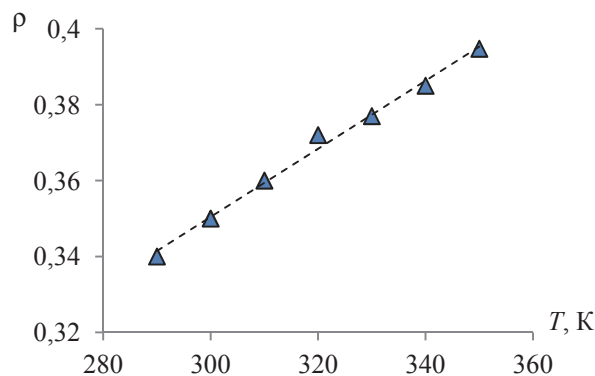


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения  $n$ -Si от температуры, полученная из измерений коэффициента пропускания на двух образцах (частота 60 ГГц, толщина образца 0,5 мм)

**Заключение.** Предложена методика измерений удельной проводимости и диэлектрической проницаемости полупроводников с удельной проводимостью при комнатной температуре около 100 См/м, в основе которой используется определение коэффициента пропускания и сдвига фазы зондирующего излучения в области частот 50–70 ГГц. Установлено, что в данном диапазоне частот на результаты измерений удельной проводимости заметно влияют внутренние отражения от граней образца  $n$ -Si с толщиной порядка 0,5 мм. Измеренные зависимости удельной проводимости и диэлектрической проницаемости от температуры объясняются классической моделью электронного переноса в полупроводниках в приближении сферических энергетических зон. Значения коэффициента отражения от слаболегированных кремниевых пластин несколько выше предсказываемых по классической формуле для диэлектрических сред. С повышением температуры коэффициент отражения полупроводникового образца увеличивается вследствие роста его удельной проводимости.

### Литература

1. Palais O., Arcari A. Contactless measurement of bulk lifetime and surface recombination velocity in silicon wafers // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93, № 8, P. 4686–4690.

2. Ahrenkiel R. K., Dashdorj J. Interface recombination velocity measurement by a contactless microwave technique // *J. Vac. Sci. and Technol. B.* 2004. № 4. P. 2063–2067.
3. Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978. 616 с.
4. Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 615 с.
5. Murata K., Hanawa A., Nozaki R. Broadband complex permittivity measurement techniques of materials with thin configuration at microwave frequencies // *J. Appl. Phys.* 2005. Vol. 98, № 8. P.084107/1–084107/8.
6. Биленко Д. В., Кац Л. И., Малинин Л. В. Отражение электромагнитной энергии от полупроводников в миллиметровом диапазоне длин волн // *Физика и техника полупроводников.* Т. 3, № 1. 1968. С. 44–47.

### References

1. Palais O., Arcari A. Contactless measurement of bulk lifetime and surface recombination velocity in silicon wafers. *J. Appl. Phys.*, 2003, vol. 93, no. 8, pp. 4686–4690.
2. Ahrenkiel R. K., Dashdorj J. Interface recombination velocity measurement by a contactless microwave technique. *J. Vac. Sci. and Technol. B.*, 2004, no. 4, pp. 2063–2067.
3. Anselm A. I. *Vvedenie v teoriyu poluprovodnikov* [Introduction to the theory of semiconductors]. Moscow, Nauka Publ., 1978. 616 p.
4. Zeeger K. *Fizika poluprovodnikov* [Physics of semiconductors]. Moscow, Mir Publ., 1977. 615 p.
5. Murata K., Hanawa A., Nozaki R. Broadband complex permittivity measurement techniques of materials with thin configuration at microwave frequencies. *J. Appl. Phys.*, 2005, vol. 98, no. 8, pp. 084107/1–084107/8.
6. Bilenko D. V., Katz L. I., Malinin L. V. Electromagnetic energy reflection from semiconductors in microwave region. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductor physics and engineering], 1968, vol. 3, no. 1, pp. 44–47 (In Russian).

### Информация об авторе

**Мадьяров Владимир Рафкатович** – кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры физики. Белорусский государственный технологический университет (220006, г. Минск, ул. Свердлова, 13а, Республика Беларусь). E-mail: Madyarov@belstu.by

### Information about the author

**Madiarov Vladimir Rafkatovich** – PhD (Physics and Mathematics), Associate Professor, the Department of Physics. Belarusian State Technological University (13a, Sverdlova str., 220006, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: Madyarov@belstu.by

Поступила 17.04.2017