

УДК 537.633.2

В. Р. Мадьяров, кандидат физико-математических наук, доцент (БГТУ);
Т. В. Пуцко, студент (БГТУ)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ПОМОЩЬЮ СВЧ-ЗОНДИРОВАНИЯ

Параметры электронного переноса в полупроводниковом образце можно оценить из измерений коэффициента пропускания, угла поворота плоскости поляризации и фазового сдвига проходящего СВЧ-излучения. Получены соотношения для расчета проводимости, подвижности и диэлектрической проницаемости. Приведены результаты измерений проводимости и подвижности носителей заряда в образце *n*-Si на частоте 20 ГГц при температурах порядка комнатной. Показано, что на результат измерений существенное влияние оказывают отражения от поверхностей образца, и поэтому требуется предварительная калибровка аппаратуры.

Parameters of electron transfer in a semiconductor can be obtained from measured values of transmission coefficient, polarization plane rotation and the phase shift of the probing microwave radiation. Relations were obtained for the conductivity, mobility and dielectric permeability. Measured results presented which obtained for *n*-Si conductivity and mobility at room temperatures and at frequency of 20 GHz. It was shown that the resulting values were substantially influenced by the reflections from two surfaces of specimen. Therefore preliminary calibration is necessary.

Введение. Для исследования полупроводниковых материалов применяются бесконтактные методы, с помощью которых можно избежать влияния на результат измерения побочных ЭДС [1]. Из этих методов измерения СВЧ-диапазона представляются наиболее перспективными, так как позволяют определить подвижность, удельную электропроводность и диэлектрическую проницаемость материала. Из измерений этих параметров можно оценить концентрацию носителей, время релаксации и эффективную массу носителей заряда.

В [2] получено упрощенное выражение для угла поворота плоскости поляризации, который в слабом магнитном поле и на частотах $\sim 10^{10}$ Гц пропорционален магнитной индукции, причем коэффициент пропорциональности зависит от подвижности и не зависит от времени релаксации и эффективной массы носителей заряда. Такая зависимость позволяет получить оценку подвижности носителей из измерений этого угла при комнатной температуре. Измерения целесообразно дополнить данными по удельной электропроводности, полученными на той же частоте, что и угол поворота плоскости поляризации.

В данной работе получены и экспериментально проверены соотношения для определения параметров переноса носителей заряда в слаболегированном кремнии по величине коэффициента затухания СВЧ-излучения, проходящего через тонкую полупроводниковую пластину, и угла поворота плоскости поляризации.

Основная часть. Рассмотрим однородный полупроводник с концентрацией электронов *n*, которые обладают одинаковым временем релаксации τ и эффективной массой m^* . Уравнение переноса электронов под действием электрического поля волны с частотой ω в прибли-

жении сферических энергетических поверхностей можно получить согласно модели Друде – Зенера, рассмотренной в [3]. Это уравнение имеет вид

$$\frac{dj}{dt} + \frac{j}{\tau} = \frac{ne^2}{m^*} E_0 e^{i\omega t}, \quad (1)$$

где *j* – плотность тока; E_0 – амплитуда электрического поля; *t* – время.

Если пренебречь зависимостью τ от энергии носителей, то решение уравнения (1) для синусоидального электрического поля дает выражение для плотности тока:

$$j = j_0 e^{i\omega t} = \frac{ne^2 \tau}{m^*} \left(\frac{1}{1 + i\omega\tau} \right) E_0 e^{i\omega t}. \quad (2)$$

Из (2) можно получить выражения для плотности тока проводимости и тока смещения, из которых следуют формулы для удельной проводимости и диэлектрической проницаемости:

$$\sigma = \frac{ne^2 \tau}{m^* [1 + (\omega\tau)^2]} = \frac{\sigma_0}{[1 + (\omega\tau)^2]}, \quad (3)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{ст} - \frac{ne^2 \tau^2}{\varepsilon_0 m^* [1 + (\omega\tau)^2]}. \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) $\sigma_0 = ne^2 \tau / m^*$ – удельная проводимость на постоянном токе; $\varepsilon_{ст}$ – диэлектрическая проницаемость в постоянном электрическом поле.

Из уравнения движения носителей заряда в магнитном поле, направленном вдоль распространения волны, можно получить выражение для угла поворота плоскости поляризации θ в приближении слабых магнитных полей и малых значений параметров $\omega\tau$ и μB ($\omega\tau \ll 1$, $\mu B \ll 1$) [2]:

$$\theta = 132,78 \frac{\sigma_0 \mu B l}{\sqrt{\epsilon_{ст}}}, \quad (5)$$

где $\mu = e\tau / m^*$ – подвижность носителей; B – магнитная индукция.

Из формул (3)–(5) можно найти значения σ_0 , μ и n , а следовательно, время релаксации и эффективную массу носителей.

Удельная проводимость определялась из измерений коэффициента пропускания зондирующего излучения. Коэффициент пропускания k_0 для плоской монохроматической волны вычисляется по формуле [4]:

$$k_0 = \exp(-\alpha d), \quad \alpha = F \left(\frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \right), \quad (6)$$

где α – линейный коэффициент поглощения излучения; d – толщина образца.

На рис. 1 представлены зависимости k_0 от σ , построенные путем расчета по формуле (6), с использованием аналитического вида функции F в [4].

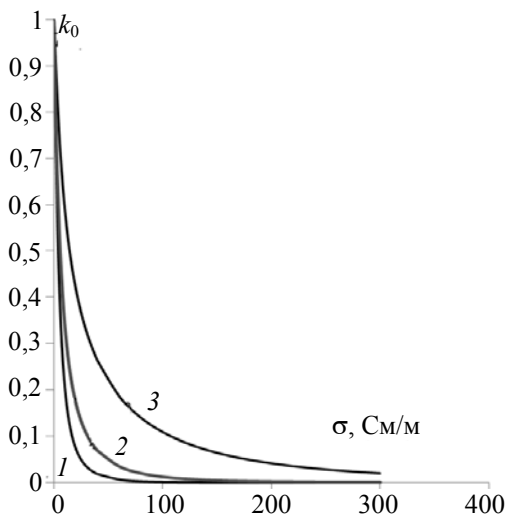


Рис. 1. Зависимости коэффициента пропускания плоского образца от проводимости при различной толщине образца d на частоте 20 ГГц: 1 – $d = 3$ мм; 2 – $d = 2$ мм; 3 – $d = 1$ мм

Измерение коэффициента пропускания позволяет с достаточной степенью точности определить удельную проводимость до значений $\sigma \sim 200$ См/м в образцах с толщиной ~ 1 мм.

Схема установки представлена на рис. 2. Зондирующая волна с частотой 20 ГГц формировалась клистронным генератором. Волновод имел стандартное прямоугольное сечение и был рассчитан на прохождение моды TE_{11} . Образцы слаболегированного монокристаллического кремния n типа с удельной проводимостью $\sigma_0 = 16$ См/м (при температуре 290 К) помещались в непод-

вижную цилиндрическую переходную латунную секцию, состоящую из двух коаксиальных цилиндров. Один из цилиндров мог поворачиваться и был соединен со второй прямоугольной секцией. На обе цилиндрические секции одевался соленоид, который создавал продольное магнитное поле в месте расположения образца. Угол поворота цилиндрической секции измерялся по смещению светового пятна луча лазера, отраженного от зеркала, жестко соединенного с вращающейся секцией. Температура образца измерялась термопарой.

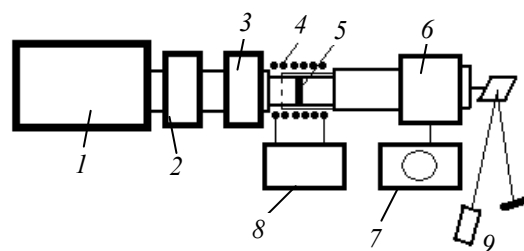


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – генератор; 2 – аттенуатор; 3 – волномер; 4 – соленоид; 5 – образец; 6 – детектор; 7 – осциллограф; 8 – источник питания; 9 – лазер

Мощность прошедшей волны измерялась термисторным детекторным блоком. Предварительно измерялась мощность СВЧ-излучения без образца. Регистрируемая мощность изменялась пропорционально $\cos^2 \varphi$ (φ – угол между главными плоскостями подвижной и неподвижной секций волноводов). Такая же зависимость получалась и со вставленным образцом без приложенного магнитного поля. При смене направления магнитного поля путем переключения полярности источника питания направление поворота плоскости поляризации волны менялось на противоположное. Воспроизводимость измеренного угла поворота была не хуже 5%. Коэффициент пропускания определялся как отношение мощности излучения, измеренной за образцом, к мощности СВЧ-излучения без образца.

На рис. 3 представлены зависимости удельной проводимости от обратного значения температуры. Расчетная зависимость построена с использованием экспоненциального распределения $\sigma = \sigma_0 \exp(-E / kT)$, где $E = 0,045$ эВ – энергия донорного уровня. Для сопоставления приведены зависимости удельной проводимости σ , которые рассчитывались по измеренной величине k_0 с помощью формулы (6) в предположении однократного прохождения в среде образца, а также скорректированные значения σ , полученные с учетом многократных отражений волны от поверхностей образца. Можно показать, что при многократных отражениях коэффициент

пропускания связан с коэффициентом α соотношением (в предположении одинаковой отражательной способности от обеих поверхностей):

$$k_1 = \frac{e^{-\alpha d} (1 - \rho^2)}{[1 - \rho^2 (1 - \rho) e^{-2\alpha d}]} = \frac{k_0 (1 - \rho^2)}{[1 - \rho^2 (1 - \rho) k_0^2]}, \quad (7)$$

где ρ – коэффициент отражения от поверхности образца. Значения ρ и α определялись путем численного решения системы уравнений (7) для двух измеренных значений k_1 образцов с толщиной 1 и 2 мм.

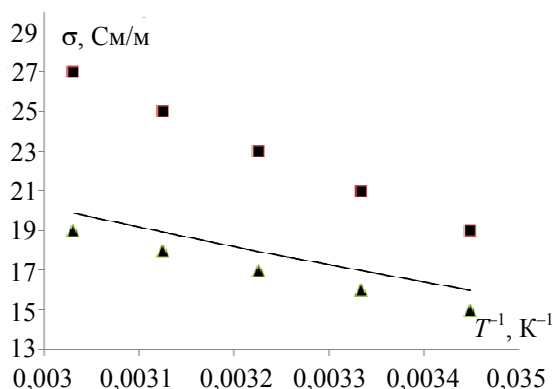


Рис. 3. Зависимости проводимости образца *n*-кремния с толщиной 1 мм от обратной температуры:

сплошная кривая – расчет; ■ – без учета отражений; ▲ – с учетом многократных отражений (значение $\rho = 0,34$)

Скорректированные значения проводимости лучше соответствуют расчетным данным. Этот факт указывает на то, что внутренние отражения зондирующего излучения существенно влияют на величину определяемой проводимости. Вместе с тем существуют также отражения в переходной секции волновода, чем может быть обусловлено заметное расхождение расчетных и измеренных данных. Поэтому целесообразным является проведение предварительной калибровки выходного сигнала по известным значениям удельной проводимости.

Измерения показали, что зависимость угла поворота плоскости поляризации θ от магнитной индукции в диапазоне до 0,1 Тл близка к линейной. Величина подвижности, оцененная по наклону этой зависимости, составила $0,13 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при температуре 290 К.

На рис. 4 представлены зависимости угла θ от температуры. Зависимость θ от температуры

в диапазоне 290–330 К близка к $\theta \sim T^{-3/2}$, что указывает на близкую к линейной связь между θ и подвижностью носителей в данном диапазоне (значения параметров $\omega\tau$ и μV составляли 0,13 и 0,07 соответственно).

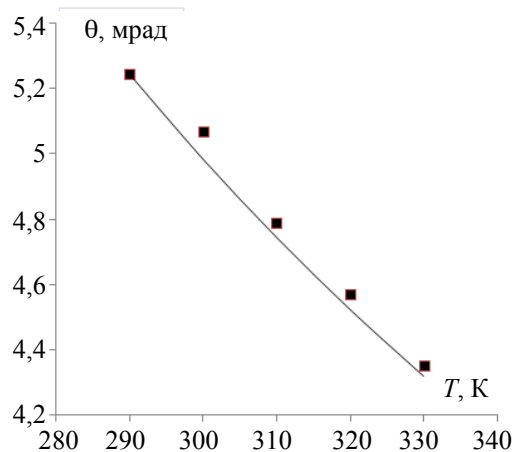


Рис. 4. Зависимости измеренного угла поворота плоскости поляризации (■) в образце *n*-Si от температуры: сплошная кривая – расчетная зависимость $\mu \sim T^{-3/2}$

Заключение. Таким образом, при постановке СВЧ-измерений проводимости полупроводниковых образцов следует учитывать внутренние отражения зондирующей волны от его поверхностей. Поэтому целесообразным является проведение предварительной калибровки выходного сигнала по известным значениям удельной проводимости. На результат измерения подвижности отражения влияют в гораздо меньшей степени.

Литература

1. Кучис, Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования / Е. В. Кучис. – М.: Советское радио, 1990. – 263 с.
2. Мадьяров, В. Р. Микроволновые холловские измерения в кремнии при комнатной температуре / В. Р. Мадьяров // Труды БГТУ. Сер. VI, Физ.-мат. науки и информатика. – 2009. – Вып. XVII. – С. 99–102.
3. Маделунг, О. Физика полупроводниковых элементов III и V групп / О. Маделунг. – М.: Мир, 1968. – 277 с.
4. Ахиезер, А. Л. Электродинамика высоких энергий в веществе / А. Л. Ахиезер, Н. Ф. Ахиезер. – М.: Наука, 1993. – 343 с.

Поступила 03.03.2012