

ХОЛЛОВСКИЕ СВЧ-ИЗМЕРЕНИЯ В КРЕМНИИ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

When a plane polarized electromagnetic wave passes through a semiconductor and a static magnetic field is applied along the direction of propagation, there occurs a rotation of the plane of polarization. This effect has been analyzed and it was shown that at weak magnetic fields (assuming the relaxation time to be energy independent) the angle of rotation of the plane of polarization can be explained by additional imposed Hall field and can be expressed to a first order of approximation by proportional relationship between angle of rotation and magnetic field. The formula obtained can be used at room temperatures and was verified experimentally using *n*-Si crystal. The mobility deduced from the slope of measured dependence was found to be in good agreement with that measured by usual Hall dc technique.

Введение. Для исследования полупроводниковых материалов широко применяются импедансные и резонансные методы СВЧ-диапазона [1, 2]. Способ зондирования образцов СВЧ-излучением, основанный на измерении угла поворота плоскости поляризации в магнитном поле, приложенном вдоль направления распространения зондирующей волны (эффект Фарадея), обеспечивает бесконтактное определение подвижности свободных носителей заряда. Эффект Фарадея в микроволновом диапазоне впервые наблюдался в металлах, полупроводниковых и ферромагнитных материалах [3, 4]. Продольное магнитное поле приводит к появлению в проводящей среде поперечного холловского поля, поэтому одним из механизмов поворота плоскости поляризации является эффект Холла, а угол поворота зависит от холловских параметров зондируемого образца. Использование данного метода наиболее целесообразно для материалов с низкой проводимостью $\sigma \sim 1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, так как глубина проникновения зондирующего излучения $\delta \sim (\mu_0 \omega \sigma)^{-1/2}$ на частоте $\omega \sim 10^{10}$ Гц составляет несколько миллиметров и угол поворота плоскости поляризации можно измерять в сравнительно слабом магнитном поле. При интерпретации результатов холловских СВЧ-измерений приходится учитывать время релаксации τ носителей заряда, вследствие чего измерения проводятся при низких температурах, при которых τ мало по сравнению с частотой сигнала.

В данной работе получена и экспериментально проверена упрощенная формула для угла поворота плоскости поляризации, найдены условия, при которых подвижность носителей можно оценить из измерений при комнатной температуре, без необходимости использования данных о времени релаксации и эффективной массе носителей заряда.

Основная часть. Поворот плоскости поляризации можно проанализировать на основе приближения сферических энергетических поверхностей с использованием модели Друде – Зенера [5]. Рассмотрим распространение плоской электромагнитной волны в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ , концентрацией свобод-

ных носителей заряда n , обладающих эффективной массой m . Постоянное магнитное поле \vec{B} приложено в направлении распространения. Уравнение движения носителей заряда имеет вид

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{m}{\tau} \vec{v} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (1)$$

где v – скорость дрейфа носителей заряда; τ – время релаксации; e – абсолютное значение заряда электрона.

Если движение носителей заряда происходит в плоскости xy (постоянное магнитное поле направлено по оси z), то уравнение (1) можно представить в следующем виде:

$$m \frac{d\upsilon_{\pm}}{dt} + \frac{m}{\tau} \upsilon_{\pm} = eE_{\pm} \mp ieB, \quad (2)$$

где $\upsilon_{\pm} = \upsilon_x \pm i\upsilon_y$, $E_{\pm} = E_x \pm iE_y$ – скорости носителей под действием поля волны с напряженностью электрического поля E_{\pm} , знаки «+» и «-» относятся к волнам с правой и левой круговой поляризацией соответственно; υ_x и υ_y , E_x и E_y – проекции скорости носителей и напряженности поля на оси x и y соответственно.

Если пренебречь зависимостью τ от энергии носителей, то с учетом решения уравнения (2) для синусоидального электрического поля можно получить выражение для плотности тока, включающей в себя ток проводимости и ток смещения:

$$j = nev + \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} = \left[\epsilon_{\text{ст}} \epsilon_0 - \frac{(ne^2/\omega)(m\omega \pm eB)}{(m/\tau)^2 (m\omega \pm eB)^2} \right] \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} + \frac{ne^2 m / \tau}{(m/\tau)^2 + (m\omega \pm eB)^2} E_{\pm}, \quad (3)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; $\epsilon_{\text{ст}}$ – диэлектрическая проницаемость в постоянном электрическом поле; ω – циклическая частота зондирующего излучения.

Из (3) следует, что значениям E_+ и E_- соответствуют значения диэлектрической проницаемости и проводимости:

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{\text{ст}} - \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{(\sigma_0 / \omega)(\omega\tau \pm \mu B)}{1 + (\omega\tau \pm \mu B)^2}, \quad (4)$$

$$\sigma_{\pm} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega\tau \pm \mu B)^2},$$

где $\sigma_0 = ne^2\tau / m$ – проводимость на постоянном токе; $\mu = e\tau / m$ – подвижность носителей заряда.

Угол поворота θ плоскости колебаний вектора \vec{E} после прохождения образца толщиной l можно найти из соотношения

$$\theta = \frac{1}{2}(\alpha_- - \alpha_+)l, \quad (5)$$

где α_{\pm} – вещественная часть постоянной распространения k -й плоской электромагнитной волны в объеме проводящей немагнитной среды, которая выражается известными формулами [6]:

$$k_{\pm} = \mu_0 (\varepsilon_{\pm} \omega^2 - i\sigma_{\pm} \omega) = \alpha_{\pm} + i\beta_{\pm}, \quad (6)$$

$$\alpha_{\pm} = \omega(\varepsilon_0 \mu_0)^{1/2} \left[\frac{1}{2} \left[\varepsilon_{\pm} \left(1 + \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\pm} \omega} \right)^{1/2} + 1 \right] \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Используя формулы (4)–(6), можно получить выражение для угла θ в приближении слабых магнитных полей и малых значений параметров $\omega\tau$ и μB ($\omega\tau \ll 1$, $\mu B \ll 1$):

$$\theta = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \frac{\sigma_0 \mu B l}{\sqrt{\varepsilon_{\text{ст}}}} F(s), \quad (8)$$

где $F(s)$ – функция от параметра $s = \sigma_0 / \omega \varepsilon_0$, которая графически представлена на рис. 1.

На частотах $\omega > 10^{10}$ Гц для большинства полупроводников значение $s \gg 1$. Расчеты показывают, что при $s > 1$ значение функции $F(s)$ близко к 1. Поэтому формула (8) примет вид

$$\theta = 132,78 \frac{\sigma_0 \mu B l}{\sqrt{\varepsilon_{\text{ст}}}}. \quad (9)$$

Выражение для постоянной k , совпадающее с (6), также можно получить из решения уравнений Максвелла, записанных с учетом холловского поля \vec{E}_H :

$$\vec{E}_H = R\vec{B} \times \vec{j} = \mu\vec{B} \times \vec{E},$$

$$\nabla \times (\vec{E} + \vec{E}_H) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (10)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \left(\frac{\partial (\vec{E} + \vec{E}_H)}{\partial t} \right).$$

Если постоянное магнитное поле B приложено вдоль направления распространения плоской волны, то выражение для k имеет вид

$$k_{\pm}^2 = \mu_0 \left[\frac{\omega^2 \varepsilon_0 [1 + (\mu B)^2] \pm \omega \sigma_0 \mu B - i\omega \sigma_0}{1 + (\mu B)^2} \right]. \quad (11)$$

Это соотношение совпадает с выражением для k_{\pm} , которое получается подстановкой формулы (4) в уравнение (6) при условии $\omega\tau \ll \mu B$. Поэтому применение предельной формулы (11) приводит к выражению (8) для угла θ .

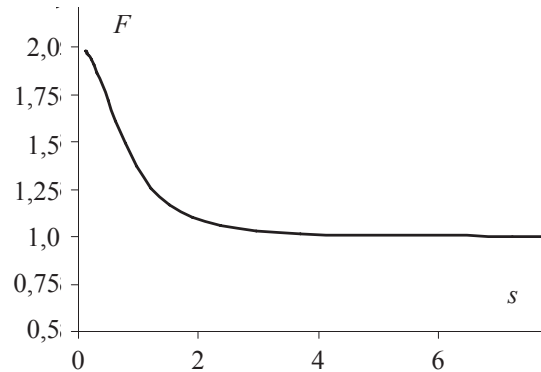


Рис. 1. Зависимость функции F от параметра $s = \sigma_0 / \omega \varepsilon_0$ при значении проводимости $\sigma_0 = 1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $\varepsilon = 12$

Эффект Фарадея при прохождении зондирующей СВЧ-волны вызван анизотропией диэлектрической проницаемости, создаваемой продольным магнитным полем. Поворот плоскости колебаний в полупроводнике в слабых магнитных полях ($\mu B \ll 1$) можно объяснить наложением холловского поля на электрическое поле зондирующей волны. Подвижность в формуле (9) определяется холловской подвижностью и зависит от параметров полупроводникового образца.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Зондирующая волна с частотой 9,6 ГГц формировалась клистронным генератором. Волновод имел стандартное прямоугольное сечение и был рассчитан на прохождение моды TE_{11} . Образец слаболегированного монокристаллического кремния n -типа с удельным сопротивлением $0,5 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ и толщиной 4 мм помещался в неподвижную цилиндрическую переходную латунную секцию, состоящую из двух коаксиальных цилиндров. Один из цилиндров мог поворачиваться с помощью червячной передачи и был соединен со второй прямоугольной секцией.

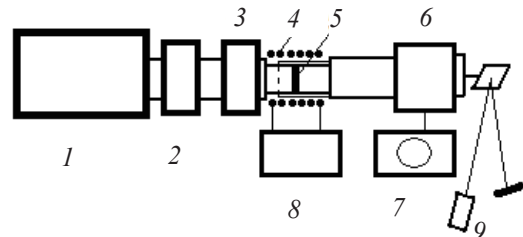


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – генератор; 2 – аттенуатор; 3 – волномер; 4 – соленоид; 5 – образец; 6 – детектор; 7 – осциллограф; 8 – источник питания; 9 – лазер

На цилиндрическую секцию одевался соленоид, который создавал продольное магнитное поле в месте расположения образца. Направление магнитного поля совпадало с направлением образца 111. Угол поворота цилиндрической секции измерялся по смещению светового пятна луча лазера, отраженного от зеркальца, которое жестко соединено с вращающейся секцией.

Мощность прошедшей волны измерялась калориметрическим детекторным блоком, соединенным со второй прямоугольной секцией. Предварительно проводилась проверка прохождения волны без образца. Регистрируемая мощность изменялась пропорционально $\cos^2\varphi$ (φ – угол между главными плоскостями обеих секций волноводов). Такая же зависимость получалась и со вставленным образцом без приложенного магнитного поля. При смене направления магнитного поля путем переключения полярности источника питания соленоида направление поворота плоскости поляризации волны менялось на противоположное. Воспроизводимость измеренного угла поворота была не хуже 5%.

На рис. 3 представлена зависимость угла поворота плоскости поляризации θ от магнитной индукции, измеренная при комнатной температуре.

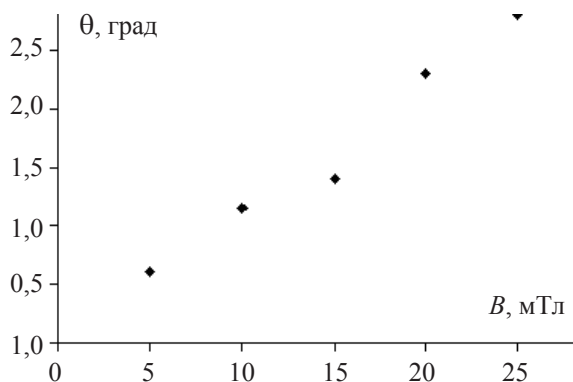


Рис. 3. Зависимость угла поворота плоскости поляризации в образце кремния от магнитной индукции

Наблюдаемая зависимость достаточно точно аппроксимируется линейной функцией. Значение подвижности оценивалось по коэффициенту наклона этой зависимости с помощью формулы (9) и составило $0,34 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

При расчетах использовалось значение $\epsilon_{\text{ст}} = 12$. В условиях опыта соблюдались сле-

дующие условия: $\omega\tau \ll 1$ и $\mu V \ll 1$. Для оценок принималось значение времени релаксации $\tau \sim 2 \cdot 10^{-13} \text{ с}$, значение параметров $\omega\tau$ и μV составляло 0,13 и 0,07 соответственно. Полученное значение подвижности хорошо согласуется со значением, измеренным при комнатной температуре на постоянном токе ($0,38 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$).

Заключение. Получено простое выражение для угла поворота плоскости поляризации, который в слабом магнитном поле и на частотах $\sim 10^{10} \text{ Гц}$ пропорционален магнитной индукции, причем коэффициент пропорциональности зависит от подвижности и не зависит от времени релаксации и эффективной массы носителей заряда. Такая зависимость позволяет дать оценку подвижности носителей из измерений при комнатной температуре. При этих условиях эффект Фарадея объясняется наложением холловского поля на поле электромагнитной волны. Выведенная формула проверена экспериментально на образце монокристаллического кремния. Полученные результаты можно применять для бесконтактных измерений высокоомных полупроводниковых образцов.

Литература

1. Density and well width dependences of the effective mass of two-dimensional holes in (100) GaAs quantum wells measured using cyclotron resonance at microwave frequencies / H. Zhu [et al.] // Solid State Commun. – 2007. – Vol. 141, № 9. – P. 510–513.
2. Broadband complex permittivity measurement techniques of materials with thin configuration at microwave frequencies / M. Kenichiro [et al.] // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 98, № 8. – P. 084107/1–084107/8.
3. Cooke, S. P. Hall and Kerr effects at microwave frequencies / S. P. Cooke // Phys. Rev. – 1948. – Vol. 74, № 6. – P. 7006–7012.
4. Hogan, C. L. The Ferromagnetic Faraday Effect at Microwave Frequencies and its Applications / C. L. Hogan // Phys. Rev. – 1953. – Vol. 25, № 1. – P. 258–262.
5. Маделунг, О. Физика полупроводниковых элементов III и V групп / О. Маделунг. – М.: Мир, 1968. – 277 с.
6. Ахиезер, А. Л. Электродинамика высоких энергий в веществе / А. Л. Ахиезер, Н. Ф. Ахиезер. – М.: Наука, 1993. – 343 с.