

УДК 537.633.2

В. Р. Мадьяров

Белорусский государственный технологический университет

**ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТОВ МАГНИТОПЛАЗМЕННОГО ОТРАЖЕНИЯ
И МАГНИТНОГО ВРАЩЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

Применение магнитооптических эффектов в ИК- и СВЧ-диапазонах позволяет получить информацию о таких параметрах электронного переноса в полупроводниковых материалах и многослойных наноструктурах, как подвижность, эффективная масса и время релаксации. Постановка измерений с продольной и поперечной ориентациями магнитного поля относительно волнового вектора падающей волны является более результативной в сочетании с зондированием образца на прохождение волны. Минимальный коэффициент пропускания достигается при определенных соотношениях между частотой зондирующей волны, циклотронной и магнитоплазменной частотами, которые зависят от эффективной массы и концентрации носителей заряда. Расчеты показывают, что в продольном магнитном поле можно определить эффективную массу, измерив величину частотного сдвига $\Delta\omega$ края магнитоплазменного отражения в дальней ИК-области. Для наблюдения эффекта уменьшения пропускания ИК-волны вследствие магнитоплазменного резонанса применялось увеличение концентрации носителей с помощью изменения мощности фотовозбуждения. Оценка эффективной массы по величине $\Delta\omega$ дает значение, удовлетворительно согласующееся с известными данными. Показано, что в образце n-Si при продольной ориентации магнитного поля постоянная вращения монотонно возрастает с частотой в диапазоне 50–80 ГГц и примерно на порядок превышает значение, полученное для поперечного магнитного поля. Полученные данные позволяют выбрать наиболее эффективную и технически простую схему измерений.

Ключевые слова: волны миллиметрового диапазона, эффект Фарадея, магнитоплазменное отражение, концентрация носителей, эффективная масса.

Для цитирования: Мадьяров В. Р. Применение эффектов магнитоплазменного отражения и магнитного вращения для определения электронных характеристик полупроводников // Труды БГТУ. Сер. 3, Физико-математические науки и информатика. 2022. № 2. (260). С. 65–69.

V. R. Madyarov

Belarusian State Technological University

**MEASUREMENT OF ELECTRONIC TRANSFER PARAMETERS
IN SEMICONDUCTORS USING MAGNETOPLASMIC REFLECTION
AND MAGNETIC ROTATION EFFECTS**

The use of magneto-optical effects in the microwave range makes it possible to obtain information about such parameters of electron transfer in semiconductor materials and multilayer nanostructures as mobility, effective mass and relaxation time. Measurements with the longitudinal and transverse orientation of the magnetic field relative to the wave vector of the incident wave (in the geometry of Faraday and Voigt) are more effective in combination with probing the sample for the passage of the wave. Calculations show that in the longitudinal geometry, the parameters of a semiconductor can be determined by the magnitude of the frequency shift $\Delta\omega$ of the edge of the magnetoplasma reflection in the far IR region. The minimum transmission coefficient is achieved at certain relations between the frequency of the probing wave, cyclotron and magnetoplasma frequencies, which depend on the effective mass and carrier concentration. To observe the effect of reducing in transmission of the IR wave due to the magnetoplasma resonance, an increase in the concentration of carriers was used by changing the photoexcitation power. The estimation of the effective mass using the measured shift $\Delta\omega$ provides a value that is in satisfactory agreement with the known data. It is shown that in the n-Si sample, with the longitudinal orientation of the magnetic field, the rotation constant monotonically increases with a frequency in the range of 50–80 GHz and is approximately an order of magnitude higher than the value obtained for the transverse magnetic field. The obtained data allow to use the most efficient and technically simple measurement arrangement.

Keywords: millimeter waves, Faraday effect, magnetoplasma reflection, carrier concentration, effective mass.

For citation: Madyarov V. R. Measurement of electronic transfer parameters in semiconductors using magnetoplasma reflection and magnetic rotation effects. *Proceedings of the BSTU, issue 3, Physics and Mathematics. Informatics*, 2022, no. 2 (260), pp. 65–69 (In Russian).

Введение. В настоящее время для определения параметров электронного переноса в полупроводниках, таких как скорости поверхностной и объемной рекомбинации и длина диффузии носителей заряда, применяются бесконтактные методы с использованием излучений миллиметрового и видимого диапазонов [1–3]. Методы, основанные на измерении фотопроводимости в поперечном (геометрия Фойгта) и продольном (геометрия Фарадея) магнитном поле по отношению к направлению зондирующей волны применялись для определения рекомбинационных параметров носителей заряда в эпитаксиальных пленках Cd-Te [4, 5]. Методика на основе эффекта магнитного вращения плоскости поляризации зондирующего излучения в миллиметровом диапазоне позволяет оценить такие параметры, как подвижность, эффективная масса носителей заряда и время релаксации. Величину подвижности носителей можно получить из измерений угла поворота плоскости колебаний электрического вектора зондирующей волны при различной ориентации внешнего постоянного магнитного поля. Значительную информацию о параметрах электронного переноса дает применение магнитоплазменного отражения. Характеристические частоты, при которых коэффициенты пропускания зондирующего излучения достигают своих экстремальных значений, зависят от концентрации и эффективной массы носителей заряда в полупроводнике, а также от взаимной ориентации вектора внешнего постоянного магнитного поля и волнового вектора зондирующего излучения. Магнитоплазменная и циклотронная частоты, а также частота столкновений, определяющая время релаксации носителей, находятся в области частот, где все полупроводниковые материалы сравнительно слабо поглощают излучение миллиметрового и дальнего ИК-диапазона.

Изменение значений характеристических частот может достигаться варьированием внешних параметров – магнитной индукции, напряженности электрического поля, температуры полупроводника, мощности зондирующего излучения. Изменение этих параметров в значительных пределах обеспечивает возможность достижения резонанса путем зондирования излучением фиксированной частоты при параметрическом изменении характеристических частот полупроводника. В данной работе предложена методика определения эффективной массы электронов в полупроводниковом образце из измерений коэффициента пропускания на магнитоплазменных частотах. Приведены результаты измерения угла поворота плоскости поляризации в продольном и поперечном магнитных полях. Сопоставляются чувствительности этих измерительных схем.

Основная часть. Изменение характеристической частоты достигается изменением концентрации электронов плазмы, создаваемой путем облучения от вспомогательного источника (лазера) и изменения индукции внешнего магнитного поля. Когда плазменная частота и частота зондирующего излучения совпадают, на зависимости коэффициента пропускания от мощности вспомогательного лазера должен наблюдаться минимум. Для зондирования наиболее целесообразно использовать источники с малым поглощением в объеме образца, энергия квантов излучения которых не превышает ширину запрещенной зоны. Концентрация носителей и плазменная частота изменялись регулированием мощности источника фотовозбуждения. Изменяя индукцию магнитного поля, можно дополнительно регулировать характеристическую частоту образца до достижения минимального значения коэффициента пропускания образца. Если магнитное поле с индукцией B направлено вдоль распространения зондирующей волны с частотой ω , то для проекций электрического поля E_x и E_y выполняются следующие уравнения [6]:

$$\begin{aligned} \left(k^2 - \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2}\right) E_x + i\mu_0 \omega (\sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y) &= 0, \\ \left(k^2 - \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2}\right) E_y - i\mu_0 \omega (\sigma_{xy} E_x - \sigma_{xx} E_y) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Решение (1) для дальней ИК-области ($\sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$), дает величину сдвига $\Delta\omega$ магнитоплазменного отражения [6]:

$$\Delta\omega = \omega^* - \omega_p = \mp \frac{1}{2} \omega_c, \quad (\omega \mp \omega_c) \tau \gg 1, \quad (2)$$

где ω^* – резонансная частота, соответствующая минимальному пропусканию образца; ω_p и ω_c – соответственно плазменная и циклотронная частоты:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m^*}}, \quad \omega_c = \frac{eB}{m^*}, \quad (3)$$

n – концентрация электронов в плазме фотовозбуждения; e – элементарный заряд; ε_0 – диэлектрическая постоянная; B – магнитная индукция; m^* – эффективная масса электрона. Знаки в (2) соответствуют направлениям поворота плоскости поляризации зондирующей волны (его изменение обеспечивается изменением направления магнитного поля), условие (2) определяет выбор частоты зондирующего источника

Выражение, аналогичное (2) для дальней ИК-области, можно также получить и для поперечной геометрии, в которой магнитное поле ориентировано перпендикулярно к направлению распространения волны.

Интенсивность излучения, прошедшего через образец, измерялась охлаждаемой полупроводниковой термопарой. Магнитное поле в области образца, перпендикулярное к направлениям возбуждающего и зондирующего излучений, создавалось электромагнитом, обмотка которого питалась от регулируемого источника постоянного тока. Образец в виде квадратной пластинки со стороной 8 мм помещался в зазор электромагнита. Толщина пластинки – 0,5 мм. В качестве образца использовалась пластинка InSb. Для фотовозбуждения применялось излучение лазерного диода с длиной волны 0,808 мкм. Плазменная частота образца изменялась регулированием концентрации носителей заряда в зоне проводимости исследуемого полупроводника за счет изменения мощности фотовозбуждения.

На рис. 1 представлены зависимости коэффициента пропускания образца InSb от мощности фотовозбуждения, полученные для противоположных направлений магнитного поля и при его отсутствии. В качестве зондирующего использовался источник с длиной волны 10,6 мкм (граничная длина волны края фундаментального поглощения InSb составляет 7,3 мкм).

Наблюдается смещение минимального пропускания при различных направлениях магнитного поля с ростом мощности фотовозбуждения P . Квадрат плазменной частоты пропорционален концентрации носителей заряда, создаваемой в зоне проводимости. С другой стороны, n увеличивается пропорционально потоку квантов возбуждающего излучения, а следовательно, пропорционально P . Поэтому мощность фотовозбуждения пропорциональна квадрату плазменной частоты, $P \sim \omega_p^2$. Изменение направления магнитного поля в образце приводит в соответствии с уравнением (2) к уменьшению или возрастанию частоты резонанса, на которой наблюдается минимальное пропускание. Смещение $\Delta P = P_2 - P_1$ минимального пропускания симметрично относительно плазменного резонанса при $B = 0$, который наблюдается при мощности P_0 . Плазменная частота при отсутствии поля совпадает с частотой излучения зондирующего лазера ω_0 . Результаты дополнительных измерений показали, что абсолютная величина ΔP пропорциональна индукции магнитного поля. Это может указывать на приближенное выполнение формулы (2), согласно которой сдвиг поглощения не зависит от концентрации носителей заряда и пропорционален индукции магнитного поля. Для значений мощности P_1 и P_2 на резонансных частотах ω_1^* и ω_2^* справедливо соотношение

$$\frac{\sqrt{P_1}}{\omega_1^*} = \frac{\sqrt{P_2}}{\omega_2^*}, \quad (4)$$

$$\text{где } \omega_1^* = \omega_0 - \frac{1}{2}\omega_c, \quad \omega_2^* = \omega_0 + \frac{1}{2}\omega_c.$$

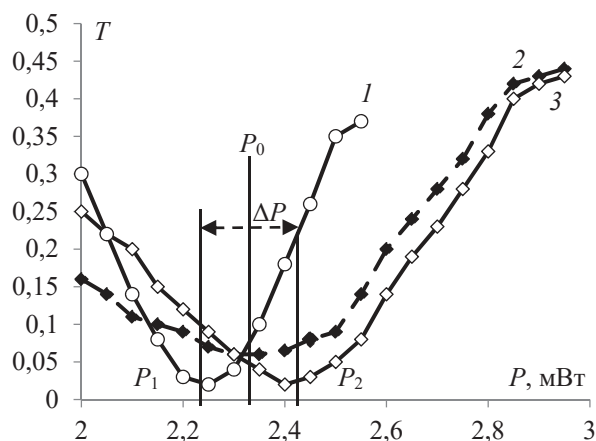


Рис. 1. Зависимости коэффициента пропускания образца InSb от мощности фотовозбуждения в геометрии Фарадея. Кривые 1 и 3 соответствуют различным направлениям поворота плоскости поляризации при $B = 1,1$ Тл, кривая 2 – пропусканию при $B = 0$

Из уравнения (4), учитывая, что $\Delta P / P_0 \ll 1$ и $\omega_c / \omega_p \ll 1$, выразим сдвиг по частоте

$$\omega_2^* - \omega_1^* = \omega_c = \frac{eB}{m^*} = \frac{\omega_0 \Delta P}{P_0}, \quad (5)$$

где P_0 – значение мощности фотовозбуждения на частоте излучения зондирующего лазера ω_0 , соответствующее минимальному пропусканию при отсутствии магнитного поля.

Из (5) выразим эффективную массу m^* , учитывая, что $\omega_0 = 2\pi c / \lambda_0$ (c – скорость света в вакууме, λ_0 – длина зондирующей волны):

$$m^* = \frac{eB\lambda_0 P_0}{2\pi c \Delta P}. \quad (6)$$

Расчет по формуле (6) дает значение эффективной массы через для InSb $0,015m_0$, близкое к ее циклотронному значению, $0,013m_0$ (m_0 – масса свободного электрона).

Для сопоставления углов поворота в продольной и поперечной геометрии в качестве источника зондирующего излучения применялся генератор Г4-142 (рабочий диапазон 50–78 ГГц). Волновод имел стандартное прямоугольное сечение и был рассчитан на прохождение моды TE_{11} . Использовались пластинки образцов n -Si и n -Ge толщиной 0,5 мм. Образцы помещались в неподвижную цилиндрическую переходную латунную секцию, состоящую из двух коаксиальных цилиндров. Один из цилиндров мог поворачиваться и соединялся со второй прямоугольной секцией. Магнитное поле, параллельное направлению распространения волны в месте расположения образца, создавалось внутри обмотки, одетой на цилиндрическую секцию. Поперечное магнитное поле возбуждалось в зазоре между

полюсами электромагнита. Плоскость образца кремния перпендикулярна оси [100], для которой известны продольная и поперечная эффективные массы. Направление продольного магнитного поля совпадало с этой осью. Угол поворота цилиндрической секции измерялся по смещению светового пятна лазерного луча, отраженного от зеркала, жестко соединенного с вращающейся секцией. Такая система обеспечивала минимальный измеряемый угол поворота около 0,1 град при данной толщине образца. Мощность прошедшей волны измерялась детекторным блоком, вставленным во вторую прямоугольную секцию.

На рис. 2 и 3 представлены зависимости углов вращения α_{\parallel} и α_{\perp} от индукции магнитного поля в продольной и поперечной геометрии.

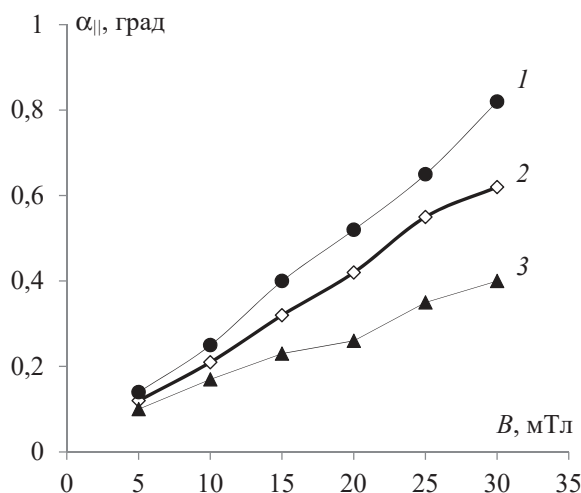


Рис. 2. Зависимости угла магнитного вращения от магнитного поля для n -кремния ($\sigma_0 = 96$ См/м) в продольной геометрии: 1 – 63 ГГц; 2 – 56 ГГц; 3 – 53 ГГц

Для продольного и поперечного поля наблюдается близкая к линейной зависимость угла вращения от индукции магнитного поля. С ростом частоты зондирующего излучения угол поворота заметно увеличивается. Угол поворота плоскости поляризации для продольного поля α_{\parallel} значительно превышает значения α_{\perp} даже в сравнительно слабых магнитных полях (10–30 мТл).

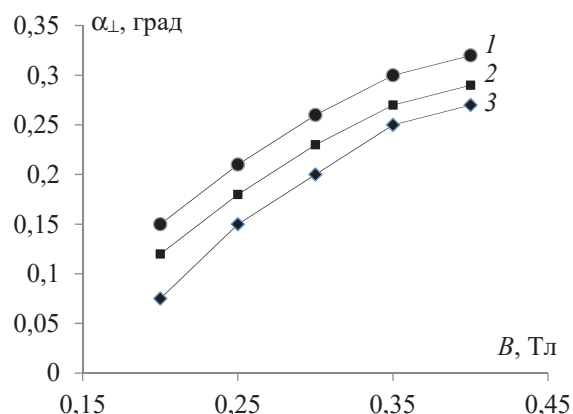


Рис. 3. Зависимости угла магнитного вращения от магнитного поля для n -кремния ($\sigma_0 = 96$ См/м) в поперечной геометрии: 1 – 63 ГГц; 2 – 56 ГГц; 3 – 53 ГГц

Постоянная вращения α_{\parallel} для параллельной геометрии на частоте 56 ГГц составляет около 40 град/Тл·мм, тогда как в поперечной геометрии на одинаковой частоте α_{\perp} составляет около 0,25 град/Тл·мм. Таким образом, схема с геометрией Фарадея оказывается гораздо более чувствительной к магнитному полю.

Заключение. Показано, что для более простой обработки результатов измерения эффективной массы носителей заряда целесообразно использовать зондирование излучением ИК-диапазона совместно с фотовозбуждением.

В продольной геометрии эффективная масса оценивалась по величине сдвига минимума пропускания зондирующего излучения. В качестве варьируемого параметра использовалась мощность фотовозбуждения, которая связана с концентрацией генерируемых электронов проводимости и характеристической частотой. Эффективная масса определялась по значениям мощности, соответствующим минимальному пропусканию при отсутствии магнитного поля и при его включении. Полученное значение находится в удовлетворительном соответствии с известными данными. Показано, что в образцах n -Si и n -Ge при продольной ориентации магнитного поля постоянная вращения примерно на порядок превышает значение, полученное для поперечного магнитного поля.

Список литературы

1. Separation of the bulk lifetime and surface recombination velocities semiconductor wafer by a single microwave photoconductance / F. X. Chen [et al.] // Semicond. Sci. and Technology. 2004. Vol. 19, no. 9. P. 959–963.
2. Манухов В. В., Федорцов А. Б., Иванов А. С. Лазерно-интерференционный метод определения длины диффузии носителей заряда в полупроводниках В. В. Антонов [и др.] // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, вып. 9. С. 1153–1158.
3. Сверхбыстродействующие фотоприемники на основе эффектов взаимодействия микроволнового электромагнитного излучения с фотовозбужденной плазмой в полупроводниках // Журнал технической физики. 1998. Т. 68, № 11. С. 94–99.

4. Костюченко В. Я., Протасов Д. Ю. Фотоэлектромагнитный комплекс методов определения рекомбинационно-диффузионных параметров носителей заряда в эпитаксиальных пленках кадмий – ртуть – теллур *p*-типа // Вестник НГУ. Сер.: Физика. 2011. Т. 6, вып. 1. С. 104–115.
5. Palais O., Arcari A. Contactless measurement of bulk lifetime and surface recombination velocity in silicon wafers // *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, no. 8. P. 4686–4690.
6. Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 615 с.

References

1. Chen F. X., Cui R. Q., Xu L., Meng F. Y., Zhao Z. X. and Zhou Z. B. Separation of the bulk lifetime and surface recombination velocities semiconductor wafer by a single microwave photoconductance. *Semi-cond. Sci. and Technology*, 2004, vol. 19, no. 9, pp. 959–963.
2. Manukhov V. V., Fedortsov A. B., Ivanov A. S. Laser-interferometry method of determination of charge carrier diffusion length in semiconductors. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductor physics and engineering], 2015, vol. 49, issue 9, pp. 1153–1158 (In Russian).
3. Antonov V. V., Ivanov S. V., Tsarev V. P., Chupis V. N. Ultrahigh-speed photodetectors on the basis of interaction effects of microwave electromagnetic radiation with photoexcited plasma in semiconductors, *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki* [Journal of technical physics], 1998, vol. 68, no. 11, pp. 94–99 (In Russian).
4. Kostyuchenko V. Ya., Protasov D. Yu. Photoelectromagnetic complex of methods to determine the recombination-diffusion parameters of charge carriers in p-type mercury – cadmium – telluride epitaxial films. *Vestnik NGU* [Bulletin of NSU], ser.: Physics, 2011, vol. 6, issue 1, pp. 104–115 (In Russian).
5. 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.
6. Zeeger K. *Physika poluprovodnikov* [Physics of semiconductors]. Moscow, Mir Publ., 1977. 615 p. (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 authors

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

Поступила после доработки 12.04.2022