

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение  
высшего профессионального образования  
«Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

**ОТРАЖЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ОТ ПЛОСКОЙ  
ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА  
«ВОЗДУХ – ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СРЕДА»**

Методические указания к лабораторной работе для студентов  
направлений подготовки «Фотоника и оптоинформатика»  
и «Электроника и наноэлектроника»

**Шандаров Станислав Михайлович**  
**Буримов Николай Иванович**

Отражение световых пучков от плоской границы раздела «воздух – диэлектрическая среда» : методические указания к лабораторной работе для студентов направлений «Фотоника и оптоинформатика» и «Электроника и нанoeлектроника» / С.М. Шандаров, Н.И. Буримов; Министерство образования и науки Российской Федерации, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Кафедра электронных приборов. - Томск : ТУСУР, 2013. - 19 с.

Целью настоящей работы является изучение закономерностей отражения плоских световых волн различной поляризации от плоской границы раздела между двумя изотропными диэлектрическими средами, при падении из менее плотной среды (воздух) на более плотную (стекло).

Предназначено для студентов очной, очно-заочной и заочной форм, обучающихся по направлениям подготовки «Фотоника и оптоинформатика» и «Электроника и нанoeлектроника».

© Шандаров Станислав Михайлович, 2013  
© Буримов Николай Иванович, 2013

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

УТВЕРЖДАЮ  
Зав. кафедрой ЭП  
\_\_\_\_\_ С.М. Шандаров  
«\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2013 г.

**ОТРАЖЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ОТ ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЫ  
РАЗДЕЛА  
«ВОЗДУХ – ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СРЕДА»**

Методические указания к лабораторной работе для студентов направлений  
подготовки «Фотоника и оптоинформатика»  
и «Электроника и наноэлектроника»

Разработчики

д-р. физ.-мат. наук, наук,  
проф. каф.ЭП  
\_\_\_\_\_ С.М. Шандаров  
«\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2013 г.

к.т.н., доцент каф. ЭП  
\_\_\_\_\_ Н.И. Буримов  
«\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2013 г.

## Содержание

1 Введение.....	5
2 Теоретическая часть.....	5
2.1 Отражение и преломление плоских электромагнитных волн на плоской границе раздела диэлектрических сред.....	5
2.1.1 Поляризация волн, нормальная к плоскости падения.....	5
2.1.2 Поляризация волн в плоскости падения .....	8
2.2 Отражение света при падении из менее плотной среды на более плотную. Угол Брюстера .....	9
2.3 Контрольные вопросы .....	11
3 Экспериментальная часть.....	12
3.1 Схема лабораторной установки.....	12
3.2 Методика эксперимента .....	15
3.3 Задание на работу .....	16
3.4 Методические указания по выполнению работы.....	16
3.5 Содержание отчета .....	18
Список литературы .....	18

## 1 Введение

Отражение и преломление света – явления, которые издавна используются в обыденной жизни, науке, технике, оптическом приборостроении. В квантовой и оптической электронике, фотонике и оптоинформатике этим явлениям зачастую принадлежит ведущая роль, позволяющая реализовать преимущества света как носителя информации. В качестве примера можно упомянуть волоконно-оптические и интегрально-оптические системы, основанные на явлении полного внутреннего отражения света.

Целью настоящей работы является изучение закономерностей отражения плоских световых волн различной поляризации от плоской границы раздела между двумя изотропными диэлектрическими средами, при падении из менее плотной среды (воздух) на более плотную (стекло).

## 2 Теоретическая часть

### 2.1 Отражение и преломление плоских электромагнитных волн на плоской границе раздела диэлектрических сред

Рассмотрим отражение и преломление плоской монохроматической волны с линейной поляризацией для произвольного угла падения на границу раздела полубезграничных сред 1 и 2 с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ . Будем считать, что в них отсутствуют свободные заряды ( $\rho = 0$ ), что они являются непроводящими ( $\sigma = 0$ ) и немагнитными ( $\mu = \mu_0$ ). Определим **плоскость падения волны** как плоскость, проходящую через направление распространения падающей волны, задаваемым волновым вектором  $\vec{k}_i$ , и нормаль  $\vec{m}$  к границе раздела.

Анализ обычно проводят для двух частных случаев, когда волны поляризованы нормально к плоскости падения, и когда вектор поляризации лежит в плоскости падения. Общий случай произвольной ориентации вектора  $\vec{E}$  можно рассмотреть как суперпозицию этих частных случаев. Остановимся подробно на случае поляризации волн перпендикулярно плоскости падения.

#### 2.1.1 Поляризация волн, нормальная к плоскости падения

Рис. 2.1 иллюстрирует направления осей координат и векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  падающей, отраженной и преломленной волн. Векторы электрического поля всех волн направлены перпендикулярно плоскости падения, то есть совпадают с осью  $x$ . Запишем волновые векторы для падающей ( $i$ ), отраженной ( $r$ ) и преломленной ( $t$ ) волн:

$$\vec{k}_i = k_0 n_1 \left( -\vec{j} \cos \theta_i + \vec{k}^0 \sin \theta_i \right), \quad (2.1)$$

$$\vec{k}_r = k_0 n_1 (\vec{j} \cos \theta_r + \vec{k}^0 \sin \theta_r), \quad (2.2)$$

$$\vec{k}_t = k_0 n_2 (-\vec{j} \cos \theta_t + \vec{k}^0 \sin \theta_t), \quad (2.3)$$

где  $k_0 = \omega/c$  – волновое число для вакуума;  $n_{1,2} = \sqrt{\epsilon_{r1,r2}}$  – коэффициенты преломления для волн, распространяющихся в первой и во второй средах, соответственно;  $\theta_i$  называют углом падения,  $\theta_r$  – углом отражения и  $\theta_t$  – углом преломления.

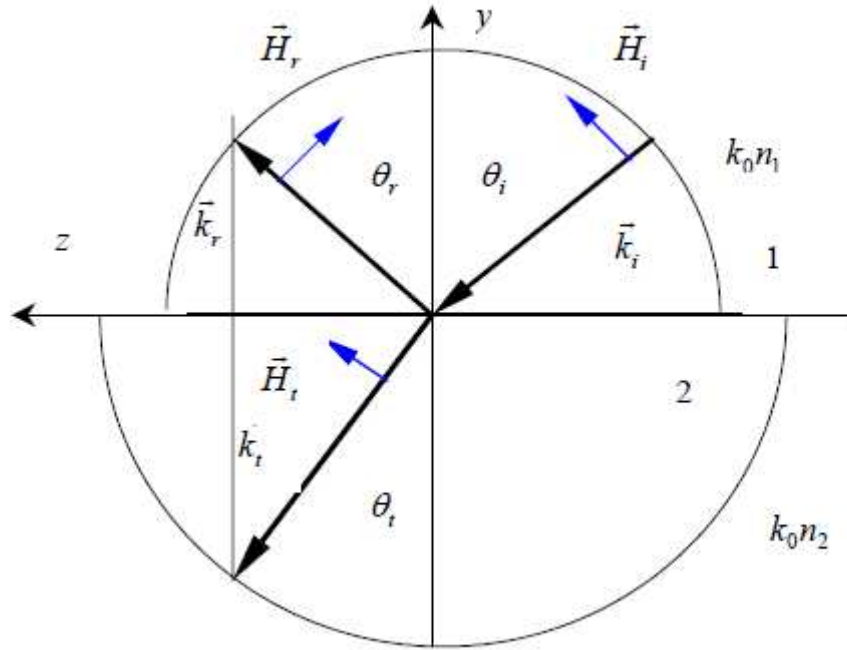


Рисунок 2.1 - Волновые векторы падающей ( $i$ ), отраженной ( $r$ ) и преломленной ( $t$ ) волн, поляризованных нормально к плоскости падения  $YZ$ , на плоской границе раздела  $y=0$  немагнитных диэлектрических сред 1 и 2, имеющих показатели преломления  $n_1$  и  $n_2$ , соответственно

В соответствии с известным соотношением

$$\dot{\vec{E}}(\vec{r}, t) = \dot{\vec{E}}_m \exp\left[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})\right]$$

для напряженности электрического поля плоской электромагнитной волны, распространяющейся в произвольном направлении (см., например, формулу (3.44) в учебном пособии [1]) и формулами (2.1)-(2.3), опуская множитель  $\exp(i\omega t)$ , напряженности электрического поля волн представим в виде:

$$\dot{\vec{E}}_i = \vec{i}\dot{E}_{im} \exp\left[ik_0 n_1 (y \cos \theta_i - z \sin \theta_i)\right], \quad (2.4)$$

$$\dot{\vec{E}}_r = \vec{i}\dot{E}_{rm} \exp\left[-ik_0 n_1 (y \cos \theta_r + z \sin \theta_r)\right], \quad (2.5)$$

$$\dot{\vec{E}}_t = \vec{i}\dot{E}_{tm} \exp\left[ik_0 n_2 (y \cos \theta_t - z \sin \theta_t)\right]. \quad (2.6)$$

Используя далее уравнение

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega \mu \vec{H},$$

связывающее напряженности электрического и магнитного полей в монохроматической плоской волне (см., например, формулу (3.50) в учебном пособии [1]), найдем тангенциальные составляющие векторов магнитного поля волн:

$$\dot{H}_{iz} = \frac{n_1 \cos \theta_i}{W_0} \dot{E}_{im} \exp[ik_0 n_1 (y \cos \theta_i - z \sin \theta_i)], \quad (2.7)$$

$$\dot{H}_{rz} = -\frac{n_1 \cos \theta_r}{W_0} \dot{E}_{rm} \exp[-ik_0 n_1 (y \cos \theta_r + z \sin \theta_r)], \quad (2.8)$$

$$\dot{H}_{iz} = \frac{n_2 \cos \theta_t}{W_0} \dot{E}_{tm} \exp[ik_0 n_2 (y \cos \theta_t - z \sin \theta_t)]. \quad (2.9)$$

На границе раздела при  $y = 0$ , тангенциальные составляющие полей, электрического ( $\dot{E}_x$ ) и магнитного ( $\dot{H}_z$ ), должна быть равны между собой в первой и второй средах, в соответствии с граничными условиями

$$E_\tau^I - E_\tau^{II} = 0,$$

$$H_\tau^I - H_\tau^{II} = \eta$$

(см., например, формулы (3.11) и (3.14) в [1]), поскольку  $\eta = 0$  – поверхностный ток на границе раздела сред, в рассматриваемом случае являющихся диэлектрическими, отсутствует. Для тангенциальных составляющих электрического поля с учетом формул (2.4)-(2.6) получаем:

$$\dot{E}_{im} \exp(-ik_0 n_1 z \sin \theta_i) + \dot{E}_{rm} \exp(-ik_0 n_1 z \sin \theta_r) = \dot{E}_{tm} \exp(-ik_0 n_2 z \sin \theta_t). \quad (2.10)$$

Уравнение (2.10) должно быть справедливо при любом  $z$ . Это возможно, если выполняются условие

$$\sin \theta_i = \sin \theta_r, \quad (2.11)$$

означающее, что *угол падения равен углу отражения*, и углы падения и преломления связаны между собой *законом Снеллиуса*:

$$\sin \theta_t = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i. \quad (2.12)$$

Из уравнения (2.10) с учетом полученных соотношений следует, что

$$\dot{E}_{im} + \dot{E}_{rm} = \dot{E}_{tm}, \quad (2.13)$$

а условие равенства в средах 1 и 2 тангенциальных компонент магнитного поля позволяет получить, с использованием выражений (2.7)-(2.9), другое необходимое уравнение:

$$\left( \dot{E}_{im} - \dot{E}_{rm} \right) \cos \theta_i = \frac{n_2}{n_1} \dot{E}_{tm} \cos \theta_t. \quad (2.14)$$

Решая систему уравнений (2.13) и (2.14), получаем:

$$\dot{E}_{rm} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \dot{E}_{im}, \quad (2.15)$$

$$\dot{E}_{tm} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \dot{E}_{im}. \quad (2.16)$$

Вводя **коэффициент отражения** света  $R_{\perp} = \dot{E}_{rm} / \dot{E}_{im}$  и **коэффициент прохождения**  $T_{\perp} = \dot{E}_{tm} / \dot{E}_{im}$  для поляризации, нормальной к плоскости падения, можно получить соотношения

$$R_{\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t}, \quad (2.17)$$

$$T_{\perp} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t}, \quad (2.18)$$

называемые **формулами Френеля**. Используя закон Снеллиуса (2.12), связывающий угол преломления  $\theta_t$  с углом падения  $\theta_i$ , формулы Френеля для коэффициентов отражения и прохождения можно представить в следующем виде:

$$R_{\perp} = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{(n_2/n_1)^2 - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{(n_2/n_1)^2 - \sin^2 \theta_i}} = -\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)}, \quad (2.19)$$

$$T_{\perp} = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \sqrt{(n_2/n_1)^2 - \sin^2 \theta_i}} = \frac{2 \sin \theta_t \cos \theta_i}{\sin(\theta_i + \theta_t)}. \quad (2.20)$$

В случае нормального падения, когда  $\theta_i = 0$ , следовательно, и  $\theta_r = \theta_t = 0$ , получаем:

$$R_{\perp} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}, \quad T_{\perp} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}. \quad (2.21)$$

### 2.1.2 Поляризация волн в плоскости падения

Взаимная ориентация волновых векторов для падающей, отраженной и преломленной волн в этом случае будет такой же, как на рис. 2.1. Однако векторы магнитного поля волн будут направлены вдоль оси  $x$ , а векторы электрического поля волн должны иметь такую же ориентацию, которая изображена на рис. 2.1 для векторов магнитного поля. Анализ эффектов отражения и преломления для волн, поляризованных в плоскости падения, приводит к тем же соотношениям (2.11) и (2.12) для углов отражения и преломления, что и в предыдущем случае. Опуская вычисления, методика которых аналогична рассмотренной, запишем **формулы Френеля для волн, поляризованных в плоскости падения**:



$$R_{\parallel} = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} = \frac{(n_2/n_1)^2 \cos \theta_i - \sqrt{(n_2/n_1)^2 - \sin^2 \theta_i}}{(n_2/n_1)^2 \cos \theta_i + \sqrt{(n_2/n_1)^2 - \sin^2 \theta_i}} = \frac{\operatorname{tg}(\theta_i - \theta_t)}{\operatorname{tg}(\theta_i + \theta_t)}, \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} T_{\parallel} &= \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} = \frac{2(n_2/n_1) \cos \theta_i}{(n_2/n_1)^2 \cos \theta_i + \sqrt{(n_2/n_1)^2 - \sin^2 \theta_i}} \\ &= \frac{2 \sin \theta_t \cos \theta_i}{\sin(\theta_i + \theta_t) \cos(\theta_i - \theta_t)}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Для нормального падения получаем:

$$R_{\parallel} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}, \quad T_{\parallel} = \frac{2n_1}{n_2 + n_1}. \quad (2.24)$$

Отметим, что знаки для  $R_{\perp}$  и  $R_{\parallel}$  в формулах (2.21) и (2.24) противоположны. Это связано с противоположной ориентацией векторов  $\dot{\vec{E}}_i$  и  $\dot{\vec{E}}_r$ , принятой для падающей и отраженной волн в случае, когда они лежат в плоскости падения (см. рис. 2.1, с учетом замены векторов  $\dot{\vec{H}}_i$  и  $\dot{\vec{H}}_r$  на  $\dot{\vec{E}}_i$  и  $\dot{\vec{E}}_r$ ), в то время как для волн, поляризованных ортогонально плоскости падения, они по направлению совпадают.

## 2.2 Отражение света при падении из менее плотной среды на более плотную. Угол Брюстера

Рассмотрим случай падения света на границу раздела из оптически менее плотной среды и его преломления в оптически более плотную среду, когда  $n_1 < n_2$ . При отражении света изменяется его амплитуда и фаза, поэтому удобно коэффициент отражения представить в виде:

$$R_{\perp, \parallel} = |R_{\perp, \parallel}| \exp(-i\varphi_{\perp, \parallel}), \quad (2.25)$$

где модуль коэффициента отражения  $|R| < 1$  характеризует уменьшение амплитуды отраженной волны относительно падающей, а его фаза  $\varphi$  описывает приобретаемый отраженной волной фазовый сдвиг. Из формулы (2.19) нетрудно видеть, что для волн, поляризованных ортогонально плоскости падения,  $\varphi_{\perp} = \pi$ , то есть отраженная волна в этом случае всегда является противофазной к падающей волне. Модуль коэффициента отражения  $|R_{\perp}|$  монотонно увеличивается с углом падения (пунктирная кривая на рис. 2.2), а при скользющем падении ( $\theta_i \rightarrow 90^\circ$ ) свет испытывает полное отражение.

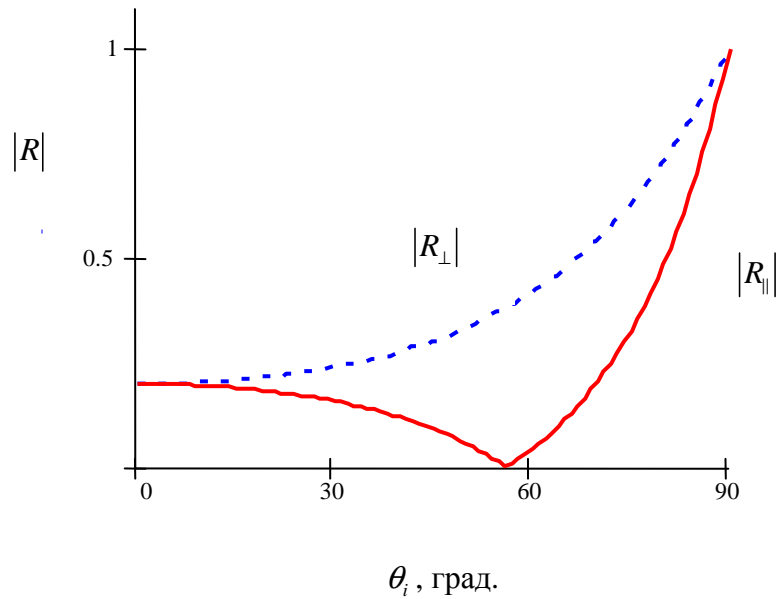


Рисунок 2.2 – Зависимости модулей коэффициентов отражения для волн, поляризованных нормально к плоскости падения ( $|R_{\perp}|$ ) и в плоскости падения ( $|R_{\parallel}|$ ), от угла падения, при отношении коэффициентов преломления сред  $n_2/n_1 = 1.5$ .

Поведение коэффициента отражения для волн, поляризованных в плоскости падения, определяемого соотношением (2.22), является более сложным. При условии  $\theta_i + \theta_t = \pi/2$  модуль коэффициента отражения  $|R_{\parallel}|$  обращается в нуль, то есть отраженная волна отсутствует (сплошная кривая на рис. 2.2). Угол  $\theta_i$  в этом случае равен

$$\theta_{iB} = \operatorname{arctg}\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \quad (2.26)$$

и называется **углом Брюстера, или углом полной поляризации**. Второе название связано с тем, что при падении произвольно поляризованной волны на границу под углом  $\theta_{iB}$  отраженная волна оказывается поляризованной перпендикулярно плоскости падения, поскольку компонента светового поля, поляризованная в плоскости падения, в этом случае не отражается, а полностью преломляется.

При углах падения  $0 \leq \theta_i \leq \theta_{iB}$  величина  $|R_{\parallel}|$  убывает от значения, определяемого формулой (2.24) при нормальном падении, до нуля. Для области  $\theta_{iB} \leq \theta_i \leq \pi/2$  модуль коэффициента отражения  $|R_{\parallel}|$  возрастает от 0 до 1. Фаза коэффициента отражения  $\varphi_{\parallel} = 0$  при  $0 \leq \theta_i \leq \theta_{iB}$ , а при  $\theta_{iB} \leq \theta_i \leq \pi/2$  она имеет значение  $\varphi_{\parallel} = \pi$ , то есть она изменяется скачком при переходе  $\theta_i$  через значение  $\theta_{iB}$ .

### 2.3 Контрольные вопросы

1. Дайте определение понятия «плоскость падения».
2. Как связаны между собою угол падения и угол отражения?
3. Нарисуйте ориентацию волновых векторов падающей, отраженной и преломленной волн относительно границы раздела и обозначьте на рисунке углы падения, отражения и преломления. От какого направления они измеряются?
4. Запишите выражение, описывающее закон Снеллиуса, и поясните все обозначения.
5. Как вводится коэффициент отражения и коэффициент прохождения света для плоских монохроматических волн?
6. Как вводится коэффициент прохождения света для плоских монохроматических волн?
7. Запишите формулы Френеля для поляризации, нормальной к плоскости падения, и поясните все обозначения.
8. Вычислите коэффициент отражения для волны, падающей нормально из воздуха на границу раздела со средой, имеющей показатель преломления  $n = 1,5$ .
9. Запишите формулы Френеля для волн, поляризованных в плоскости падения, и поясните все обозначения.
10. Какие явления характеризуют *модуль* и *фаза коэффициента отражения*?
11. Нарисуйте примерный вид зависимости модуля коэффициента отражения от угла падения для волн, поляризованных нормально к плоскости падения.
12. Нарисуйте примерный вид зависимости модуля коэффициента отражения от угла падения для волн, поляризованных в плоскости падения.
13. Как называется угол падения, при котором модуль коэффициента отражения обращается в ноль?
14. Почему *угол Брюстера* называется *углом полной поляризации*?
15. Вычислите значение угла Брюстера для волны, падающей нормально из воздуха на границу раздела со средой, имеющей показатель преломления  $n = 1,5$ .
16. К какому значению стремится модуль коэффициента отражения при скользющем падении?
17. Каково значение фазы коэффициента отражения для волн, поляризованных ортогонально плоскости падения?
18. Как изменяется с углом падения фаза коэффициента отражения для волн, поляризованных в плоскости падения?

### 3 Экспериментальная часть

#### 3.1 Схема лабораторной установки

На рис. 3.1 и 3.2 изображен в двух видах гониометр-спектрометр ГС-5, на базе которого собрана лабораторная установка, используемая в настоящей лабораторной работе. Подробное описание конструкции гониометра и проведения измерений углов дано в инструкции по его эксплуатации [2].

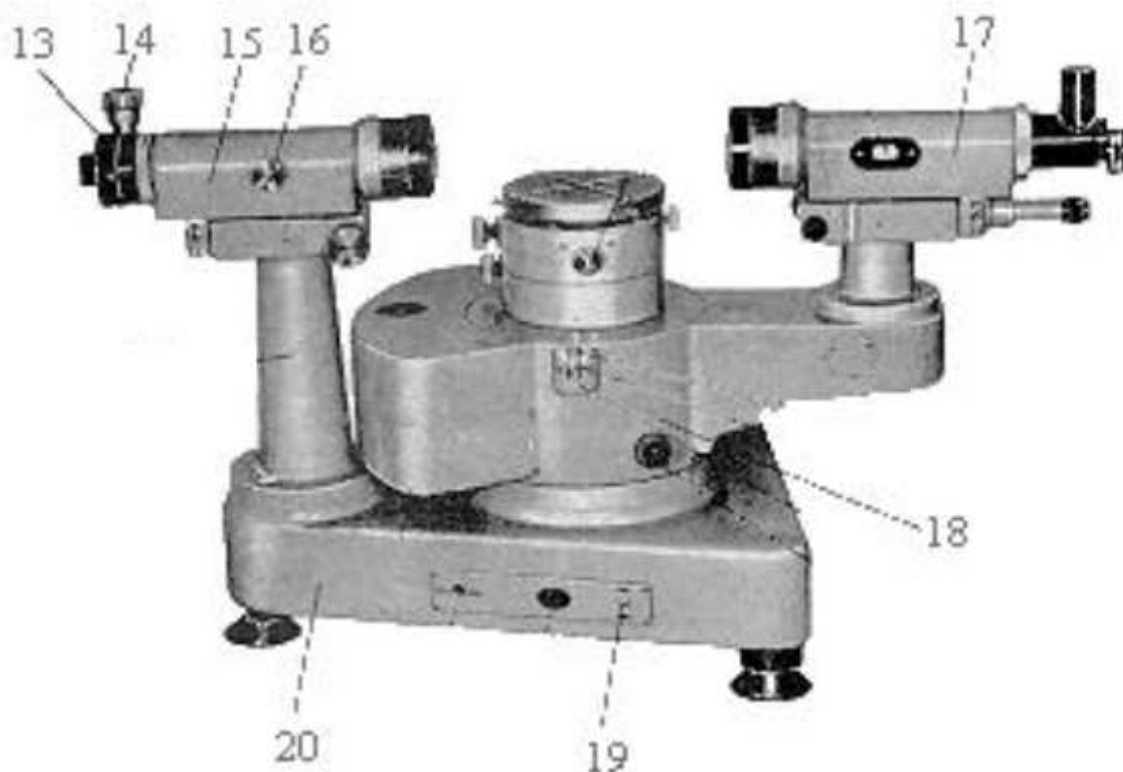


Рисунок 3.1 – Общий вид гониометра-спектрометра ГС-5 (зрительная труба справа)

Гониометр состоит из следующих основных частей: основания 20, коллиматора 17, зрительной трубы 13 и столика 5. Коллиматор укреплен на основании неподвижно, зрительная труба может поворачиваться относительно вертикальной оси прибора, проходящей через центр столика.

Отсчет углов производится с помощью окуляра 2 отсчетного микроскопа. Отсчетное устройство помещается в корпусе 19 гониометра. Основной частью отсчетного устройства является лимб, на поверхности которого нанесена шкала с делениями от 0 до 360°. Изображение штрихов двух диаметрально противоположных участков лимба через специальную систему призм и линз передается в окуляр отсчетного микроскопа, причем одно изображение прямое, другое – перевернутое.

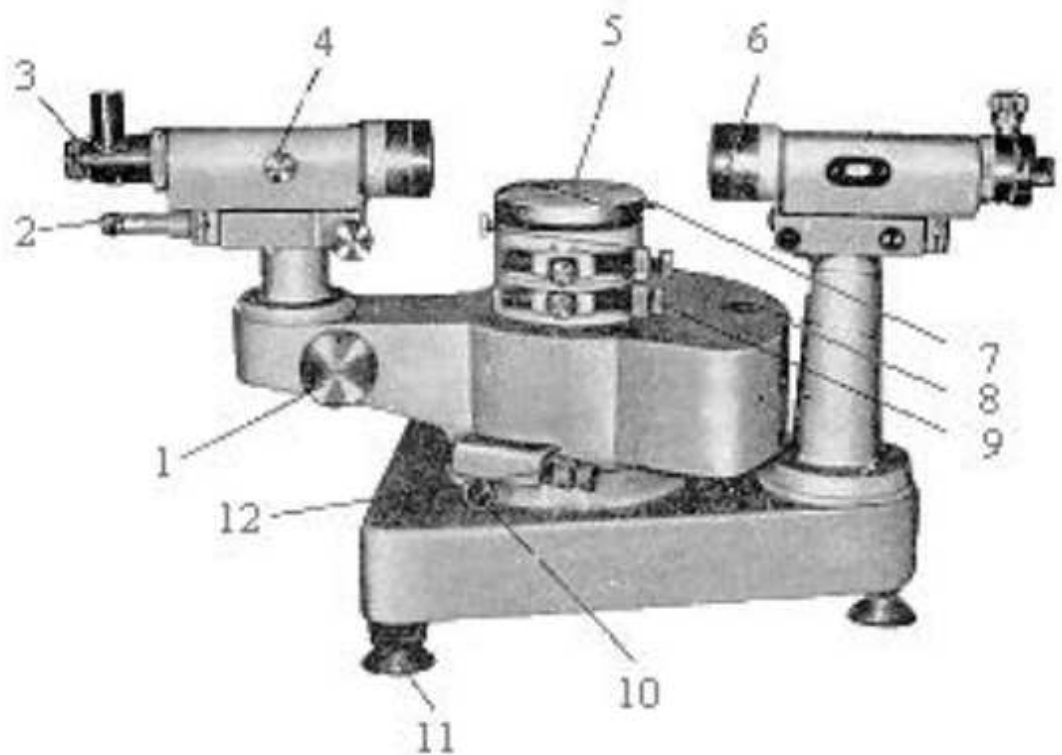


Рисунок 3.2 – Общий вид гониометра-спектрометра ГС-5 (зрительная труба слева)

Поле зрения отсчетного микроскопа приведено на рис. 3.3. В левом окне наблюдаются участки лимба, о которых говорилось выше, и вертикальный индекс, в правом – деления шкалы оптического микрометра и горизонтальный индекс. С помощью шкал оптического микрометра можно производить измерения углов с точностью до  $1''$ . Отсчеты углов производятся следующим образом. Число градусов и число десятков минут определяются в левом окне поля зрения микроскопа. Число единиц минут, десятков и единиц секунд отсчитывается по шкале микрометра в правом окне поля зрения.

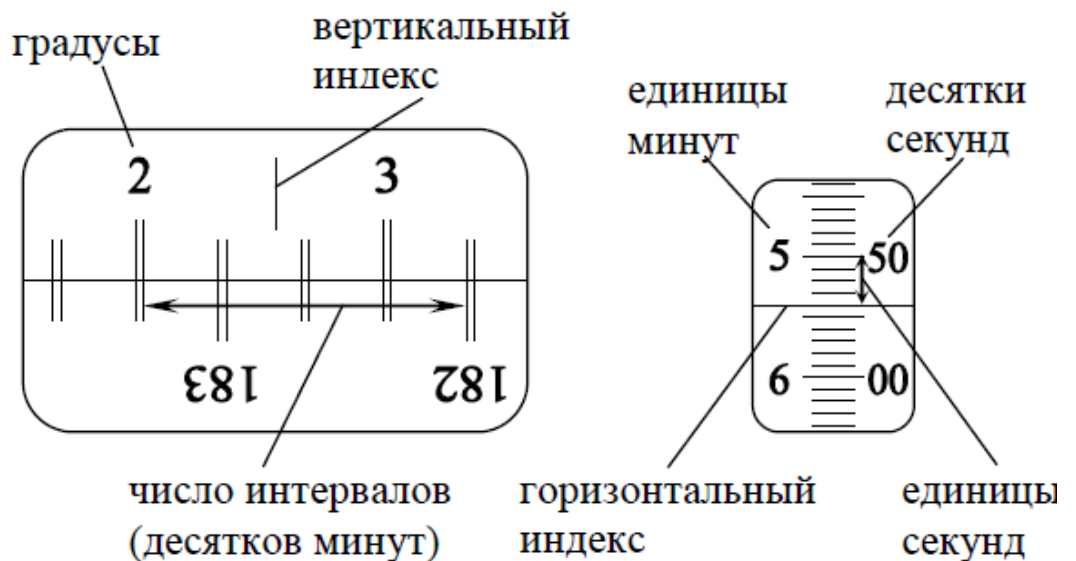


Рисунок 3.3 – Поле зрения в окуляре отсчетного микроскопа

**Внимание!** Отсчет производится только после того, как с помощью маховичка 1 будут точно совмещены верхние и нижние изображения штрихов лимба в левом окне. Число градусов будет равно видимой ближайшей левой от вертикального индекса цифре (на рис. 3.3 оно равно  $2^\circ$ ).

**Число десятков минут** равно числу интервалов, заключенных между верхней парой штрихов, которая соответствует отсчитанному числу градусов, и нижней парой оцифрованных штрихов, отличающимся от верхней на  $180^\circ$  (на рис. 3.3 число интервалов равно четырем, что соответствует четырем десяткам минут, то есть  $40'$ ).

**Число единиц минут** отсчитывается по шкале микрометра в правом окне поля зрения по левому ряду чисел вертикальной шкалы непосредственно над горизонтальным индексом (на рис. 3.3 оно равно  $5''$ ).

**Число десятков секунд** отсчитывается в том же окне по правому ряду чисел вертикальной шкалы над тем же горизонтальным индексом (на рис. 3.3 оно равно  $50''$ ).

**Число единиц секунд** определяется в правом окне поля зрения по числу делений между штрихом, соответствующим отсчету десятков секунд, и горизонтальным индексом (на рис. 3.3 оно равно  $4''$ ).

Полный отсчет примера на рис. 3.3 составляет  $2^\circ 45' 54''$ .

Оптическая схема лабораторной установки иллюстрируется рис. 3.4. В качестве источника излучения в ней используется полупроводниковый лазер, закрепленный на коллиматоре гониометра-спектрометра таким образом, что излучаемый им параллельный световой пучок распространяется в направлении, совпадающем с оптической осью коллиматора.

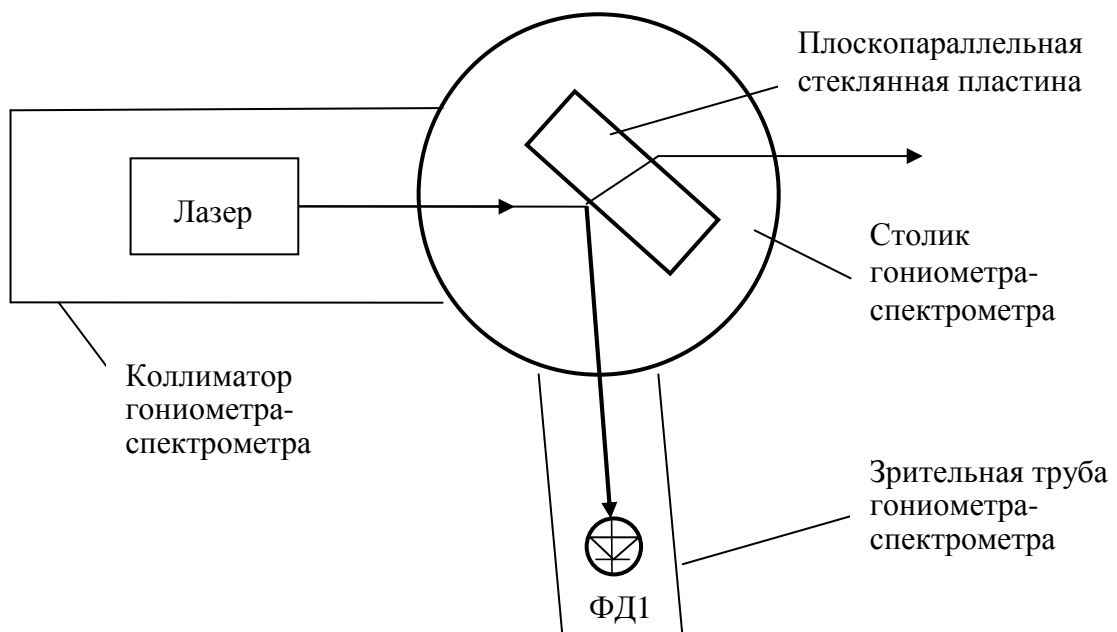


Рисунок 3.4 – Оптическая схема лабораторной установки

Плоскопараллельная стеклянная пластина размещена на поворотном столике гониометра-спектрометра так, что её передняя грань, на которую

падает лазерный пучок, совпадает с осью вращения столика. Отраженный от этой передней грани пучок должен попадать в центр кремниевого фотодиода ФД-24К, фототок которого, измеряемый мультиметром, пропорционален мощности данного отраженного пучка.

Поляризация излучаемого полупроводниковым лазером светового пучка близка к линейной, и может задаваться в лабораторной установке поворотом цилиндрически симметричного устройства его крепления к коллиматору вокруг оптической оси.

### 3.2 Методика эксперимента

1. До проведения эксперимента необходимо задать требуемую ориентацию вектора поляризации лазерного пучка (горизонтальную или вертикальную) поворотом устройства крепления полупроводникового лазера к коллиматору вокруг оптической оси. После включения питания лазера и установки с помощью потенциометра блока питания рекомендуемого преподавателем значения тока накачки необходимо убедиться, что лазер излучает световой пучок.

2. Далее следует установить зрительную трубу с закрепленным на ней фотодиодом под некоторым углом к оптической оси коллиматора (от  $\sim 30^\circ$  до  $170^\circ$ ) и закрепить её в этом положении. Поворотом столика необходимо добиться попадания отраженного от передней грани стеклянной пластины лазерного пучка в центр фоточувствительной площадки фотодиода и измерить ток с помощью мультиметра.

3. Для измерения угла падения света на отражающую грань следует измерить с помощью отсчетного микроскопа гониометра-спектрометра, во-первых, угловое положение столика при проведении измерений фототока, создаваемого отраженным пучком. Во-вторых, необходимо измерить угловое положение столика, при котором отраженный пучок распространяется в направлении, обратном к падающему пучку. Легко убедиться, что разность измеренных углов и соответствует определяемому углу падения.

4. Далее измерения фототока повторяются для других углов между коллиматором и зрительной трубой, с использованием методики, описанной выше в пп. 2 и 3.

5. Для измерений при другой ориентации вектора поляризации лазерного пучка, она устанавливается поворотом устройства крепления полупроводникового лазера к коллиматору вокруг оптической оси, на соответствующий угол.

6. При расчетах модуля коэффициентов отражения  $|R_\perp|$  и  $|R_\parallel|$  следует учесть, что ток фотодиода  $J_{ph} = s_{ph} P_b = s_{ph} I_b S_b$ , где  $s_{ph}$  – токовая монохроматическая чувствительность фотодиода,  $P_b$  – мощность светового пучка, а  $I_b$  и  $S_b$  – его интенсивность и площадь поперечного сечения. Связь интенсивности и напряженности светового поля волны дается соотношением

$I = E_m^2 / (2\sqrt{\mu/\epsilon})$  (см., например, формулу (3.71) в учебном пособии [1]).

7. Для измерения тока фотодиода, соответствующего падающему пучку света, необходимо провести измерение тока для пучка, прошедшего через плоскопараллельную пластину, при нормальном падении на входную грань.

8. Далее следует воспользоваться формулами (2.21) и (2.24) и учесть, что отражение происходит как на входной, так и на выходной гранях пластины.

### 3.3 Задание на работу

1. Ознакомиться с вышеизложенной теорией.
2. Ознакомиться с экспериментальной установкой: изучить гониометр-спектрометр по его описанию и рис. 3.1 и 3.2; освоить методику измерения углов по шкале, наблюдаемой с помощью отчетного микроскопа (рис. 3.3); изучить оптическую схему лабораторной установки (рис. 3.4).
3. Для заданной поляризации светового пучка измерить зависимость фототока, вызываемого отраженным пучком, от угла его падения на входную грань пластины, в соответствии с методикой, изложенной в пп. 2-4 подраздела 3.2.
4. Для той же поляризации измерить фототок, вызываемый пучком, прошедшим через плоскопараллельную пластину, при нормальном падении на входную грань, в соответствии с методикой, изложенной в п. 7 подраздела 3.2.
5. Рассчитать из полученных экспериментальных данных зависимость коэффициента отражения от угла падения с использованием замечаний и соотношений, приведенных в пп. 6 и 8 подраздела 3.2.
6. Рассчитать для заданной поляризации светового пучка, по формулам (2.19) или (2.22), теоретическую зависимость коэффициента отражения от угла падения, используя подгонку под экспериментальные данные путем варьирования в расчетах значением показателя преломления  $n_2$ .
7. Повторить измерения и расчеты для другой ориентации вектора поляризации падающего светового пучка.
8. Сравнить полученные экспериментальные и теоретические зависимости; объяснить наблюдаемые различия.
9. Сделать отчет по проделанной работе.

### 3.4 Методические указания по выполнению работы

Экспериментальные данные рекомендуется занести в итоговую табл. 3.1 для используемых углов падения. Данные теоретических расчетов должны содержать результаты и для углов падения, которые в эксперименте установить не удастся ( $\theta_i = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 90^\circ$ , и др.). Во второй и пятый столбцы



заносятся показания мультиметров для соответствующих ориентаций векторов поляризации падающего пучка. Модули коэффициентов отражения, вычисленные из экспериментальных данных (из теории), могут быть занесены в третий и шестой (четвертый и седьмой) столбцы.

Таблица 3.1 – Результаты экспериментов и расчетов

$\theta_i$	$J_{ph}^{\parallel}$ , мкА	$ R_{\parallel} $ , эксперимент	$ R_{\parallel} $ , расчет	$J_{ph}^{\perp}$ , мкА	$ R_{\perp} $ , эксперимент	$ R_{\perp} $ , расчет
$0^{\circ}$						
$5^{\circ}$						
$10^{\circ}$						
$15^{\circ}$						
$20^{\circ}$						
$25^{\circ}$						
$30^{\circ}$						
$35^{\circ}$						
$40^{\circ}$						
$45^{\circ}$						
$50^{\circ}$						
$55^{\circ}$						
$60^{\circ}$						
$65^{\circ}$						
$70^{\circ}$						
$75^{\circ}$						
$80^{\circ}$						
$85^{\circ}$						
$90^{\circ}$						

Для отображения полученных угловых зависимостей рекомендуется использование пакета программ Mathcad.

### 3.5 Содержание отчета

3.5.1. При составлении отчета необходимо руководствоваться общими требованиями и правилами оформления отчета о лабораторной работе.

3.5.2. В соответствующих разделах отчета необходимо представить:

2) схему экспериментальной установки;

4) таблицы экспериментальных данных;

5) результаты расчетов, предусмотренных заданием;

6) графики экспериментальных и расчетных зависимостей  $|R_{\parallel}(\theta_i)|$  и

$|R_{\perp}(\theta_i)|$ .

7) выводы.

### Список литературы

1. Шандаров С.М. Введение в оптическую физику : учебное пособие для студентов направлений подготовки «Фотоника и оптоинформатика», «Электроника и нанoeлектроника», «Электроника и микроэлектроника» / С.М. Шандаров. – Томск : Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2012. – 127 с., <http://edu.tusur.ru/training/publications/2196>

2. Гониометр-спектрометр ГС-5. Техническое описание и инструкция по эксплуатации.

Учебное пособие

Шандаров С.М. , Буримов Н.И.

Отражение световых пучков от плоской границы раздела «воздух –  
диэлектрическая среда» :

Методические указания к лабораторной работе  
для студентов направлений «Фотоника и оптоинформатика»  
и «Электроника и наноэлектроника»

Усл. печ. л.                      Препринт  
Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники  
634050, г.Томск, пр.Ленина, 40