

МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ УГЛА ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛАСТИНКАХ

В. Д. Тронько, Ю. А. Кузнецов
и И. А. Десятникова

Приведен расчет и описана экспериментальная установка регистрации угла поворота плоскости поляризации света с частично поляризованным источником излучения. Достигнутая точность регистрации порядка 0.001 углового градуса.

Введение

В работе [1] описана система регистрации угла поворота плоскости поляризации света, использующая вместо поляризационных призм наклонные диэлектрические пластинки и полностью деполяризованные источники излучения.

Большинство источников световой энергии, в том числе и лампы накаливания, излучают частично поляризованный свет, азимут преимущественной поляризации которого нестабилен во времени. Это определяется изменением геометрии нити накаливания (при изменении тока накала), смещением положения фотоприемника (точки наблюдения), механическими вибрациями и т. д. Перечисленные виды нестабильности резко понижают точность устройств регистрации угла поворота плоскости поляризации света, использующих диэлектрические пластинки.

В данной работе теоретически рассчитана степень поляризации источников излучения с нитью накаливания, а также описана методика применения их в системах регистрации угла поворота плоскости поляризации света.

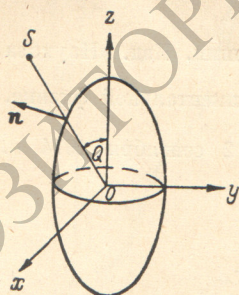


Рис. 1. Тело излучения.

S — точка наблюдения,
 n — нормаль к поверхности тела.

Расчет степени поляризации источника излучения

Закон Киргофа позволяет заменить задачу о тепловом излучении данного тела задачей о поглощении определенного вспомогательного поля [2-4]. Используя эту методику, найдем компоненты электрического вектора электромагнитного излучения тела в форме эллипсоида вращения (рис. 1), центр симметрии которого совпадает с началом координат, а ось z с осью вращения тела. Направляющие косинусы вектора нормали n обозначим α , β , γ . Для компонент электрического вектора G_{\parallel} и G_{\perp} , лежащих в плоскости нормали n и прямой OS и перпендикулярно этой плоскости, получим следующие значения:

$$G_{\parallel} = 1 + \gamma^2, \quad G_{\perp} = 1 + \gamma^2 + (1 - 3\gamma^2) \sin^2 Q. \quad (1)$$

Формулы (1) для тонкого цилиндра (форма нити лампы накаливания с достаточной точностью приближается к цилиндрической, $S_{\text{торцов}} \ll S$

боковой поверхности) дают

$$G_{\parallel} = 1, \quad G_{\perp} = 1 + \sin^2 Q,$$

так как $\tilde{\gamma}^2 = 0$, ввиду того что угол между нормалью и осью z составляет 90° . Тогда степень поляризации P излучения от цилиндра есть

$$P = \left(\frac{G_{\perp} - G_{\parallel}}{G_{\perp} + G_{\parallel}} \right) = \frac{\sin^2 Q}{2 + \sin^2 Q} \quad (2)$$

и меняется от нуля, когда $Q=0$ до $1/3$ при $Q=90^\circ$.

Для шара $\tilde{\gamma}^2 = 1/3$ и $G_{\parallel} = G_{\perp} = 4/3$.

Для тонкого диска $\tilde{\gamma}^2 = 1$ и из (1) $G_{\parallel} = 2$, $G_{\perp} = 2 \cos^2 Q$ и степень поляризации

$$P = \frac{\sin Q}{1 + \cos^2 Q}. \quad (3)$$

Следует отметить, что представленные формулы верны для зеркальной поверхности и квазиравновесного состояния системы.

Способ стабилизации азимутального положения плоскости поляризации света

Частично поляризованное излучение источника света можно представить как ¹

$$(V_i) = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ P \cos 2\Theta \\ P \sin 2\Theta \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где I_0 — интенсивность светового потока, P — степень поляризации, Θ — азимут преобладающего направления колебаний электрического вектора света. Система расположения оптических элементов и обозначения такие же, как и в работе [1].

Не ограничивая общности, примем азимут плоскости падения первой диэлектрической пластинки равным нулю. Тогда вектор Стокса прошедшего света преобразуется к виду

$$(V_e) = I_0 [K] (V_i) = I_0 \begin{pmatrix} K_{11} + PK_{12} \cos 2\Theta \\ K_{12} + PK_{11} \cos 2\Theta \\ PK_{33} \sin 2\Theta \\ 0 \end{pmatrix} = I^* \begin{pmatrix} 1 \\ P^* \cos 2\Theta^* \\ P^* \sin 2\Theta^* \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $I^* = I_0 / (K_{11} + PK_{12} \cos 2\Theta)$, Θ^* и P^* — соответственно азимут плоскости колебаний электрического вектора и степень поляризации прошед-

¹ Действительно, вектор Стокса частично поляризованного света (линейно поляризованного) можно представить, следуя обозначениям Перрена и Джонса [5],

$$\begin{aligned} (V_i) &= \{I_0, M, C, 0\} = [\{I_0 - \sqrt{M^2 + C^2}, 0, 0, 0\} + \\ &+ \{\sqrt{M^2 + C^2}, M, C, 0\}] = [\{I_0 - \sqrt{M^2 + C^2}, 0, 0, 0\} + \\ &+ \{\sqrt{M^2 + C^2}, \sqrt{M^2 + C^2} \cos 2\Theta, \sqrt{M^2 + C^2} \sin 2\Theta, 0\}] = \\ &= I \{1, P \cos 2\Theta, P \sin 2\Theta, 0\}, \quad \text{где } \cos 2\Theta = \frac{M}{\sqrt{M^2 + C^2}}, \end{aligned}$$

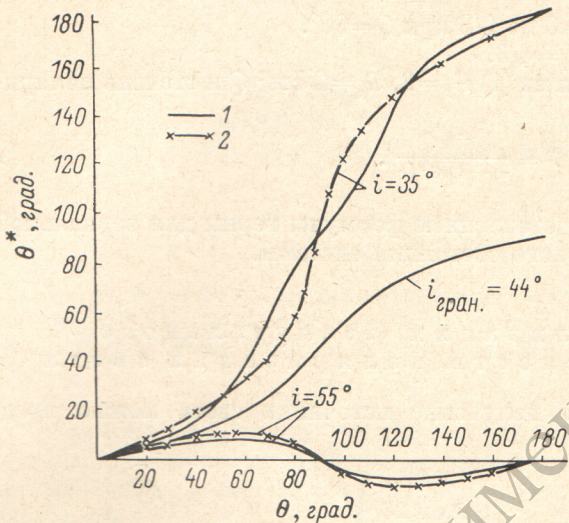
$$\sin 2\Theta = \frac{C}{\sqrt{M^2 + C^2}}, \quad P = \frac{\sqrt{M^2 + C^2}}{I_0}.$$

шего первую пластинку света, равные

$$\operatorname{tg} 2\theta^* = \frac{PK_{33} \sin 2\theta}{K_{12} + PK_{11} \cos 2\theta}, \quad (6)$$

$$P^* = \frac{\sqrt{(K_{12} + PK_{11} \cos 2\theta)^2 + (PK_{33} \sin 2\theta)^2}}{K_{11} + PK_{12} \cos 2\theta}, \quad (7)$$

K_{ij} — элементы матрицы Мюллера, описывающей наклонную диалектрическую плоскопараллельную пластинку. K_{ij} являются функциями от коэф-



фициентов наибольшего K_1 и наименьшего K_2 главного пропускания границы раздела двух сред [6].

На рис. 2 представлена зависимость $\theta^* = f(\theta)$ для различных углов падения света на первую пластинку. Видно, что при малых углах падения света

Рис. 2. Зависимость азимута плоскости поляризации θ^* света, прошедшего пластинку, от азимута плоскости поляризации θ излучения источника.

Кривые рассчитаны для кремниевых пластинок с $n=3.5$. 1 — теоретические кривые, 2 — экспериментальные кривые. $P=0.25$.

кривые $\theta^* = f(\theta)$ не имеют максимума, т. е. пластинка не деполаризует падающее на нее частично поляризованное излучение источника. Начиная с определенного граничного угла падения, θ^* приобретает экстремальное значение. Граничный угол падения $i_{\text{гран.}}$, при котором кривые $\theta^* = f(\theta)$ приобретают экстремум, определяется по графикам K_{11} , $K_{12} = f(i)$ как угол, при котором выполняется условие

$$K_{12} = PK_{11}. \quad (8)$$

С увеличением степени поляризации источника угол $i_{\text{гран.}}$ растет (рис. 3, а). В случае $i > i_{\text{гран.}}$ θ^* проходит через максимальное значение. В области $\Delta\theta^*/\Delta\theta \approx 0$ появляется возможность повышения стабильности азимутального положения плоскости поляризации прошедшего света. Из рис. 2 видно, что при изменении θ на $\Delta\theta = 10^\circ$ θ^* изменяется

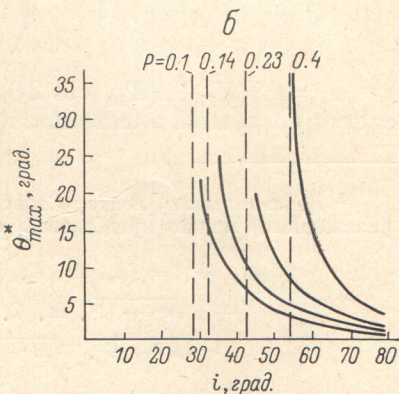
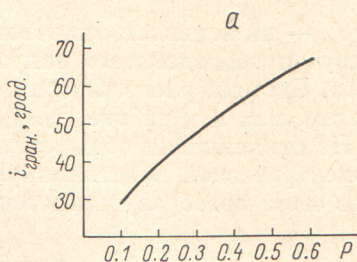


Рис. 3. Зависимость граничного угла падения света $i_{\text{гран.}}$ от степени поляризации излучения источника (а) и зависимость максимального значения θ^*_{max} от угла падения для различных значений P (б).

на $\Delta\theta^* = 1^\circ$ (см., например, кривую для $i = 55^\circ$ в точке $\theta = 56^\circ \pm 5^\circ$). С увеличением угла падения кривые становятся еще более пологими и изменение значения азимута плоскости поляризации прошедшего света уменьшается.

Следует также отметить, что при определенном угле падения с увеличением степени поляризации P падающего на пластинку света максимум кривой $\Theta^* = f(\Theta)$ становится менее пологим и область, в которой $\Delta\Theta^*/\Delta\Theta \approx 0$, сужается, кроме того, растет $\Delta\Theta^*/\Delta i$. Все это ведет к увеличению неустойчивости значения Θ^* вследствие изменения параметров Θ и i .

На рис. 3, б представлена зависимость максимального значения азимута плоскости поляризации прошедшего света Θ_{\max}^* от угла падения i при различных значениях степени поляризации падающего света. Видно, что с увеличением степени поляризации P Θ_{\max}^* растет, а с увеличением угла падения падает.

В заключение параграфа отметим, что представленные выше результаты позволяют повысить азимутальную стабильность плоскости поляризации света, прошедшего пластинку. Из графиков видно, что угол падения должен выбираться максимально возможным, а степень поляризации источника света сводиться до минимума.

Теоретический анализ метода регистрации угла поворота плоскости поляризации света

Если азимут второй пластинки (или плоскости AB , см. рис. 4, 4 [1]) равен $(\Theta^* \pm 90^\circ) + \Delta$, то вектор Стокса прошедшего через нее светового потока равен

$$(V_e)' = I^* \begin{pmatrix} D_{11} - D_{12}P^* \\ -(D_{12} - D_{11}P^*) \cos 2\Theta^* + 2\Delta \sin 2\Theta^* (D_{12} - D_{11}P^* + D_{33}P^*) \\ -(D_{12} - D_{11}P^*) \sin 2\Theta^* - 2\Delta \cos 2\Theta^* (D_{12} - D_{11}P^* + D_{33}P^*) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где D_{ij} — элементы матрицы Мюллера, описывающие наклонную диэлектрическую пластинку [6]. Когда пластинка заменена плоскостью AB модулятора [1], $D_{11} = d_1 + d_2$, $D_{12} = d_1 - d_2$, $D_{33} = 2\sqrt{d_1 d_2}$. Следует отметить, что выражение (9) выведено с учетом $\sin 2\Delta \approx 2\Delta$, $\cos 2\Delta \approx 1$.

Из (9) следует, что вторая пластинка будет деполяризовать прошедшее через нее излучение при выполнении условия

$$P^* = \frac{D_{12}}{D_{11}}. \quad (10)$$

На рис. 4 представлены зависимости $P^*(i)$ и $D_{12}(i)/D_{11}(i)$. Из этого рисунка видно, что условие (10) выполняется при различных углах падения света на первую и вторую диэлектрические плоскопараллельные пластинки. Причем угол падения первой пластинки i_k всегда больше угла падения второй пластинки i_d . Величина $(i_k - i_d)$ растет с увеличением степени поляризации излучения P источника света. Когда $P=0$, $P^* = K_{12}/K_{11}$ и (10) преобразуется к хорошо известному виду [1]

$$\frac{K_{12}}{K_{11}} = \frac{D_{12}}{D_{11}}.$$

Если магнитооптический модулятор и плоскости AB и $A'B'$ являются независимыми оптическими элементами поляризационной системы (пятая схема [1]), точность определения азимута будет также зависеть от точности ориентации плоскости модулятора по отношению к оптическому лучу.

Пусть угол падения света на модулятор близок к нулю, т. е. $\sin i_1 \approx i_1$. Тогда матрица границы раздела воздух—иттриевый феррит-гранат (показатель преломления $n=2.2$) с азимутом плоскости падения β равна

$$[M_\beta] = 0.4 \begin{bmatrix} 1 & 0.45i_1^2 \cos 2\beta & 0.45i_1^2 \sin 2\beta & 0 \\ 0.45i_1^2 \cos 2\beta & 1 & 0 & 0 \\ 0.45i_1^2 \sin 2\beta & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Из выражения (10) видно, что при малых углах падения параметры грани раздела среды изменяются по квадратичному закону относительно i_1 . Влияние второй грани модулятора можно не учитывать, так как после нее стоит идеальный поляризатор.

Вектор Стокса светового потока, падающего на фотоприемник, равен

$$(V_e)_{\text{прот.}} = [A_2] [M_\beta] (V_e)', \quad (12)$$

где $[A_2]$ — матрица идеального поляризатора с азимутом ξ . Из формулы (12) определяем первую строчку вектора Стокса $(V_e)_{\text{прот.}}$, ответственную за интенсивность и представляющую собой сумму составляющих интенсивности света с частотами ω , 2ω и постоянной засветки I_- .

$$I_\omega = 0.43 I^* \sin 2\varphi [0.45 i_1^2 (D_{11} - D_{12} P^*) \sin (2\beta - 2\xi) - (D_{12} - D_{11} P^*) \sin (2\theta^* - 2\xi) - 2\Delta (D_{12} - D_{11} P^* + D_{33} P^*) \cos (2\theta^* - 2\xi)], \quad (13)$$

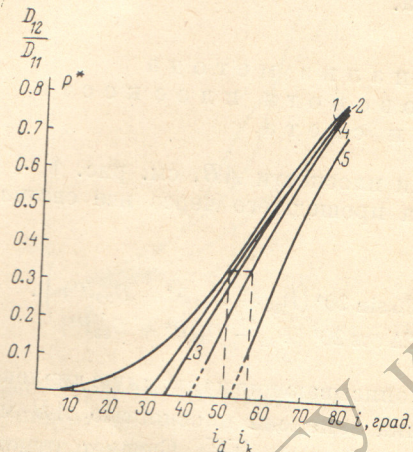


Рис. 4. Зависимость значений D_{12}/D_{11} (1) и P^* (2-5) от угла падения i для значений $P=0.1$ (2), 0.14 (3), 0.23 (4) и 0.4 (5).

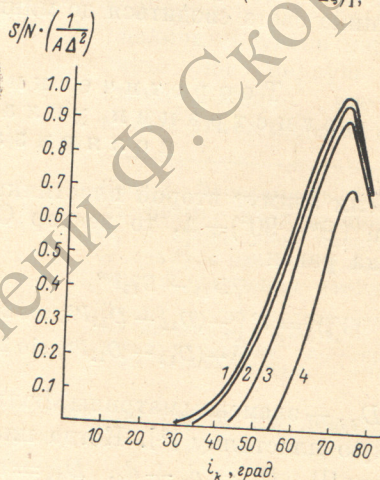


Рис. 5. Отношение сигнала к шуму на выходе фотоприемника в зависимости от угла падения света на первую диэлектрическую пластинку. $P=0.1$ (1), 0.14 (2), 0.23 (3) и 0.4 (4).

где $\varphi = \varphi_0 \sin \omega t$ — амплитуда колебаний угла поворота плоскости поляризации

$$I_{2\omega} = 0.43 I^* \cos 2\varphi [0.45 i_1^2 (D_{11} - D_{12} P^*) \cos (2\beta - 2\xi) - (D_{12} - D_{11} P^*) \cos (2\theta^* - 2\xi) + 2\Delta (D_{12} - D_{11} P^* + D_{33} P^*) \sin (2\theta^* - 2\xi)], \quad (14)$$

$$I_- = 0.43 I^* [(D_{11} - D_{12} P^*) - 0.45 i_1^2 (D_{12} - D_{11} P^*) \cos (2\theta^* - 2\beta) + 2\Delta (D_{12} - D_{11} P^* + D_{33} P^*) \sin (2\theta^* - 2\beta)]. \quad (15)$$

Из (13) и (14) следует, что при $\Delta = 0$ попадающий на фотоприемник паразитный сигнал, состоящий из первых двух слагаемых в выражениях для I_ω и $I_{2\omega}$, исчезает при условии

$$\beta = \xi, \quad \xi = \theta^*, \quad \theta^* \pm 90^\circ. \quad (16)$$

Когда $\Delta \neq 0$, при выполнении условия (10) и (16) компоненты интенсивности с частотами ω , 2ω и постоянная засветка равны

$$I_\omega = C' I^* \Delta D_{33} P^* \sin 2\varphi, \quad (17a)$$

$$I_{2\omega} = 0, \quad (17b)$$

$$I_- = C'' I^* (D_{11} - D_{12} P^*), \quad (17b)$$

где C' и C'' — числовые константы, зависящие от коэффициентов отражения и поглощения оптических элементов и геометрии луча.

Определим отношение сигнала к шуму на выходе фотоприемника, используя (17а), (17в) и результаты работы [1]

$$\frac{S}{N} = A \Delta^2 \frac{I^* (D_{33} P^*)^2}{D_{11} - D_{12} P^*}. \quad (18)$$

На рис. 5 представлены зависимости нормированного отношения сигнала к шуму для различных значений P . Из графиков видно, что отношение S/N растет с уменьшением степени поляризации света источника. Максимальное значение S/N находится при углах падения $i \approx 72^\circ$ и мало зависит от P .

Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлены экспериментальные графики $\Theta^* = f(\Theta)$ для углов падения $i = 35$ и 55° , которые по величине соответственно меньше и больше $i_{\text{гран.}}$. Наблюдается некоторое несовпадение экспериментальных и теоретических результатов. Это связано, во-первых, с расходимостью луча (угол расходимости порядка 10°), во-вторых, с тем, что степень поляризации излучения источника P отличается от расчетной и изменяет свое значение по поперечному сечению светового потока (изменение координат точки наблюдения), что приводит к некоторому изменению азимута плоскости поляризации преобладающей компоненты света.

Экспериментальные измерения показывают, что при уменьшении тока накала, например лампы типа КИМ-100, от 6 до 2.5а азимут плоскости поляризации излучения изменяется на $35 \div 45'$.

Если сориентировать по азимуту и по углу падения, например, кремниевую пластинку с $n = 3,5$ в точке $d\Theta^*/d\Theta = 0$, то при реальных колебаниях тока накала Θ изменится на величину $\Delta\Theta = 60 \div 80^\circ$, а Θ^* на $\Delta\Theta^* = 3 \div 5''$. Степень стабилизации по азимуту порядка $\Delta\Theta^*/\Delta\Theta = 0.06$.

Приведенные результаты позволили создать систему регистрации угла поворота плоскости поляризации света (по схеме 5 [1]) с точностью порядка $3 \div 4''$. Степень поляризации излучения лампы накаливания была порядка 0.25.

Выводы

Точность регистрации азимута плоскости поляризации света фотополариметром с высококачественными поляризационными призмами определяется уходом нуля системы за счет «старения» призм, механического воздействия на них и т. д. Поэтому призмы заменяются диэлектрическими плоскопараллельными пластинками. Так как эти пластинки представляют собой неидеальные поляризаторы, то колебание по азимуту плоскости поляризации падающего света приводит к аналогичным изменениям в прошедшем через пластинку световом потоке, что влечет за собой значительное понижение точности устройства.

Однако ориентацией по азимуту и углу падения диэлектрической пластинки можно в несколько десятков раз повысить точность углового положения плоскости поляризации света и добиться достаточно высокой кратковременной и долговременной стабильности прибора.

Литература

- [1] В. Д. Тронько, Ю. А. Кузнецов, Ю. С. Плаксий. Опт. и спектр., 30, 539, 1971.
- [2] М. Л. Левин, С. М. Рытов. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. Изд. «Наука», М., 1967.
- [3] С. М. Рытов. Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. Изд. АН СССР, 1953.
- [4] М. Л. Левин. ЖЭТФ, 31, 302, 1956.
- [5] У. Шерклиф. Поляризованный свет. Изд. «Мир», М., 1965.
- [6] В. Д. Тронько, Г. П. Головач. Опт. и спектр., 37, 303, 1974.

Поступило в Редакцию 4 февраля 1974 г.