

О ПОГРЕШНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СВЕТОГО ДАВЛЕНИЯ, ВНОСИМОЙ ШЕРОХОВАТОСТЬЮ ПОВЕРХНОСТЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛАСТИН

В. К. Николаев и В. С. Лисицын

В статье с точки зрения статистической интерференции от когерентных источников и нормального распределения микрограней шероховатой поверхности по высоте получены выражения для «зеркальной» и «диффузной» составляющих коэффициентов отражения и пропускания диэлектрических пластин. Выведена формула для расчета силы светового давления в пондеромоторных измерителях с учетом шероховатости поверхностей входного, выходного и приемного элемента.

В настоящее время разработаны безвакуумные пондеромоторные измерители [1-3], имеющие большой динамический диапазон измеряемых энергетических характеристик видимого и ИК излучений, где в качестве приемного элемента, входного и выходного окон используются прозрачные для этого излучения оптические материалы. Точность измерений энергетических характеристик излучения определяется главным образом точностью расчета силы светового давления, действующей на приемный элемент.

При прецизионных измерениях неровности поверхности оптических материалов играют значительную роль. Шероховатости, среднеквадратичное значение высоты которых составляет лишь 0.01 длины волны, могут вносить погрешности свыше 1% в величину коэффициента отражения при нормальном падении [4].

Если пренебречь потерями на поглощение излучения в пластинах, то часть падающего пучка отражается в направлении зеркального отражения, часть излучения проходит в направлении падения, остальная часть диффузно рассеивается вокруг отраженного и прошедшего лучей. Отражение света от шероховатостей поверхности раздела двух сред с различной оптической плотностью — чрезвычайно сложное явление, включающее целый ряд физических явлений, таких как поглощение света в отражающем слое, однократные и многократные зеркальные отражения от микрограней, рассеяние света, дифракция и интерференция. Один из методов исследования взаимодействия света с неровной поверхностью раздела двух сред состоит в том, что неровная поверхность представляется как совокупность статистически распределенных по высоте и ориентации микроплощадок, каждая из которых отражает по законам лучевой оптики [5-9].

Условием, когда имеет место преимущественно френелевское отражение дифракционно-интерференционной природы, является соотношение [8]

$$\frac{h}{\lambda} \cos \varphi \ll 1, \quad (1)$$

где h — среднее значение разности высот элементов поверхности, φ — угол падения света, λ — длина волны.

В работе [9] при рассмотрении матовой стеклянной поверхности как совокупности зеркально отражающих микрзеркал, больших по сравнению

с длиной волны падающего света, расположенных на различной высоте по отношению макроповерхности, получено выражение для зеркальной составляющей коэффициента отражения по интенсивности

$$r'_s = r \exp\left(-\frac{8\pi^2\sigma^2 \cos^2 \varphi}{\lambda^2}\right), \quad (2)$$

где r — коэффициент отражения полированной стеклянной поверхности, σ — среднеквадратичное значение разности высот ступенек шероховатой поверхности.

Предполагалось, что распределение разностей высот подчиняется нормальному закону с дисперсией σ . Экспериментально подтверждена правильность физической картины, положенной в основу рассмотрения задачи.

Метод, развитый в указанной работе, позволяет определить зеркальную и диффузную составляющие коэффициентов отражения и пропускания диэлектрической пластины без учета интерференции между поверхностями. Последней можно пренебречь для пластин с небольшой клиновидностью [1].

Отметим здесь связь между дисперсией нормального закона распределения разности высот ступенек шероховатой поверхности с критериями шероховатости [10]. Такими критериями являются: высота неровностей — R_z и среднее арифметическое отклонение (без учета знака) профиля от средней линии R_a . При нормальном законе распределения разностей высот для дисперсии имеем соотношение [11]

$$\sigma = \sqrt{\frac{\pi}{2}} R_a. \quad (3)$$

Из соотношений (2), (3) следует, что для класса чистоты Δ_{146} ($R_a = 0.008$ мкм) при нормальном падении света с длиной волны $\lambda = 0.4$ мкм, погрешность определения френелевского коэффициентов отражения, обусловленная шероховатостью поверхности, составляет около 5%.

Получим выражения для зеркальной и диффузной составляющих коэффициентов отражения и пропускания для границ раздела: вакуум—диэлектрик и диэлектрик—вакуум (см. рисунок). Оптическая разность хода двух преломленных лучей равна [12]

$$h (\cos \varphi - n \cos \psi). \quad (4)$$

Теперь, следуя методике, развитой в работе [9], для «зеркальной» составляющей коэффициента пропускания границы раздела вакуум—диэлектрик получаем

$$t'_s = t \exp\left(-\frac{2\pi^2\sigma^2}{\lambda^2} [\cos \varphi - n \cos \psi]^2\right), \quad (5)$$

где t — френелевский коэффициент пропускания, n — показатель преломления.

Аналогично для границы диэлектрик—вакуум получаем выражения для «зеркальных» составляющих коэффициентов отражения и пропускания

$$r''_s = r \exp\left(-\frac{8\pi^2\sigma^2 n^2 \cos^2 \varphi}{\lambda^2}\right), \quad (6)$$

$$t''_s = t \exp\left(-\frac{2\pi^2\sigma^2}{\lambda^2} [n \cos \varphi - \cos \psi]^2\right). \quad (7)$$

Откуда для пластинки имеем

$$r_{S1} = r \exp\left(-\frac{8\pi^2\sigma^2 \cos^2 \varphi}{\lambda^2}\right), \quad (8)$$

$$t_{S1} = t \exp\left(-\frac{2\pi^2\sigma^2}{\lambda^2} [\cos \varphi - n \cos \psi]^2\right), \quad (9)$$

$$r_{S2} = r \exp\left(-\frac{8\pi^2\sigma^2 n^2 \cos^2 \psi}{\lambda^2}\right), \quad (10)$$

$$t_{S2} = t \exp\left(-\frac{2\pi^2\sigma^2}{\lambda^2} [n \cos \psi - \cos \varphi]^2\right) = t_{S1}, \quad (11)$$

где индексы 1 и 2 обозначают соответственно границы раздела вакуум-диэлектрик и диэлектрик-вакуум.

Из закона сохранения энергии следуют соотношения

$$r + t = 1 = r_{S1} + t_{S1} + r_{D1} + t_{D1}, \quad (12)$$

$$r + t = 1 = r_{S2} + t_{S2} + r_{D2} + t_{D2}, \quad (13)$$

где r_D , t_D — диффузные составляющие коэффициентов отражения и пропускания.

Для нормального падения света на пластину при малых значениях σ/λ можно записать

$$ru^2 + t \frac{(n-1)^2}{4} u^2 = r_{D1} + t_{D1}, \quad (14)$$

$$rn^2 u^2 + t \frac{(n-1)^2}{4} u^2 = r_{D2} + t_{D2}, \quad (15)$$

где

$$u^2 = \frac{8\pi^2\sigma^2}{\lambda^2}.$$

Для определения диффузных составляющих используем то обстоятельство, что коэффициент отражения неполяризованного излучения, определяемый по формулам Френеля, для прозрачных диэлектриков ($n=1.4 \div 1.6$) в видимой области спектра остается постоянным (с погрешностью около 20%) для углов падения в пределах $0 \div 45^\circ$ и равняется r . Кроме того, для нормального к макроповерхности падения света все излучение, отраженное зеркально и диффузно в полупространство, определяется отражениями от микрограней, ориентированных под углами от 0 до 45° к падающему излучению (многократными отражениями между микрогранями при малых σ/λ пренебрегаем). Если отражающие микрогранни ориентированы равновероятно под всевозможными углами к падающему излучению, то имеем соотношение

$$r_{S1} + r_{D1} = \frac{2\pi \int_0^{\pi/2} r_{S1}(\varphi/2) \cos \varphi/2 \sin \varphi d\varphi}{2\pi \int_0^{\pi/2} \cos \varphi/2 \sin \varphi d\varphi} \approx r - 0.765ru^2. \quad (16)$$

Теперь имеем

$$r_{S1} + r_{D1} = r - ru^2 + r_{D1} = r - 0.765ru^2, \quad (17)$$

$$r_{D1} = 0.235ru^2 \quad (18)$$

и с учетом (14)

$$t_{D1} = 0.765ru^2 + tu^2 \frac{(n-1)^2}{4}. \quad (19)$$

Откуда следует, что основная часть диффузно рассеянного света приходится на проходящее излучение.

Аналогично можно получить

$$r_{D2} = 0.235rn^2u^2, \quad (20)$$

$$t_{D2} = 0.765rn^2u^2 + tu^2 \frac{(n-1)^2}{4}. \quad (21)$$

Погрешность за счет несоответствия выбранного закона распределения отражающих микрограней статистически неровной поверхности действительно в худшем случае не превысит $\pm 20\%$ (при доверительной вероятности 0.9972) [13].

Рассматривая многократные отражения светового потока внутри диэлектрической пластины, для зеркальных составляющих коэффициентов отражения и пропускания пластины легко получить

$$R_S = r_{S1} + \frac{r_{S2}t_{S1}^2}{1-r_{S2}^2}, \quad (22)$$

$$T_S = \frac{t_{S1}^2}{1-r_{S2}^2}. \quad (23)$$

Для расчета «диффузных» составляющих коэффициентов отражения и пропускания пластины предположим, что диффузное излучение каждого элемента поверхности распределено в полупространстве по закону Ламберта, а границы раздела сред для диффузного излучения являются идеально плоскими.

Считая, что диффузное излучение после любого числа отражений внутри пластины остается изотропным, получаем

$$R_D = r_{D1} + \frac{t_{S1}t_{D2}r_{S2}}{1-r_{S2}^2} + \frac{t_{S1}r_{D2}}{1-r_{S2}^2} \frac{1}{1+R_\Gamma} + \left(t_{D1} + \frac{t_{S1}r_{S2}r_{D2}}{1-r_{S2}^2} \right) \frac{R_\Gamma}{1+R_\Gamma}, \quad (24)$$

$$T_D = \frac{t_{S1}t_{D2}}{1-r_{S2}^2} + \frac{t_{S1}r_{D2}}{1-r_{S2}^2} \frac{R_\Gamma}{1+R_\Gamma} + \left(t_{D1} + \frac{t_{S1}r_{S2}r_{D2}}{1-r_{S2}^2} \right) \frac{1}{1+R_\Gamma}, \quad (25)$$

где R_Γ — коэффициент отражения изотропного излучения от границы раздела двух сред, полученный Гершуном [14],

$$R_\Gamma = \frac{3n^8 - 10n^7 - 6n^6 + 4n^5 + 16n^4 - 10n^3 + 2n^2 + 1}{3(n^4 - 1)^2} - \frac{n^2(n^2 - 1)^2}{(n^2 + 1)^3} \ln \frac{n+1}{n-1} + \frac{8n^4(n^4 + 1)}{(n^4 - 1)^2(n^2 + 1)} \ln n. \quad (26)$$

Для стекла с $n=1.52$ $R_\Gamma=9.5\%$.

Получим теперь выражение для расчета пондеромоторной силы излучения, падающего нормально на шероховатую диэлектрическую пластину. Для светового излучения мощностью N сила давления равна

$$F = \frac{N}{c} K(\lambda),$$

где c — скорость света в пустоте,

$$K(\lambda) = 1 + R_S - T_S + \frac{2}{3}(R_D - T_D).$$

В безвакуумных пондеромоторных измерителях входное и выходное окна располагаются параллельно и соосно в непосредственной близости от приемного элемента. Следуя методике, изложенной в работе [15], легко может быть получена формула для расчета коэффициента $K(\lambda)$ с учетом многократных отражений между окнами и приемным элементом зеркальных составляющих отраженного и проходящего излучений

$$K(\lambda)_S = \frac{(1 + R_S - T_S)T_S}{1 - R_S^2 + R_S T_S}. \quad (29)$$

В указанных выше предположениях о диффузном излучении пондеромоторная сила, обусловленная диффузными потоками от приемного элемента, входного и выходного окон, определяется коэффициентом

$$K(\lambda)_D = \frac{2}{3} \frac{T_S(R_D - T_D)}{1 - R_S^2 + R_S T_S} + \frac{4}{3} \frac{R_\pi}{(1 - R_\pi)(1 + 2R_\pi)} \left[T_D + \frac{T_S R_D (R_S - T_S) + T_S R_\pi (R_D - T_D)}{1 - R_S^2 + R_S T_S} \right], \quad (30)$$

где R_π — коэффициент отражения изотропного излучения от полированной диэлектрической пластины [14]

$$R_\pi = 1 - \frac{n(n^2 + 1)^2}{2(n^4 + 1)} + \frac{n^2 - 1}{2} \operatorname{arctg} \frac{1}{n} - \frac{n^2(n^2 - 1)(n^4 - 1)}{2(n^4 + 1)^2} \operatorname{Ip} \frac{n + 1}{n - 1} + \frac{2n^4(n^2 - 1)}{(n^4 + 1)^2} \operatorname{arc} \operatorname{tg} n. \quad (31)$$

Для стекла с $n = 1.52$ $R_\pi = 15.5\%$.

В заключение отметим, что для пластины из стекла К-8 с чистой обработкой поверхности по ∇_{146} классу погрешность расчета пондеромоторной силы для $\lambda = 0.4$ мкм без учета влияния шероховатостей составляет около 1% .

Приведенные формулы применялись при аттестации погрешности измерения ряда пондеромоторных приборов [3]. Результаты работы могут быть использованы для оценки погрешности расчета по формулам Френеля коэффициентов отражения и пропускания оптических окон приборов, ослабителей, использующих отраженное или проходящее излучение, стопы пластин.

Литература

- [1] Измерение характеристик ОБГ, под ред. Р. А. Валитова, А. С. Кубарева. Изд. комитета стандартов, 1969.
- [2] Н. Г. Кокодий, Р. А. Валитов. Сб. «Импульсная фотометрия». Изд. «Машиностроение», Л., 1969.
- [3] Ю. М. Надежкин, В. К. Николаев, Л. А. Барышев. Сб. «Импульсная фотометрия», Л., 1972.
- [4] Физика тонких пленок, 4, Под ред. Г. Хасса, Р. Э. Тула. Изд. «Мир», М., 1970.
- [5] Г. М. Городинский. Опт. и спектр., 16, 112, 1965.
- [6] Ф. Г. Басс, И. М. Фукс. Рассеяние света на статистически неровной поверхности. Изд. «Наука», 1972.
- [7] А. П. Иванов. Оптика рассеивающих сред. Изд. «Наука», 1969.
- [8] А. С. Топорец. Автореф. докт. дисс., Л., 1970.
- [9] Г. М. Городинский. Опт. и спектр., 15, 113, 1963.
- [10] ГОСТ 2789-59. Шероховатость поверхности.
- [11] В. И. Романовский. Основные задачи теории ошибок. Гостехиздат, 1947.
- [12] А. С. Топорец, О. К. Таганов. Опт. и спектр., 24, 126, 1968.
- [13] В. Е. Рабинович. Тр. ВНИИМ, 57, 768, 1961.
- [14] А. А. Гершун. Избранные труды по фотометрии и светотехнике. Физматгиз, Л., 1958.
- [15] В. К. Николаев, Ю. В. Химичев. Электронная техника, сер. 11, № 2, 1971.

Поступило в Редакцию 11 апреля 1973 г.