

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ШЛИФОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ НЕПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ

Б. С. Скоробогатов и А. И. Усоскин

Рассмотрено влияние структурных параметров шлифованной поверхности на коэффициенты пропускания и отражения света. Получены соотношения, учитывающие вклад в оптические характеристики рассеяния света в приповерхностной области. Показано, что одним из наиболее существенных параметров, определяющих оптические свойства, является среднее число трещин, которые пересекает свет при распространении через шлифованную поверхность. На основании экспериментальных исследований оптических свойств найдено значение этого параметра для шлифованных кристаллов алюмо-итриевого граната.

Изучению оптических свойств светорассеивающих поверхностей посвящены многочисленные исследования [1-6]. Большинство из них связано с изучением диффузного отражения шероховатыми поверхностями [1-4] и лишь незначительная их часть относится к поверхностям, обладающим не только «внешним», но также и «внутренним» рассеянием [5, 6]. Вместе с тем именно наличие внутреннего приповерхностного рассеяния характерно для реальных светорассеивающих поверхностей, получаемых путем шлифовки. Заметим, что такие «поверхности» обладают весьма сложной структурой [7, 8] и по сути дела являются скорее не поверхностями, а слоями, имеющими одновременно внешнюю (поверхностную) и внутреннюю (объемную) составляющие рассеяния. Таким образом, понятие «поверхность» имеет в данном случае условное значение.

В проведенных ранее исследованиях шлифованных поверхностей обнаружено, что внутреннее рассеяние оказывает существенное влияние как на состояние поляризации рассеянного света [5], так и на коэффициент пропускания нерассеянной составляющей светового излучения [6]. Полученные данные позволяют заключить, что эффект внутреннего рассеяния может вносить значительный, а иногда и первоочередной вклад в оптические свойства шлифованной поверхности. В связи с этим представляется целесообразным исследовать факторы, обуславливающие внутреннее рассеяние, к числу которых в первую очередь следует отнести особенности структуры шлифованных поверхностей. При изучении данного вопроса в настоящей работе рассмотрены «грубошлифованные» поверхности непоглощающих материалов. Большинство структурных элементов таких поверхностей имеет характерные размеры, намного превосходящие длину световой волны, что дает возможность применить к ним представления геометрической оптики, которые, как известно, являются весьма продуктивными при решении ряда задач о рассеянии света [2, 3].

Согласно имеющимся в литературе данным, строение нарушенного механической обработкой слоя в первую очередь определяется большим числом трещин, расходящихся от внешней рельефной поверхности (ВРП) [7]. Многие трещины ветвятся, а также имеют изломы. Благодаря такому строению нарушенный слой обычно называют трещиноватым слоем (ТС).

Светорассеяние, вызываемое ТС, обязано отдельным актам взаимодействия светового излучения с трещинами и, очевидно, возрастает с увеличением среднего количества трещин, которые пересекает световой луч при прохождении ТС. С точки зрения оптических свойств существенным является соотношение размеров отдельной трещины, которая в промежутках между изломами имеет вид плоского клиновидного зазора. Сама величина зазора в общем случае срав-

нима с длиной световой волны, но на несколько порядков меньше продольных размеров трещины. Отсюда следует, что угол между поверхностями, образующими трещину, достаточно мал, чтобы не вызывать существенного отклонения лучей, проходящих через трещину. С другой стороны, клиновидность трещины обуславливает различие разностей хода лучей, переотраженных в разных частях зазора, что в свою очередь приводит к сглаживанию эффекта многолучевой интерференции для всей трещины как целого. К тому же результату приводит разброс различных трещин по толщине зазора. Это дает основания отождествить влияние отдельной трещины на распространение света с влиянием плоскопараллельного зазора, в котором многократные переотражения учитываются путем суммирования соответствующих парциальных интенсивностей (а не амплитуд) световых волн. В этом случае энергетический коэффициент пропускания трещины, на которую падает свет под углом φ , может быть выражен как

$$T_1(\varphi) = \frac{1 - R_1(\varphi)}{1 + R_1(\varphi)}, \quad (1)$$

где $R_1(\varphi) = \frac{1}{2}[R_{1p}(\varphi) + R_{1s}(\varphi)]$, а R_{1p} и R_{1s} — коэффициенты отражения на границе диэлектрик-вакуум для p - и s -поляризованного света соответственно. При нормальном падении света на ТС усреднение по углам ориентации φ трещин к шлифованной плоскости приводит к следующему соотношению для среднего коэффициента пропускания трещины:

$$\bar{T} = \int_0^{\pi/2} \frac{1 - R_1(\varphi)}{1 + R_1(\varphi)} f(\varphi) \cos \varphi d\varphi \int_0^{\pi/2} f(\varphi) \cos \varphi d\varphi, \quad (2)$$

где $f(\varphi)$ — функция углового распределения трещин. Сомножитель $\cos \varphi$ в подынтегральной функции учитывает уменьшение вклада в оптические свойства трещин, соответствующих большим углам падения. При использовании соотношения (2) следует иметь в виду, что при $\varphi > \varphi_{\text{кр}}$ наблюдается явление полного внутреннего отражения, при котором трещина не пропускает света, т. е. $T_1 = 0$, $R_1 = 1$. Эта область углов может вносить существенный вклад в усредненный коэффициент отражения трещины, равный $\bar{R} = 1 - \bar{T}$.

Если на пути светового излучения встретится последовательно N трещин, то соответствующая интенсивность прошедшего света составит

$$I_1 = I_0 \bar{T}^N, \quad (3)$$

где I_0 — интенсивность света, падающего на ТС. Таким образом, при распространении света через ТС в проходящем излучении обязательно присутствует нерассеянная составляющая. По мере углубления в ТС интенсивность этой составляющей постепенно ослабевает, а интенсивность рассеянного света соответственно растет. Заметим, что сохранение первоначального направления у части светового излучения не характерно для большинства сильно рассеивающих сред, например порошковых, в которых направление распространения изменяется уже после прохождения светом первой оптической неоднородности [1].

Отражение первичного пучка света, вызываемое трещинами, приводит к появлению рассеянного излучения, которое после дальнейших переотражений выходит из ТС как со стороны падающего пучка (рассеяние «назад»), так и с противоположной стороны слоя (рассеяние «вперед»). Для расчета доли интенсивности рассеянного света, прошедшего через ТС при нормальном падении первичного пучка, было предположено, что в результате переотражений рассеянное излучение в достаточной мере разориентировано по углу, но в то же время отсутствуют существенные боковые утечки энергии (распространение света вдоль ТС). Последнее хорошо подтверждается экспериментально, поскольку для шлифованных поверхностей не наблюдается заметного расплывания светового пятна при достаточно больших его размерах по сравнению с глубиной ТС.

Разобьем ТС на эффективные рассеивающие слои, образованные из трещин таким образом, чтобы i -й слой соответствовал в среднем i -му пересечению тре-

щии первичным пучком. Излучение, рассеянное за счет отражения первичного пучка на i -м слое с интенсивностью $I_{pi} = I_0 \bar{T}^{i-1} (1 - \bar{T})$, многократно переотражается в промежутке между i -м и $(i-1)$ -м слоями. При этом часть его попадает в промежуток между $(i-1)$ -м и $(i-2)$ -м слоем, а часть — в промежуток между i -м и $(i+1)$ -м слоем. Отмеченный ранее вклад эффекта полного внутреннего отражения делает достаточно высокими усредненные коэффициенты отражения слоев для рассеянного света. Если в этих условиях обеспечена высокая степень разориентации излучения, выход световой энергии из рассматриваемого промежутка «вперед» и «назад» становится равновероятным. При этом соответствующие интенсивности выходящего рассеянного излучения ссыпаются по величине и составляют $I_{pi}/2$.

Последовательное суммирование парциальных интенсивностей позволяет получить следующее соотношение для интенсивности рассеянного света, прошедшего через ТС:

$$I_p = I_0 \frac{\bar{T} (1 - \bar{T})}{2^{N-1}} \frac{1 - (2\bar{T})^{N-1}}{1 - 2\bar{T}}. \quad (4)$$

Учитывая влияние ВРП, из соотношений (3) и (4) найдем полную интенсивность излучения, прошедшего через шлифованную поверхность

$$I_T = I_0 (1 - \bar{R}_2) \bar{T}^N + \frac{1}{2} I_0 \bar{R}_2 \bar{T}^N + \left(\frac{1}{2}\right)^N I_0 \bar{T} (1 - \bar{T}) \frac{1 - (2\bar{T})^{N-1}}{1 - 2\bar{T}}, \quad (5)$$

где

$$\bar{R}_2 = \int_0^{\pi/2} R_1(\varphi) f_1(\varphi) \cos \varphi d\varphi \int_0^{\pi/2} f_1(\varphi) \cos \varphi d\varphi, \quad (6)$$

$f_1(\varphi)$ — функция распределения микроплощадок ВРП по углу наклона к шлифованной плоскости. При получении соотношения (5) учитывалось, что на ВРП происходит окончательное рассеяние той части излучения, которая прошла через ТС без изменения направления. Составляющая интенсивности излучения, выходящего при этом из шлифованной поверхности, определяется первыми двумя слагаемыми в (5), причем второе слагаемое учитывает переотражения света между ВРП и N -м слоем трещин. Таким образом, коэффициент пропускания, определяемый как отношение полной интенсивности (I_T) света, вышедшего через шлифованную поверхность, к интенсивности (I_0) света, падающего на шлифованную поверхность, равен

$$T = \left(1 - \frac{\bar{R}_2}{2}\right) \bar{T}^N + \left(\frac{1}{2}\right)^N \bar{T} (1 - \bar{T}) \frac{1 - (2\bar{T})^{N-1}}{1 - 2\bar{T}}. \quad (7)$$

В соответствии со сделанным ранее предположением об отсутствии поглощения, а также боковых утечек энергии, коэффициент отражения шлифованной поверхности при падении света со стороны ТС может быть определен как

$$R = 1 - T. \quad (8)$$

Найденные соотношения позволяют определить коэффициенты пропускания и отражения шлифованной поверхности в зависимости от усредненных по углу коэффициента пропускания трещин и коэффициента отражения ВРП, а также от среднего числа трещин, которые пересекает нерассеянный свет при прохождении ТС.

Из сравнения соотношения (4) с (5) и (7) следует, что последнее слагаемое в (5) и (7) связано с появлением в ТС рассеянной составляющей излучения. Рассчитанная с помощью (4) зависимость интенсивности I_p этой составляющей от числа эффективных рассеивающих слоев N приведена на рис. 1. Как видно из рис. 1, интенсивность рассеянного света достигает наибольшего значения при $2 < N < 3$. Дальнейший спад интенсивности с ростом числа рассеивающих слоев объясняется уменьшением интенсивности первичного нерассеянного пучка, который в начале прохождения ТС является основным энергетическим источ-

ником рассеянного света. Об этом же свидетельствует затяжка спада I_p при больших \bar{T} , когда первичный пучок испытывает незначительное ослабление.

Заметим, что при $\bar{T}=0.5$ в формулах (4), (5) и (7) знаменатель дроби обращается в нуль. Тем не менее указанные соотношения позволяют находить искомые значения I_p , I_T и T как предел при \bar{T} , стремящемся к 0.5. При $0 \leq N < 1$ полученные соотношения неприменимы. В этом случае соответствующие значения интенсивностей и коэффициентов пропускания можно получить интерполяцией. Так, при использовании соотношения (7) интерполяция производится между значениями $T = (1 - \frac{\bar{R}_2}{2})\bar{T}$ для $N=1$ и $T=1 - \bar{R}_2$ для $N=0$.

На рис. 2 приведены зависимости $R_e(\varphi)$, $R_p(\varphi)$ и $R_1(\varphi)$, рассчитанные для алюмо-иттриевого граната с показателем преломления $n=1.82$ [9]. В пред-

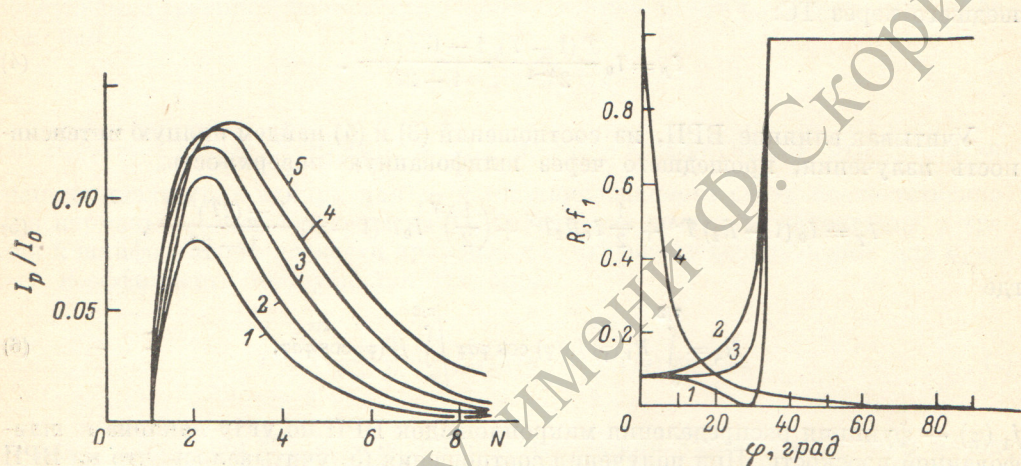


Рис. 1. Зависимость I_p/I_0 от N .

Кривые 1-5 соответствуют $T=0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6$.

Рис. 2. Угловые зависимости R_{1p} , R_{1s} , R_1 (кривые 1-3 соответственно) и $f_1(\varphi)$ (кривая 4).

положении о равновероятной ориентации различных участков трещин из формулы (2) была найдена величина \bar{T} , равная 0.445. Подставляя \bar{T} в формулу (7), можно найти зависимость $T=f(N)$. Усредненный коэффициент отражения ВРП — \bar{R}_2 , входящий в эту формулу, был определен экспериментально. Для этого ВРП образцов покрывалась непрозрачной пленкой высокоотражающего металла, после чего измерялась ее индикатриса рассеяния, на основании которой в свою очередь находилась функция распределения $f_1(\varphi)$ (кривая 4 на рис. 2). Искомый параметр \bar{R}_2 , определенный из формулы (6), оказался равным ~ 0.11 для поверхностей, шлифованных абразивным порошком карбида бора со средним размером зерна 100 мкм.

Для сопоставления расчетных данных с экспериментом были проведены непосредственные измерения коэффициента пропускания T и среднего числа пересекаемых светом трещин N . Измерения проводились на серии образцов из алюмо-иттриевого граната с поверхностью, шлифованной указанным выше способом. Для варьирования степени развитости ТС шлифовка проводилась при различных давлениях на притирочную поверхность. С этой же целью для опытов выбирались кристаллы с различными значениями остаточных напряжений.

Измерения коэффициента пропускания T шлифованных поверхностей проводились по схеме, изображенной на рис. 3. Монохроматический пучок света ($\lambda=1.06$ мкм) падает на шлифованную поверхность 1 изнутри кристалла, образуя на этой поверхности пятно, лежащее вблизи фокуса параболоида вращения 2, служащего для концентрации рассеянного света на входном окне фотоприемника 3. Высокоотражающий слой металла, которым покрыта внутренняя поверхность параболоида, снижает погрешность фотометрических измерений

до 1—2%. Измерение отношения сигналов на фотоприемнике с образцом и без образца с последующим учетом влияния отражения света на полированной поверхности 4 кристалла позволяет определить искомое значение коэффициента пропускания T .

Для измерения среднего числа трещин N , которые пересекает свет при распространении к ВРП, на исследуемых образцах с помощью мелких абразивных порошков делался косой шлиф. После этого на металлографическом микроскопе посредством многократных измерений определялось среднее количество трещин N_1 на шлифе, которые пересекает визирная линия окуляра, ориентированная перпендикулярно линии пересечения шлифованной плоскости с плоскостью

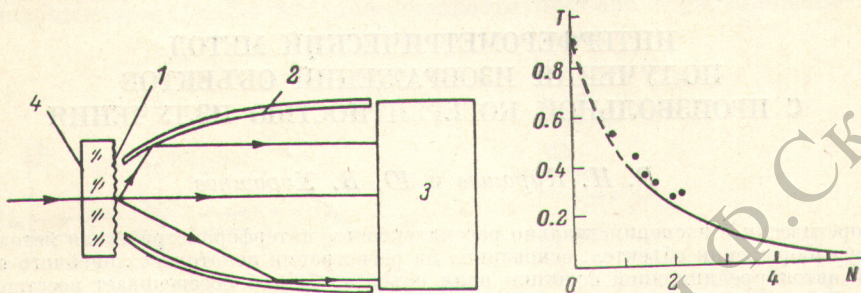


Рис. 3. Оптическая схема для измерения коэффициента пропускания.

Рис. 4. Зависимость коэффициента пропускания T шлифованной поверхности от N , полученная путем расчета по формуле (7) (кривая) и экспериментально (точки).

шлифа. Одновременно путем перефокусировки определялся угол α между этими двумя плоскостями. В предположении об изотропной ориентации трещин параметр N может быть найден как $N = N_1 \sin \alpha$.

Полученные описанным выше путем экспериментальные данные представлены на рис. 4. Как видно из рис. 4, наблюдается удовлетворительное соответствие между расчетной и экспериментальной зависимостью.

Таким образом, полученные соотношения позволяют на основании неразрушающих оптических измерений определять степень развитости трещиноватого слоя. С другой стороны, с помощью тех же соотношений возможно проведение оценок оптических параметров шлифованных поверхностей в зависимости от структуры последних.

В заключение отметим, что отсутствие поглощения является весьма существенным условием при решении подобных задач о многократном рассеянии. Появление даже небольшого поглощения может значительно повлиять на характер полученных соотношений.

Литература

- [1] А. П. Иванов. Оптика рассеивающих сред. «Наука и техника», Минск, 1969.
- [2] В. А. Кизель. Отражение света. «Наука», М., 1973.
- [3] А. С. Топорец. Опико-механич. промышл., № 1, 34, 1979.
- [4] Ф. Г. Басс, И. М. Фукс. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. «Наука», М., 1972.
- [5] М. П. Танащук, Л. П. Гильчук. Опт. и спектр., 45, 718, 1978.
- [6] Н. П. Ларионов, А. В. Лукин, К. С. Мустафин. Опт. и спектр., 35, 907, 1973.
- [7] В. М. Винокуров, А. Л. Ардамацкий, Л. В. Попов. В сб.: Формирование оптических поверхностей. Гос. научно-техн. изд., стр. 7, М., 1962.
- [8] Я. А. Угай, И. В. Кириченко, К. Р. Курбанов. Изв. АН СССР, сер. неорг. матер., 8, 209, 1972.
- [9] А. А. Каминский. Лазерные кристаллы. «Наука», М., 1975.

Поступило в Редакцию 16 июля 1980 г.