

УДК 535.24

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ШЕРОХОВАТЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРИ ИХ ОБЛУЧЕНИИ МОЩНЫМ ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

© А.Ю. Иванов, Г.А. Весничева

Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург

Поступила в редакцию в марте 1999 г.

Разработана методика исследования характеристик обратного рассеяния шероховатых поверхностей при импульсном лазерном облучении. Описывается экспериментальная установка для проведения таких исследований, имеющая временное разрешение $\sim 10^{-9}$ с. Полученные результаты (индикатрисы коэффициента яркости $\beta(\varphi)$) сравниваются с теоретическими и экспериментальными результатами для стационарного и квазистационарного режимов излучения источника. Проводится анализ процессов, влияющих на угловые зависимости $\beta(\varphi)$. Отмечается, что при стационарном режиме излучения источника изменения индикатрисы $\beta(\varphi)$ могут происходить вследствие генерации поверхностных электромагнитных волн и их интерференции с падающим и рассеянным излучением.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время все актуальнее становится задача исследования процессов взаимодействия лазерного излучения с поверхностью твердого тела. Определение свойств поверхности важно при измерении деформаций, для контроля качества поверхности при обработке материалов, для контроля качества лазерных зеркал, кристаллических активных сред и пр., а также в нелинейной оптике.

Один из методов изучения свойств поверхности основан на исследовании свойств излучения, рассеянного поверхностью твердого тела.

ОБЩАЯ ЧАСТЬ

В качестве количественной характеристики рассеивающих свойств поверхности используется коэффициент яркости $\beta(\varphi)$, где φ – угол рассеяния. Коэффициент яркости поверхности определяется как соотношение яркости B поверхности в данном направлении к яркости $B_{ид}$ идеального диффузного отражателя [1]:

$$\beta(\varphi) = \frac{B}{B_{ид}}. \quad (1)$$

Спектральная плотность яркости b_λ определяется соотношением:

$$b_\lambda = \frac{dB}{d\lambda} = \frac{d\Phi}{d\lambda d\Omega dS \cos\varphi}, \quad (2)$$

где Φ – световой поток, рассеянный поверхностью, S – площадь облучаемой поверхности, Ω – телесный угол приема рассеянного излучения, λ –

длина волны излучения, φ – угол рассеяния.

Задача определения пространственного распределения энергии рассеянного излучения может быть решена теоретически или экспериментально.

Согласно классической теории рассеяния [2], под действием падающей световой волны на поверхности вещества индуцируются колеблющиеся электромагнитные диполи, которые испускают волны вторичного излучения, когерентного с первичным. Результатом интерференции этих вторичных волн является поле рассеянной волны. Пространственное распределение энергии поля рассеянной волны излучения $\vec{E}(\vec{r})$ зависит от свойств поверхности, т.е. вид рассеяния определяется отношением среднеквадратичного отклонения шероховатости R_z поверхности к длине волны падающего излучения λ . Так, если $R_z/\lambda \ll 1$, то происходит зеркальное отражение; если $R_z/\lambda \gg 1$ — диффузное рассеяние, а при $R_z/\lambda \sim 1$ — зеркально-диффузное рассеяние.

Рассеяние плоской зеркальной поверхностью рассмотрено в работах [2, 3]. Пусть по оси Z на плоскую поверхность XY падает электромагнитная волна вида:

$$E_0(r) = E_0 e^{i(\omega t - kr \cos\varphi)}, \quad (3)$$

где $w = 2\pi c/\lambda$, φ – угол рассеяния, c – скорость света в вакууме, \vec{k} – волновой вектор падающей волны, а \vec{r} – радиус-вектор, проведенный из начала координат в точку наблюдения. Напряженность поля электромагнитной волны, рассеянной отдельной микронеоднородностью рельефа поверхности с высотой z , в точке наблюдения будет выражаться следующим соотношением:

$$\vec{E}_z(\vec{r}) = \vec{E}_z e^{i(\omega t - k(r+z)\cos\varphi)}. \quad (4)$$

Тогда отношение световых потоков рассеянной микроненормодностью поверхностного рельефа высотой z и падающей волн будет:

$$\frac{\Phi_z}{\Phi_0} = \frac{|\vec{E}_z|^2}{|\vec{E}_0|^2} = \frac{|\vec{E}_z|^2}{|\vec{E}_0|^2} e^{-ikz \cos\varphi}. \quad (5)$$

Проинтегрировав выражение (5) по профилю исследуемой поверхности, после ряда преобразований получим выражение для отношения потоков рассеянной и падающей волн в точке наблюдения:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{|\vec{E}_z|^2}{|\vec{E}_0|^2} \left[1 - \left(\frac{4\pi R_z}{\lambda} \right)^2 \frac{\cos^2 \varphi}{2} \right]^2. \quad (6)$$

После проведения нормировки на $\beta(0)$ получается выражение для расчета угловой зависимости коэффициента яркости зеркально отражающих образцов:

$$\frac{B(\varphi) \cos \varphi}{\beta(0)} = \frac{|\vec{E}_z|^2}{|\vec{E}_0|^2} \left[1 - \left(\frac{4\pi R_z}{\lambda} \right)^2 \frac{\cos^2 \varphi}{2} \right]^2. \quad (7)$$

При использовании импульсного источника излучения выражение (5) необходимо проинтегрировать еще и по спектру импульса излучения источника.

В случае диффузного рассеяния ($R_z/\lambda \gg 1$) при выводе выражения для $\beta(\varphi)$ нужно учитывать еще и среднеквадратичную длину корреляции шероховатости поверхности, и расчет индикатрисы коэффициента яркости значительно усложнится.

Для случая $R_z/\lambda \sim 1$ теоретический расчет зависимости $\beta(\varphi)$ практически невозможен. В работе [4] получены аппроксимации экспериментальных значений индикатрис коэффициента яркости диффузно отражающих стекол. Так, для стекла МС-20, часто используемого в качестве образца сравнения при расчетах и измерениях характеристик рассеяния поверхностей, в случае $R_z \sim 1$ мкм, $\lambda = 0,55$ мкм:

$$\begin{cases} \beta(\varphi) \cos \varphi = \beta(0)[B + A \cos \varphi], \\ B \cong 1 - A, \end{cases} \quad (8)$$

где для углов падения лазерного излучения на исследуемую поверхность $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ и 80° , соответственно, $A = 1,14; 1,09; 1,09; 1,08; 1,04$ и $1,08$, а $B = -0,14; -0,09; -0,09; -0,08; -0,04$ и $-0,08$ для

$\varphi \in [10^\circ, 80^\circ]$.

В работе [5] приводится полуэмпирическая модель расчета зависимости $\beta(\varphi)$ для изотропных образцов с произвольным соотношением R_z/λ . Однако для расчетов по этой модели требуется большое количество дополнительных характеристик рассеяния, в большинстве случаев неизвестных.

Расчеты по формулам (7) и (8) хорошо согласуются с экспериментальными результатами работ [4-6]. В этих работах использовались обычные источники излучения и лазеры, работающие в непрерывном режиме, а также импульсные с длительностью импульса порядка милли- и микросекунд.

Теоретический расчет индикатрис коэффициента яркости поверхности при облучении лазером с длительностью импульса излучения $\sim 10^{-10} - 10^{-8}$ с и большой скважностью очень сложен ввиду трудности интегрирования по спектру импульса излучения источника. Экспериментальных результатов для такого источника нам обнаружить не удалось. В то же время такой режим облучения поверхности представляет особый интерес, т.к. в этом случае длительность импульса становится сравнимой с характерными временами процессов излучения (например, атомной и молекулярной флуоресценции).

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В задачу настоящей работы входило экспериментальное исследование индикатрис коэффициента яркости шероховатых поверхностей в обратном направлении при их облучении импульсным лазерным излучением с длительностью импульса порядка 10 нс. Для решения этой задачи была создана экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 1.

Излучение импульсного лазера 1 направлялось на исследуемый образец 7. Рассеянное образцом излучение попадало на фотокатод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) 8. Сигнал с выхода ФЭУ через линию задержки 13 попадал на вход стробоскопического осциллографа 19. Для синхронного с лазерным импульсом запуска строб-осциллографа часть излучения лазера с помощью светоделительной пластины 4 отводилась на фотодиод 15. Измерение усредненной амплитуды импульса излучения, рассеянного образцом, производилось с помощью ПЭВМ 20, подключенной к выходу строб-осциллографа.

Одновременно осуществлялся контроль за уровнем излучения лазера. Для этого с помощью светоделительной пластины 6 часть излучения лазера отводилась на измеритель энергии лазерного излучения 16.

Аттенюатор 18 необходим для исключения перегрузки строб-осциллографа.

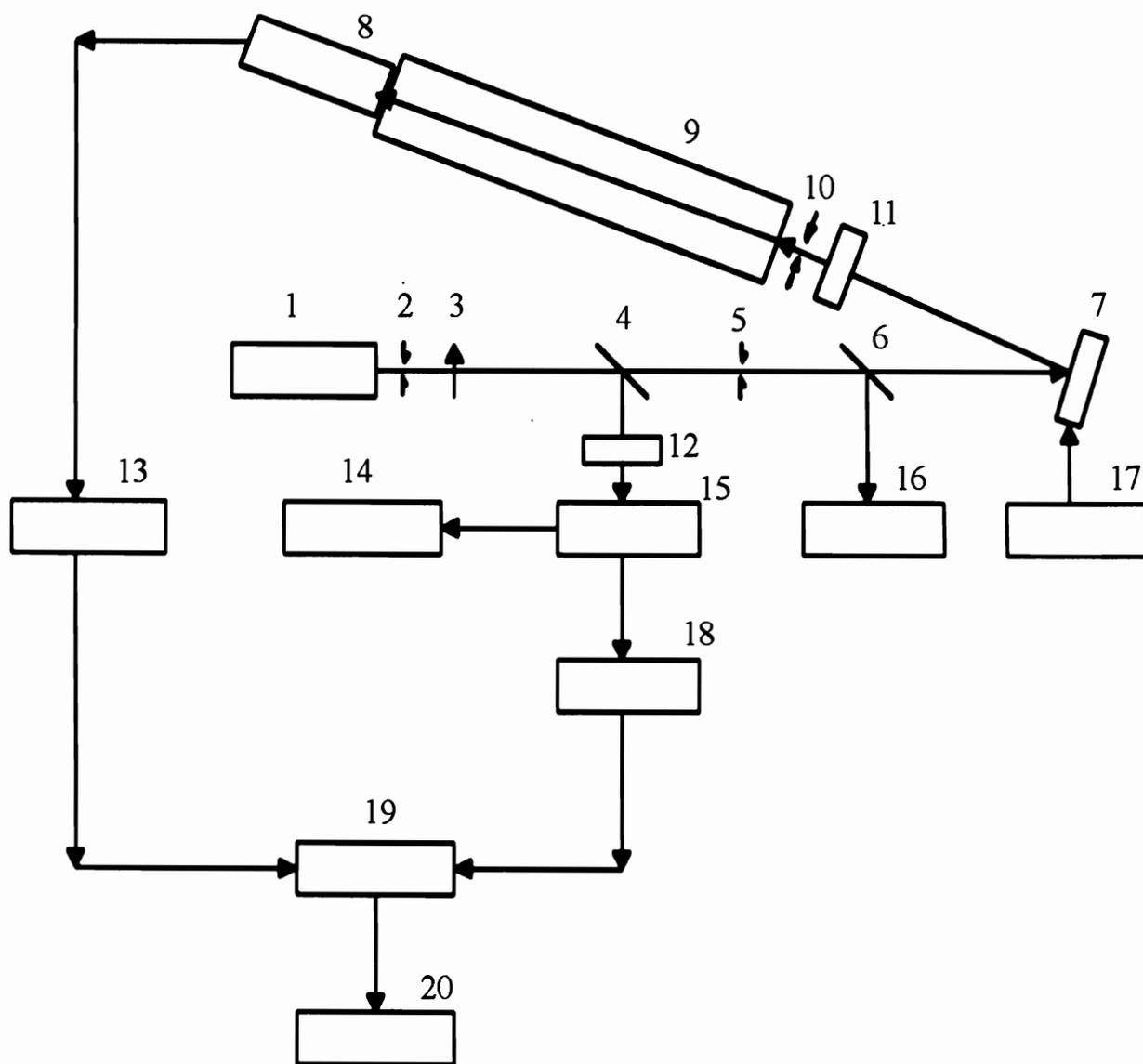


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по исследованию характеристик обратного рассеяния шероховатых поверхностей

Нейтральные светофильтры 11 и 12 необходимы для обеспечения работы ФЭУ и фотодиода в линейном режиме. Диафрагмы 2 и 5 служат для пространственного формирования лазерного пучка. Диафрагма 10 и светоизолятор 9 необходимы для уменьшения фоновой засветки ФЭУ, а затвор 3 — для перекрытия пучка излучения лазера при счете импульсов счетчиком 14 при измерении энергии его излучения. Исследуемый плоский образец устанавливался в устройстве 17, которое позволяло регулировать скорость и направление поворота образца в пределах $\pm 180^\circ$ с точностью до $1'$.

Измерения коэффициента яркости поверхностей проводились в плоскости падения. Расстояние от образца до фотоприемника — 2,2 м. Телесный угол $\Delta\Omega$, в котором принималось рассеянное

излучение, составлял $8,8 \times 10^{-5}$ стер. Площадь проекции облучаемого участка поверхности исследуемого образца на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения, — $\Delta S = 1 \text{ см}^2$. Угол между направлением наблюдения и направлением лазерного луча составлял $\sim 2,5^\circ$.

Измерения проводились на длине волны 0,532 мкм. В качестве источника излучения использовался импульсный твердотельный лазер на Nd^{3+} : YAG типа ЛТИПЧ-5 (мощность импульса $\sim 10^4$ Вт; длительность импульса ~ 10 нс; скважность — $2 \cdot 10^6$ в спектральном интервале $\Delta\lambda = 1$ нм). Приемниками излучения служили ФЭУ-84-6 и фотодиод ФДК-155. В качестве нейтральных ослабителей использовался стандартный набор оптиче-

ского стекла НС [7]. В работе использовался строб-осциллограф С7-16 с чувствительностью 0,1 мВ и временным разрешением 0,1 нс. Погрешность измерений определялась, в основном, нестабильностью излучения лазера и не превышала 20%.

Из формулы (2) следует, что величина светового потока на фотокатоде ФЭУ выражается следующим соотношением:

$$\Delta\Phi = \tau_{нф} B \Delta S \Delta\Omega \cos\varphi, \quad (9)$$

где $\tau_{нф}$ – пропускание нейтрального светофильтра.

При условии работы ФЭУ в линейном режиме амплитуда сигнала на выходе измерительной системы будет:

$$U = \tau_{нф} (kRS_{\lambda} \Delta S \Delta\Omega) B \cos\varphi = \tau_{нф} AB \cos\varphi,$$

где R – входное сопротивление строб-осциллографа, k и A – аппаратные константы, S_{λ} – спектральная чувствительность ФЭУ на рабочей длине волны.

Амплитуда сигнала на выходе системы регистрации при рассеянии идеальным диффузным отражателем будет:

$$U_{ид} = AB_{ид}. \quad (11)$$

Используя формулы (1), (10) и (11), получаем выражение для определения коэффициента яркости поверхности исследуемого образца в направлении назад:

$$\beta \cos\varphi = \tau_{нф} \frac{U}{U_{ид}}. \quad (12)$$

Таким образом, измеряя зависимость амплитуды импульса на выходе системы регистрации от угла поворота образца φ , можно получить индикатрисы коэффициента яркости исследуемых поверхностей при их облучении импульсным лазерным излучением с длительностью импульса порядка 10^{-8} с в схеме с совмещенными источником и приемником излучения.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе исследовались плоские поверхности ряда образцов различных материалов (стекла, металлические пленки, текстолит, резина, ткань, различные покрытия и пр.) с $R_z=0,007-40$ мкм. В качестве образца сравнения использовалась пластина из оптического стекла МС-20 с коэффициентом отражения на рабочей длине волны 0,90 [8].

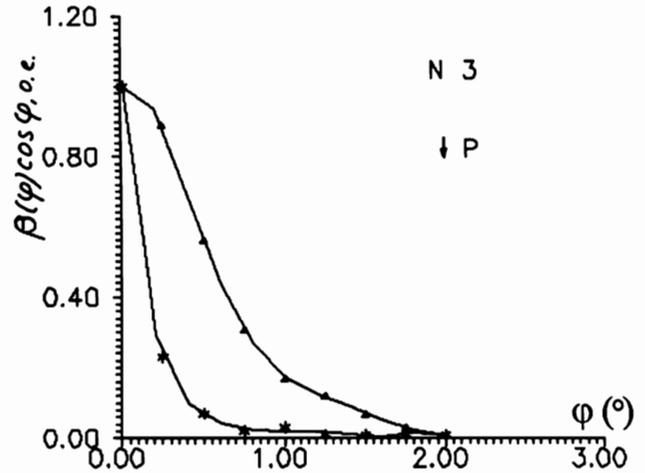


Рис. 2. Индикатрисы коэффициента яркости зеркальных поверхностей. Пояснения в тексте

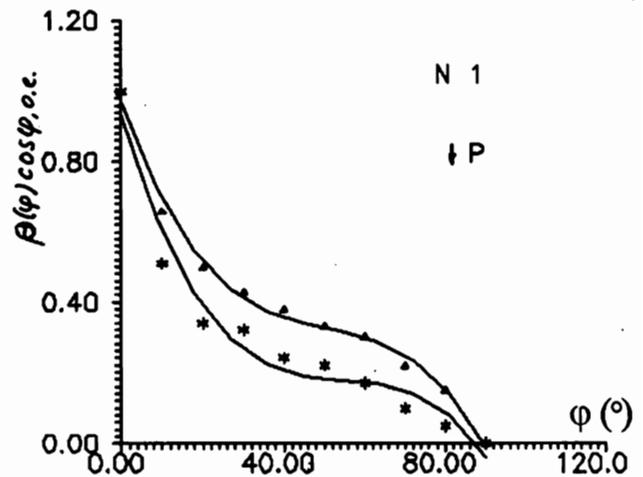


Рис. 3. Индикатрисы коэффициента яркости зеркально-диффузных поверхностей.

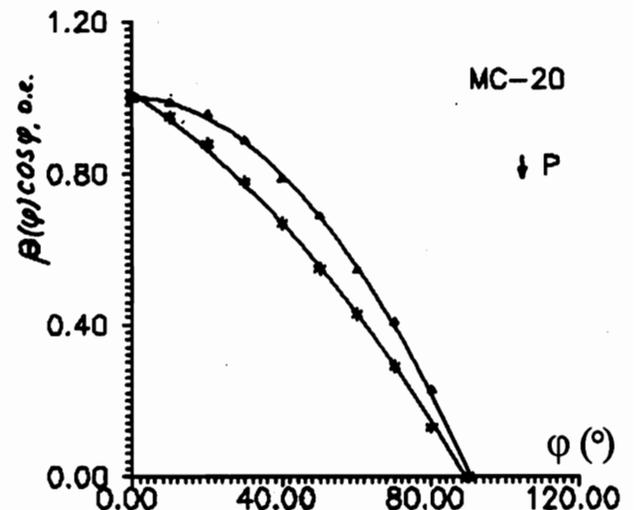


Рис. 4. Индикатрисы коэффициента яркости диффузных поверхностей. Пояснения в тексте

Индикатрисы коэффициента яркости МС-20 близка к индикатрисе коэффициента яркости идеального диффузного отражателя [9]. Измерения R_z проводились на профилографе (модель 283), микроинтерферометре МИН-4 и микроскопе УИМ-1. Результаты измерений $\beta(\varphi)$ для типичных зеркального ($R_z=0,007$ мкм $\ll \lambda=0,532$ нм), зеркально-диффузного ($R_z=0,6$ мкм $\sim \lambda=0,532$ нм) и диффузного ($R_z=40$ мкм $\gg \lambda=0,532$ нм) отражателей приведены на рис. 2-4.

Шероховатость поверхности образцов составляла, соответственно, 0,007, 0,1 и 0,88 мкм. Звездочками показаны результаты наших измерений при максимальной мощности импульса излучения лазера (нестационарный режим взаимодействия излучения с поверхностью исследуемого образца), а треугольниками — результаты расчетов $\beta(\varphi)$ по формулам (7) и (8).

При анализе результатов видно, что измеренные нами индикатрисы коэффициента яркости более вытянуты вдоль направления $\varphi=0$, чем угловые зависимости $\beta(\varphi)\cos\varphi$, рассчитанные по формулам (7) и (8). При этом отношение коэффициентов яркости для стационарного и квазистационарного режимов взаимодействия излучения с поверхностью, рассчитанных по формулам (7) и (8), к коэффициентам яркости в случае нестационарного характера взаимодействия лазерного излучения с поверхностью, измеренных нами, для каждого фиксированного угла рассеяния обратно пропорционально R_z . Это различие в индикатрисах $\beta(\varphi)$ для различных временных режимов взаимодействия лазерного излучения с шероховатыми поверхностями в рамках классической теории рассеяния [2] объяснить невозможно.

Рассмотрим процессы, которые могут оказывать влияние на угловое распределение энергии поля излучения, рассеянного шероховатой поверхностью твердого тела.

Изменение коэффициента яркости может происходить при возбуждении некогерентных видов излучения индуцированных поверхностных диполей (флуоресценция, рамановское рассеяние и пр.) и нелинейных оптических процессов (генерация второй и пр. гармоник, параметрического преобразования частоты и т.д.) [10]. Для проверки этого проводился спектральный анализ рассеянного света. Излучения с длинами волн, отличными от длины волны излучения лазера, замечено не было.

Под действием лазерного излучения на поверхности вещества могут происходить адсорбция и десорбция атомов и молекул, различные фотохимические реакции [11], одним из результатов которых может быть и изменения зависимости $\beta(\varphi)$. Однако, эти процессы могут происходить только на определенных видах материалов, которые в данном эксперименте не исследовались.

Изменения индикатрисы рассеяния коэффициента яркости могут быть вызваны селективным поглощением падающего излучения кристаллической решеткой материала исследуемой поверхности или какими-либо другими оптоакустическими процессами взаимодействия излучения с веществом [12]. Эти процессы могут происходить также только на определенных материалах, которые не исследовались в данной работе. К тому же характерные времена оптоакустических процессов обычно много больше 10^{-8} с.

При взаимодействии лазерного излучения с поверхностью могут происходить различные процессы, вызывающие необратимые фототермические деформации облучаемой поверхности: низкопороговый оптический пробой (НОП) по стандартной тепловой схеме [12], локальный НОП (ЛНОП) на микронеоднородностях поверхностной структуры [13], термодинамические деформации поверхности (НТМД) [14]. Однако как было показано в ходе нашего эксперимента, результаты данной работы не зависят от числа лазерных импульсов, и к тому же усреднялись по ряду идентичных измерений. Кроме того, для образования необратимых термических деформаций поверхности требуются большие интенсивности I_0 излучения лазера (для НОП $I_0 \sim 10^{9-10}$ Вт/см²; для ЛНОП — $I_0 \sim 10^{6-7}$ Вт/см², а для НТМД — $I_0 \sim (0.5-1) \times 10^6$ Вт/см²). Интенсивность излучения лазера в нашем эксперименте была много меньше.

На некоторых поверхностных структурах под действием лазерного излучения могут происходить обратимые термохимические деформации поверхности (ОТМД), в результате которых вид зависимости $\beta(\varphi)$ изменяется [15]. В данной работе такие поверхности не исследовались, а изменения $\beta(\varphi)$ носят совершенно другой характер.

Возможной причиной различия в индикатрисах коэффициента яркости поверхности при различных временных режимах облучения является возбуждение волноводных или поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) на микронеоднородностях поверхностной структуры [16-18]. При определенных состояниях поляризации, временном режиме, длине волны и угле падения лазерного излучения, высоте и структуре шероховатости поверхности ПЭВ могут возбуждаться и при малых интенсивностях падающего лазерного излучения. При этом интенсивность ПЭВ обратно пропорциональна R_z [19-20]. В результате возбуждения ПЭВ происходит трехволновое взаимодействие падающей, рассеянной и поверхностной волн. Вследствие интерференции этих волн пространственное распределение энергии электромагнитного поля рассеянной волны получается отличным от классического стационарного случая взаимодействия излучения с поверхностью. Отсюда возможно

и изменение зависимости $\beta(\varphi)$. Проведенные теоретические расчеты возможности возбуждения такого процесса в нашем случае, характеристик вызываемых им аномалий обратного рассеяния импульсного лазерного излучения на обработанных шероховатых поверхностях твердого тела и их сравнение с полученными экспериментальными результатами показали состоятельность такой гипотезы. Это объяснение обнаруженного эффекта представляется наиболее разумным.

ВЫВОДЫ

Таким образом, разработана методика и создана экспериментальная установка для исследования характеристик обратного рассеяния шероховатых поверхностей с временным разрешением $\sim 10^{-9}$ с. Сравнение полученных на ней результатов по измерению индикатрис коэффициента яркости $\beta(\varphi)$ ряда обработанных поверхностей самых разнообразных материалов в диапазоне $R_z = 0,007-40$ мкм с теоретическими и экспериментальными результатами для стационарного и квазистационарного режимов излучения источника на длине волны 0,532 мкм, полученных нами и другими авторами [4-6], выявило ряд существенных аномалий. Для их интерпретации был проведен детальный анализ процессов взаимодействия мощного лазерного излучения с поверхностью твердого тела. Наиболее разумное объяснение обнаруженного эффекта аномального рассеяния предлагается на основании теории трехволнового взаимодействия падающей, рассеянной и иницируемой самой падающей волной, т.н. поверхностной волны (ПЭВ), результатом интерференции которых является изменение характеристик рассеянного излучения.

Обнаруженный эффект необходимо учитывать в целом ряде случаев: лазерная локация, контроль качества поверхности при обработке материалов, контроль качества лазерной оптики, эллипсометрия, профилометрия, спектроскопия, нелинейная и нестационарная оптика и пр.

Так, для лазерной оптики вследствие этого эффекта достаточно использовать зеркала с поверхностью значительно худшего качества, чем обычно. С учетом этого обстоятельства был изготовлен мощный твердотельный лазер с глухим зеркалом "плохого качества" и интерференционной стопой, собранной из плоскопараллельных стеклянных пластин в качестве выходного зеркала [24].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Непогодин И.А.* Имп. фотометрия. Вып. 7. 1981. Л. Машиностроение. С.124-131.
2. *Кизель В.А.* Отражение света. 1978. М. Наука. 352 с.
3. *Богданова К.А., Жевлакова Т.А., Любарский С.В.*

- и др. // ОМП. 1985. N10. С.11-18.
4. *Войшвилло Н.А.* //ОМП. 1983. N10. С.31-34.
5. *Тиранов Д.Т., Непогодин И.А., Пешаков А.А.* Имп. фотометрия. Вып. 9. 1981. Л. Машиностроение. С.64-66.
6. *Абросимов С.А., Высокогорец М.В., Малатин А.А., Ненашев А.В.* //Кв. электроника (Москва). 1994. Т.21, N1. С.78-80.
7. Каталог цветного стекла. Сост. Т.А. Вейнберг. 1967. М. Машиностроение. 64 с.
8. Каталог светорассеивающих стекол. Сост. Н.А. Войшвилло. 1975. Л. Изд. ГОИ. 57 с.
9. *Войшвилло Н.А.* //Измер. техника. 1985. N7. С.24-31.
10. *Летохов В.С.* Нелинейные селективные процессы в атомах и молекулах. 1988. М. Наука. 408 с.
11. *Бонч-Бруевич А.М., Диденко И.А., Капорский Л.Н.* //ИАН СССР. Сер. Физ. 1985. Т.49, N6. С.1096-1102.
12. *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Т.С., Хадыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. 1970. М. Наука. 272 с.
13. *Ковалев А.С., Попов А.И., Пятигорская О.Б.* //ЖТФ. 1983. N5. С.939-940.
14. *Бонч-Бруевич А.М., Имас Я.А., Либенсон М.Н., Шандыбина Г.Д.* //Поверхность. 1985. N5. С.102-106.
15. *Бонч-Бруевич А.М., Имас Я.А., Либенсон М.Н., Шандыбина Г.Д.* //ИАН СССР. Сер. Физ. 1985. Т.49, N6. С.1166-1170.
16. *Boyd G.T., Rasing Th., Leite Th., Shen Y.R.* //Phys. Rev. B. 1984. V.30, N2. P.519-526.
17. *Shen Y.R., Chen C.K., et. all* //Proc. 5 Int. Conf. "Laser Spectrosc."- Jasper, USA. 17-21.07.1981. P.412-419.
18. *Бонч-Бруевич А.М., Либенсон М.Н.* //Применение лазеров в технологии и системах передачи и обработки информации. Тез. докл. 3 Всесоюзн. конф. 11-13.11. 1987. Таллин. С.6.
19. *Huang X.-Y., George T.F.* //J. Phys. Chem. 1984. V.88, N21. P.4801-4805.
20. *Кособукин В.А.* // ИАН СССР. Сер. Физ. 1985. Т.49, N6. С.1111-11270.
21. *Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А.* Кооперативные явления в оптике. М. Наука. 1988. 288 с.
22. *Максименко В.В., Крикунов В.И., Лушиков А.А.* //ЖЭТФ. 1992. Т.102, N5. С.1572-1586.
23. *Sheng P.* Scattering and localization of classical waves in random media. Singapore. Acad. Press. 1990. 417 p.
24. *Иванов А.Ю.* // Поиск, изучение и освоение открытий в России. Тез. докл. 1 Межд. конф. С.-Петербург. 22-23.10.1992. С.49- 50.

INVESTIGATION OF THE BACKSCATTERING CHARACTERISTICS OF THE ROUGH SURFACES UNDER THEIR PULSED POWERFUL LASER IRRADIATION

A.Yu. Ivanov, G.A. Vesnicheva

Institute for Analytical Instrumentation RAS, St. Peterburg

In this work there was developed a technique for investigation of the backscattering characteristics of the rough surfaces by powerful pulsed laser radiation. An experimental set up to measure these characteristics at a time resolution of $\sim 10^{-9}$ s is discussed. The new experimental results are compared with the theoretical and experimental results of the authors obtained in stationary and quasistationary regimes of surface irradiation. A detailed analysis is made of the surface — radiation interaction processes that may influence the radial distribution of the backscattering brightness coefficient indicatrisse of investigated surfaces $\beta(\varphi)$. It is pointed out that in nonstationary mode of the laser surface irradiation the changes in $\beta(\varphi)$ may arise due to generation of surface electromagnetic waves initiated by the own laser surface irradiation and their subsequent interference with the probing and scattered laser radiation waves.