

УДК 535.8+535.36

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕНЕВОГО ПРИБОРА С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА МОНТЕ—КАРЛО

Э. Г. Гончаров и Л. Г. Коваленко

Разработана методика анализа характеристик оптических систем, построенных на теневых методах и предназначенных для работы в рассеивающих средах. Предлагаемая методика основана на моделировании теневого прибора на ЭВМ с помощью метода Монте—Карло посредством статистического описания процесса излучения источника и его переноса в пространстве элементов оптической схемы и в рассеивающей среде. Исследовано влияние оптических свойств среды и, в частности, показателя рассеяния в диапазоне значений $\sigma = 0 \div 1.5 \text{ м}^{-1}$ на параметры выходного оптического сигнала. Показано, что в ряде случаев это влияние может быть существенным и его необходимо учитывать, особенно при исследовании оптических неоднородностей с малыми значениями градиентов показателя преломления.

Определение характеристик излучения, прошедшего рассеивающий объем, является одной из основных задач оптики рассеивающих сред. В ряде исследований важно определить характеристики излучения на выходе оптической системы, работающей в этой среде, иными словами, оценить влияние рассеяния на параметры выходного оптического сигнала. В частности, в последнее время при изучении гидрофизических полей для регистрации оптических неоднородностей широко используется теневой метод, в связи с чем появился ряд работ, посвященный оценке возможности фиксировать малые значения градиентов показателя преломления водной среды при помощи теневых приборов. При этом, как правило, не принимается во внимание поглощение и рассеяние излучения в воде. В то же время характеристики, определенные в лабораторных условиях, на воздухе, в ряде случаев существенно отличаются от истинных, которые присущи прибору при работе в водной среде, поскольку рассеяние излучения приводит к изменению распределения облученности в приемной плоскости прибора. В частности, при этом происходит увеличение размеров изображения источника, что вызывает увеличение уровня фона и в связи с этим — повышение порога чувствительности, уменьшение отношения сигнал/шум (c/μ) и контраста изображения неоднородности при регистрации градиентов показателя преломления. Поэтому при изучении физических процессов, характеризующихся пороговыми значениями градиентов, следует учитывать влияние рассеивающих свойств среды, в которой происходит индикация оптических неоднородностей. Целью настоящей работы является разработка методики расчета параметров распределения облученности на выходе оптической схемы и с ее помощью количественная оценка влияния рассеяния на характеристики схемы при регистрации значений градиента показателя преломления, близких к пороговым.

Определение характеристик излучения, прошедшего рассеивающий объем, является сложной задачей. При многократном рассеянии эти ха-

характеристики возможно оценить точно только путем решения уравнения переноса. В данной работе, чтобы оценить параметры оптического сигнала, важно не только решить задачу переноса излучения в среде, но также рассчитать прохождение света в пространстве элементов оптической схемы. В этом случае рассеивающий объем среды рассматривается как один из элементов оптической схемы, оптические характеристики которого описываются индикатрисой рассеяния $X(\gamma)$, показателем рассеяния σ и вероятностью выживания кванта Λ . В последние годы при решении задач переноса излучения успешно используется вероятностный метод Монте—Карло. Основанием для этого служит стохастический характер физических явлений, сопровождающих распространение излучения. С помощью метода Монте—Карло на основе представлений геометрической оптики разработано моделирование на ЭВМ оптической системы, которое основано на имитации реального процесса распространения света в системе путем статистического описания излучения источника и его переноса потоком фотонов в пространстве элементов схемы [1]. При решении задачи переноса излучения наиболее приемлемой для нас является одна из модификаций метода Монте—Карло, известная как метод условных вероятностей, с помощью которого тип взаимодействия при столкновении фотона не разыгрывается, а аналитическим путем определяется его статистический вес [2]. Расчет начинается с определения исходных параметров траектории фотона перед вылетом его из источника. С помощью метода обратных функций [2] определяются координаты точки вылета и направляющие косинусы траектории, исходя из функции плотности распределения яркости по поверхности источника и диаграммы направленности излучения, а на основании распределения по спектру яркости элемента источника находится длина волны излучения. При распространении излучения в рассеивающей среде расстояние между столкновениями фотона определяется, исходя из функции распределения длины «свободного пробега» в соответствии с формулой $t = -(1/\sigma) \ln \alpha$ (здесь и далее α — случайное число, равномерно распределенное в интервале от 0 до 1).

В случае рассеяния в исследуемом объеме направление движения фотона после столкновения определяется на основе индикатрисы рассеяния среды $X(\gamma)$, которая обуславливает плотность распределения вероятности рассеяния света под углом относительно первоначального направления, косинус которого равен γ . Для нахождения значения γ после очередного столкновения ($\gamma = \gamma_{j+1}$) пределы изменения косинусов угла рассеяния $\gamma_0 \dots \gamma_m$ разбиваются на число интервалов $\Delta\gamma$, достаточное, чтобы положить линейность изменения значений индикатрисы в пределах каждого интервала.

Обозначим вероятность

$$\int_{\gamma_0}^{\gamma_m} X(\gamma_j) d\gamma = \sum_{j=0}^m S_j = \alpha_m, \quad \text{где} \quad S_j = \frac{X(\gamma_j) + X(\gamma_{j+1})}{2} \Delta\gamma_j.$$

После разыгрывания числа α в соответствии с [1] можно записать

$$\alpha = \int_{\gamma_0}^{\gamma} X(\gamma_j) d\gamma.$$

Определяется разность $\alpha - \alpha_m = M$ и, если $M \leq 0$, то составляется уравнение $\int_{\gamma}^{\gamma_m} X(\gamma_j) d\gamma = -M$, которое решается относительно γ при подстановке в него значения $X(\gamma)$, полученного путем интерполяции между известными величинами $X(\gamma_{m-1})$ и $X(\gamma_m)$ для фиксированных значений γ_m и γ_{m-1}

$$\gamma = \gamma_m - \frac{X(\gamma_m)(\gamma_m - \gamma_{m-1}) + \sqrt{X^2(\gamma_m)(\gamma_m - \gamma_{m-1})^2 - 2\Delta X M(\gamma_m - \gamma_{m-1})}}{\Delta X},$$

где $\Delta X = X(\gamma_m) - X(\gamma_{m-1})$.

Азимутальный угол рассеяния $\varphi = \varphi_{i+1}$ в данном случае отсчитывается от плоскости, проходящей через r_i и ось y , и находится по формуле $\varphi = 2\pi\alpha$, где α — новое случайное число. При известных γ и φ косинусы траектории фотона после рассеяния определяются следующими выражениями:

$$a_{i+1} = a_i \left(\gamma_{i+1} - \frac{b_i \delta_1}{\sqrt{1 - b_i^2}} \right) + \frac{\delta_2 c_i}{\sqrt{1 - b_i^2}};$$

$$b_{i+1} = b_i \gamma_{i+1} + \sqrt{1 - b_i^2} \delta_1,$$

$$c_{i+1} = c_i \left(\gamma_{i+1} - \frac{b_i \delta_1}{\sqrt{1 - b_i^2}} \right) - \frac{\delta_2 a_i}{\sqrt{1 - b_i^2}},$$

где

$$\delta_1 = (\sqrt{1 - \gamma_{i+1}^2}) \cos \varphi_{i+1}, \quad \delta_2 = (\sqrt{1 - \gamma_{i+1}^2}) \sin \varphi_{i+1}.$$

После определения направляющих косинусов рассчитывается статистический вес фотона. В частности, при перемещении фотона в рассеивающей среде вес P_{i+1} определяется по формуле $P_{i+1} = P_i \exp(-kt)$, где k — показатель поглощения среды.

Всякий раз при определении координат точки столкновения проверяется, не вышел ли фотон за пределы оптической схемы, и, если это произошло, то движение фотона продолжается до момента попадания его в приемную плоскость. Эта плоскость разбивается на ячейки (зоны), куда вносятся и суммируются статистические веса фотонов, «истории» которых закончились в соответствующих ячейках. Алгоритм заключается в многократном повторении ряда операций, соответствующих «историям» отдельных фотонов. С помощью ЭВМ производится моделирование N траекторий, причем каждая реализация переноса излучения не зависит от других, подчиняется одним вероятностным законам распределения, а результаты осредняются. По окончании всех траекторий получаемые для

каждой зоны величины $\Phi_k = (1/N) \sum_{j=1}^{N_k} P_{jk}$ (где N_k — число фотонов в K -й зоне приемной плоскости) дают оценку потока фотонов, попавших в зону. Гистограмма распределения значений Φ_k в ячейках приемной плоскости при достаточно малых размерах S_k этих ячеек характеризует распределение облученности на выходе оптической системы. Надо отметить, что в используемых в настоящее время схемах теневых приборов применяются тепловые излучатели с низкой временной и пространственной когерентностью, а объектами исследований являются среды, оптические неоднородности в которых не создают заметных когерентных эффектов. Поэтому моделирование работы теневого прибора в среде на основе представлений геометрической оптики вполне оправдано.

Как показал опыт применения разработанной на основе метода Монте—Карло вероятностной модели оптической системы, при расчете достаточно большого числа траекторий ($N \sim 2 \cdot 10^5$) восстанавливается картина распространения излучения в среде с заданными параметрами с учетом aberrаций реальной схемы, в результате чего фиксируется близкое к реальному пространственное и спектральное распределение облученности в плоскости приема [1]. Таким образом, использование модели позволяет определить параметры реального выходного оптического сигнала и по этим данным (также на ЭВМ) определить характеристики схемы, работающей в рассеивающей среде. При экспериментальном определении характеристик в лабораторных условиях в качестве эталонного входного воздействия системы обычно принимается [3] градиент показателя преломления вдоль одного из направлений (например, dn/dz — перпендикулярно оптической оси). Такого рода эталон в виде клина был использован и при определении с помощью ЭВМ характеристик автоколлимационного теневого прибора, который широко применяется [1] при исследовании оптически неоднородных сред с малыми значениями градиентов показателя преломления (база прибора 400 мм). При моделировании теневого прибора наряду с гистограммой распределения облученности фиксировалось полу-

чаемое изображение, для чего использовался фотовывод БЭСМ-6. В частности, на рис. 1 приведен ряд полученных на ЭВМ теневых картин моделей клина в виде плоскопараллельной пластинки (стекло К8) с прорезанными в ней треугольными канавками различной глубины и ширины (изменением глубины канавок задается изменение угла клина, а следовательно, и величины $\text{grad}n$). Подобного рода эталон обычно используется при оценке чувствительности реальных систем. При регистрации гистограммы распределения облученности приемная плоскость разбивалась на зоны

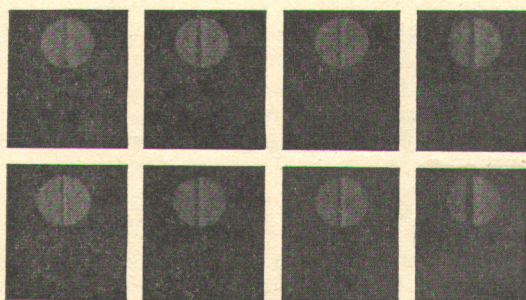


Рис. 1. Теневые картины эталонов градиента показателя преломления, полученные с помощью ЭВМ.

шириной 0.01 мм. В результате моделирования было определено, что в данном приборе диаметр изображения источника в плоскости приема, совпадающей с фокальной плоскостью объектива, равен 0.6 мм. При $N=2 \cdot 10^5$ погрешность расчетов составила величину менее 0.01. На рис. 2 представлен вид индикатрисы рассеяния среды, для которой производилось определение параметров выходного оптического сигнала (значения индикатрисы нормированы к единице при $\gamma = \cos 90^\circ$). По данным [4], такого рода индикатриса используется в практике гидрооптических расчетов как наиболее типичная для морей и океанов. В наших расчетах показатель рассеяния изменялся в пределах от 0.1 до 1.5 м^{-1} , вероятность выживания кванта — от 0.6 до 0.97. Была произведена оценка относительной

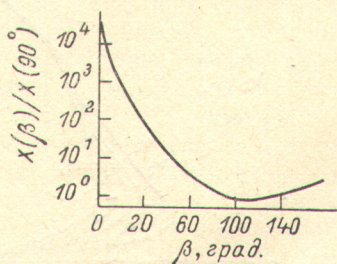


Рис. 2. Индикатриса рассеяния среды.

роли однократного и многократного рассеяния. В частности, было установлено, что в среде с $\sigma=1.5 \text{ м}^{-1}$ из общего числа $2 \cdot 10^5$ фотонов однократное столкновение испытало 90 285 фотонов, многократное — 19 471. Были определены следующие характеристики теневого прибора: чувствительность K , как отношение приращения принимаемой мощности при воздействии эталонного значения градиента показателя преломления $(dn/dz)_1$ к величине этого градиента; отношение (с/ш) в нагрузке ФЭУ (при фотоэлектрической регистрации); контраст изображения K_r , определяемый отношением приращения облученности приемной плоскости к исходному значению облученности при введении в исследуемый объем неоднородности с градиентом $(dn/dz)_1$. В расчетах в качестве эталонного принималось значение градиента, близкое к пороговому, — $3.8 \cdot 10^{-8} \text{ мм}^{-1}$. Известно, что характеристики зависят от настройки схемы. Под настройкой понимается положение Δr визуализирующей диафрагмы относительно изображения осветительной. Нами рассматривались случаи квадратной или круглой осветительных диафрагм и визуализирующей диафрагмы

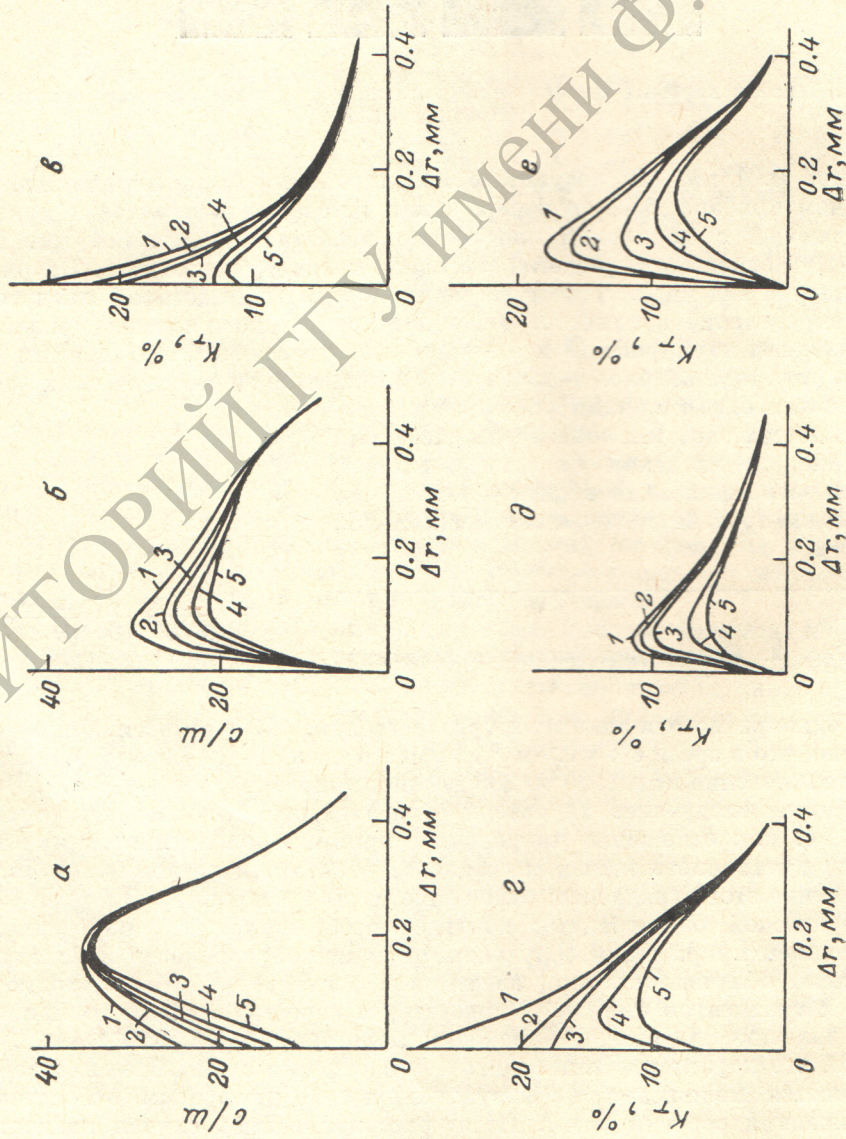


Рис. 3. Зависимость основных характеристик системы от настройки при измерении в среде со значениями показателя рассеяния $\sigma = 0, 0.1, 0.5, 1, 1.5 \text{ м}^{-1}$.

в виде полуплоскости («ножа») или «нити», ширина которой соответствовала размеру осветительной диафрагмы. Исходное положение настройки ($\Delta r=0$) соответствовало перекрытию визуализирующей диафрагмой геометрического изображения осветительной (например, в случае «ножа» кромки его и изображения квадратной осветительной диафрагмы совпадали). На рис. 3 показана зависимость отношения (с/ш) от настройки в случае «ножа» и круглой осветительной диафрагмы (позиция *a*), а также «нити» и квадратной осветительной диафрагмы (позиция *b*), при значениях показателя рассеяния $\sigma=0, 0.1, 0.5, 1, 1.5 \text{ м}^{-1}$ (на рисунках соответственно кривые 1–5; здесь и далее такой порядок номеров кривых отвечает перечисленным значениям σ). В дальнейшем круглая осветительная диафрагма будет называться сокращенно «круг», квадратная диафрагма — «квадрат». Позиции *e*, *g*, *d*, *e* на рис. 3 отражают зависимость величины контраста изображения K_T от настройки в случаях: «ножа» и «квадрата» (позиция *e*); «ножа» и «круга» (позиция *g*); «нити» и «квадрата» (позиция *d*); «нити» и «круга» (позиция *e*). Из кривых рис. 3 следует, что увеличение рассеяния приводит к значительному ухудшению измеряемых параметров, особенно в исходном положении настройки. Кроме того, в ряде случаев происходит смещение положения оптимальной настройки, соответствующую

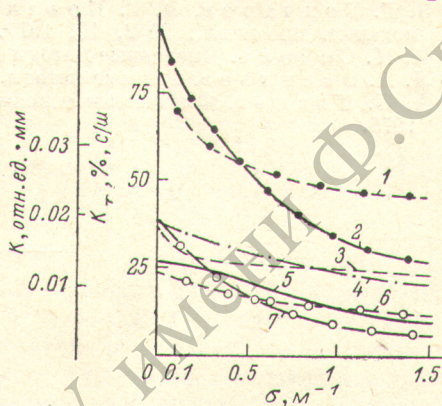


Рис. 4. Зависимость основных характеристик от величины показателя рассеяния.

1 — с/ш «квадрат» f_2 , 2 — K_T «квадрат» f_2 , 3 — с/ш «квадрат» f_1 , 4 — K_T «квадрат» f_2 , 5 — K_T «квадрат» f_1 , 6 — с/ш «круг» f_1 , 7 — K_T «круг» f_1 .

щего максимальному значению (с/ш) или K_T (это особенно заметно в схеме с визуализирующей диафрагмой «нить»). Надо заметить, что независимо от способа регистрации оптического сигнала схема с круглой осветительной диафрагмой более «чувствительна» к изменению показателя рассеяния: например, при регистрации изображения одинаковое увеличение σ до значения 1.5 м^{-1} приводит к ухудшению контраста в 6.3 раза в случае «круга» и в 2.5 раза — в случае «квадрата» (при $\Delta r=0$). Влияние рассеяния среды в большей степени сказывается на величину контраста при регистрации изображения, чем на отношение (с/ш) при фотоэлектрической регистрации. Это отражено на рис. 4, где показана зависимость K_T (сплошные линии) и с/ш (штриховые линии) от σ для схем с визуализирующей диафрагмой «нож» и различными осветительными диафрагмами (для случая $\Delta r=0$). При этом, чем меньше относительное отверстие объектива, тем сильнее сказывается влияние рассеяния: сравнить кривые рис. 4 для случаев использования объективов с фокусными расстояниями $f_2=800 \text{ мм}$ и $f_1=650 \text{ мм}$. Уменьшение относительного отверстия приводит к значительному уменьшению уровня фона, при этом в схеме с более длиннофокусным объективом увеличение σ на одну и ту же величину вызывает более значительное (в относительной мере) увеличение фона, что обуславливает большую зависимость характеристик от σ . Использование более короткофокусного объектива в схеме с фотоэлектрической регистрацией ослабляет зависимость (с/ш) от σ при $\sigma > 0.5 \text{ м}^{-1}$. С целью улучшения чувствительности, увеличения K_T и (с/ш) зачастую применяется настройка, соответствующая смещению визуализирующей диафрагмы относительно исходного положения ($\Delta r > 0$), при которой увеличивается световой поток, попадающий в приемную плоскость. Как показывают данные рис. 3, помимо улучшения характеристик при этом значительно ослабляется влияние рассеяния, что объясняется уменьшением доли рассеяния света в световом потоке, попадающем в плоскость приема. В некоторых

случаях, например, в приборе с диафрагмами «нож»—«круг», фотоэлектрической регистрации и настройке, обеспечивающей максимум (с/ш), влияние рассеяния практически исключается.

Приведенное исследование показывает, что рассеивающая среда оказывает существенное влияние на измерения малых значений градиента показателя преломления. Разработанная на основе метода Монте—Карло методика моделирования переноса излучения в пространстве элементов оптической схемы и в рассеивающей среде позволяет определить параметры выходного оптического сигнала и оценить влияние среды на характеристики принимаемого излучения. Это дает возможность выбрать сочетание элементов и режим настройки оптической системы с целью уменьшения влияния рассеяния при индикации пороговых значений градиента.

Литература

- [1] Э. Г. Гончаров, Л. Г. Коваленко, Э. И. Красовский. Опτικο-механич. промышл., № 2, 10, 1977.
- [2] И. М. Соболев. Численные методы Монте—Карло. «Наука», М., 1973.
- [3] Л. А. Васильев. Теневые методы. «Наука», М., 1968.
- [4] А. П. Иванов. Физические основы гидрооптики. «Наука и техника», Минск, 1975.

Поступило в Редакцию 23 октября 1978 г.
В окончательной редакции 2 августа 1979 г.