

УДК 681.4 : 532.529.5

ГРАНИЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ РАССЕЙНИЯ СВЕТА В ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКЕ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Н. В. Семидетнов

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Санкт-Петербургский государственный морской технический университет (СПбГМТУ)»,
190008, Санкт-Петербург, ул. Лоцманская, 3
E-mail: n.semidetnov@ans.spb.ru*

Исследование мотивировано появлением методов измерения размеров частиц в двухфазных потоках, основанных на локальном взаимодействии света с рассеивающей частицей. Локализация легко интерпретируется в рамках лучевой оптики частицы, которая, однако, не охватывает всех эффектов взаимодействия. Рассмотрены эффекты, выходящие за рамки традиционных представлений о суммарном действии механизмов геометрической оптики и дифракции волны на частице как на непрозрачном диске, в частности поверхностные волны и комплексные лучи. Выполненный анализ результатов математического моделирования позволил уточнить вклады эффектов в рассеяние и положение точек локализации взаимодействия с частицей.

Ключевые слова: двухфазные потоки, измерение размеров частиц, рассеяние света, теория Ми, разложение Дебая, геометрическая оптика, поверхностные волны.

Введение. Некоторые новые методы измерения размеров частиц, например по задержкам порядков рассеяния [1] и интерферометрия [2], используют пространственное разделение порядков рассеяния на оптически большой частице. В общем случае множество лучей разных порядков образует рассеянное поле, регистрируемое приёмником. Каждому порядку рассеяния, который вносит собственный вклад в общую энергию рассеянного поля, соответствует одна или несколько лучевых траекторий, фиксирующих на поверхности частицы точки взаимодействия. Луч, попадающий на приёмник, контактирует с частицей в нескольких точках, главные из которых — входная (первая по ходу луча) и выходная (последняя). Входная точка расположена в месте пересечения луча с поверхностью частицы со стороны осветителя и может трактоваться как приёмник излучения, а выходная находится в месте выхода луча из частицы в направлении приёмника и может считаться излучателем. Различное положение лучевых приёмников разных порядков определяет задержки сигналов, а различное положение излучателей приводит к интерференции, что используется при измерении размеров частиц [3].

Геометрическая оптика (ГО) не способна дать полную картину рассеяния на частице, так как не учитывает специфических волновых эффектов рассеяния. Существенный вклад вносит дифракция волны на частице. Обычно полагают, что рассеяние на большой частице описывается двумя механизмами: один определяется отражением и преломлением лучей в соответствии с законами геометрической оптики, а второй — дифракцией волны на непрозрачном диске. Как показано в [4–6], применение разложения Дебая к формулам теории Ми подтверждает обоснованность такой аппроксимации. Для некоторых углов рассеяния наблюдается существенное различие между точной теорией и аппроксимацией «ГО + дифракция». Геометрическая оптика в этих случаях или не показывает вообще наличия рассеянного излучения, или недооценивает его величину. Разницу обычно объясняют вкладом дополнительных эффектов — поверхностных и краевых волн, а также комплексных лучей [5, 6]. Однако описание механизма появления этих компонент и их поведение при взаимодействии с частицей физически не обосновано, а их вклад в рассеяние

при различных углах и другие характеристики не приводятся. Эти эффекты возникают на границе применимости лучевой оптики (граничные эффекты), носят волновой характер и обычно трактуются как дополнительные эффекты рассеяния.

Задача данной работы — исследование граничных эффектов рассеяния (в частности поверхностных волн и комплексных лучей), а именно уточнение энергетического вклада в рассеянное излучение и положения точек взаимодействия лучей с поверхностью частицы.

Метод исследования. Исследование эффектов выполнено с помощью математического моделирования. Оно основано на расчётах по теории Ми с использованием разложения Дебая. Применяя это разложение, авторы работ [4–6] показали, что амплитуды волновых компонент могут быть представлены рядами, отдельные члены которых интерпретируются как порядки рассеяния ГО. Таким образом, с помощью разложения можно представить точное решение Ми в терминах порядков рассеяния, как в лучевой оптике, и найти вклады отдельных эффектов ГО. Однако разделить вклады мод одного порядка и найти положение точек локализации не удаётся (в том числе для граничных эффектов). Известно, что при освещении частицы сфокусированным лазерным пучком при некоторых условиях эти компоненты в эксперименте регистрируются отдельно [1, 3]. В предлагаемой работе такие сигналы получены с помощью математического моделирования рассеяния в сфокусированном пучке, что даёт возможность определить основные характеристики всех компонент. Чтобы применить теорию Ми к сфокусированному пучку, необходимо использовать плосковолновую аппроксимацию (ПВА) лазерного пучка [7, 8]. Методика расчёта, предложенная в [9], основана на фурье-разложении пучка в сумму разнонаправленных плоских волн, вычислении рассеянного поля для каждой из них и суммировании рассеянных полей с учётом поляризаций и фаз. Если рассеянное поле в точке пространства вычислить для различных взаимных положений пучка (диаметр перетяжки луча $d_{\text{л}}$) и частицы (диаметр $d_{\text{ч}}$), то полученная зависимость аналогична сигналу фотоприёмника. Применимость этого подхода подтверждена теоретическими и экспериментальными исследованиями [9–11]. Расчётный метод «Ми + ПВА» назовём МПВА, а результаты вычислений — сигналами. В качестве иллюстрации метода на рис. 1, *a* изображены сигналы

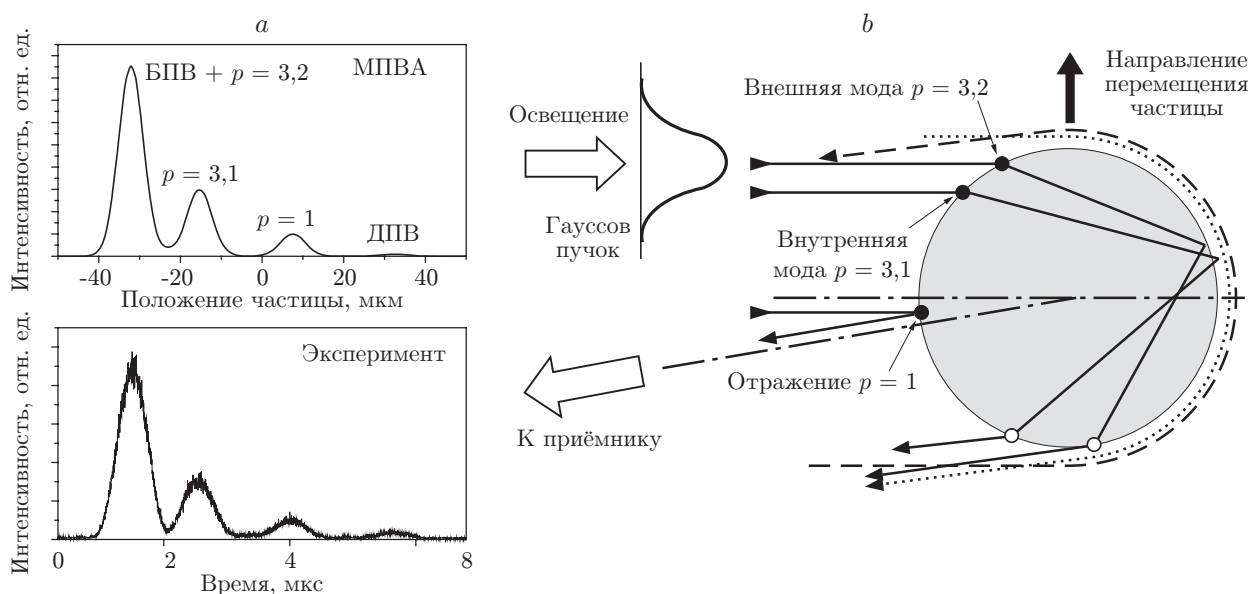


Рис. 1. Разделение порядков рассеяния: *a* — физический эксперимент и расчёт, *b* — траектории порядков и лучевые точки (• — входные точки лучей, ◦ — выходные точки лучей, пунктирная кривая — БПВ, штриховая кривая — ДПВ)

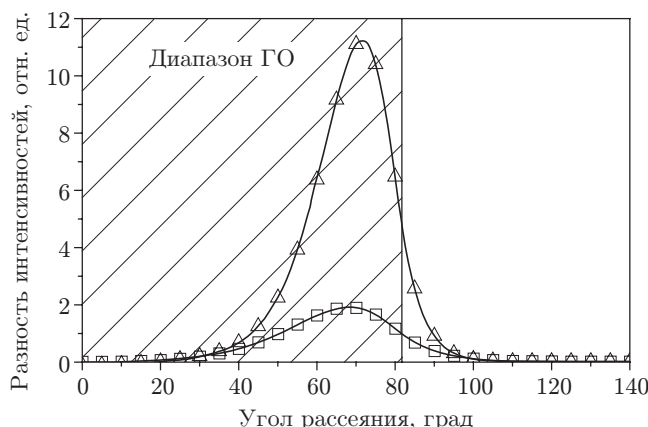


Рис. 2. Вклад интенсивности поверхностной волны во втором порядке рассеяния при $n > 1$ (Δ — $d_{\text{ч}} = 80$ мкм, \square — $d_{\text{ч}} = 20$ мкм)

от частицы воды ($n = 1,33$, n — относительный показатель преломления) диаметром 72 мкм, освещённой сфокусированным лазерным лучом ($d_{\text{л}} = 20$ мкм), при угле рассеяния $\beta = 155^\circ$. В соответствии с лучевой оптикой основной вклад вносят фракционные сигналы отражения ($p = 1$) и третьего порядка ($p = 3,1$ и $p = 3,2$).

Однако геометрическая оптика не даёт объяснения появлению двух дополнительных компонент рассеяния, вклад которых обнаруживается при сравнении результатов вычислений. Один дополнительный фракционный сигнал виден на графиках (последний по ходу движения частицы), а другой суммируется с сигналом $p = 3,2$, что можно обнаружить по интенсивности сигнала, которая по ГО существенно меньше. В соответствии с современными представлениями [11, 12] сигналы образованы поверхностной волной, имеющей две компоненты: ближнюю поверхностную волну (БПВ) и дальнюю (ДПВ). Лучевые траектории компонент рассеяния изображены на рис. 1, б.

Результаты моделирования и их анализ. Наибольшее значение для лазерной анемометрии и размерного анализа частиц имеет поверхностная волна. Согласно описанию в [5, 6] она обладает следующими свойствами:

- вызывается лучом в точке, максимально удалённой от центра частицы;
- распространяется вдоль её поверхности так, что часть энергии излучается и даёт вклад в рассеянное поле с постепенно убывающей интенсивностью;
- частично преломляется внутрь частицы;
- встречая поверхность раздела сред, опять преломляется и образует поверхностные волны;
- является дополнительным эффектом и взаимодействует с лучами ГО.

Поверхностная волна в преломлении. Абсолютный вклад поверхностной волны (рис. 2) определяется разностью индикатрис рассеяния преломлённого излучения по формулам ГО и по теории Ми [12]. Как видим, энергия поверхностной волны обнаруживается при углах, гораздо меньших предельного угла лучевой оптики, и имеет максимум вблизи него, а не убывает постепенно. Абсолютная добавка энергии поверхностной волны тем больше, чем больше диаметр частицы, но не пропорциональна квадрату отношения диаметров, как в случае ГО.

На рис. 3, а, б представлены сигналы преломлённого излучения, рассчитанные для частиц воды в воздухе ($n = 1,33$). Как следует из графиков, во втором порядке в диапазоне углов $\beta < 90^\circ$ генерируется одна компонента рассеяния (см. рис. 3, а, график $\beta = 30^\circ$). Так как положение входной лучевой точки соответствует расчёту по ГО, то это сигнал

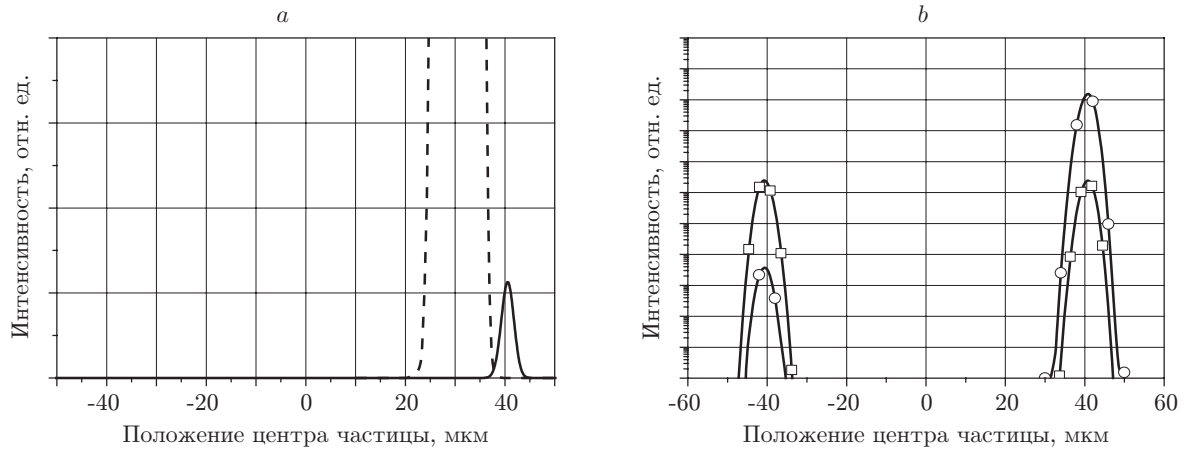


Рис. 3. МПВА-расчёт для частиц воды ($p = 2$, $n = 1,33$, $d_{\text{ч}} = 80$ мкм, $d_{\text{л}} = 5$ мкм): a — $\beta < 90^\circ$ (штриховая кривая — $\beta = 30^\circ$, сплошная — $\beta = 90^\circ$); b — $\beta > 90^\circ$ (\circ — $\beta = 160^\circ$, \square — $\beta = 180^\circ$)

преломления. Сигнал поверхностной волны отсутствует. При $\beta = 90^\circ$ регистрируется сигнал при смещении на величину радиуса частицы, который соответствует касательному падению образующего луча. Этот сигнал сформирован поверхностной волной, он также один-единственный. Таким образом, лучи, определяемые по ГО, плавно переходят в поверхностную волну, компоненты одновременно не появляются и поэтому в одном порядке взаимодействовать не могут.

При больших углах рассеяния (см. рис. 3, b) присутствует два фракционных сигнала. Это зона геометрической тени, а сигналы генерируются ближней и дальней поверхностными волнами. При положительных смещениях центра волна поворачивается вокруг частицы на угол меньше 180° — БПВ. При отрицательных смещениях поворот превышает половину окружности — ДПВ. Итак, рассеяние по лучевой оптике и через поверхностные волны не является независимым. При малых углах рассеяние определяется лучевой оптикой, затем наблюдается суммарный эффект и плавный переход к поверхностной волне в области геометрической тени.

Приведём итоговые характеристики преломлённого излучения в зоне ГО и за её пределами, полученные при моделировании в случае однородного и локального освещения ($n > 1$). Индикатриса преломления изображена на рис. 4, a . Видно, что практически во всём диапазоне углов ГО лучевая теория вполне удовлетворительно отражает действительный ход индикатрисы. При углах, близких к предельному, интенсивность недооценена, а в области тени обращается в нуль. В действительности интенсивность не падает до нуля, а постепенно уменьшается и свет в результате поворачивается в частице более чем на 180° . В диапазоне углов $\pm(160-180^\circ)$ интенсивности сравнимы и интерферируют.

Обратимся к положению входной точки преломлённого излучения. Определим её позицию как относительное безразмерное смещение от центра частицы (Δ) в соответствии с выражением $|\Delta| = |\delta|/(d_{\text{ч}}/2)$, где δ — абсолютная величина смещения входной точки луча от оси частицы параллельно оси пучка. На рис. 4, b приведена обобщённая зависимость относительного смещения, рассчитанная по ГО и МПВА. Вычисления по ГО ограничены углами $\beta = \pm 82,5^\circ$, так как при углах, больших предельного, интенсивность обращается в нуль и преломление отсутствует. Однако преломлённый свет обнаруживается в области углов, превышающих предельный по ГО. Здесь смещение соответствует границе частицы и среды. В пределах допустимых углов рассеяния лучевая оптика очень точно описывает положение входной лучевой точки.

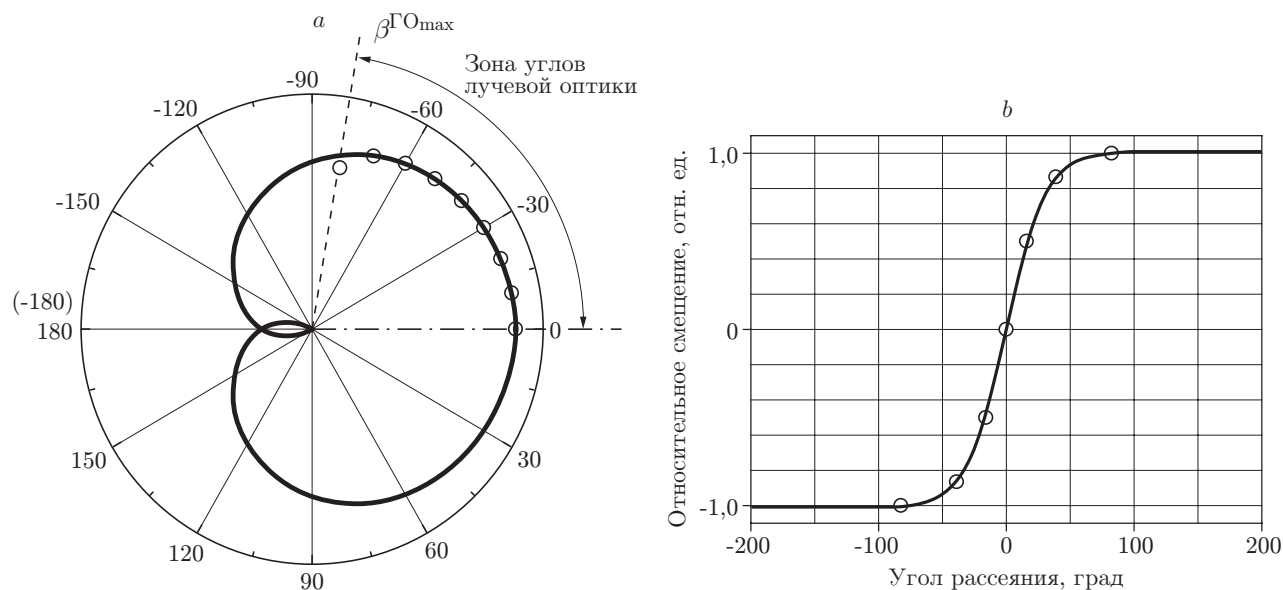


Рис. 4. Рассеяние на частице во втором порядке ($n = 1,33$): a — полная индикатриса рассеяния, b — относительное смещение входной точки (сплошные кривые — МПВА, \circ — лучевая оптика)

Рассмотрим теперь случай $n < 1,0$, например пузырьки воздуха в воде ($n = 0,75$). При этом предельный угол преломления β по ГО также равен $\pm 82,5^\circ$, что соотносится с углом падения луча на каплю $\varphi = \pm 48,6^\circ$. Для углов падения $|\varphi| > 48,6^\circ$ по лучевой оптике преломлённое излучение отсутствует из-за полного внутреннего отражения. МПВА-расчёты, однако, показывают, что регистрируется рассеянное излучение поверхностной волны. Входная лучевая точка для поверхностной волны точно соответствует пограничному углу падения по лучевой оптике $|\varphi_{\text{max}}| = 48,6^\circ$ и появлению луча, касательного к поверхности раздела сред с внутренней стороны.

Второй случай касательного падения луча на пузырёк в самой удалённой от центра точке (с наружной стороны) не приводит к появлению дополнительного рассеянного излучения. Определим интенсивность поверхностной волны, как разность точного решения и ГО. Абсолютный вклад для пузырька воздуха в воде показан на рис. 5. Отметим, что

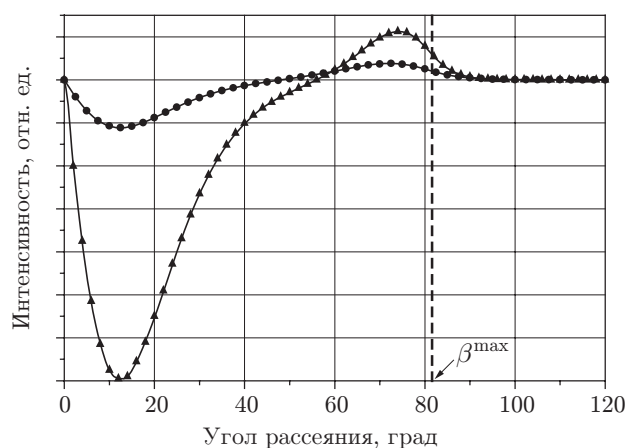


Рис. 5. Вклад поверхностной волны при рассеянии на пузырьке ($n = 0,75$)
(\bullet — $d_p = 80$ мкм, \blacktriangle — $d_p = 200$ мкм)

влияние поверхностной волны в этом случае приводит как к увеличению интенсивности рассеяния, так и к её уменьшению. Кроме того, влияние поверхностной волны ярко выражено в зоне углов лучевой оптики, причём далеко от границы зоны. Эти свойства не укладываются в приведённое выше описание эффекта.

Поверхностная волна и комплексные лучи в третьем порядке. Комплексные лучи появляются в третьем и следующих порядках вблизи направления радуги в зоне, где по ГО рассеянное излучение отсутствует. Название дано на формальном основании. Более обоснованно название «границная волна радуги» (ГВР). Первая радуга в третьем порядке рассеяния ($p = 3$) имеет особенно важное практическое значение в связи с наибольшей интенсивностью. Рассеянное излучение в этом порядке образуется после одного внутреннего отражения в частице и рассеивается в направлении на источник ($\beta > 90^\circ$). Анализ результатов математического моделирования показал, что в образовании рассеянного поля в этих направлениях вносят вклад следующие эффекты: моды $p = 3,1$ и $p = 3,2$, дальняя и ближняя поверхностные волны и ГВР. МПВА-моделирование сигналов третьего порядка выполнялось для случая $n > 1$ в широком диапазоне углов рассеяния. При этом по результатам моделирования для различных компонент определялись интенсивность фракционного сигнала и положение лучевой точки. На рис. 6, а приведена обобщённая зависимость интенсивности всех компонент третьего порядка при освещении верхней полусферы частицы. Для нижней полусферы зависимость имеет аналогичный вид, но график располагается симметрично относительно угла рассеяния 180° . Кривая не показана, чтобы не затруднять прочтение графика. Диапазон углов лучевой оптики отмечен сплошной линией.

Приведённая зависимость демонстрирует, что «дополнительные» эффекты рассеяния — поверхностная волна и комплексные лучи — являются продолжением эффектов лучевой оптики в области геометрической тени. Они дают плавное затухание рассеянного излучения в диапазоне углов, где интенсивность рассеяния в соответствии с лучевой оп-

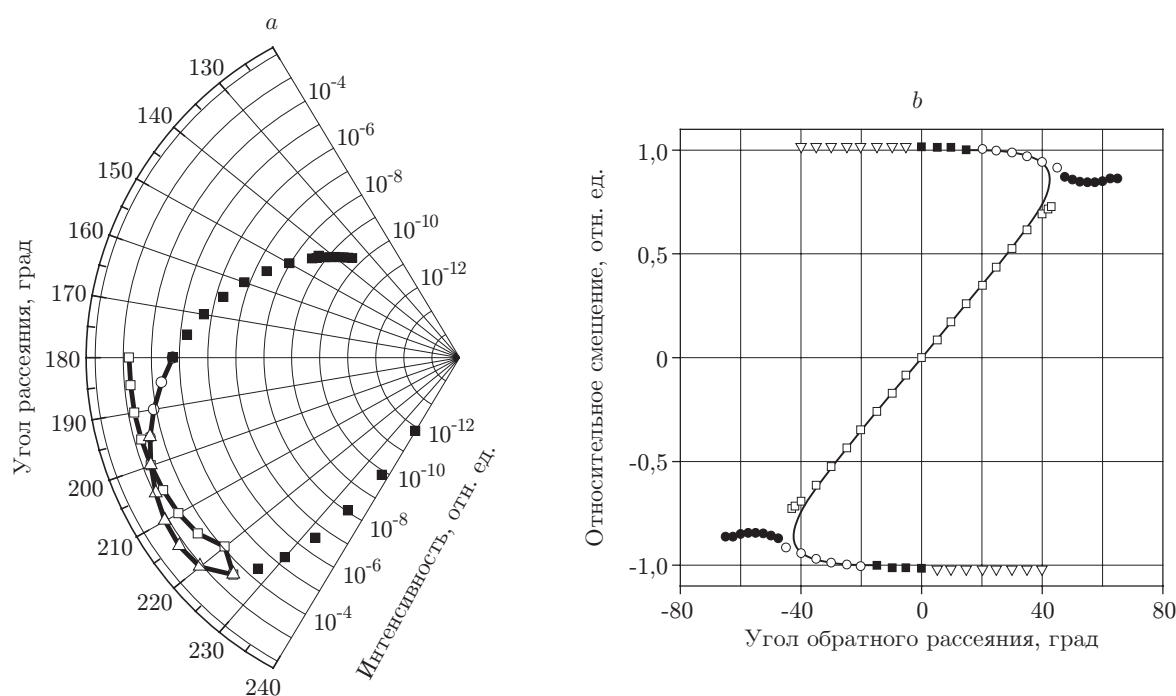


Рис. 6. Характеристики рассеяния в третьем порядке ($n = 1,33$): а — индикатриса ($0 \leq \varphi \leq 90^\circ$), б — относительное смещение входной лучевой точки (сплошная кривая — $p = 3,1 + 3,2$ (ГО), \square — $p = 3,1$ (ПВА), \circ — $p = 3,2$ (ПВА), \blacksquare — БПВ, \bullet — ГВР, ∇ — ДПВ)

тикой обращается в нуль. На рис. 6, *b* приведены результаты анализа положения входных лучевых точек всех компонент.

Так как угол рассеяния определён в диапазоне $0-180^\circ$, то при рассеянии в направлении источника удобнее использовать угол обратного рассеяния ψ , который отсчитывается от направления на источник. Определим его как $\psi = \text{sign}(\beta)[180^\circ - |\beta|]$.

Результаты свидетельствуют о том, что лучевая оптика в целом удовлетворительно отражает закономерности генерации внутренней и внешней моды в третьем порядке. При углах, не близких к углу радуги, положение входных лучевых точек по результатам моделирования совпадает со значениями смещения по ГО. Некоторое расхождение имеется при углах, близких к углу радуги, и вызвано, видимо, взаимным влиянием компонент. При этом максимумы сигналов несколько смещаются от значений, определённых по геометрической оптике.

Заключение. Полученные в данной работе результаты позволяют сделать вывод, что дополнительная интенсивность рассеяния поверхностных волн носит сложный характер, который трудно объяснить в рамках известной концепции. Выявлены следующие основные особенности:

— дополнительный вклад в рассеяние имеет вид узкого лепестка с максимумом вблизи предельного угла лучевой оптики и наблюдается как за пределами зоны углов геометрической оптики, так и внутри;

— в области геометрической тени с увеличением угла рассеяния интенсивность постепенно уменьшается и даёт вклад даже при углах, превышающих 180° ;

— при $n > 1$ волны генерируются в двух диаметрально противоположных точках в непосредственной близости от границы частицы и среды;

— вклад в рассеяние при $n < 1$ имеет различный знак в зависимости от угла рассеяния, при этом в диаметрально противоположных точках генерации нет, она происходит в точках, расположенных ближе к оси частицы;

— в зоне углов геометрической оптики положение входной лучевой точки достаточно точно описывается законами лучевой оптики частицы.

Граничная волна радуги вносит вклад в рассеяние вблизи угла радуги в зоне, где по геометрической оптике рассеяние отсутствует. Дифракционная теория Эри и интеграл дают хорошую аппроксимацию с точки зрения интенсивности рассеянного поля. Моделирование показало, что точка генерации этого излучения находится вблизи границы частицы и среды при угле падения, соответствующем углу радуги, и её положение практически не зависит от угла.

Во всех рассмотренных случаях дополнительные эффекты появляются там, где свет, рассеянный в соответствии с ГО, испытывает дифракционные ограничения. Наблюдаются парность эффектов и пара точек генерации, которые расположены в различных полусферах. Эффекты дополняют рассеяние по лучевой оптике и не проявляются одновременно и независимо, а плавно переходят один в другой. Рассмотренные явления, очевидно, имеют общую дифракционную природу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семидетнов Н. В. Диагностика частиц в потоке по задержкам порядков рассеяния // Метрология. 2009. № 6. С. 20–35.
2. Бильский А. В., Ложкин Ю. А., Маркович Д. М. Интерферометрический метод измерения диаметров капель // Теплофизика и аэромеханика. 2011. № 1. С. 1–13.
3. Семидетнов Н. В. Эффекты локального взаимодействия света с рассеивающей частицей в приборах оптической диагностики двухфазных потоков // Современные оптические методы исследования потоков / Под. ред. Б. С. Ринкевичюса. М.: Оверлей, 2011. С. 307–329.

4. **Шифрин К. С.** Рассеяние света в мутной среде. М.—Л.: ГИТТЛ, 1951. 288 с.
5. **Van de Hulst Н. С.** Light Scattering by Small Particles. N. Y.: Wiley & Sons, Inc., 1981. 470 p.
6. **Hovenac Е. А., Lock J. А.** Assessing the contributions of surface waves and complex rays to far-field Mie scattering by use of Debye series // JOSA A. 1992. **9**, N 5. P. 781–795.
7. **Гудмен Дж.** Введение в фурье-оптику: Пер. с англ. М.: Мир, 1970. 364 с.
8. **Папулис А.** Теория систем и преобразований в оптике: Пер. с англ. М.: Мир, 1971. 495 с.
9. **Albreht Н.-Е., Bech Н., Damaschke N., Feleke M.** Berechnung der Streuintensitaet eines beliebig im Laserstrahl positionierten Teilchens mit Hilfe der zweidimensionalen Fouriertransformation // Optik. 1995. **100**, N 3. S. 118–124.
10. **Damaschke N., Nobach Н., Semidetnov N., Tropea C.** Optical particle sizing in backscatter // Appl. Opt. 2001. **41**, N 27. P. 5713–5727.
11. **Damaschke N., Nobach Н., Semidetnov N., Tropea C.** Novel technique for single particle characterization in backscatter // Сб. тр. 7-й Междунар. конф. «Оптические методы исследования потоков». М.: МЭИ, 2003. С. 220–223.
12. **Семидетнов Н. В.** Граничные эффекты рассеяния излучения на большой частице и их физическая интерпретация // Сб. тр. 8-й Междунар. конф. «Оптические методы исследования потоков». М.: МЭИ, 2005. С. 238–241.

Поступила в редакцию 16 декабря 2011 г.
