

- [7] Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, Л. А. Вайнштейн, С. М. Захаров, О. Н. Крохин, У. И. Сафронова, Г. В. Склизов. Препринт ФИАН, № 113, 1973.
- [8] Н. Г. Басов, О. Н. Крохин. Вестн. АН СССР, № 6, 55, 1970.
- [9] Б. Н. Васильев, Ю. И. Гринева, И. А. Житник, В. И. Карев, В. В. Корнеев, В. В. Крутов, С. Л. Манделштам. Сб. ФИАН «Краткие сообщения по физике», № 3, 29, 1972; Л. А. Вайнштейн, И. А. Житник, В. В. Корнеев, С. Л. Манделштам. Сб. ФИАН «Краткие сообщения по физике», № 3, 35, 1972.

Поступило в Редакцию 23 сентября 1972 г.

УДК 535.36

ОЦЕНКА ГРАНИЦ СПЕКТРА РАЗМЕРОВ И ВЫБОР ДЛИН ВОЛН ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

И. Э. Наац

При решении обратных задач теории рассеяния полидисперсными аэрозолями возникает необходимость в определении границ размеров, внутри которых данные оптические измерения состоятельны для оценки распределения частиц по размерам. В частности, эта задача имеет место и в методе спектральной прозрачности при восстановлении спектра размеров частиц по измерениям коэффициента ослабления $\beta(\lambda)$ для ряда длин волн [1].

Если интервал оптического зондирования $[\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ достаточно широк, то оптические измерения вполне информативны для оценки спектра размеров в границах, охватывающих практически весь спектр исследуемых частиц. С другой стороны, чем уже интервал зондирования, тем уже границы, в пределах которых можно достоверно (в пределах точности оптических измерений) судить о микроструктуре зондируемого аэрозоля и тем большая часть спектра оказывается вне чувствительности данных измерений.

В связи с этим возникают две задачи теории оптического зондирования, а именно, определение границ размеров аэрозольных частиц, соответствующих в указанном выше смысле данному интервалу оптического зондирования и обратная ей — выбор длин волн зондирования в предположении, что границы размеров исследуемого аэрозоля известны. Ниже излагается метод приближенного решения указанных задач и его возможности иллюстрируются на примере анализа оптического эксперимента, в котором измеряется аэрозольный коэффициент ослабления (рассеяния) атмосферной дымки.

Предварительно рассмотрим следующую задачу. Пусть на длине волны λ с ошибкой σ измеряется оптическая аэрозольная характеристика $\beta(\lambda)$. Требуется оценить границы размеров r_1 и r_2 , такие, что если радиус аэрозольных частиц r удовлетворяет условию $r_1 \leq r \leq r_2$, то эти частицы в пределах точности оптического эксперимента «представлены» в данном оптическом измерении. Предположим, что измеряемое значение $\beta(\lambda)$ может быть представлено в виде интеграла

$$\beta(\lambda) = \int_{r_1}^{r_2} K(r, \lambda) \pi r^2 n(r) dr, \quad (1)$$

где $K(r, \lambda)$ — соответствующий фактор эффективности и r_1, r_2 — искомые границы спектра размеров $n(r)$. Будем полагать, что функция $n(r)$ определена в неограниченном интервале $[0, \infty]$ и ограничение пределов в (1) связано с конечной чувствительностью измерений. Иными словами, в силу того что $n(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$ и $r \rightarrow \infty$, в измеренном значении $\beta(\lambda)$ не будут представлены как слишком малые, так и слишком большие частицы, поскольку их оптический вклад в $\beta(\lambda)$ сравним либо меньше ошибки измерения σ при данном λ .

Зафиксируем некоторое значение размера r_1 , тогда оптический вклад в рассеяние частиц, размеры которых меньше или сравнимы с r_1 , определяется интегралом

$$\Delta\beta(r_1, \lambda) = \int_0^{r_1} K(r, \lambda) \pi r^2 n(r) dr. \text{ Согласно вышесказанному, если } \Delta\beta \text{ сравнимо или}$$

меньше ошибки измерения σ , то область частиц $r \leq r_1$ можно считать не представленной в данном измерении $\beta(\lambda)$. Тогда неравенство $\Delta\beta(r_1, \lambda) \leq \theta\sigma$, где θ — некоторый доверительный коэффициент, можно использовать для оценки разрешаемой границы

спектра размеров r_1 . Повторяя аналогичные рассуждения для области спектра $r \geq r_2$, получим следующие функциональные уравнения:

$$q(r_1) = \Theta \varepsilon \frac{\bar{K}(\lambda)}{\bar{K}_2(\lambda)}, \quad (2)$$

$$q(r_2) = 1 - \Theta \varepsilon \frac{\bar{K}(\lambda)}{\bar{K}_2(\lambda)}, \quad (3)$$

где $\bar{K}(\lambda)$, $\bar{K}_1(\lambda)$ и $\bar{K}_2(\lambda)$ — средние факторы эффективности рассеяния всего спектра частиц областей $r \leq r_1$ и $r \geq r_2$ соответственно, ε — относительная ошибка оптических измерений,

$$q(r) = S^{-1} \int_0^r \pi r^2 n(r) dr \quad \text{и} \quad S = \int_0^\infty \pi r^2 n(r) dr.$$

Отметим, что поскольку величины $\bar{K}_1(\lambda)$, $\bar{K}(\lambda)$ и $\bar{K}_2(\lambda)$ определяются не только фактором $K(r, \lambda)$, но и зависят от распределения $q(r)$, то определение r_1 и r_2 из уравнений (2) и (3) достаточно трудоемко. Однако практически этого и не требуется при планировании эксперимента. Поскольку о форме спектра размеров исследуемого аэрозоля можно делать лишь априорные предположения, то достаточно ограничиться приближенными оценками искомых величин при весьма общих предположениях о характере поведения $q(r)$ [тоже $n(r)$]. Для средних факторов справедливы следующие неравенства:

$$\bar{K}_1(\lambda) < K(r_1, \lambda), \quad (4)$$

$$\bar{K}_2(\lambda) < K_m, \quad (5)$$

$$\bar{K}(\lambda) \leq \bar{K}_m, \quad (6)$$

где $K_m = \max_{r, \lambda} K(r, \lambda)$ и $\bar{K}_m = \max_{\lambda} \bar{K}(\lambda)$.

Не останавливаясь подробно на этих неравенствах, укажем лишь следующее. Первое неравенство основано на том, что для значений параметра $x = 2\pi r/\lambda$ слева от точки $x_m = 2/(m-1)$ (точка первого максимума) функция $K(x)$ монотонно убывает при $x \rightarrow 0$, и, следовательно, для всех $r < r_1$ справедливо $K(r, \lambda) < K(r_1, \lambda)$. Неравенства (5) и (6) очевидны. В свою очередь для оценки \bar{K}_m может быть рекомендовано приближенное соотношение $\bar{K}_m \approx K(cx_m)$, имеющее место при весьма общих предположениях о форме спектра размеров. В этом соотношении c — некоторая постоянная ($c < 1$), определяемая степенью роста $K(x)$ в интервале $[0, x_m]$. В частности, для фактора рассеяния $c \leq 0.6$.

В результате приходим к соотношениям

$$q(r_1^*) = \varepsilon \Theta \frac{K(cx_m)}{K(r_1^*, \lambda)}, \quad (7)$$

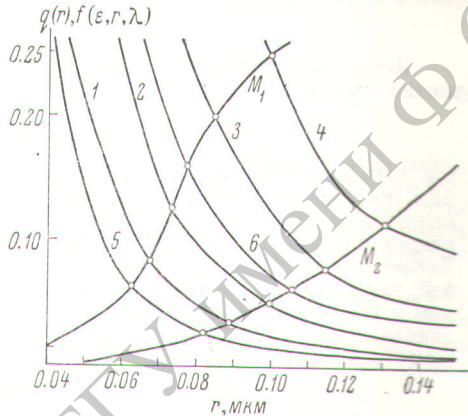
$$q(r_2^*) = 1 - \varepsilon \Theta \frac{K(cx_m)}{K_m}, \quad (8)$$

где r_1^* и r_2^* — приближенные значения искомых величин r_1 и r_2 . Можно строго показать, что $r_1 > r_1^*$ и $r_2 < r_2^*$, т. е. интервал $[r_1^*, r_2^*]$ охватывает искомый $[r_1, r_2]$. Полагая, для атмосферной дымки $m = 1.5$, получим

$$q(r_1^*) = 3\Theta \varepsilon \{K(r_1^*, \lambda)\}^{-1}, \quad (9)$$

$$q(r_2^*) = 1 - \frac{3\Theta \varepsilon}{4}, \quad (10)$$

Для решения уравнений (9) и (10) необходимы предположения о функции распределения $q(r)$. По смыслу решаемой задачи эти предположения распространяются лишь на области больших и малых частиц, т. е. те области размеров, которые остаются вне чувствительности оптических измерений при данных ε и λ . Значение r_2^* определяется



Примеры графического решения уравнения $q(r) = f(\varepsilon, \lambda, r)$ при определении левой границы спектра размеров (абсциссы точек пересечения), разрешаемой при измерении коэффициента ослабления атмосферной дымки для ряда значений ошибки ε и двух длин волн.

$\lambda = 0.4$ мкм, $m = 1.5$, ε : 1 — 0.01, 2 — 0.02, 3 — 0.05, 4 — 0.10; $\lambda = 0.345$ мкм, $m = 1.5$, ε : 5 — 0.10, 6 — 0.05.

непосредственно при известной функции $q(r)$. Определение r_1 требует решения уравнения (9) (решение единственно в силу монотонности правой и левой частей по r). На рисунке приведены примеры графического решения (9) для двух модельных распределений M_1 и M_2 , используемых для спектров размеров частиц атмосферных дымок. Распределение M_1 является примером широкого спектра [2]. Аналитически оно описывается выражением

$$n(r) dr = \begin{cases} a_1 dr & \text{при } 0.01 \leq r \leq 0.1 \\ a_2 r^{-4} dr & \text{при } 0.1 < r \leq 10 \text{ (мкм)}. \end{cases}$$

Распределение M_2 — пример спектра, локализованного в узкой области размеров с преобладанием частиц некоторого радиуса (дымка H [3]).

Значение r_1^* определяется абсциссой точек пересечения кривых $q(r)$ и $f(\varepsilon, \lambda, r) = 3\theta\varepsilon\{K(r, \lambda)\}^{-1}$ ($\theta=1$). Примеры наглядно показывают повышение эффективности зондирования в смысле оптического разрешения малых частиц с повышением точности измерения (кривые 1—4). Аналогичного повышения эффективности можно добиться уменьшением λ (кривые 5, 6). Это позволяет в свою очередь при известном r_1 , используя (7), определить требуемое наименьшее значение λ , которое может быть принято в качестве левой границы интервала зондирования λ_{\min} .

В заключение остановимся на оценке правой границы интервала зондирования λ_{\max} . Поскольку при возрастании λ $\beta(\lambda) \rightarrow 0$, то, начиная с некоторого значения λ^* , выполнится неравенство

$$\beta(\lambda) \leq \theta\sigma \text{ для всех } \lambda > \lambda^*. \quad (11)$$

Исследуя особенности асимптотического поведения $\beta(\lambda)$ при $\lambda \rightarrow \infty$, оценку r_2 можно свести к решению функционального уравнения

$$K(\sigma r_2^*, \lambda^*) \simeq 3\varepsilon\theta, \quad (12)$$

где $\varepsilon = \sigma/\max \beta(\lambda)$, т. е. относительная ошибка приведена к максимальному значению по λ коэффициента ослабления. При этом приближенная оценка $r_2^* < r_2$, т. е. является оценкой снизу для искомой границы r_2 . Используя (12) при известных r_2 и ε можно определить верхнюю грань правой границы интервала зондирования λ_{\max} . Численная проверка (12) дала удовлетворительные результаты как при решении первой, так и второй задач. Изложенный подход к оценке границ спектра размеров применим и для других оптических характеристик при измерении их в оптически активных диапазонах длин волн с учетом особенностей аналитического поведения соответствующих факторов эффективности.

Литература

- [1] К. С. Шифрин. Сб. «Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света». Изд. «Наука и техника», Минск, 1971.
- [2] D. V. Reppsch, R. K. Long. Appl. Opt., 10, 1563, 1970.
- [3] Д. Дейрменджан. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. Изд. «Мир», М., 1971.

Поступило в Редакцию 20 октября 1972 г.

УДК 535.2

ПОЛЯРОННОЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ

В. В. Самарцев и З. М. Кавеева

Обсуждается возможность и условия наблюдения сверхизлучения [1, 2] на поляронах. Известно [3], что в инерционно-поляризующихся кристаллах и в ряде жидкостей (металл-амиачные растворы) электрон проводимости своим электрическим полем поляризует некоторую область среды. Такая локальная поляризация не успевает следовать за быстро движущимся электроном и образует для него достаточно глубокую потенциальную яму с дискретными энергетическими уровнями. Такие состояния среды называются поляронными, а сам электрон с поляризационной «шубой» — поляроном [3]. Электрон способен поглощать свет, переходя в поляризационной яме с нижнего энергетического уровня на возбужденный. О поляронном оптическом резонансе к настоящему времени докладывалось в ряде экспериментальных работ (см., например, [4, 5]), из которых можно оценить скорость релаксационных процессов. При этом круговая частота ω_{Π} оптического резонанса может быть вычислена по формуле

$$\omega_{\Pi} = 3.05\hbar^{-1} \frac{\mu}{m} \xi \approx 10^{-12} \text{ сек}^{-1}, \quad (1)$$