

УДК 535.341+535.32

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО ИЗМЕНЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРЕЛОМЛЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ НА СПЕКТРАЛЬНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ОСЛАБЛЕНИЯ

Айвазян Г. М.

Показано, что для получения острых максимумов спектрального коэффициента ослабления дисперсной среды необходимо, чтобы модальный диаметр унимодального распределения аэрозольных частиц не совпадал бы с длиной волны острого максимума спектрального коэффициента преломления или совпадал бы с длиной волны острого минимума спектрального коэффициента поглощения.

В [1] показано, что монодисперсные взвеси не могут быть причиной острых максимумов (точки, где производная функции терпит разрыв) спектрального коэффициента ослабления [2]. Одновременно в [1] высказано предположение, что острые максимумы коэффициента ослабления могут быть вызваны спектральным изменением коэффициента преломления $n(\lambda)$ или спектральным изменением коэффициента поглощения $\kappa(\lambda)$ дисперсной среды. В настоящей работе исследуется именно этот вопрос. С этой целью нами произвольно выбраны четыре спектральные кривые $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$ в диапазоне 0.3—1.0 мкм (рис. 1), а для расчетов спектрального ослабления использовались следующие четыре комбинации из $n(\lambda)$, κ и λ , n : 1) рис. 1, кривая 1, где $n(\lambda)$ изменяется от 1.20 до 1.80 и имеет два острых максимума в диапазоне 0.3—1.0 мкм, а $\kappa=0$; 2) рис. 1, кривая 2, где $n(\lambda)$ изменяется от 1.20 до 1.80 и имеет три острых максимума в диапазоне 0.3—1.0 мкм, а $\kappa=0$; 3) рис. 1, кривая 3, где $\kappa(\lambda)$ изменяется от 0 до 0.40 и имеет два острых минимума в диапазоне 0.3—1.0 мкм, а $n=1.550$; 4) рис. 1, кривая 4, где $\kappa(\lambda)$ изменяется от 0 до 0.40 и имеет три острых минимума в диапазоне 0.3—1.0 мкм, а $n=1.550$.

Как видно из рис. 1, экстремумы $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$ не гладкие, а острые, а количество максимумов и минимумов выбрано исходя из «критерия сглаживания» [3] и необходимости выявить влияние $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$ в различных областях длин волн из диапазона 0.3—1.0 мкм.

Эффективность ослабления $S(\lambda)$ вычислялась по формуле (1) из [1] для трех различных типов распределения аэрозольных частиц по размерам: а) монодисперсные взвеси (МВ): плотность распределения аэрозольных частиц по диаметрам — $n^*(d)$ — постоянная величина в интервале шириной 0.1 мкм для трех диапазонов диаметров частиц (от 0.4 до 0.5 мкм, от 0.6 до 0.7 мкм и от 0.8 до 0.9 мкм). б) унимодальное распределение частиц аэрозольного фона (УРФ) из [1, 2]: $n^*(d)$ — непрерывная функция и меняется в интервале d от 0 до 0.8 мкм с максимумом при 0.4 мкм; в) бимодальное распределение частиц аэрозольного фона (БРФ) из [1, 2]: $n^*(d)$ меняется в интервале d от 0 до 1.8 мкм с максимумами при 0.4 и 1.2 мкм.

Для расчетов функции $K(\rho)$ в формуле (1) [1] использовались точные формулы Ми и методика расчетов из [4, 5]. В качестве $n^*(d)$ в формуле (1) [1] для УРФ и БРФ использовалась формула (1) из [3], которая при определенных значениях параметров аппроксимировала УРФ и БРФ из [2].

Некоторые результаты вычислений $S(\lambda)$ приводятся далее.

На рис. 2 представлены кривые $S(\lambda)$ для МВ при 0.4—0.5 мкм. Номера кривых на рис. 2—4 соответствуют номерам кривых рис. 1 или четырем комбинациям

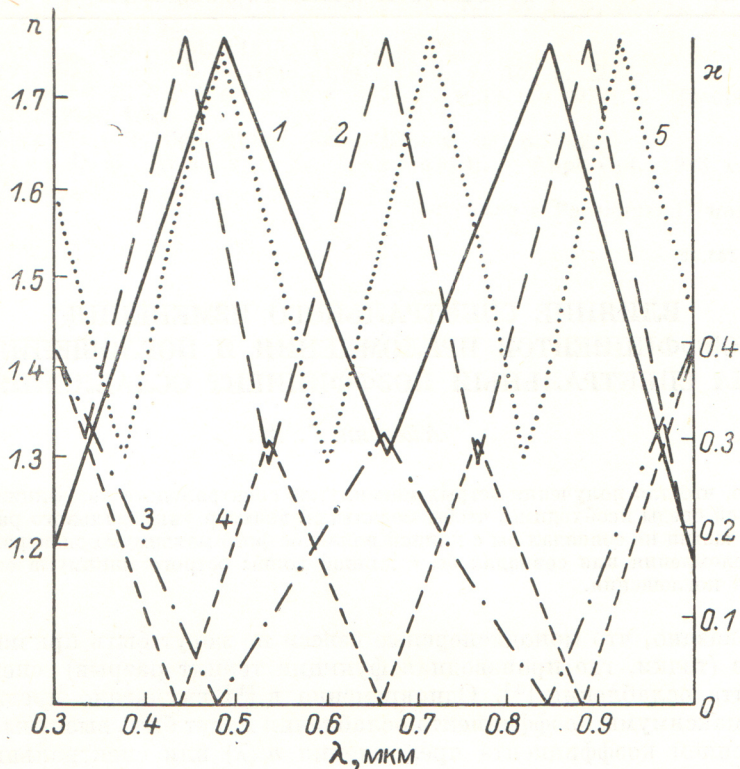


Рис. 1. Функции $n(\lambda)$ и $x(\lambda)$ в диапазоне 0.3—1.0 мкм.

1 — два максимума $n(\lambda)$, 2 — три максимума $n(\lambda)$, 3 — два минимума $x(\lambda)$, 4 — три минимума $x(\lambda)$, 5 — кривая $n(\lambda)$ с тремя максимумами, удовлетворяющая соотношениям Крамерса—Кронига [6], согласно $x(\lambda)$ (см. кривую 4).

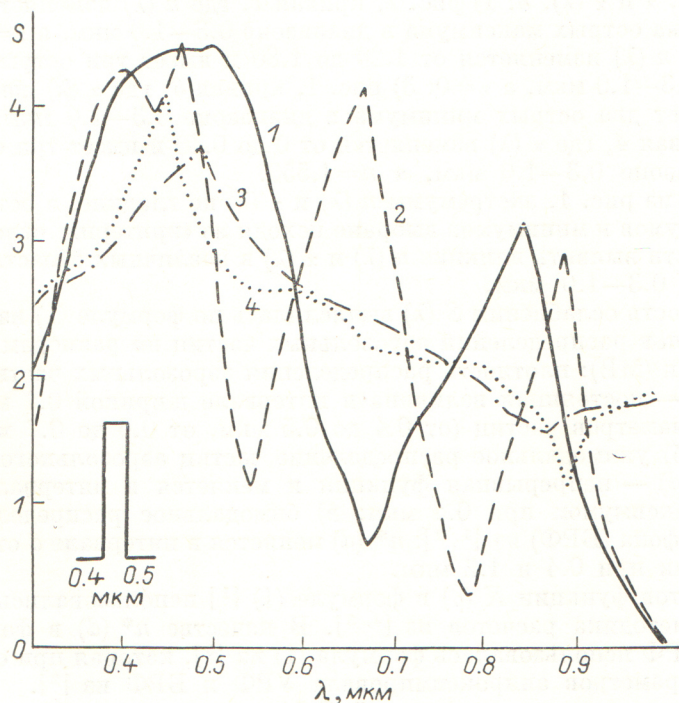


Рис. 2. Функции $S(\lambda)$ для МБ при диаметрах частиц $d=0.4-0.5$ мкм.

1 — рис. 1, кривая 1 для $n(\lambda)$ и $x=0$, 2 — рис. 1, кривая 2 для $n(\lambda)$ и $x=0$, 3 — рис. 1, кривая 3 для $x(\lambda)$ и $n=1.550$, 4 — рис. 1, кривая 4 для $x(\lambda)$ и $n=1.550$.

зациям $n(\lambda)$, x и $x(\lambda)$, n , приведенным ранее. Как видно из рис. 2, для кривых 1 и 2 первые максимумы $S(\lambda)$ гладкие, а вторые и третьи максимумы острые. Для кривых 3 и 4 первый максимум $S(\lambda)$ острый, а второго и третьего максимумов $S(\lambda)$ нет — они сглажены. Причиной подобного поведения кривых $S(\lambda)$ является максимум МВ при 0.4—0.5 мкм. Таким образом, если значение λ максимума $n(\lambda)$ совпадает в данном случае со средним значением d МВ, то первый максимум $S(\lambda)$ получается гладкий, а не острый. Иная картина наблюдается для $x(\lambda)$. Теперь, если значение λ минимума $x(\lambda)$ совпадает со средним значением d МВ, то это приводит к острому максимуму $S(\lambda)$, а остальные не совпадающие со средним значением d МВ минимумы $x(\lambda)$ вообще не дают мак-

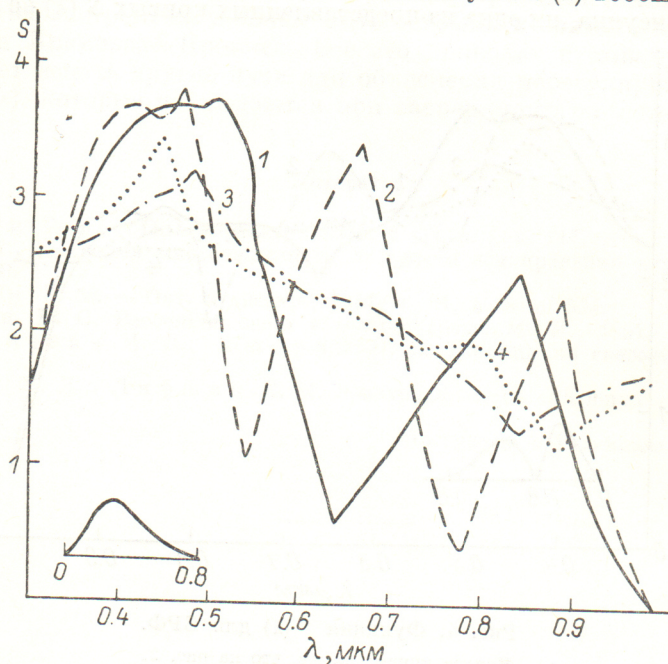


Рис. 3. Функции $S(\lambda)$ для УРФ.

Номера кривых — те же, что на рис. 2.

симумов $S(\lambda)$ — они сглаживаются. Подтверждением сказанного являются расчеты $S(\lambda)$ для МВ при 0.6—0.7 мкм и 0.8—0.9 мкм, которые на рисунках мы не приводим. Согласно формуле (2) [1], с увеличением диаметра МВ максимум $S(\lambda)$ смещается в сторону больших λ , поэтому в расчетах $S(\lambda)$ для МВ при 0.8—0.9 мкм для 1 и 2 кривых $S(\lambda)$ (рис. 2) первые максимумы получились острые, а последний максимум (при больших λ) — гладким. Для 3 и 4 кривых в функциях $S(\lambda)$ первые максимумы получились сглаженными, а последний максимум — острый.

Таким образом, мы получили условия для формы кривых $n(\lambda)$ и $x(\lambda)$, при которых получаются острые максимумы функции $S(\lambda)$, когда распределение частиц по размерам типа МВ: для кривых $n(\lambda)$ значение угловой точки λ острого максимума $n(\lambda)$ не должно совпадать с величиной d среднего значения МВ (в пределах 0.15 мкм); для кривых $x(\lambda)$ значение угловой точки λ минимума $x(\lambda)$ должно совпадать со средним значением d МВ (в пределах 0.2 мкм).

На рис. 3 представлены кривые $S(\lambda)$ для унимодального распределения. Как видно из рисунка, первые максимумы $S(\lambda)$ на кривых 1 и 2 — гладкие, а остальные максимумы $S(\lambda)$ (при больших λ) — острые. Кривые 3 и 4 имеют один — первый острый максимум $S(\lambda)$. Как в случае рис. 2, и здесь причиной подобного поведения $S(\lambda)$ является вид распределения частиц по размерам. УРФ, рассмотренное нами, сравнительно узкое с максимумом при 0.4 мкм, поэтому, как и в случае рассмотренного нами МВ при 0.4—0.5 мкм, совпадение значения $d_{\text{мод}}$ (модального диаметра) распределения $n^*(d)$ УРФ со значением λ

максимума $n(\lambda)$ дает первый гладкий максимум $S(\lambda)$. Наоборот, совпадение $d_{\text{мод}}$ функции $n^*(d)$ УРФ со значением угловой точки λ минимума $\kappa(\lambda)$ дает первый острый максимум $S(\lambda)$. По сравнению с кривыми 3 и 4 на рис. 2 максимумы кривых 3 и 4 на рис. 3 более расширены — сказывается ширина распределения УРФ.

Таким образом, если УРФ узкое, то условия получения острых максимумов $S(\lambda)$ совпадают с требованиями, предъявляемыми к $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$ и сформулированными нами ранее для МВ. Только вместо среднего значения d МВ необходимо рассматривать $d_{\text{мод}}$ распределения УРФ.

На рис. 4 представлены кривые $S(\lambda)$ для бимодального распределения. Как видно из рисунка, ни одна из представленных кривых $S(\lambda)$ не имеет острых

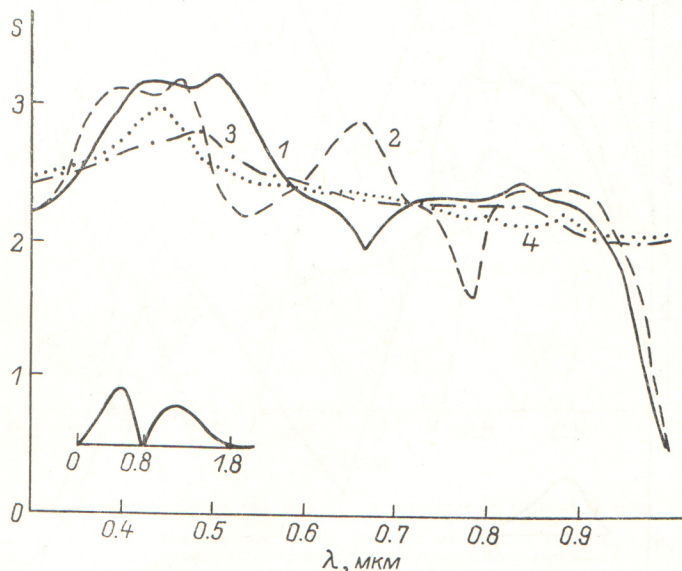


Рис. 4. Функции $S(\lambda)$ для БРФ.

Номера кривых те же, что на рис. 2.

максимумов — все максимумы гладкие. Причиной подобного поведения кривых $S(\lambda)$ является широкое БРФ, которое сгладило все острые экстремумы $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$.

Таким образом, мы приходим к выводу, что широкие БРФ не могут быть причиной острых максимумов $S(\lambda)$.

В рассмотренных четырех комбинациях $n(\lambda)$, κ и $\kappa(\lambda)$, n в первом случае мы взяли коэффициент преломления, изменяющимся от λ , а коэффициент поглощения — постоянным ($\kappa=0$); во втором случае — коэффициент поглощения, изменяющимся от λ , а коэффициент преломления — постоянным ($n=1.550$). Это было сделано для того, чтобы выявить условия получения острых максимумов $S(\lambda)$ в отдельности для каждого из случаев изменения n и κ от λ . На самом деле в природе наблюдается одновременное изменение $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$. Как известно, $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$ нельзя брать произвольными — они связаны между собой соотношениями Крамерса—Кронига [6]. На рис. 1 представлены две кривые: $n(\lambda)$ — кривая 5 и $\kappa(\lambda)$ — кривая 4, которые имеют по три острых максимума и минимума и связаны между собой формулами Крамерса—Кронига. В качестве распределения частиц по размерам рассматривалось УРФ, используемое нами ранее. Расчеты функции $S(\lambda)$ показали, что наблюдаются три острых максимума $S(\lambda)$. По сравнению с кривой 2 на рис. 3 первый минимум $\kappa(\lambda)$ привел к тому, что и первый максимум $S(\lambda)$ оказался острым. Таким образом, мы приходим к выводу, что при одновременном изменении n и κ от λ для получения острых максимумов $S(\lambda)$ необходимо, чтобы острые экстремумы $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$ были связаны между собой соотношениями Крамерса—Кронига: $n(\lambda)$ по фазе должно на $1/4$ периода опережать $\kappa(\lambda)$, когда в качестве распределения частиц по размерам рассматриваются МВ или узкое УРФ.

Анализ результатов исследования приводит к заключению, что во всех рассмотренных случаях должны соблюдаться исключительные условия для получения острых максимумов $S(\lambda)$. А условия эти следующие: во-первых, $n(\lambda)$ и $\chi(\lambda)$ (в первом случае χ — постоянно, а во втором n — постоянно) сами должны иметь острые максимумы и минимумы и распределение частиц по размерам должно быть типов МВ или узкого УРФ; во-вторых, при $n(\lambda)$ и χ — постоянном значение угловой точки λ острого максимума $n(\lambda)$ не должно совпадать со значением $d_{\text{мод}}$ УРФ аэрозольных частиц или при $\chi(\lambda)$ и n — постоянном: значение угловой точки λ острого минимума $\chi(\lambda)$ должно совпадать со значением $d_{\text{мод}}$ УРФ аэрозольных частиц; в-третьих, при одновременном изменении $n(\lambda)$ и $\chi(\lambda)$ их экстремумы должны быть острыми и связаны между собой соотношениями Крамерса—Кронига. Все это приводит к выводу, что одновременно следует искать другие пути для объяснения нерегулярных острых максимумов $S(\lambda)$, которые наблюдаются при экспериментах в естественных условиях.

Литература

- [1] Айвазян Г. М. — Опт. и спектр., 1985, т. 59, в. 1, с. 147.
- [2] Наац И. Э. Теория многочастотного лазерного зондирования атмосферы. Новосибирск, 1980.
- [3] Айвазян Г. М. — Опт. и спектр., 1981, т. 51, в. 3, с. 524.
- [4] Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.; Л., 1951.
- [5] Зельманович И. Л., Шифрин К. С. Таблицы по светорассеянию. Т. III. Л., 1968.
- [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.

Поступило в Редакцию 16 июля 1985 г.