

РАССЕЯНИЕ СВЕТА СЛОЕМ
РАЗНОЙ СТЕПЕНИ ДИСПЕРСНОСТИ

А. П. Иванов, А. П. Пришивалко и Е. К. Науменко

С помощью формул Ми исследованы зависимости показателей ослабления и рассеяния, а также вероятности выживания фотона элементарного объема мутной среды от степени дисперсности светорассеивающего материала, характеризующегося параметром $\rho = 2\pi a/\lambda$, где a — радиус частицы, λ — длина волны света. Эти зависимости использованы для расчета коэффициента отражения r и пропускания t плоскопараллельных слоев по методу двухпоточкового приближения теории переноса. Показано, что экстремальные r и t наблюдаются в интервале $\rho = 1-5$ для «немягких» частиц независимо от показателя поглощения. При отходе от указанного интервала в обе стороны коэффициент отражения резко падает, а коэффициент пропускания растет. Значения ρ , соответствующие экстремальным r и t , уменьшаются при увеличении толщины слоя.

Хорошо известно, что мелкозернистый порошок более «белесый», чем крупнозернистый. Это обусловлено сильно развитой в первом случае поверхностью рассеяния. В то же время слои с частицами, много меньшими длины волны падающего света, становятся оптически не активными и поэтому слабо рассеивают радиацию. Существует оптимальный размер центров неоднородности, когда при постоянной массе материала среда больше всего рассеивает свет. Для решения многих практических задач важно знать этот размер. Настоящая работа посвящена исследованию зависимости характеристик светорассеяния слоя от размеров частиц при разных оптических параметрах среды.

Из теории переноса излучения известно, что закономерности рассеяния света (без учета поляризационных эффектов) зависят от следующих характеристик слоя: ϵ (или σ), Λ , $x(\gamma)$, l . Здесь $\epsilon = k + \sigma$ — показатель ослабления элементарного объема, равный сумме показателей поглощения k и рассеяния σ ; $\Lambda = \sigma/\epsilon$ — вероятность выживания фотона; $x(\gamma)$ — индикатриса рассеяния элементарного объема под углом γ ; l — толщина слоя.

Рассмотрим монодисперсную систему сферических частиц с радиусом a_0 . Показатель ослабления элементарного объема в такой системе $\epsilon(\rho_0) = c_0 E_a = c_0 \pi a_0^2 \epsilon_a$, где c_0 — число частиц радиуса a_0 в единице объема, ϵ_a и E_a — соответственно показатель и поперечник ослабления частицы, зависящие от вещественной n и мнимой x частей относительного комплексного показателя преломления вещества частиц, а также от параметра $\rho_0 = 2\pi a_0/\lambda$ (λ — длина волны света).

Здесь использован принцип аддитивного сложения потоков, поскольку, как было показано в [1, 2], при определении большинства энергетических характеристик в мутных объемах интерференционные эффекты не проявляются.

Если теперь, сохраняя неизменной массу светорассеивающего материала, сделать размер частиц равным a , то их концентрация изменится в $(\rho_0/\rho)^3$ раз, где $\rho = 2\pi a/\lambda$ и $\epsilon(\rho)$ будет равно

$$\epsilon(\rho) = c_0 (\rho_0/\rho)^3 E_a(\rho) = c_0 \rho^3 \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\epsilon_a}{\rho}. \quad (1)$$

Аналогично

$$\sigma(\rho) = c_0 \rho_0^3 \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\sigma_a}{\rho}, \quad (2)$$

а

$$\Lambda(\rho) = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\sigma_a}{\varepsilon_a}, \quad (3)$$

где σ_a — показатель рассеяния частицы.

Нетрудно показать, что индикатриса рассеяния, которая в теории переноса нормируется следующим образом:

$$\int_{4\pi} x(\gamma) d\omega = 4\pi,$$

равна

$$x(\gamma) = \frac{4\pi [i_1(\gamma) + i_2(\gamma)]}{\int_{4\pi} [i_1(\gamma) + i_2(\gamma)] d\omega} = \frac{2 [i_1(\gamma) + i_2(\gamma)]}{\rho^2 \sigma_a}. \quad (4)$$

Здесь i_1 и i_2 — функции Ми [3], характеризующие яркости поляризованных компонент света, рассеянного отдельной частицей.

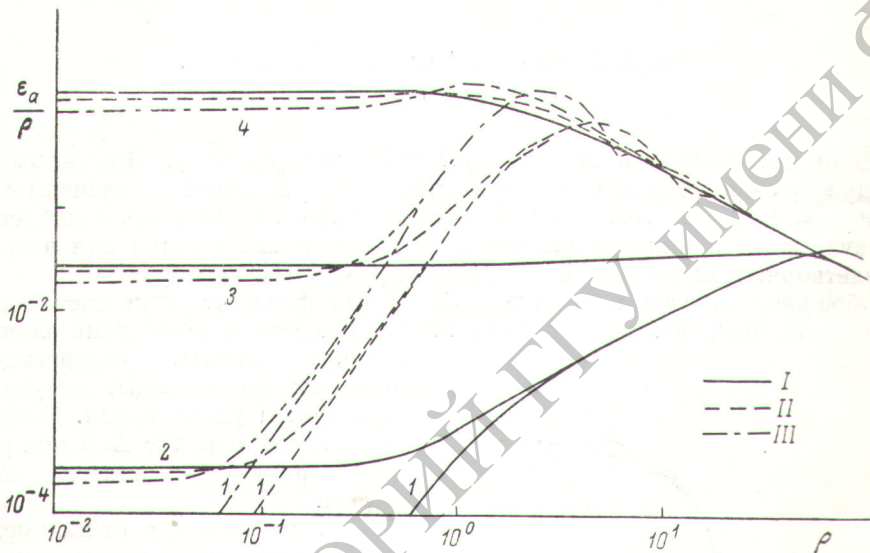


Рис. 1. Зависимость ε_a/ρ от ρ при разных n и χ .

Цифры у кривых соответствуют следующим значениям χ : I — 0, II — 10^{-4} , III — 10^{-2} , IV — 0.5;
I — $n=1.02$, II — $n=1.3$, III — $n=1.6$.

В рамках двухпоточного приближения теории переноса, как было показано в [4], вместо индикатрисы рассеяния элементарного объема $x(\gamma)$ можно использовать первый коэффициент ее разложения по полиномам Лежандра

$$x_1 = \frac{3}{2} \int_{-1}^1 x(\gamma) \cos \gamma d(\cos \gamma) =$$

$$= 3 \frac{\int_{-1}^1 [i_1(\gamma) + i_2(\gamma)] \cos \gamma d(\cos \gamma)}{\int_{-1}^1 [i_1(\gamma) + i_2(\gamma)] d(\cos \gamma)} = \frac{3}{\rho^2 \sigma_a} \int_{-1}^1 [i_1(\gamma) + i_2(\gamma)] \cos \gamma d(\cos \gamma). \quad (5)$$

Таким образом, чтобы выяснить особенности рассеяния в слое конечной толщины, нужно в первую очередь проанализировать зависимость

ϵ_a/ρ , σ_a/ρ , Λ_a , x_1 от безразмерного параметра ρ . Этот анализ был проведен на основании расчетов по формулам Ми, выполненных на ЭВМ.

На рис. 1 построены зависимости ϵ_a/ρ от ρ при разных n и κ . Поскольку ϵ отличается от ϵ_a/ρ постоянным множителем $c_0 \rho^3 \lambda^2 / 4\pi$, то рассматриваемые ниже выводы полностью относятся к показателю ослабления элементарного объема среды.

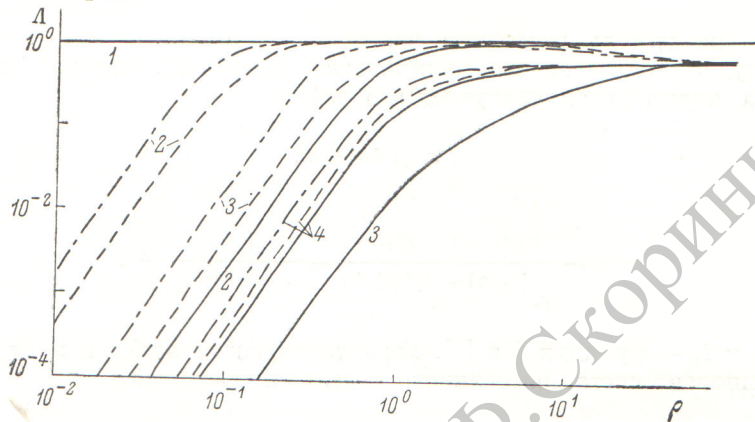


Рис. 2. Зависимость Δ от ρ при разных n и κ .
Обозначения те же, что на рис. 1.

Если поглощение в среде отсутствует, то $\epsilon_a/\rho = \sigma_a/\rho$. При малых ρ между ϵ_a/ρ и ρ в логарифмическом масштабе имеется линейная зависимость. Если $\kappa \neq 0$, то для малых значений параметра ρ показатель ослабления не зависит от ρ , как это следует из приближенных формул для частиц, удовлетворяющих условиям $\rho \ll 1$ и $|m\rho| < 1$ [3].

Обращает на себя внимание любопытный факт, что при постоянном показателе поглощения κ с увеличением n показатель ослабления элементарного объема, содержащего очень малые частицы, не увеличивается, а уменьшается. Относительное уменьшение $\Delta\epsilon/\epsilon$ при разных κ практически остается постоянным.

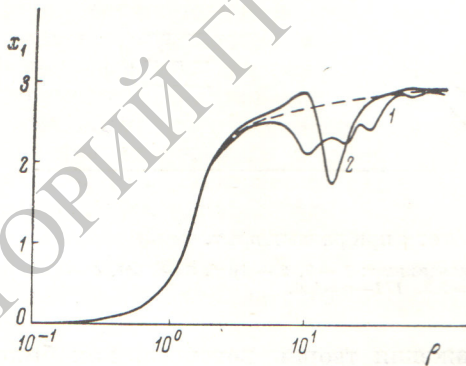


Рис. 3. Зависимость x_1 от ρ при $n=1.3$.
1 — $\kappa=0$, 2 — $\kappa=0.1$.

Зависимость ϵ_a/ρ от параметра ρ описывается осциллирующей кривой, на которой помимо основного максимума имеется ряд более мелких вторичных экстремумов (см., например, [3, 5]). В пределе при $\rho \rightarrow \infty$ показатель ослабления не зависит от оптических постоянных.

Величина максимального значения ϵ_a/ρ и соответствующего ему параметра дифракции для широкого набора n и κ детально исследована в [6].

Зависимость показателя рассеяния от ρ описывается кривыми, аналогичными кривым I (рис. 1). С увеличением n и $\kappa \sigma_a/\rho$ достигают максимума при меньших значениях ρ .

Зная ϵ и σ как функции ρ , нетрудно проанализировать влияние дисперсности частиц на вероятность выживания фотона $\Lambda = \sigma/\epsilon$. На рис. 2 в логарифмическом масштабе построены графики функции $\Lambda = f(\rho)$ при разных n и κ . Если $\kappa=0$, следует очевидный вывод, что Λ всегда равна единице. Когда $\kappa > 0$, то вероятность выживания фотона при малых ρ возрастает с увеличением размеров частиц. Максимумы у кривых $\Lambda(\rho)$

имеют более пологий вид, чем у кривых $\varepsilon(\rho)$ и $\sigma(\rho)$. С ростом κ и уменьшением n положение максимума сдвигается в сторону крупных частиц. При $\rho \rightarrow \infty$ вероятность выживания фотона стремится к предельной величине, расположенной в интервале от 0.5 до 1, в зависимости от значений оптических постоянных среды.

Зависимость x_1 от ρ для $n=1.3$ и $\kappa=0$ и 0.1 представлена на рис. 3. Как видно из этого рисунка, при малых ρ коэффициент x_1 не зависит от κ до значений ρ порядка двух. Затем проявляется влияние показателя поглощения на величину x_1 . Кривые имеют множество максимумов и минимумов, положение и величина которых не описываются монотонными зависимостями и резко меняются при изменении оптических постоянных. Однако, как показывает расчет, при переходе от монодисперсных систем к полидисперсным указанные пульсации исчезают даже при узких функциях распределения частиц по размерам, и x_1 плавно возрастает с ростом ρ , не превышая значения 3. Поэтому в дальнейших расчетах характеристик светорассеяния слоев конечной толщины мы пользовались данными,

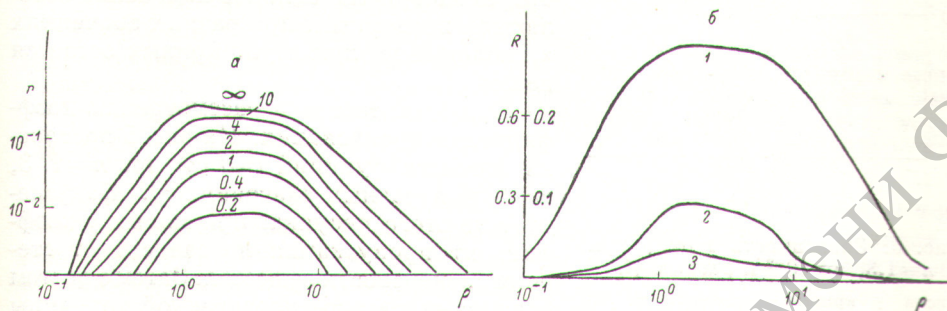


Рис. 4. Зависимость r от ρ при $n=1.3$ и разных γl (а) и κ (б).

а — $\kappa=10^{-2}$. Числа у кривых — значения γl ; б — 1 — $\kappa=10^{-4}$; 2 — 10^{-2} ; 3 — 0.5. Для кривых 1 и 2 масштаб по оси ординат дан слева, для кривой 3 — справа.

приведенными в виде штриховой кривой на рис. 3. Надо сказать, что некоторый произвол в проведении этой кривой несуществен, ибо при $x_1 \sim 3$ такие характеристики, как коэффициенты отражения r и пропускания t , слабо чувствительны к изменению x_1 .

Теперь после знакомства с поведением ε_a/ρ , σ_a/ρ , Δ_a , x_1 при изменении размеров частиц перейдем к анализу r и t слоев разной степени дисперсности.

В рамках двухпоточкового приближения, как следует из [4], с учетом (1) и (2)

$$r = R \frac{1 - e^{-2L}}{1 - R^2 e^{-2L}}, \quad t = (1 - R^2) \frac{e^{-L}}{1 - R^2 e^{-2L}}. \quad (6)$$

Здесь

$$R = 1 + \frac{1 - \Delta}{\varphi} - \sqrt{\left(\frac{1 - \Delta}{\Delta \varphi}\right)^2 + 2 \frac{1 - \Delta}{\Delta \varphi}} \quad (7)$$

коэффициент отражения бесконечного толстого слоя; параметр

$$\left. \begin{aligned} L &= l \gamma \frac{\Delta \varphi \sigma_a}{\rho} \sqrt{\left(\frac{1 - \Delta}{\Delta \varphi}\right)^2 + 2 \frac{1 - \Delta}{\Delta \varphi}}, \\ \varphi &= \frac{3 - x_1}{\gamma}, \quad \gamma = \frac{c_0 \lambda^2 \rho_0^3}{2\pi}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

На рис. 4 приведены зависимости коэффициента отражения от ρ при разных оптических постоянных.

Рис. 4, а иллюстрирует трансформацию кривых $r(\rho)$ в зависимости от толщины слоя, характеризующейся параметром γl . При малых толщинах, когда слой можно считать бесконечно тонким,

$$r = \gamma l \varphi \sigma_a / \rho,$$

и поэтому положение максимума r , равное приблизительно 4, совпадает с положением максимума $\varphi \sigma_a / \rho$. Коэффициент отражения бесконечно толстого слоя зависит только от $(1-\Delta)/\Delta\varphi$. При этом там, где минимален указанный параметр, R имеет наибольшее значение. Для рассматриваемых оптических постоянных ρ , соответствующее максимуму коэффициента отражения, равно 1.5. Таким образом, с увеличением толщины слоя положение максимума r смещается в сторону от крупных частиц к мелким. Следует, однако, указать, что, как видно из рис. 4, а, максимумы у кривых не выражены в сильной форме. В интервале ρ от 1 до 5 отражательная способность слоя слабо изменяется. В то же время вне этого интервала r является чувствительной функцией степени дисперсности.

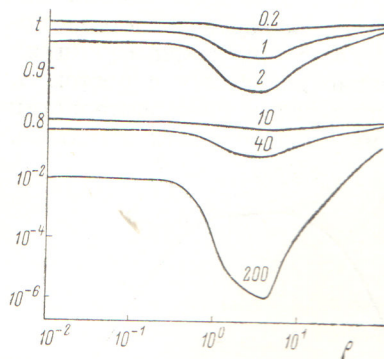


Рис. 5. Зависимость t от ρ при $n=1.3$, $\chi=10^{-2}$ и разных γl .

Числа у кривых — значения γl . По оси ординат от 1 до 0.8 масштаб простой, от 0.8 до 10^{-6} — логарифмический.

Влияние показателя поглощения χ на зависимость коэффициента отражения бесконечно толстого слоя от ρ видно из рис. 4, б. Обращает на себя внимание то, что, несмотря на сильное изменение абсолютной величины R при разных значениях χ , положение максимума кривых остается неизменным.

Перейдем теперь к рассмотрению коэффициента пропускания. На рис. 5 построены графики функций $t=f(\rho)$ при $n=1, 3$, $\chi=10^{-2}$ и разных значениях γl . Как следует из этого рисунка, при малых ρ коэффициент пропускания не зависит от степени дисперсности вещества. Затем с ростом размера частиц до определенной величины ρ наблюдается уменьшение t , после чего снова пропускание света увеличивается. При малых толщинах

$$t = 1 - \left[\frac{\epsilon_a}{\rho} - (1 - \varphi) \frac{\sigma_a}{\rho} \right] \gamma l.$$

и, следовательно, изменение коэффициента пропускания при изменении ρ определяется множителем при γl . При больших толщинах, как видно из (6), главную роль играет параметр L . Поэтому с ростом γl положение ρ_m , хотя и незначительно, но смещается к малым ρ .

Следует подчеркнуть, что положение максимума для r не совпадает с положением минимума для t . Оно всегда для пропускания сдвинуто в сторону более крупных частиц. Однако поскольку кривые не имеют резко выраженных экстремумов, то это не очень существенно при решении многих практических задач.

Таким образом, на основании проведенного исследования можно сделать вывод, что при разной степени дисперсности слоя экстремальные значения r и t наблюдаются в интервале $\rho=1 \div 5$ для немягких частиц независимо от величины χ . При отходе от этого интервала в обе стороны коэффициент отражения резко падает, а коэффициент пропускания растет. Значения ρ , соответствующие экстремальным r и t , уменьшаются при увеличении толщины слоя.

Литература

- [1] А. П. Иванов, А. Я. Хайруллина. Опт. и спектр., 23, 158, 1967.
- [2] А. П. Иванов, А. Я. Хайруллина, Т. Н. Харьковская. Опт. и спектр., 28, 381, 1970.
- [3] К. С. Шифрин. Рассеяние света в мутной среде, стр. 53. ГИТТЛ, М.—Л., 1951.
- [4] А. П. Иванов. Оптика рассеивающих сред, стр. 184. Изд. «Наука и техника», Минск, 1969.
- [5] E. J. Meehan. J. of Colloid and Interface Science, 27, 388, 1968.
- [6] А. П. Пришивалко, Е. К. Науменко. Рассеяние света сферическими частицами и полидисперсными средами, ч. 1, препринт Института физики АН БССР, Минск, 1972.