

Г. В. РОЗЕНБЕРГ

ВОЗМОЖНОСТЬ РАЗДЕЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ

(Представлено академиком Г. С. Ландсбергом 16 IV 1954)

1. Надежное определение спектров поглощения веществ, находящихся в мелкодисперсной фазе, оказывалось пока недоступным вследствие невозможности раздельного измерения показателей поглощения и рассеяния окрашенных мутных сред. Целью работы является восполнение этого пробела.

2. Уравнение переноса, учитывающее поляризацию излучения, имеет вид ^(1, 2)

$$\frac{dS_i(\vartheta, \varphi)}{dl} = -(\alpha + \sigma) S_i(\vartheta, \varphi) + \frac{\sigma}{4\pi} \sum_{h=1}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f_{ih}(\vartheta, \varphi, \vartheta_0, \varphi_0) \sin \vartheta_0 d\vartheta_0 d\varphi_0, \quad (1)$$

где ϑ, φ — полярные координаты светового луча; dl — элемент его длины; f_{ih} — индикатриса рассеяния; α и σ — объемные коэффициенты поглощения и рассеяния, соответственно; S_i — компоненты четырехмерного вектора-параметра $\mathbf{S}$, характеризующего интенсивность и состояние поляризации луча. Способ введения вектора-параметра $\mathbf{S}$, компоненты которого по существу совпадают с так называемыми параметрами Стокса (см., например, ^(1, 3, 4)). Отметим здесь, что S_1 — это интенсивность луча и что $S_i = C_i S_1$, причем коэффициенты C_i определяются характером поляризации излучения: $C_1 = 1$, $C_2 = p \cos 2\psi$, $C_3 = p \sin 2\psi$, $C_4 = q$, где p — степень поляризации, q — степень эллиптичности и ψ — угол между плоскостью преимущественной поляризации и некоторой плоскостью референции, включающей направление луча.

Первый член в уравнении (1) учитывает ослабление луча за счет его поглощения и рассеяния, второй — усиление луча за счет рассеяния в данном направлении света, распространяющегося в других направлениях ϑ_0, φ_0 .

Применяя метод, развитый Е. С. Кузнецовым ⁽⁵⁾ для аналогичного уравнения (но без учета поляризации) и эквивалентный последовательному учету рассеяния различной кратности, находим для компонент вектора-параметра света, отраженного бесконечным полупространством, заполненным однородной окрашенной мутной средой:

$$S_i(\vartheta, \varphi) = \sum_{t=1}^{\infty} \sum_{k=1}^1 a_{ikt}(\vartheta, \varphi) S_k^0 \left(\frac{\sigma}{\alpha + \sigma} \right)^t, \quad (2)$$

где ϑ и φ — полярные координаты отраженного луча и S_k^0 — компоненты вектора-параметра излучения, падающего на мутное полупространство извне (индекс t соответствует кратности рассеяния; коэф-

фициенты a_{iht} зависят от индикатрисы рассеяния и направления падающего извне излучения).

Обозначая $\alpha/\sigma = \beta$ получаем:

$$C_i R = \frac{S_i(\vartheta, \varphi)}{S_1^0} = \sum_{t=1}^{\infty} \frac{a_{it}(\vartheta, \varphi)}{(1 + \beta)^t}, \quad (3)$$

где R — энергетический коэффициент отражения от мутной среды и a_{it} — коэффициенты, зависящие как от поляризации и направления освещающего луча, так и от индикатрисы рассеяния мутной среды и направления отраженного луча. По мере увеличения β относительная роль рассеяний высшего порядка быстро убывает, чем и определяются основные особенности отражения света от окрашенных мутных сред.

3. Если мутную среду окрашивать введением красителя, не изменяющего индикатрисы рассеяния, то, ограничиваясь членами второго порядка относительно $\frac{1}{1 + \beta}$, получаем

$$\frac{R_0}{R_\beta} = \frac{R(\beta_0)}{R(\beta)} \approx \frac{(1 + \beta)^2}{1 + \beta/Q}, \quad (4)$$

где β_0 — значение β в отсутствие красителя и $(Q - 1)$ — относительная доля, вносимая кратным рассеянием при отражении от неокрашенной среды ($\beta = \beta_0$), зависящая от ϑ , φ , β_0 и индикатрисы мутной среды.

Обозначая $j = \alpha_{\text{ср}}/\sigma_{\text{ср}}$, $g = \alpha_{\text{крас}}/\sigma_{\text{ср}}$ и $h = \sigma_{\text{крас}}/\sigma_{\text{ср}}$, где индекс крас относится к красителю, а индекс ср — к неокрашенной среде, имеем (по закону Бэра):

$$\beta = \frac{gc + j}{hc + 1} \quad (5)$$

(c — относительная концентрация красителя в среде).

Таким образом, измеряя R_0/R_β для трех различных значений c и отыскивая, согласно (4), соответствующие значения β , можно при помощи (5) найти j , g и h , т. е. найти $\alpha_{\text{ср}}$, $\alpha_{\text{крас}}$ и $\sigma_{\text{крас}}$, выраженные в долях $\sigma_{\text{ср}}$.

Если $\sigma_{\text{крас}} = 0$ (растворимый краситель), то для определения j , g и Q удобно воспользоваться соотношениями

$$\left(\frac{d(R_0/R_\beta)}{dc} \right)_{c \rightarrow 0} = \frac{g}{1 + j} \frac{2Q - 1}{Q}, \quad \left(\frac{d(R_0/R_\beta)}{dc} \right)_{c \rightarrow \infty} = \frac{g}{1 + j} Q, \quad \beta_0 = j. \quad (6)$$

Таким образом, раздельное определение $\alpha_{\text{крас}}$ и $\sigma_{\text{крас}}$ возможно по следующей схеме:

Сначала к произвольной мутной среде (удобно брать среду с $\alpha_{\text{ср}} = 0$) добавляется вспомогательный растворимый краситель ($\sigma'_{\text{крас}} = 0$) с известным $\alpha'_{\text{крас}}$ и, согласно (6), находятся g' , j' и Q , откуда находятся $\alpha_{\text{ср}}$ и $\sigma_{\text{ср}}$. Затем к такой же среде добавляется искомый краситель и при помощи (6), если краситель растворим, или (5), если красителем является нерастворимый пигмент, находится $\alpha_{\text{крас}}$ и $\sigma_{\text{крас}}$. При известных j , g и h задача может быть обращена: измеряя R_β и пользуясь (4) и (5), нетрудно найти концентрацию красителя.

4. Развитые выше соображения могут быть, следовательно, положены как в основу абсорбционной спектроскопии веществ, находящихся в мелкодисперсной фазе, так и в основу количественного метода определения концентрации окрашенной примеси. На их основе могут быть также поняты обнаруженные Э. В. Шпольским и А. А. Ильиной явления, состоящие в том, что в случае взвеси эритроцитов спектральная кривая поглощения гемоглобина оказывается

сглаженной, в то время как в рассеянном свете эффект сглаживания значительно слабее (⁹).

5. Согласно (3) степень поляризации отраженного от мутного полупространства света может быть (ограничиваясь членами второго порядка) представлена в виде *

$$p = \frac{a_{21}(1 + \beta) + a_{22}}{a_{11}(1 + \beta) + a_{12}}, \quad (7)$$

или, обозначая

$$p_{\infty} = \frac{a_{21}}{a_{11}}, \quad p_0 = \frac{a_{21}(1 + \beta_0) + a_{22}}{a_{11}(1 + \beta_0) + a_{12}}, \quad (8)$$

получим

$$p = p_0 \frac{1 + \frac{p_{\infty}}{p_0} \frac{\beta - \beta_0}{(1 + \beta_0) Q}}{1 + \frac{\beta - \beta_0}{(1 + \beta_0) Q}}. \quad (9)$$

Таким образом, по мере роста β доля кратного рассеяния (степень поляризации которого, вообще говоря, меньше) убывает, что ведет к возрастанию p , причем p стремится к значению p_{∞} , соответствующему однократно рассеянному в данном направлении свету. Это и есть эффект, обнаруженный Умовым (⁶). В некоторых случаях может оказаться, что $p_{\infty} < p_0$ (ср., например, (⁷)), и эффект Умова окажется обращенным. Если граница мутной среды представляет собой регулярную шероховатую поверхность, то в отраженном свете появится не учитываемая изложенной выше теорией частично поляризованная компонента, обусловленная диффузным отражением от поверхности. По мере роста β относительная интенсивность диффузно отраженного и рассеянного света меняется, что также ведет к изменению p . Этот эффект был рассмотрен А. С. Топорцом (⁸); однако, как видно из вышеизложенного, он не исчерпывает эффекта Умова, а в ряде случаев (например, порошки) вообще отсутствует.

Отметим, что, согласно (9), поляризационные измерения позволяют независимым образом контролировать фотометрический метод определения α и σ .

Московский вечерний
машиностроительный институт

Поступило
16 IV 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Г. В. Розенберг, Особенности поляризации света, рассеянного атмосферой в условиях сумеречного освещения, Диссертация, М., 1946. ² Chandrasekhar, Radiative Transfer, L., 1950. ³ Г. В. Розенберг, Тр. Геофиз. инст. АН СССР, в. 12 (1950). ⁴ N. G. Parke, J. Math. and Phys., **28**, 131 (1949). ⁵ Е. С. Кузнецов, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 5, 247 (1943). ⁶ Н. Умов, Phys. Zs., **6**, 674 (1905). ⁷ К. С. Шифрин, Рассеяние света в мутной среде, 1951. ⁸ А. С. Топорец, Изв. АН СССР, сер. физ., **14**, № 4, 549 (1950). ⁹ Э. В. Шпольский, Изв. АН СССР, сер. физ., **11**, № 4, 701 (1947).

* Всегда может быть выбрано представление (¹, ³), в котором $\psi_0 = 0, \pi$, т. е. $p = S_2 / S_1 = C_2$.