

ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ СО СЛАБЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ НА ОСНОВЕ ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ПРИБЛИЖЕННОЙ ТЕОРИИ И ТЕОРИИ Г. В. РОЗЕНБЕРГА

I. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Н. А. Войшвилло

На основе измерения коэффициентов диффузного пропускания, отражения и индикатрис рассеяния коэффициента яркости образцов разной толщины z и применения формул двухпотоковой двухпараметрической теории рассчитаны глубинный показатель ослабления L и показатель поглощения α молочного стекла МС-14. Дана оценка погрешностей. Показано, что 1) значение L , рассчитанное по формулам двухпараметрической теории, хорошо согласуется с экспериментально измеренным; 2) закономерности $R(z)$ и $T(z)$ хорошо описываются формулами двухпараметрической теории как при малых, так и при больших значениях Lz .

Огромное количество объектов, представляющих интерес для исследования, находится в диспергированном состоянии. Конечной целью их спектроскопического исследования является определение параметров, характеризующих само вещество. Такими параметрами в случае рассеивающих объектов являются показатели рассеяния σ и поглощения α . Однако в силу специфики распространения света в рассеивающих объектах к ним не применимы методы обычной спектроскопии и их квалифицированное исследование возможно лишь на основе применения теории распространения света в рассеивающей среде. Распространение электромагнитного излучения в рассеивающей среде описывается уравнением переноса. Решение уравнения переноса является очень сложной математической задачей, которая решена лишь для некоторых моделей среды. В ряде случаев уравнение переноса рассчитывается методом численного интегрирования (при помощи электронных счетных машин) для конкретных параметров среды и граничных условий. Такие численные решения имеются для ограниченного числа ситуаций. Поэтому на практике, когда параметры среды зачастую бывают неизвестны, удобно пользоваться приближенными теориями, так как с их помощью получают сравнительно простые решения и выявляются закономерности в характеристиках светорассеяния. Наибольшее распространение при исследовании многократно рассеивающих сред получила так называемая двухпотоковая двухпараметрическая теория (теория ДДП), которую часто по имени ее авторов называют теорией Гуревича—Кубелки—Мунца [1, 2] и теория Розенберга [3-6]. Уравнения, используемые в этих теориях, являются частным случаем общего уравнения переноса [7] и строго применимы при выполнении ряда приближений, относящихся к структуре среды и граничным условиям. Один из наиболее существенных вопросов, возникающий при использовании приближенных теорий, заключается в установлении границ применимости и выяснении необходимости выполнения тех или иных предпосылок теории. Вопрос этот должен решаться как теоретически, так и экспериментально.

В настоящей работе названные выше приближенные теории применяются к одному объекту, на основе обеих теорий определяются параметры

светорассеяния этого объекта, проводится их сравнение и делаются заключения о возможности использования обеих теорий в данном конкретном случае. В качестве объекта используется молочное стекло МС-14 [8], которое в последние годы получило довольно широкое распространение в качестве белого отражающего экрана, применяемого вместо окиси магния, и поэтому определение оптических констант этого материала представляет самостоятельный интерес.

В первой части сообщения рассматриваются вопросы, связанные с практическим применением первой из названных теорий — теории ДДП. Ниже мы коротко отметим основные моменты этой теории, много раз описанной в работах различных авторов [1, 2, 9-18], опуская при этом учет поляризационных эффектов. Пусть имеется безграничный в горизонтальных направлениях плоскопараллельный слой однородной изотропной рассеивающей среды, равномерно освещенный неполяризованным светом со стороны верхней границы. Тогда распространение излучения в глубине плоского слоя рассеивающей среды на основе уравнения переноса можно описать (при отсутствии азимутальной зависимости яркости) системой двух дифференциальных уравнений [3, 7]

$$\left. \begin{aligned} \frac{dE_1}{dz} &= -\left(\frac{z+v_1\sigma}{\bar{\mu}_1}\right)E_1 + \frac{v_2\sigma}{\bar{\mu}_2}E_2, \\ -\frac{dE_2}{dz} &= -\left(\frac{z+v_2\sigma}{\bar{\mu}_2}\right)E_2 + \frac{v_1\sigma}{\bar{\mu}_1}E_1, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где E_1 и E_2 — соответственно освещенности сверху и снизу на глубине z ,

$$\bar{\mu}_i = \frac{\int_0^1 I(\theta) \mu d\mu}{\int_0^1 I(\theta) d\mu} \quad \text{и} \quad v_i = \frac{1}{2} \frac{\int_0^1 I(\theta') d\mu'}{\int_0^1 I(\theta') d\mu'} \quad (2)$$

Здесь i — индекс, который принимает значение 1 для нисходящей и 2 для восходящих потоков, $\bar{\mu}_i$ — средние косинусы угла наклона световых пучков, $I(\theta)$ — яркость луча под углом θ , отсчитываемого от нормали к слою, $\mu = \cos \theta$, v_1 и v_2 — доля света, рассеянного назад элементарным слоем при освещении его сверху и снизу соответственно, и $\varphi(\theta)$ — индикатриса рассеяния. Если положить $\bar{\mu}_1 = \bar{\mu}_2 = \bar{\mu}$ и $v_1 = v_2 = v$, то система (1) превращается в известную двухконстантную систему уравнений Гуревича—Гершуна—Кубелки—Мунка с двумя параметрами k_1 и k_2 , равными

$$k_1 = \frac{\sigma v}{\bar{\mu}} \quad \text{и} \quad k_2 = \frac{\alpha + \sigma v}{\bar{\mu}}. \quad (3)$$

Этот частный случай математического рассмотрения получил название ДДИ-теории. Очевидно, что ДДП-теория описывает распространение света в среде, в которой сохраняется постоянство $\bar{\mu}$ и v по всей толще рассеивающего слоя и тело яркости имеет симметричную форму. Строго говоря равенство $\bar{\mu}_1 = \bar{\mu}_2$ имеет место только в отсутствие поглощения, поэтому ДДП-теория описывает распространение излучения в рассеивающей среде приближенно и это приближение тем более точно, чем меньше поглощение.

Решение системы (1) (в двухконстантном ее варианте) дает выражение для коэффициентов диффузного пропускания T и отражения R в виде формул

$$T = \frac{\text{sh } M}{\text{sh}(M + Lz)}, \quad (4)$$

$$\frac{T}{R} = \frac{\text{sh } M}{\text{sh } Lz}, \quad (5)$$

$$R = \frac{\text{sh } Lz}{\text{sh}(M + Lz)}. \quad (6)$$

В этих формулах константы k_1 и k_2 заменены эквивалентной им системой констант L и M

$$L = \sqrt{k_2^2 - k_1^2}, \quad M = -\ln R_\infty = \operatorname{arch} \frac{k_2}{k_1}, \quad k_1 = L/M. \quad (7)$$

Здесь R_∞ — коэффициент диффузного отражения от бесконечно толстого слоя. Из формул (2) и (7) следует, что

$$\alpha = (k_2 - k_1) \bar{\nu}, \quad (8)$$

$$\alpha = LM\bar{\nu}/2. \quad (9)$$

Из формулы (4) следует, что в установившемся глубинном режиме при большой толщине слоя коэффициент диффузного пропускания меняется согласно экспоненциальному закону $T = e^{-Lz}$ и константа L , таким образом, имеет физический смысл показателя ослабления в глубинном режиме. Как следует из формул (4)–(7), для определения констант светорассеяния M и L (или k_2 и k_1) необходимо знание каких-либо двух из трех экспериментальных величин: R , T и R_∞ . Однако константы M и L (или k_2 и k_1) являются косвенными характеристиками вещества, а для определения параметров, характеризующих само вещество, т. е. показателей рассеяния σ и поглощения α , необходимо знание дополнительных констант — $\bar{\nu}$ и ν . Таким образом, из измерений только коэффициентов диффузного пропускания и отражения на основе теории ДДП невозможно определить показатели σ и α .

Выбранное в качестве объекта исследования стекло МС-14 обладает малым поглощением и поэтому является хорошей реальной моделью, имитирующей рассеивающую среду с малым удельным поглощением $\beta = \alpha/\sigma$. У последовательно уменьшаемого по толщине плоского образца стекла МС-14 производились измерения следующих величин: 1) коэффициентов диффузного пропускания и отражения с помощью прибора СФ-2 и установки со светомерным шаром, 2) индикатрис рассеяния коэффициента яркости b при помощи установки, аналогичной описанной в работе [16]. При всех измерениях образец освещался направленным пучком света с длиной волны $\lambda = 550$ нм. Во время измерения индикатрис рассеяния образец помещался на иммерсии между двумя полуцилиндрами из оптического стекла. Наблюдение производилось через цилиндрическую поверхность. Применение этого метода позволило не учитывать влияния границы раздела стекло—воздух на форму измеряемой индикатрисы рассеяния. Для исключения влияния этой границы на результаты измерений коэффициентов диффузного отражения и пропускания экспериментальные значения этих величин были пересчитаны по формулам, указанным в работе [17]. Для расчета по этим формулам необходимо знание коэффициента отражения r_2 от границы стекло—воздух со стороны стекла. Точные значения r_2 для стекла МС-14 неизвестны. Однако известно [17], что для заглуженных молочных стекол $0.3 \leq r_2 \leq 0.4$. Поэтому пересчет экспериментальных коэффициентов отражения и пропускания был выполнен для двух значений $r_2 = 0.30$ и $r_2 = 0.40$. Результаты измерений коэффициентов диффузного отражения и пропускания образца стекла МС-14 при разной его толщине представлены в табл. 1. В этой же таблице в столбцах 4–7 даны значения коэффициентов диффузных отражения R и пропускания T , полученных после пересчета по формулам, учитывающим влияние границы раздела. В следующей табл. 2 в столбцах 2–3 и 6–7 даны результаты расчета константы L по формулам (4) и (6). Во второй строке таблицы указаны номера формул, по которым производился расчет. Значения индекса при L в третьей строке означают тот параметр, на основе измерения которого производился расчет. Обращают на себя внимание колебания величин L , полученных для разных толщин образца, в пределах одной формулы. Так значение L_R при $r_2 = 0.4$ и $z = 0.77$ мм превосходит в полтора раза значение L_R , полученное для $z = 5.03$ мм. В связи с этими сопоставлениями встает вопрос о точности

Таблица 1

Толщина образцов z , мм	Измеренные значения		Измеренные значения после пересчета по формулам учета границ			
			$r_2 = 0.3$		$r_2 = 0.4$	
	τ	r	T	R	T	R
5.96	0.0076	0.969	0.0057	0.978	0.0050	0.980
5.03	0.0105	0.967	0.0079	0.976	0.0068	0.979
4.03	0.0141	0.967	0.0105	0.976	0.0091	0.979
2.37	0.0290	0.955	0.0219	0.966	0.0189	0.971
0.975	0.0740	0.921	0.0571	0.939	0.0498	0.946
0.77	0.0910	0.916	0.0704	0.934	0.0615	0.943
0.52	0.1300	0.850	0.1051	0.880	0.0933	0.894
0.30	0.1946	0.812	0.1619	0.843	0.1453	0.859

Таблица 2

Значения глубинного показателя ослабления L и показателя поглощения α мм⁻¹

Номер строки	Номер столбца								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	толщина z , мм	$r_2 = 0.3$			$r_2 = 0.4$				
4		6	9	4	6	9	4	6	9
3		L_T	L_R	$L_{cp.}$	$\alpha \cdot 10^3$	L_T	L_R	$L_{cp.}$	$\alpha \cdot 10^3$
4	5.93	0.341	0.385	0.363	2.32	0.337	0.272	0.305	1.95
5	5.03	0.340	0.267	0.303	1.85	0.339	0.258	0.299	1.82
6	4.03	0.359	0.329	0.344	2.14	0.356	0.318	0.337	2.10
7	2.37	0.359	0.310	0.335	2.08	0.356	0.306	0.331	2.05
8	0.98	0.357	0.353	0.355	2.21	0.352	0.342	0.347	2.16
9	0.77	0.365	0.413	0.389	2.42	0.359	0.405	0.382	2.38
10	0.52	0.351	0.309	0.330	2.06	0.342	0.300	0.321	2.00
11	0.30	0.372	0.388	0.380	2.37	0.361	0.374	0.368	2.29
Средние значения		0.355	0.344	0.350	2.18	0.350	0.322	0.336	2.09
Средние отклонения		0.009	0.041	0.022	0.15	0.008	0.038	0.022	0.14

определения параметра L , которую можно ожидать, если измерения коэффициентов T и R выполняются с обычными точностями. Поэтому коротко рассмотрим вопрос о связи погрешностей фотометрических измерений T и R и возникающей вследствие этого погрешностью определения L . Если рассматривать влияние погрешностей только фотометрических измерений T и R , считая при этом M постоянной величиной, и пренебречь ошибкой определения толщины z , то на основе формул (4) и (6) получим следующие выражения для относительной погрешности величины L :

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta T}{T} \frac{\text{th}(M + Lz)}{Lz}, \quad (10)$$

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta R}{R} \frac{\text{sh}(M + Lz) \text{sh} Lz}{\text{sh} M Lz}. \quad (11)$$

Из формул следует, что относительная погрешность $\Delta L/L$ определяется не только точностью фотометрических измерений, но и величиной Lz . При больших значениях Lz определение L выгоднее производить на основе измерения коэффициентов пропускания, так как при этом

$\frac{\text{th}(M + Lz)}{Lz} < 1$ и погрешность определения L будет меньше ошибки измерения T . В то же время при больших Lz относительная погрешность $\Delta R/R$ [по формуле (11)] домножается на множитель, много больший единицы, что приводит к большой ошибке определения L . Поэтому определение L на основе измерения коэффициентов отражения следует рекомендовать при малых значениях Lz и возможно большей величине M (т. е. для сравнительно темных материалов).

Рассмотрим те значения погрешностей определения L , которых можно ожидать для измерений, описываемых в настоящем сообщении. Как следует из табл. 2, величина Lz в нашем случае меняется в пределах от 0.1 до 2.0. Для относительной погрешности измерения коэффициента диффузного отражения принимаем значение равное 1%, а для коэффициента

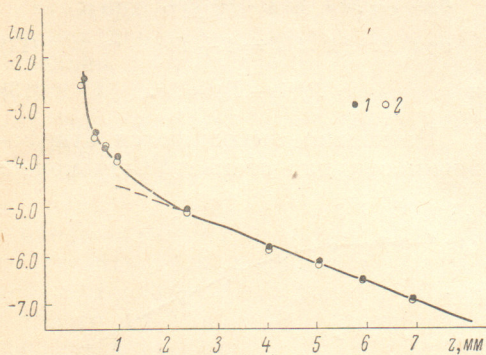


Рис. 1. Зависимость логарифма коэффициента яркости b прошедшего излучения от толщины образца.

1 — угол наблюдения 0° , 2 — угол наблюдения 30° .

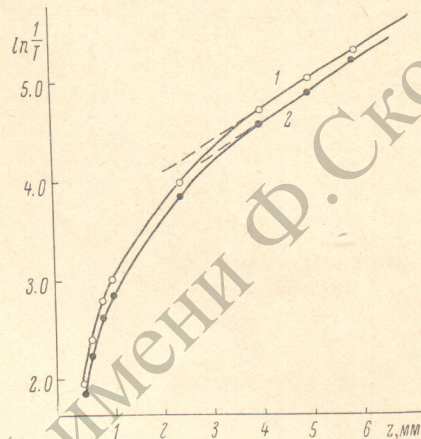


Рис. 2. Зависимость $\ln 1/T$ от толщины образца для $r_2 = 0.4$ (1) и 0.3 (2).

диффузного пропускания — 6%. Тогда при изменении Lz от 0.1 до 2.0 (т. е. z от 0.3 до 5.9 мм) относительная погрешность определения L на основе измерения коэффициента диффузного пропускания находится в пределах от 3 до 7%, а на основе измерения коэффициента диффузного отражения от 6 до 300%. Как видно, погрешность определения L на основе измерений коэффициентов отражения может достигать очень больших значений. Представленные оценки позволяют ориентировочно наметить те точности определения константы L , которые можно ожидать, если расчет L производится на основе фотометрических измерений коэффициентов отражения и пропускания с обычными точностями. Эти же оценки позволяют сделать вывод о том, что в пределах ошибки опыта, значения L , рассчитанные на основе измерений разных параметров — R и T , — совпадают между собой: об этом говорит сравнение величин L_R и L_T табл. 2 между собой. Отметим, что измерение коэффициентов R и T производилось при помощи различных установок.

Кроме коэффициентов диффузного пропускания и отражения, для определения глубинного показателя ослабления L может быть использована и другая фотометрическая величина — коэффициент яркости b . Известно, что независимо от условий освещения в глубинном режиме как коэффициент диффузного пропускания, так и яркость излучения в любом направлении убывают с увеличением толщины слоя по экспоненциальному закону с показателем степени, равным L . Как уже упоминалось выше, нами производились измерения индикатрис коэффициентов яркости при разных толщинах образца. На основе этих измерений на рис. 1 представлен график зависимости логарифма коэффициента яркости от толщины образца при углах наблюдения 0 и 30° . Из графика следует, что в стекле

МС-14 глубинный режим наступает при $z > 2$ мм. Глубинный показатель ослабления L , определенный по линейному участку зависимости $\ln b = f(z)$, оказался равным 0.36 мм^{-1} , что хорошо согласуется со значениями L , указанными в табл. 2. Обращает на себя внимание этот факт хорошего согласования значений L , которые следуют из измерений различных фотометрических величин при помощи разных установок и разным способом исключения влияния границы раздела.

На рис. 2 представлен график зависимости $\ln 1/T$ от толщины образца, который имеет характер, совершенно аналогичный графику зависимости $\ln b = f(z)$ рис. 1: линейная зависимость в области $z \geq 2$ мм (глубинный режим) и отступление от нее при меньших толщинах образца. Линейная зависимость $\ln 1/T$ от z при больших значениях z следует также и из формул теории ДДП. Действительно, в предельных случаях формулы (4) и (6) приводятся к более простому виду

$$\text{при } Lz \gg 1 \quad \ln 1/T = \frac{L}{M}z,$$

$$\text{при } Lz \ll 1 \quad 1/T = 1 + Lz \quad (12)$$

$$\text{и} \quad R/(1-R) = Lz \quad (13)$$

Насколько выполняются эти зависимости для стекла МС-14 можно

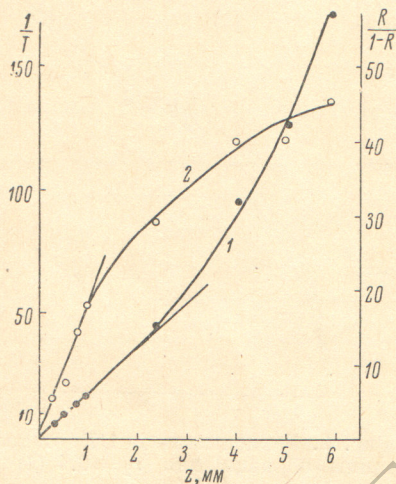


Рис. 3. Зависимости $1/T$ (1) и $R/(1-R)$ (2) от толщины образца.

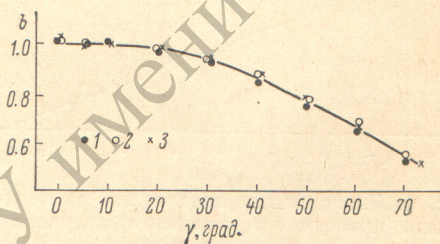


Рис. 4. Индикатрисы коэффициента яркости b прошедшего излучения в относительных единицах для образцов толщиной $z=0.98$ (1), 5.96 (2) и 0.30 мм (3).

судить по уже рассмотренному рис. 2 и рис. 3, по осям ординат которого отложены величины $R/(1-R)$ и $1/T$. Как видно, ни на одном из графиков не наблюдается линейная зависимость функций $\ln 1/T$, $1/T$ и $R/(1-R)$ от z по всему диапазону толщины z (от 0.3 до 6 мм). Однако при малых толщинах ($0.30 \leq z \leq 0.975$) от z линейно зависят функции $R/(1-R)$ и $1/T$, а при больших толщинах ($z > 2$ мм) имеет место линейная зависимость $\ln 1/T$ от z . Таким образом, стекло МС-14 представляет собой объект, на котором при реальных значениях толщины можно полностью проследить закономерности, определяемые формулами (4) и (6) от одного предельного случая ($Lz \ll 1$) до другого ($Lz \gg 1$). Значения константы L , определенные по углу наклона прямолинейных участков функциональных зависимостей, попадают, естественно, в пределы значений L , указанных в табл. 2. Интересно, что формулы (12) и (13) экспериментально подтверждаются с точностью до постоянных членов, которые имеют значения $m_1 = 1$ в формуле (12) и $m_2 = 0$ в формуле (13) [если представить формулы (12) и (13) в виде $y = m_i + l_i x$, где $x = z$ — толщине образца]. Расчет, выполненный по методу наименьших квадратов, по экспериментальным точкам, лежащим на прямолинейных участках зависимостей $1/T = f(z)$ и $R/(1-R)$, дал значения $m_1 = 0.98$, $m_2 = 0.08$ для $r_2 = 0.3$ и $m_1 = 0.81$, $m_2 = 0.05$ для $r_2 = 0.4$.

Далее остановимся на результатах расчета показателя поглощения α , представленных в столбцах 5 и 9 табл. 2. Расчет α производился по формуле (9), в которую вводились средне-арифметические значения L ,

указан
знать
форму
индика
и отра
и μ_2 р
(0.7%),
средн
Значен
2 мм.
а след
до 0.3
ством
толщи
расчет
 L , что
так ка
вател
нения
них ф
По
том, ч
из ве
с очен
но ск
ния α
а тако
как о
На
вопро
теори
татов.
имеют
ДДП:
среды
мали
произ
выход
Ве
имеет
ляется
ченко
кости
мул (α)
 $\ln b =$
циаль
незави
таким
(4) и
диффу
 R не
к хар
стью
очень
устан
котор
Чт
ний т
стояш
корре

указанные в столбцах 4 и 8 табл. 2. Для определения α необходимо знать значение среднего косинуса $\bar{\mu}$. Эта величина была определена по формуле (2) методом графического интегрирования на основе измерения индикатрис рассеяния прошедшего излучения для $\bar{\mu}_1$ (столбец 2 табл. 3) и отраженного излучения для $\bar{\mu}_2$ (столбец 3). Как видно из сравнения $\bar{\mu}_1$ и $\bar{\mu}_2$ различие между ними невелико (в среднем $\bar{\mu}_1 > \bar{\mu}_2$ всего лишь на 0.7%). Для расчета показателя поглощения α использовалось значение, среднее между $\bar{\mu}_1$ и $\bar{\mu}_2$. Это значение $\bar{\mu}$ указано в 4-м столбце таблицы. Значение $\bar{\mu}$ было рассчитано только для образцов с толщиной большей 2 мм. Однако измерения показали, что форма индикатрисы рассеяния, а следовательно, и значения $\bar{\mu}$ при уменьшении толщины образца вплоть до 0.3 мм практически не меняется, что видно из рис. 4. Этим постоянством формы тела яркости можно объяснить тот факт, что даже при тех толщинах, при которых уже не реализуется глубинный режим (при $z < 2$), расчет дает те же значения константы L , что и при глубинном режиме (табл. 2), так как ввиду постоянства $\bar{\mu}$, а следовательно, и постоянных k_1 и k_2 уравнения (1), поэтому и вытекающие из них формулы (4) и (6) сохраняют силу.

Полученные значения α говорят о том, что стекло МС-14 является одним из немногих рассеивающих объектов с очень малым поглощением. Достаточно сказать, что показатель поглощения α стекла МС-14 на порядок меньше α такого известного белого материала, как окись магния [5].

Наконец, остановимся на последнем вопросе — корректности применения теории ДДП для обработки описанных экспериментальных результатов. В описанных опытах и последующей обработке их результатов имеют место следующие отступления от требований, налагаемых теорией ДДП: 1) при измерениях коэффициентов T и R освещение исследуемой среды производится не диффузным, а направленным, падающим по нормали к поверхности пучков света; 2) расчет значения среднего косинуса $\bar{\mu}$ производится на основе измерения индикатрис рассеяния излучения, выходящего из рассеивающего слоя, а не в его толще.

Весьма существенным моментом в полученных результатах, который имеет непосредственное отношение к рассматриваемому вопросу, является факт совпадения глубинного коэффициента ослабления L , полученного из непосредственных измерений зависимости коэффициента яркости b от толщины образца, и значений L , полученных расчетом из формул (4) и (6) на основе измерений T и R . Определение L из зависимости $\ln b = f(z)$ является в нашем опыте вполне корректным, так как экспоненциальный закон изменения яркости в глубинном режиме соблюдается независимо от характера освещения среды. Совпадение определенного таким образом значения L со значениями L , рассчитанными по формулам (4) и (6), говорит о том, что применение направленного освещения вместо диффузного при измерениях коэффициентов пропускания T и отражения R не привело к ошибкам в определении L . Эта малая чувствительность к характеру освещения определяется высокой рассеивающей способностью стекла МС-14 и малым его поглощением, что приводит к тому, что очень быстро в непосредственной близости к освещаемой поверхности устанавливается распределение светового поля, близкое к диффузному, которое остается неизменным с ростом глубины.

Что касается несоответствия экспериментальных условий и требований теории при определении среднего косинуса $\bar{\mu}$, то этот вопрос в настоящем сообщении рассматриваться не будет. Заметим только, что некорректность определения $\bar{\mu}$ не изменяет сделанных выше заключений,

Таблица 3

Значения средних косинусов угла наклона световых пучков

Толщина образцов z , мм	$\bar{\mu}_1$	$\bar{\mu}_2$	$\bar{\mu}$
5.96	0.632	0.646	0.639
5.03	0.612	0.606	0.609
4.03	0.625	0.620	0.623
2.37	0.630	0.610	0.620
Средние значения	0.625	0.621	0.629

связанных с результатами определения глубинного показателя ослабления L , так как значения μ не используются при его расчетах.

Анализ изложенных результатов позволяет сделать следующее заключение: к такой рассеивающей среде, какой является молочное стекло марки МС-14 ($L \approx 0.3 \text{ мм}^{-1}$, $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ мм}^{-1}$), вполне применима теория ДДП, которая хорошо описывает закономерности изменения с толщиной z коэффициентов диффузного отражения R и пропускания T и дает правильные значения константы светорассеяния L . При этом правильные значения L следуют из расчетов, в основу которых положены значения коэффициентов R и T , измеренных при направленном освещении исследуемой среды.

Литература

- [1] М. М. Гуревич. Тр. ГОИ, 6, вып. 57, 1, 1931; Phys. Z., 31, 753, 1930.
- [2] P. Kubelka, F. Munk. Z. tech. Phys., 20, 593, 1931.
- [3] Г. В. Розенберг. Усп. физ. наук, 69, 57, 1959.
- [4] Г. В. Розенберг. Спектроскопия рассеивающих сред. Изд. АН БССР, Минск, 1963.
- [5] Г. В. Розенберг, М. Ю. Сахновский, С. Г. Гуминецкий. Опт. и спектр., 23, 797, 1967.
- [6] Г. В. Розенберг. Усп. физ. наук, 91, 569, 1967.
- [7] Е. С. Кузнецов. ДАН СССР, 37, 237, 1942.
- [8] Н. А. Войшвилло. Опт. и спектр., 12, 443, 1962.
- [9] A. Schuster. Astrophys. J., 21, 1, 1905.
- [10] R. Mecke. Ann. Phys., 65, 257, 1921.
- [11] Г. А. Гамбургев. Ж. русск. физ.-хим. общества, часть физ., 56, 225, 1924.
- [12] А. А. Гершун. Тр. ГОИ, 11, вып. 90, 43, 1936.
- [13] В. Г. Кастров. Ж. геофизики, № 2, 123, 1933.
- [14] А. Н. Гордов. Ж. геофизики, № 4, 295, 1936.
- [15] S. Q. Duntley. J. Opt. Soc. Am., 33, 252, 1943.
- [16] Н. А. Войшвилло. Опт. и спектр., 3, 281, 1957.
- [17] J. W. Ryde. Proc. Roy. Soc., A131, 451, 464, 1931.
- [18] W. C. Stokes. Mathem. and Phys. Papers, 4, 145, 1904.

Поступило в Редакцию 20 мая 1970 г.

С п
чены п
диэлект
распред

От
плоски
предел
интенс
в знач

Из
распре
по тип
нению
систем
индек
ных н
ванны
интен

где H
баний

Ка
и в ре
так к
зывает

По
ний в
запис

где

ω_0 —
П

П
прод