

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕИВАТЕЛЕЙ
В ПЛОТНЫХ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

С.Д. Захаров, Н.П. Коротков

Разработан метод определения средних значений сечений рассеяния и поглощения света, а также косинуса угла рассеяния в концентрированных мелкодисперсных средах, для которых применимо диффузионное приближение теории переноса излучения. Метод реализован для суспензии эритроцитов с объемной долей клеток 0,3.

Для того, чтобы охарактеризовать свойства мелкодисперсной случайно-неоднородной среды в отношении упругого рассеяния света, достаточно указать объемную долю частиц N , их средние значения транспортного сечения, сечений рассеяния и поглощения. Для экспериментального определения этих параметров измерения обычно выполняют в условиях применимости однократного рассеяния, когда результаты легко могут быть интерпретированы /1/. Если среда является плотной ($N \gg 10^{-2}$), то приходится прибегать к ее искусственному разрежению (разбавлению). Однако в подобных случаях измеренные значения не всегда можно использовать для характеристики светорассеяния в исходном образце. Прежде всего это связано с процессами агрегации и фрагментации в исходном образце мелкодисперсной структуры, в результате чего средний размер частиц оказывается существенно зависящим от N /2/. Кроме того, в достаточно концентрированных средах ($N \gg 0,3$) нарушается справедливость приближения независимых рассеивателей из-за взаимной корреляции поля в отдельных актах рассеяния. По мере увеличения N это приводит к отклонению эффективных показателей рассеяния от их значений для разреженной среды даже в отсутствие агрегации. Хотя прямое определение оптических параметров плотных сред является актуальной задачей, надежные и удобные способы их регистрации практически отсутствуют из-за принципиальных трудностей решения обратной задачи многократного рассеяния /3/.

В настоящей работе использовано то обстоятельство, что к плотным средам применимо диффузионное приближение теории переноса излучения /4/, в рамках которого задача об излучении точечного изотропного источника имеет точное решение /5/. В данной работе корректно решена обратная задача об излучении точечного источника в безграничной среде и разработан простой способ определения эффективных характеристик рассеивателей, основанный на решении обратной задачи. В эксперименте смоделирована геометрия точечного источника в безграничной среде. В качестве рассеивающей среды взята суспензия эритроцитов, об оптических свойствах которых уже имеются сведения /6/.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1а. Пучок от гелий-неонового лазера, модулированный прерывателем (частота 250 Гц, длина волны 0,633 мкм), делился на две части, одна из которых через микрообъектив фокусировалась в передающий световод с диаметром внутренней жилы 100 мкм, прикрепленный к микрометрическому столику. На конце световода приклеен шарик из молочного стекла диаметром 700 мкм. Шарик, имитировавший точечный изотропный источник, помещался внутрь проточной кюветы из нержавеющей стали диаметром $2,4 \cdot 10^4$ мкм; герметичный ввод световода допускал его продольное перемещение. Часть диффузно рассеянного в суспензии излучения попадала на приемный световод (рис. 1б), сочлененный с фотодетектором и усилителем, сигнал с которого поступал на информационный вход синхронного детектора. Другая часть исходного лазерного пучка использовалась для формирования опорных импульсов. Выходной сигнал с синхронного детектора регистрировался на самописце.

Эритроциты, выделенные из донорской крови, трансформировались в сферы без изменения их объема по методике /7/. Измеренная концентрация эритроцитов составила $3,8 \cdot 10^6$ мм⁻³. Начальное расстояние r_0 между приемником и источником устанавливалось 1,5 мм. Затем суспензия заливалась в контур и включалась система циркуляции. Включением микродвигателя, вал которого соединен с валом микрометрического столика, осуществлялось непрерывное перемещение источника относительно приемника до конечного расстояния 4,5 мм.

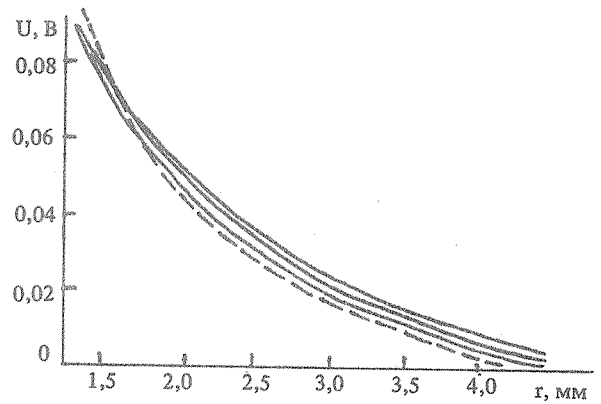
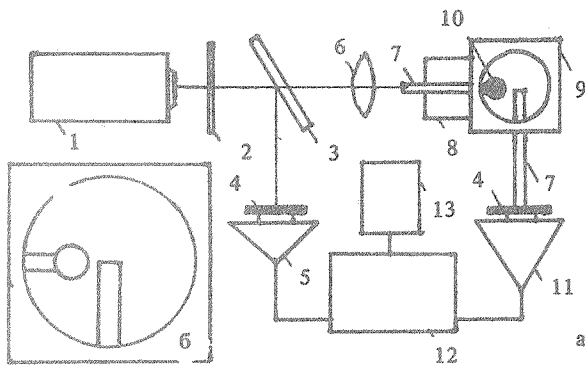


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – He-Ne лазер, 2 – модулятор, 3 – светоделительная пластина, 4 – фотодетектор, 5 – формирователь импульсов, 6 – микрообъектив, 7 – световод, 8 – микрометрический столик, 9 – кювета, 10 – шарик из молочного стекла, 11 – усилитель, 12 – синхронный детектор, 13 – самописец.

Рис. 2. Зависимость выходного сигнала фотоприемника от расстояния между источником и приемником: сплошные кривые – эксперимент, пунктирная кривая – расчет по формуле (3).

На рис. 2 приведены записи сигналов, зарегистрированные последовательно с временным интервалом в 3 мин, демонстрирующие степень воспроизводимости результатов.

Принимаемая диффузная интенсивность может быть рассчитана как $U_d = U_v / ASK$, где U_v – принимаемый сигнал в вольтах, A – площадь приемной апертуры ($3,14 \cdot 10^{-2} \text{ мм}^2$), S – чувствительность фотодетектора ($0,28 \text{ А/Вт}$), K – коэффициент усиления (10^8 В/А).

Решение уравнения для средней диффузной интенсивности в диффузионном приближении теории переноса излучения от точечного изотропного источника хорошо известно [5]:

$$U_d = [(\rho \sigma_{tr} P_0 / 3 / 4\pi) \exp(-\kappa_d r)] / 4\pi r. \quad (1)$$

Здесь U_d – средняя диффузная интенсивность; $\sigma_{tr} = \sigma_s(1 - \bar{\mu}) + \sigma_a$ – транспортное сечение; $\kappa_d^2 = 3\rho\sigma_a\rho\sigma_{tr}$; σ_s и σ_a – сечения рассеяния и поглощения отдельного рассеивателя; $\bar{\mu}$ – средний косинус угла рассеяния; ρ – концентрация рассеивателей; P_0 – мощность источника. Диффузионное приближение справедливо, когда альбедо $W = \sigma_s / \sigma_t$ близко к единице и частицы в основном рассеивают, а не поглощают. Кроме того, должно выполняться условие $\rho \gg 10^{-2}$. Этим условиям хорошо удовлетворяет использованная здесь суспензия, в которой $\rho \sim 0,3$, $W = 0,994 - 0,999$.

Информация об интересующих нас величинах содержится в κ_d и множителе $\rho\sigma_{tr}$. Для выделения этих величин применен следующий способ.

1. Брались отношение интенсивностей (1) в двух произвольно выбранных точках r_0 и r :

$$U_d(r_0) / U_d(r) = (1 + \Delta r / r_0) \exp(\kappa_d \Delta r). \quad (2)$$

При условии $\Delta r \ll r_0$, где $\Delta r = r - r_0$, можно пренебречь первым множителем в (2), и

$$\kappa_d = (1/\Delta r) \ln U_d(r_0) / U_d(r).$$

2. Рассчитывалась зависимость (1) для принимаемого сигнала:

$$U_v = [\gamma AKS\rho\sigma_{tr}P_0(3/4\pi)(\omega/4\pi)\exp(-\kappa_d r)] / 4\pi r, \quad (3)$$

где γ – коэффициент потерь при вводе/выводе излучения (0,7); ω – приемный телесный угол ($1,37 \cdot 10^{-1} \text{ рад}$); $P_0 = 6 \text{ мВт}$. Далее полагали $\rho\sigma_{tr} = 1 \text{ мм}^{-1}$ и строили кривую (3) (рис. 2). Тогда $\rho\sigma_{tr}$ можно вычислить как отношение ординат "экспериментальной" и "теоретической" кривых:

$$\rho\sigma_{tr} = U_V^E/U_V^T(\rho\sigma_{tr} = 1 \text{ мм}^{-1}).$$

Зная концентрацию эритроцитов, $\rho\sigma_{tr}$ и κ_d , найдем из выражения для κ_d^2 сечение поглощения σ_a и транспортное сечение σ_{tr} .

3. Теперь воспользуемся хорошо известными выражениями для поперечников ослабления и поглощения сфер, полученными в приближении ВКБ, и построим зависимости сечений поглощения и рассеяния от фазового сдвига ρ^* /5/. Относительный показатель преломления, который входит в эти зависимости, для эритроцитов вычислялся по формулам, приведенным в /8/. Значение показателя преломления среды принималось равным 1,33. Из графика $\sigma_a(\rho^*)$ найдем ρ^* по полученному выше σ_a и, затем радиус эритроцита $a = \rho^*\lambda_{cp}/4\pi(n-1)$ и его сечение рассеяния из графика $\sigma_s(\rho^*)$. Окончательно, зная σ_{tr} , σ_s и σ_a , найдем $\bar{\mu}$ из выражения для транспортного сечения.

Для использованного в данной работе образца крови измерения дали следующие значения: $\sigma_s = 58 \text{ мкм}^2$, $\sigma_a = 0,079 \text{ мкм}^2$, $\sigma_{tr} = 0,383 \text{ мкм}^2$, $\bar{\mu} = 0,9947$, $a = 2,57 \text{ мкм}$ (эритроциты оксигенированы). Для сравнения приведем некоторые значения этих величин, полученные в /6/ независимым способом: $\sigma_s = 57 \text{ мкм}^2$, $\sigma_a = 0,09 \text{ мкм}^2$. Длина волны излучения всюду $0,633 \text{ мкм}$.

Полученные результаты говорят о хорошей воспроизводимости измерений. Конечная ошибка складывается из разброса получаемых кривых (отсюда неточность в определении κ_d и $\rho\sigma_{tr}$), а также ошибки в определении концентрации, и не превышает 5%.

Изложенный метод позволяет изучать динамику агрегатообразования в цельной крови по изменению эффективных сечений и радиуса рассеивателя, а также уточнить границы применимости диффузионного приближения при очень больших концентрациях частиц, когда существенными становятся кооперативные процессы.

Авторы благодарны Р.В. Амбарцумяну за поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. М., ИИЛ, 1962.
2. Sorensen C.M., Zhang H.X., Taylor T.W. Phys. Rev. Lett., 59, 363 (1987).
3. Шифрин К.С. Введение в оптику океана. М., Наука, 1983.
4. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
5. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М., Мир, 1981.
6. Reynolds L., Johnson C., Ishimaru A. Appl. Optics, 15, 2057 (1976).
7. Kim Y.R., Ornstein L. Cytometry, 3, 419 (1983).
8. Tusk D.H. et al. Appl. Optics, 9, 24 (1985).

Поступила в редакцию 13 октября 1987 г.