

УДК 535.41

ФИЗИКА

М. Л. ГУРАРИ, А. А. МАГОМЕДОВ, В. А. НИКАШИН,
Г. И. РУКМАН, В. К. САХАРОВ, Б. М. СТЕПАНОВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ СЕДИМЕНТАЦИИ И КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ БРОУНОВСКИХ ЧАСТИЦ МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

(Представлено академиком П. А. Ребиндером 23 II 1971)

В данной работе рассматривается способ измерения коэффициента диффузии и скорости седиментации статистической совокупности частиц, основанный на голографическом методе «двойной экспозиции» ⁽¹⁾.

Схема экспериментальной установки (рис. 1) представляет собой обычную двухлучевую голографическую схему с рассеивателем, который в данном случае является объектом исследования. Оптический клин поме-

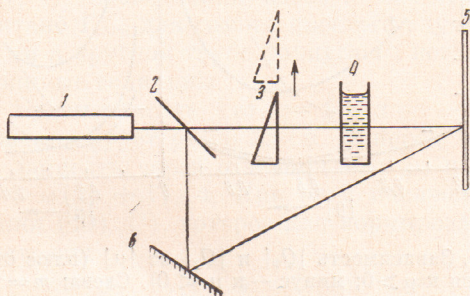


Рис. 1

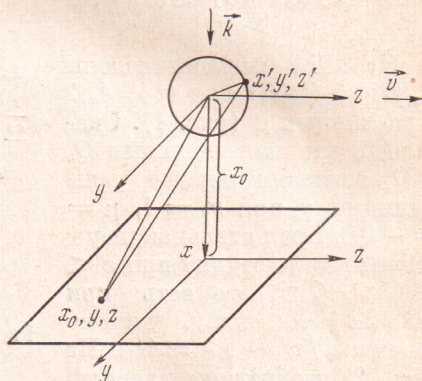


Рис. 2

Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — ОКГ, 2 и 6 — зеркала, 3 — оптический клин, 4 — кювета с исследуемой взвесью, 5 — фотопластинка

Рис. 2. Модель расчета восстановленной интерферограммы

щается перед рассеивателем только в одной из экспозиций. Это создает регулярный фазовый сдвиг на частицах рассеивателя и приводит к появлению интерференционной картины на восстановленном изображении. Так как состояние рассеивателя между экспозициями изменяется, видность интерферограммы является функцией параметров среды, координат и времени.

Фиксируемая голограммой разность фаз рассеянного частицами излучения в двух экспозициях является суммой регулярного сдвига $\Delta\varphi$ и случайного $\Delta\tilde{\varphi}$. Интенсивность I поля восстановленного изображения поэтому будет:

$$I \sim |1 + \exp\{i(\Delta\tilde{\varphi} + \Delta\varphi)\}|^2, \quad (1)$$

откуда видность V интерферограммы

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \langle \cos \Delta\tilde{\varphi} \rangle \approx 1 - \frac{\langle \Delta\tilde{\varphi}^2 \rangle}{2}. \quad (2)$$

К статье М. Л. Гулари, А. А. Магомедова и др.

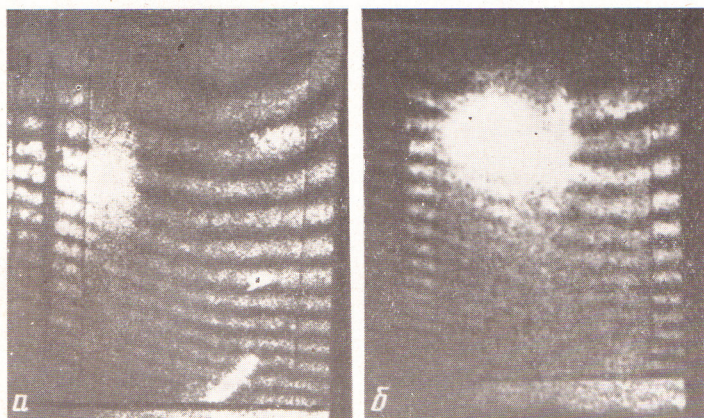


Рис. 3. Восстановленные интерферограммы. а — $t = 3$ мин., б — $t = 6$ мин.

К статье Е. А. Абрамяна, В. А. Корнилова и др., стр. 56

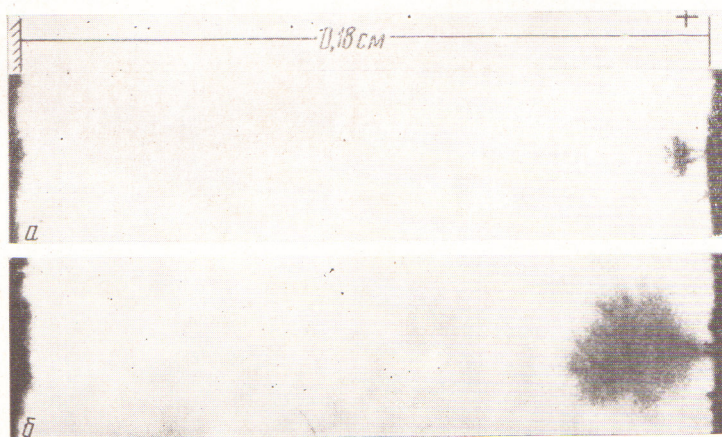


Рис. 4. Кадровые фотографии разряда, полученные теньвым методом. Время экспозиции кадра 15 мсек., $\rho^* = 10^7$ ом·см

Здесь $\langle \rangle$ обозначает процедуру статистического усреднения по ансамблю частиц. При этом рассматривается случай небольших фазовых сдвигов.

Если пренебречь процессами многократного рассеяния, что справедливо для сред с малой плотностью рассеивающих центров и малых толщин, то, как следует из рис. 2, сдвиг фазы, обусловленный перемещением частицы из центра сферы в точку (x', y', z') , регистрируемый в точке (x_0, y, z) на фотопластине, определяется выражением:

$$\Delta\tilde{\varphi} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{x'x_0 + y'y + z'z}{\sqrt{x_0^2 + y^2 + z^2}} - x \right), \quad (3)$$

где λ — длина волны падающего излучения, x_0 — расстояние от рассеивателя до фотопластины. Второй член справа (3) описывает запаздывание фазы падающей плоской волны.

Функция распределения, описывающая броуновское движение, является решением уравнения Эйнштейна — Фоккера — Планка и при учете постоянного дрейфа частиц (седиментации) со скоростью v в направлении оси z имеет вид:

$$w(x', y', z') = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{x'^2 + y'^2 + (z' - vt)^2}{4Dt} \right\}, \quad (4)$$

где t — время и D — коэффициент диффузии броуновского движения.

Подставляя (3) и (4) в (2), при $y, z \ll x_0$ получим выражение для видности:

$$V(y, z) = 1 - \frac{2\pi^2}{\lambda^2 x_0^2} \{ 2Dty^2 + (2Dt + v^2t^2)z^2 \}. \quad (5)$$

Сдвиг фазы, обусловленный процессами многократного рассеяния, отличается от (3) на величину $\Delta\tilde{\varphi}'$, не зависящую от точки регистрации на фотопластине, и являющуюся функцией координат $\mathbf{r}_i$ всех рассеивающих частиц:

$$\Delta\tilde{\varphi}'(\dots \mathbf{r}_i \dots) = \sum \frac{\partial \varphi'(\dots \mathbf{r}_i \dots)}{\partial \mathbf{r}_i} \Delta \mathbf{r}_i. \quad (6)$$

Тогда для дисперсии фазы получим:

$$\langle \Delta\tilde{\varphi}'^2 \rangle = \sum_{i,j} \frac{\partial \tilde{\varphi}'}{\partial \mathbf{r}_i} \frac{\partial \tilde{\varphi}'}{\partial \mathbf{r}_j} \langle \Delta \mathbf{r}_i \Delta \mathbf{r}_j \rangle. \quad (7)$$

Если движение броуновских частиц некоррелировано, то смешанные корреляционные моменты в (7) равны нулю, а если рассеивающая система однородна, дисперсия $\langle \Delta \mathbf{r}_i^2 \rangle$ не зависит от индекса. Тогда

$$\langle \Delta\tilde{\varphi}'^2 \rangle = \langle \Delta r^2 \rangle \sum \left(\frac{\partial \tilde{\varphi}'}{\partial \mathbf{r}_i} \right)^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} (6Dt + v^2t^2) A(d, \rho), \quad (8)$$

где $A(d, \rho)$ — функция толщины кюветы d и концентрации ρ броуновских частиц.

В экспериментах в качестве рассеивающей среды использовался глицерин (вязкость 6,5 пуаз при комнатной температуре) со взвешенными в нем частицами ZrO_2 радиуса 0,6 μ . Толщина кюветы 1 мм. На рис. 3 приведены типичные интерферограммы. Яркое пятно на каждой из них соответствует прямому прохождению волны на участок голограммы, используемой для восстановления. Падение видности с увеличением угла наблюдения особенно заметно вблизи матированных боковых стенок кюветы, на поверхности которых видность интерферограммы не изменяется. Обработка интерферограмм ($t_1 = 1$ мин., $t_2 = 3$ мин.) по формуле (5) дала

результаты для коэффициента диффузии $D = 10^{-11}$ см²/сек и скорости седиментации $v = 3,7 \cdot 10^{-7}$ см/сек с ошибками 30 и 20% соответственно. В пределах указанных ошибок найденные значения совпали с расчетными.

По-видимому, рассмотренная методика может найти применение при исследовании самых разнообразных статистических светорассеивающих объектов. Точность измерений может быть существенно улучшена.

Поступило
2 II 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ L. O. Heflinger, R. F. Wuerker, R. E. Brooks, J. Appl. Phys., 37, 642 (1966).