при различных температурах газа и его плотности. Зная плотность газа из независимых измерений, по показаниям двух детекторов с использованием расчетных спектров для данной плотности можно определить искомую температуру. Наличие в блоке двух детекторов позволяет исключить влияние колебаний нейтронной мощности, если в качестве источника нейтронов используются нейтроны утечки из активной зоны. Реальные средние линейные размеры замедляющего блока составляют 100—500 мм в зависимости от вида замедлителя. Для использования рассматриваемого метода на практике необходимо провести дополнительные исследования по обоснованию основных параметров такого типа термометра, а также преодолеть ряд технических трудностей.

Однако основное преимущество метода — отсутствие видимого предела измеряемых температур — делает его привлекательным для практического использования при освоении области сверхвысоких температур.

Авторы выражают благодарность Г. А. Илясовой и М. Я. Банкрашковой за их любезное содействие в проведении расчетов энергетических спектров нейтронов.

Поступила 27 IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. **Fleck C. M. und Meisterl J.** Das Verhalten der Neutronentemperatur während eines Leistungsimpulses.— «Atomkernenergie», 1968, Jg 13, N 6.
2. **Луганский Л. Б., Питаевский Л. П., Фикс В. Б.** Диагностика плотной плазмы с помощью медленных нейтронов.— «Письма в ЖТФ», 1976, т. 2, вып. 2.
3. **Марчук Г. И., Турчин В. Ф., Смелов В. В., Илясова Г. А.** Методы расчета спектра медленных нейтронов.— «Атомная энергия», 1962, т. 13, вып. 6.
4. **Бейстер Дж., Нейл Дж. М.** Спектры тепловых нейтронов.—В кн.: Спектры медленных нейтронов. М., Атомиздат, 1971.

УДК 621.384

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ВЗВЕШЕННЫХ В ДВУХФАЗНЫХ СРЕДАХ ЧАСТИЦ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОНИКАЮЩЕЙ РАДИАЦИИ

А. Г. Боровой

(*Томск*)

Определение концентрации, размеров и внутренней структуры взвешенных в двухфазных средах макроскопических частиц бесконтактными методами является важной технической задачей. Если размеры частиц порядка длины волны света, то для этой цели широко используются методы, основанные на рассеянии света частицами. Наиболее прямой метод заключается в наблюдении оптического сигнала, рассеянного отдельной частицей [1]. Имеется также ряд методов, где регистрируется суммарный сигнал от большого числа частиц, но при этом должно быть пренебрежимо малым многократное перерассеяние света на частицах [2, 3]. Вместе с тем сложная зависимость амплитуды рассеяния от показателя преломления, формы частиц и т. д., а также нарастание фона многократно рассеянного света при увеличении толщины рассеивающего слоя ограничивают область применения таких методов и делают желательным, например, для калибровки приборов, использование других методов измерения.

Цель данной работы — обратить внимание на целесообразность использования для исследования двухфазных сред проникающей радиации, которая успешно используется в радиационной дефектоскопии [4] и для контроля состава и плотности веществ [5]. Отметим наиболее важные преимущества предлагаемого метода. Во-первых, взаимодействие с отдельными частицами не испытывающего преломления излучения описывается простыми выражениями, что существенно облегчает интерпретацию результатов. Во-вторых, при наиболее информативной схеме исследования рассеивающих сред «на просвет» малоинформативный фон многократно рассеянного излучения (или, по терминологии физики защиты от излучений, фактор накопления [6]) будет нарастать с увеличением толщины рассеивающего слоя намного медленнее, чем для света. Это позволит исследовать радиационными методами «оптически плотные» двухфазные среды.

Ниже рассмотрена возможность определения функции распределения частиц по размерам по измерению ослабления излучения в зависимости от линейного коэффициента ослабления внутри частиц.

Рассмотрим ослабление коллимированного пучка излучения с плотностью потока I_0, падающего нормально на однородный слой двухфазной среды толщиной d. Линейный коэффициент ослабления жидкости или газа μ_0 будем считать постоянным. Разность между линейным коэффициентом ослабления внутри i-й частицы и μ_0 обозначим функцией $\mu_i(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)$, где $\mathbf{r}_i$ — положение центра i-й частицы, функция $\mu_i(\mathbf{r})$ определяет внутреннюю структуру i-й частицы и обращается в нуль на расстояниях, больших размера частиц. При фиксированной конфигурации рассеивающих частиц плотность потока ослабленного по экспоненте излучения в точке $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$ плоскости $z = d$, ограничивающей слой, запишем в виде

$$I(\boldsymbol{\rho}) = I_0 e^{-\mu_0 d - \sum\limits_{i=1}^{n} l_i(\rho - \rho_i)}, \tag{1}$$

где $l_i(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_i) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \mu_i(x - x_i, y - y_i, z - z_i)\, dz$ и суммирование проходит по всем частицам, пересекающим луч $\boldsymbol{\rho} = \mathrm{const}$. Выражение (1) определяет с точки зрения уравнения переноса поток частиц излучения, не испытавших столкновений. Оно справедливо при таких толщинах слоя d, когда фактор накопления такой гетерогенной среды близок к единице. Значение фактора накопления для различных сред приводится, например, в [6]. С другой стороны, при рассеянии коротковолнового излучения с длиной волны λ на частицах с линейными размерами a ($\lambda \ll a$) за счет когерентного рассеяния с расстояний порядка a^2/λ образуется расходящаяся сферическая волна, которая интерферирует с падающей. Следовательно, при условии $d > a^2/\lambda$ не применимо уравнение переноса и надо учитывать волновую природу излучения. Такое рассмотрение (на котором здесь не останавливаемся) показывает, что выражение (1) будет справедливо и в случае $d > > a^2/\lambda$, если линейные размеры приемника R и угол приема излучения θ достаточно велики ($R > \lambda d/a$, $\theta > \lambda/a$).

При изменении конфигурации частиц плотность потока (1) будет флуктуировать в плоскости $z = d$ с радиусом корреляции порядка a и временем корреляции a/v, v — скорость частиц. В этом случае представляют интерес только статистические характеристики излучения, получаемые усреднением по конфигурациям системы частиц. Примем, что частицы в среде статистически независимы, тогда все статистические характеристики функции (1) легко вычисляются [7]. В частности, средняя плотность потока имеет вид

$$\langle I(\boldsymbol{\rho})\rangle = I_0 \exp\left[-\mu_0 d + cd \int \left(e^{-l(\rho - \rho', \alpha)} - 1\right) d\boldsymbol{\rho}'\, p(\alpha)\, d\alpha\right] = I_0 e^{-\mu_0 d - cd\langle S\rangle}. \tag{2}$$

Здесь $l(\rho-\rho', \alpha)$ — это функция $l_i(\rho-\rho_i)$ при $\rho_i = \rho'$, где зависимость функции $l_i(\rho)$ от внутренних параметров, например формы, ориентации в пространстве и т. д., записана как зависимость от совокупности параметров α. При фиксированном значении параметра α интеграл по ρ' определяет сечение ослабления на данной частице $S(\alpha)$. Функцией $p(\alpha)$ обозначена плотность распределения частиц в системе по параметру α $\left(\int p(\alpha)d\alpha = 1\right)$. Таким образом, интеграл в выражении (2) есть среднее по различным сортам частиц и по их ориентациям в пространстве сечение ослабления на одной частице $\langle S\rangle$. Счетная концентрация частиц, т. е. среднее число частиц в единице объема в однородной среде, является константой c.

При $\mu_0 = 0$ величины l_i и $\langle S \rangle$ положительны, и выражение *(2)* дает экспоненциальное ослабление средней интенсивности на системе частиц с линейным коэффициентом ослабления $(c\langle S\rangle)^{-1}$. При распространении, например, излучения в жидкости с пузырьками газа величины l_i и $\langle S\rangle$ отрицательны, и отношение средних плотностей потока излучения $\langle I\rangle$ для гетерогенного и однородного слоев будет экспоненциально расти. Если при известных величинах d и $\langle S\rangle$ определять концентрацию частиц по величине ослабления в слое, то в последнем случае $(\langle S\rangle < 0)$ для определения величины c потребуется меньшая точность измерения потока $\langle I\rangle$.

Среднее сечение ослабления для частиц произвольной формы и внутренней структуры определяется в отличие от рассеяния света на этих же частицах довольно простым интегралом (2), который может быть вычислен аналитически или численными методами. Для однородных частиц с $\mu = \mathrm{const}$ и линейными размерами a этот интеграл вычисляется в общем виде в двух предельных случаях. При слабом ослаблении в одной частице $(-1 \ll a\mu \ll 1)$ сечение пропорционально объему V частицы: $S \approx \mu V$ и $\langle S\rangle \approx \mu \langle V\rangle$. При сильном ослаблении $(a\mu \gg 1)$ сечение приближается к площади проекции S_*: $S \approx S_*$ и $\langle S\rangle \approx \langle S_*\rangle$. Так как величина $\langle S\rangle$ зависит от линейного коэффициента ослабления частиц известным образом, то эту зависимость можно использовать для определения внутренних параметров частиц так же, как при рассеянии света, используется зависимость сечения ослабления или рассеяния от длины волны [2].

Проиллюстрируем эту возможность на примере системы однородных шаров, имеющих распределение по радиусам $p(a)$. Сечение ослабления при данном радиусе a и относительном линейном коэффициенте ослабления μ выражается в элементарных функциях

$$S(a, \mu) = -2\pi \int_0^a \left(e^{-2\mu\sqrt{a^2-x^2}} - 1\right) x\,dx = \pi a^2\left[1 - 2\left(\frac{1}{k^2} - e^{-k}\frac{k+1}{k^2}\right)\right] = \pi a^2 f(k), \tag{3}$$

где $k = 2a\mu$. Функция $f(k)$ положительна при $\mu>0$ и монотонно возрастает с ростом k от 0 до 1. При $\mu<0$ функция $f(k)$ убывает от 0 до $(-\infty)$. Минимальное отрицательное значение $S(a,\mu)$ при этом получается при значении $\mu = -\mu_0$.

Среднее сечение ослабления получается усреднением выражения (3) по распределению $p(a)$:

$$\langle S(\mu)\rangle = \int S(a, \mu)\, p(a)\, da. \tag{4}$$

Выражение (4) можно считать интегральным преобразованием с ядром $S(a, \mu)$ распределения $p(a)$. Обратное преобразование экспериментально измеренной функции $\langle S(\mu)\rangle$ в принципе определит искомое распределение $p(a)$. На практике можно, задаваясь некоторыми априорными распределениями $p(a)$ с неизвестными параметрами, по измерениям при нескольких значениях μ определять одновременно концентрацию и искомые параметры распределения частиц по размерам. Очевидно, что для неоднородных частиц или частиц неправильной формы изменяется только вид ядра $S(a, \mu)$.

В заключение отметим, что большой диапазон изменений коэффициентов линейного ослабления в веществе для рентгеновских, γ-лучей, электронных и нейтронных пучков открывает достаточные возможности для практической реализации этого метода.

Поступила 9 I 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. **Коузов П. А.** Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов. Л., «Химия», 1974.
2. **Шифрин К. С.** Изучение свойств вещества по однократному рассеянию.— В кн.: Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света. Минск, «Наука и техника», 1971.
3. **Байвель Л. П., Лагунов А. С.** Измерение и контроль дисперсности частиц методом светорассеяния под малыми углами. М., «Энергия», 1977.
4. **Румянцев С. В.** Радиационная дефектоскопия. М., Атомиздат, 1974.
5. **Шумиловский Н. Н., Бетин Ю. П., Верховский Б. П., Калмаков А. А., Мельтцер Л. В., Овчаренко Е. Я.** Радиоизотопные и рентгеноспектральные методы. М.—Л., «Энергия», 1965.
6. **Золотухин В. Г., Климанов В. А., Лейпунский О. П., Машкович В.П., Сахаров В. К., Синицын Б. И., Цыпин С. Г.** Прохождение излучений через неоднородности в защите. М., Атомиздат, 1968.
7. **Боровой А. Г., Крутиков В. А.** О статистике волнового поля при распространении в системе «больших оптически мягких» рассеивателей.— «Оптика и спектроскопия», 1976, т. 40, вып. 4, с. 728—734.

УДК 541.126

О ВОЗМОЖНОСТЯХ МИКРОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ

В. Ф. Климкин, В. В. Пикалов

(*Новосибирск*)

1. **Введение.** Решение ряда физических задач, связанных с изучением взаимодействия мощного потока лазерного излучения с веществом (формирование лазерной искры [1], нагрев плазмы, получаемой при облучении твердых мишеней и отдельных частичек [2, 3]), а также формирование электрического разряда в газообразных и конденсированных средах [4, 5], требует развития сверхбыстрых методов оптической регистрации применительно к исследованию микрообъектов с характерным размером $\lesssim 10^{-3}$—10^{-2} см.

Применение методов оптической регистрации с высоким временным и пространственным разрешением [6] позволило обнаружить детали начальной стадии развития электрического разряда в жидких диэлектриках при напряжен-