

Схема измерителя мощности дозы:

1 — калориметр; 2 — экран диаметром 40 мм; 3 — нейлоновые нити; 4 — радиатор; 5 — отверстие диаметром 35 мм; 6 — монтажное кольцо; 7 — защитный корпус диаметром 60 мм

экранами, выполненными также из ТПП. Расстояние между калориметром и экраном 1 мм. Конструкция монтажного кольца позволяет наращивать с обеих сторон радиаторы из различных материалов и таким образом проводить измерения в произвольных материалах на любой глубине. Поскольку экраны и калориметр изготовлены из одного материала, то излучение само создает квазиadiaбатические условия. Если время измерения много меньше постоянной времени калориметрической системы, которое составляет  $\sim 30$  с, то можно считать, что

$$P = k (dR/dt), \quad (2)$$

где  $dR/dt$  — скорость изменения сопротивления калориметра;  $k$  — коэффициент пропорциональности. Это обстоятельство позволяет проводить измерения в динамическом режиме, что, учитывая высокие интенсивности потоков электронов и недостаточную их стабильность во времени, зачастую оказывается предпочтительным.

Разработанный прибор принципиально позволяет обеспечить прецизионные измерения мощности дозы. В кало-

риметре на основе ТПП отсутствуют инородные материалы и, следовательно, при определении мощности дозы не возникают погрешности, обусловленные энергосделением в инородных включениях. Благодаря совмещению функций трех элементов — поглотителя, нагревателя, и измерительного преобразователя — в одном достигается практически полная идентичность замещения мощности излучения мощностью электрического тока. Систематическая погрешность измерения мощности дозы составляет 0,7% при доверительной вероятности 0,95, случайная, выраженная в виде среднего квадратического отклонения, не превосходит 2%. Калориметр позволяет проводить измерения мощности дозы электронного излучения от  $10^3$  до  $2 \cdot 10^7$  рад/с, при энергии электронов от 0,15 до 10 МэВ и выше, а также существенно упрощает методику градуировки пленочных химических дозиметров, основанную на использовании калориметра полного поглощения [5]. Кроме того, пленочный калориметр может быть использован для дозиметрии фотонного, в том числе низкоэнергетического рентгеновского излучения, а также  $\beta$ -излучения мощных радиоизотопных источников.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gunn S. «Nucl. Instrum. Meth.», 1970, v. 85, N 2, p. 285.
2. Берлянд В. А., Генералова В. В., Гурский М. Н. Авт. свид. № 593554. «Бюл. изобрет.», 1978, № 39, с. 212.
3. Гуль В. Е., Блинов В. Ф., Голубева М. Г. «Пластмассы», 1976, № 9, с. 45.
4. Билько М. И. и др. Измерение мощности на СВЧ. М., «Сов. радио», 1976.
5. Берлянд В. А. и др. «Атомная энергия», 1977, т. 42, вып. 3, с. 199.

Поступило в Редакцию 22.03.76  
В окончательной редакции 06.02.79

УДК 539.125.52

## Определение ядерно-физических констант как решение обратной задачи переноса излучения

ДУШИН В. Н.

Значения ядерно-физических констант при измерении получаются искаженными в результате действия эффектов, обусловленных конечными размерами физических систем, которые включают ослабление потока излучения, многократное рассеяние и т. п. Возросшие требования к определению констант, вызванные потребностями реакторостроения, уже не могут быть удовлетворены введением поправок на эти эффекты в виде усредненных множителей или слагаемых. Поэтому задачу извлечения ядерно-физических констант из данных нейтронно-физического эксперимента необходимо рассматривать, как обратную задачу теории переноса излучения [1], для решения которой в условиях реальной геометрии эксперимента предлагается методика и показывается ее эффективность на примере восстановления сечения неупругого рассеяния нейтронов.

Запишем уравнение переноса излучения в экспериментальной установке в виде

$$\Phi(x) = \int K(x' \rightarrow x) \Phi(x') dx' + S(x), \quad (1)$$

где  $\Phi(x)$  — плотность столкновения частиц;  $x = (r, \Omega, E)$ ;  $S(x)$  — плотность столкновения частиц, испытавших первое столкновение;  $K(x' \rightarrow x)$  — ядро уравнения переноса. Известные параметры (сечение, индикатриса рас-

сеяния) входят в ядро  $K(x' \rightarrow x)$ . Плотность столкновения  $\Phi(x)$  измеряется или вычисляется по экспериментальным данным в ряде точек по  $x$  и потому известна приближенно. Такая  $\Phi(x)$  может и не соответствовать никакому физическому ядру  $K(x' \rightarrow x)$ , в связи с этим приходится отказаться от решения обратной задачи в обычном смысле и рассматривать задачу нахождения некоторого обобщенного решения обратной задачи. Согласно [2] будем считать решением функции  $\sigma(x)$  ( $\sigma(x)$  — искомые ядерно-физические константы), на которых достигается

$$\Psi_0 = \inf_{\sigma(x) \in C} \Psi(\sigma), \quad (2)$$

где

$$\Psi(\sigma) \equiv \int_D [\Phi(x) - \Phi^\sigma(x)]^2 dx. \quad (3)$$

Здесь  $\Phi^\sigma(x)$  — экспериментальная плотность столкновения;  $\Phi(x)$  — плотность столкновения, рассчитанная с использованием  $\sigma(x)$ ;  $D$  — область определения (измерения)  $\Phi^\sigma(x)$ ,  $\Phi(x) \in L_2$ . Условие физической реальности искомым параметрам требует, чтобы

$$\sigma(x) \geq 0. \quad (4)$$

Таким образом, обратная задача теории переноса излу-

чения сводится к задаче поиска экстремума функционала (3) с условиями (4) и (1).

Статистическая природа результатов метода Монте-Карло, применение которого для решения уравнения (1) вызвано сложностью геометрических условий реальных экспериментов, делает задачу стохастической. Для решения стохастических экстремальных задач применяют методы, основанные на понятии стохастического квазиградиента [3] — случайного вектора, математическое ожидание которого в некотором смысле близко к градиенту или обобщенному градиенту. Процесс поиска экстремума определяется последовательностью случайных векторов  $\sigma^s$ ,  $s=0, 1, 2, \dots$ ;  $\sigma^{s+1} = \pi_x(\sigma^s - \rho_s \nu^s)$ ;  $s=0, 1, 2, \dots$ , (5) где  $\pi_x$  — оператор проецирования на область допустимых значений параметров  $\sigma$ ;  $\sigma^0$  — произвольная начальная точка;  $\rho_s$  — значение шага;  $\nu^s$  — вектор стохастического квазиградиента, математическое ожидание которого

$$M(\nu^s/\sigma^0, \sigma^1, \dots, \sigma^s) = a_s \hat{\Psi}_\sigma(\sigma^s) + b^s. \quad (6)$$

Здесь  $a_s$  — неотрицательная случайная величина;  $b^s$  — случайный вектор;  $\hat{\Psi}_\sigma(\sigma^s)$  — вектор обобщенного градиента, т. е. удовлетворяющий для любых  $z$  неравенству

$$\Psi(z) - \Psi(\sigma^s) \geq (\hat{\Psi}_\sigma(\sigma^s), z - \sigma^s). \quad (7)$$

Процесс (5) может не дать монотонного уменьшения функции цели  $\Psi(\sigma)$  с каждым шагом, и в этом его качественное отличие от обычного градиентного метода. Теоремы Ермолева [3—4] гарантируют сходимость процесса (5) за бесконечное число шагов. При решении практических задач возможно только ограниченное число испытаний или, что эквивалентно, ограниченное время обработки. Это обязывает ввести некоторый статистический критерий, обеспечивающий заданный уровень погрешности минимизируемого функционала. Используя статистический критерий при известных дисперсиях  $\Phi(x)$  и  $\Phi^3(x)$ , можно оценить, будет ли статистически значимо отклонение функции цели  $\Psi(\sigma)$  от нуля, и тем самым определить момент прекращения поиска. Случай, когда функция цели не уменьшается в процессе минимизации и в то же время остается статистически значимой, означает, что или уравнение, описывающее перенос излучения, неадекватно условиям эксперимента, или в экспериментальных данных есть систематические ошибки.

В качестве примера использования описанной методики приведем результаты восстановления сечений неупругого рассеяния нейтронов энергией 4,7 МэВ [5]. Эксперимент проводили в Радиовом институте им. В. Г. Хлопина в условиях цилиндрической геометрии по время-пролетной методике. Для решения задачи была составлена программа для ЭВМ БЭСМ-6. Основой ее является подпрограмма решения уравнения переноса методом Монте-Карло. В программе использован метод локальной оценки потока нейтронов [6] со статистическими весами, учитывающими вылет нейтронов из образца и их поглощение. Кроме того, применен случайный обрыв траекторий. Частные производные потока нейтронов, необходимые для вычисления стохастического квазиградиента, оценивали одновременно с определением потока нейтронов [7]. Работоспособность алгоритма проверяли на модельном эксперименте. Вычисленный экспериментальный спектр неупруго рассеянных нейтронов был использован для восстановления исходного модельного сечения. На рис. 1 показана сходимость процесса минимизации, где  $\delta$  определяли как

$$\delta = \left\{ \int_E [F_{\text{экс}}(E) - F(E)]^2 / F(E) dE \right\}^{1/2}. \quad (8)$$

Здесь  $F_{\text{экс}}(E)$ ,  $F(E)$  — экспериментально измеренный и вычисленный поток нейтронов. Если учесть, что  $F_{\text{экс}}(E)$  и  $F(E)$  вычисляли с погрешностью  $\sim 1,6\%$ , то можно утверждать, что процесс минимизации сходится за 5—7 итераций.

С использованием этой методики были восстановлены сечения неупругого рассеяния элементов по результатам

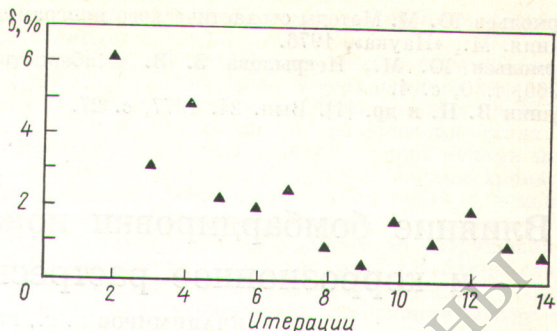


Рис. 1. Сходимость процесса минимизации в модельном эксперименте. Размер образца  $\sim 0,5$  длины свободного пробега

экспериментов с образцами размером до 2 длин свободного пробега. Типичный пример приводится на рис. 2.

Описанная методика кроме восстановления сечений неупругого взаимодействия по экспериментальным спек-

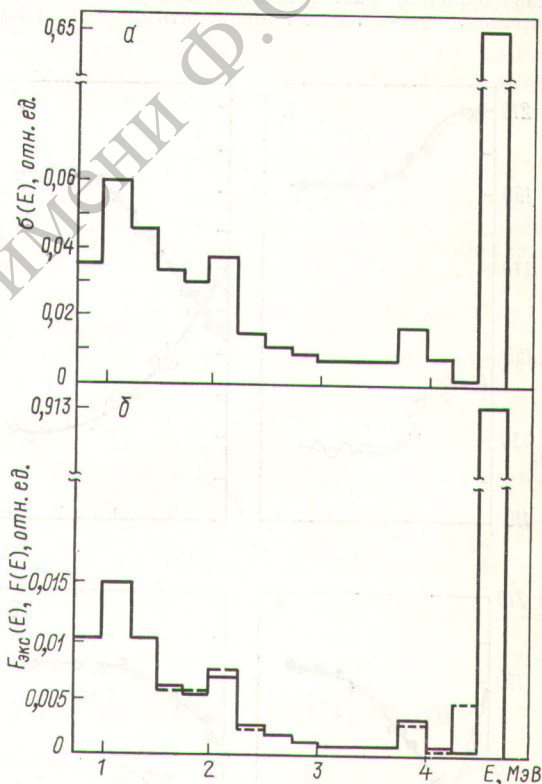


Рис. 2. Результаты обработки спектров неупругого рассеяния нейтронов на свинце:

a — восстановленное сечение; б — экспериментальный (—) и вычисленный по восстановленному сечению (---) спектр

грам рассеянных нейтронов может быть применена для оптимизации формы и размеров образца, а также параметров время-пролетного спектрометра.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ваньков А. А. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып. 16. М., Атомиздат, 1974, с. 11.
2. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М., «Наука», 1974.

3. Ермолев Ю. М. Методы стохастического программирования. М., «Наука», 1976.  
 4. Ермолев Ю. М., Некрылова З. В. «Кибернетика», 1966, т. 6, с. 4.  
 5. Душин В. Н. и др. [1]. Вып. 24. 1977, с. 27.

6. Золотухин В. Г., Ермаков С. М. В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1963, с. 171.  
 7. Плетников Е. В., Труханов Г. Я. [1], 1974, с. 106.

Поступило в Редакцию 22.05.78

УДК 620.197

## Влияние бомбардировки ионами $\text{He}^+$ , $\text{Ni}^+$ и $\text{Cr}^+$ на микротвердость и коррозионное растрескивание нержавеющей стали

ВЛАДИМИРОВ Б. Г., ГУСЕВ В. М., ЦЫПЛЕНКОВ В. С.

Одной из причин разрушения изделий из нержавеющей сталей и сплавов, работающих при повышенной температуре в водной и пароводяной средах, является межкристаллитное коррозионное растрескивание под напряжением [1]. Поскольку в подобных условиях зарождение трещин происходит на границе раздела твердой и жидкой (или газообразной) фаз, состояние поверхности металла в значительной степени может определять скорость и харак-

тер коррозионного разрушения, особенно его начальных стадий. Как известно, механическая обработка, приводящая к созданию в поверхностных слоях сжимающих остаточных напряжений, способствует повышению устойчивости против коррозионного растрескивания [2—4].

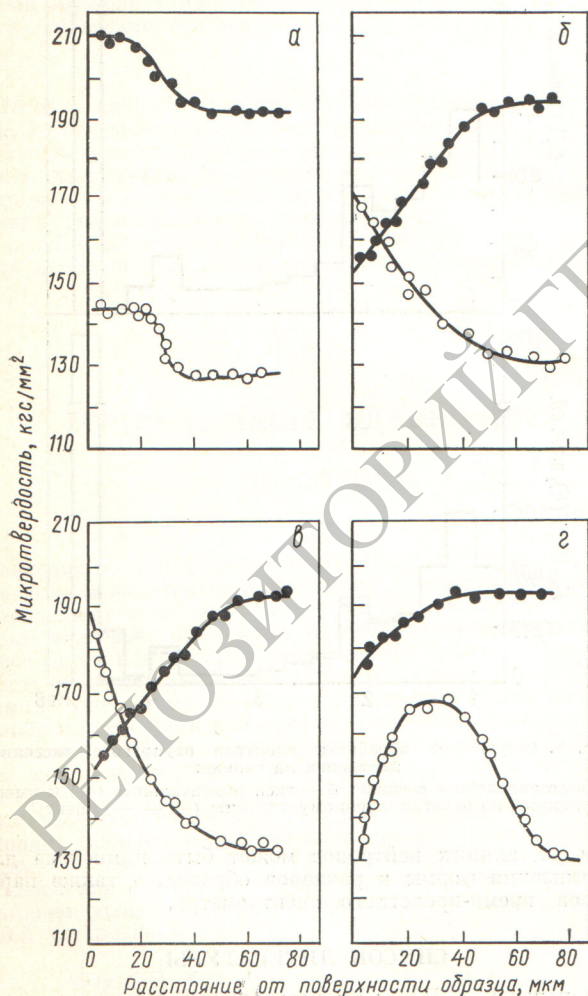
Установлено также, что бомбардировка металлов различными ионами изменяет механические и физико-химические свойства поверхностных слоев образцов в результате химического воздействия имплантированной примеси и создания различных дефектов. В частности, имплантация ионов  $\text{He}^+$ ,  $\text{Ni}^+$ ,  $\text{Cr}^+$  применялась для повышения коррозионной стойкости металлов [5, 6]. Представляет интерес выяснить возможность улучшения коррозионной стойкости нержавеющей сталей посредством поверхностного легирования их ионами  $\text{He}^+$ ,  $\text{Ni}^+$  и  $\text{Cr}^+$  энергией в несколько десятков кэВ.

**Методика исследования.** Использовали образцы в виде прямоугольных пластин (размером  $80 \times 5 \times 0,6$  мм) нержавеющей стали типа 0X16H15M3B аустенитного класса (после нагрева при  $1050^\circ\text{C}$ ) и типа 1X13C2M2 феррито-мартенситного класса (после отжига при  $850^\circ\text{C}$ ) с размером зерна 20—30 мкм.

Образцы стальной подвергали бомбардировке ионами  $\text{He}^+$ ,  $\text{Ni}^+$  и  $\text{Cr}^+$  энергией 40 кэВ в ускорителе ИЛУ-3 [7] при плотности тока 15—20 мкА/см<sup>2</sup> до достижения дозы  $10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>. Образцы устанавливали в двух различных приемных устройствах. Конструкция одного позволяла поддерживать при облучении заданную температуру образцов (например,  $500^\circ\text{C}$  при внедрении ионов  $\text{Cr}^+$ ). В другом устройстве образцы крепились к столику, охлаждаемому водой. Однако из-за недостаточного теплового контакта температура образцов, контролируемая хромель-алюмелевой термопарой, в процессе облучения достигала  $\sim 100^\circ\text{C}$ .

Коррозионные испытания облученных и исходных образцов проводили в автоклаве из нержавеющей стали 0X18H10T объемом 0,35 л, в водном растворе хлорного железа  $\text{FeCl}_3$  с концентрацией хлор-ионов 100 мг/л при температуре  $360^\circ\text{C}$  и давлении 190 мм рт. ст. Напряжения в образцах создавались путем изгиба на круглой оправке [1]. Деформация растянутого наружного поверхностного слоя после изгиба составляла 5%. Для обеспечения постоянной деформации в процессе испытания концы образца закреплялись контактной сваркой. Начало разрушения (появление трещин) обнаруживалось путем просмотра на микроскопе МБС-2 через каждые 10 ч при длительности испытания до 100 ч, через 20 ч при длительности испытания до 200 ч и через 90 ч при длительности испытания до 500 ч. Раствор  $\text{FeCl}_3$  заменяли после каждого цикла; испытания продолжались до появления первой видимой трещины. Кроме того, на приборе ПМТ-3 при нагрузке 100 г измеряли микротвердость по глубине образца методом «косого» шлифа.

**Экспериментальные результаты.** Результаты измерений показывают, что облучение аустенитной стали типа 0X16H15M3B ионами никеля, гелия и хрома при температуре до  $100^\circ\text{C}$  приводит к увеличению микротвердости в слое глубиной до 40—60 мкм. Как известно [8], пробеги ионов  $\text{He}^+$ ,  $\text{Cr}^+$  и  $\text{Ni}^+$  энергией 40 кэВ в стали существенно



Изменение микротвердости сталей типа 0X16H15M3B (○) и 1X13C2M2 (●) по сечению образцов после поверхностного легирования при  $\sim 100^\circ\text{C}$  ионами гелия (а), никеля (б), хрома (в) и при  $\sim 500^\circ\text{C}$  ионами хрома (г)