

зал, что это увеличение связано со стимулирующим влиянием умеренных значений плотности краевых дислокаций на скорость зарождения пор в начальные моменты облучения. Однако измеренные значения  $N_V$  заметно превосходят найденные расчетом для холоднотемпературного материала. Кроме того, наблюдаемые концентрации пор в холоднотемпературной нержавеющей стали 316 оказались более высокими, чем в отожженной стали. Аномально малый средний диаметр пор в облученной при 650 °С холоднотемпературной нержавеющей стали 316 при дозе 81 смещ./атом свидетельствует, по-видимому, о влиянии образующегося гелия на зарождение и рост пор при высокой температуре, что не учитывалось в рассмотренной модели.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Laidler J., Mastel B., Garner F. In: Properties of Reactor Structural Alloys After Neutron or Particle Irradiation, ASTM STP 570. American Society for Testing and Materials, 1975, p. 415.

2. Kulcinski G. In: Proc. of IAEA Workshop on Fusion Reactor Design Problems. Vienna, IAEA, 1974, p. 479.
3. Harkness S., Grappel J., McDonald S. «Nucl. Technol.», 1972, v. 16, p. 25.
4. Harkness S., Tesk J., Che-Yu-Li. «Nucl. Appl. Technol.», 1970, v. 9, p. 24.
5. Bullough R., Perrin R. In: Proc. Reading Conf. on Voids Formed by Irradiation of Reactor Materials. Harwell, BNES, 1971, p. 79.
6. Brager H., Straalsund J. «J. Nucl. Mater.», 1973, v. 47, p. 105.
7. Johnston W. e.a. Ibid., v. 48, p. 330.
8. Kenfield T., Appleby W., Busboom H. «Amer. Nucl. Soc. Trans.», 1977, v. 24, p. 146.
9. Harkness S., Che-Yu-Li. «Met. Trans.», 1971, v. 2, p. 1457.
10. Brager H., Straalsund J. [6], v. 46, p. 134.
11. Barton P., Eyre B., Stow D. In: Proc. European Conf. on Irradiation Behavior of Fuel Cladding and Core Component Materials. Karlsruhe, 3—5 Dec. 1974, p. 65.
12. Michel D., Smith H. [1], p. 156.
13. Kenfield T., Appleby W., Busboom H. [8], v. 26, p. 210.
14. Kenfield T. e.a. [6], 1978, v. 75, p. 85.

Поступила в Редакцию 24.07.78  
В окончательной редакции 23.04.79

УДК 621.1.013

## К определению адиабатной сжимаемости, показателя изоэнтропы и других свойств двухфазных сред

АЛЕШИН В. С.

Исследование свойств двухфазных сред, и в частности пароводяных смесей, представляет определенные трудности, обусловленные сложностью получения этих смесей с достаточно однородной мелкодисперсной структурой в широком диапазоне изменения в них относительного массового содержания пара. Кроме того, обычно реальные процессы с двухфазными средами в большей или меньшей степени являются неравновесными. Существенно также отличается структура потока при различных режимах течения двухфазных сред. Поэтому при их изучении в целях получения тех или иных зависимостей целесообразно сначала остановиться на рассмотрении некоторой идеализированной двухфазной среды, а затем оценить степень приближения различных реальных процессов к этим условиям.

Предположим, что двухфазная среда имеет достаточно мелкодисперсную структуру, является однородной и находится в равновесном состоянии (давление, температура и химические потенциалы фаз равны между собой). Состояние этой среды однозначно определяется двумя независимыми параметрами — давлением (или температурой насыщения при данном давлении) и массовым содержанием пара в смеси. Рассмотрим возможности определения некоторых свойств для двухфазной среды при изменении  $x$  от нуля до единицы.

Скорость звука  $a_{CM}$  согласно уравнению Лапласа равна

$$a_{CM} = \sqrt{-v_{CM}^2 (\partial p / \partial v)_{CM}^s}, \quad (1)$$

где  $(\partial p / \partial v)_{CM}^s$  — величина, обратная адиабатной сжимаемости;  $v_{CM}$  — удельный объем смеси, определяемый выражением

$$v_{CM} = v''x + v'(1-x). \quad (2)$$

Для адиабатной сжимаемости двухфазной среды с учетом уравнения (2) можно записать

$$(\partial v / \partial p)_{CM}^s = (\partial v'' / \partial p)_s x + (\partial v' / \partial p)_s (1-x) + (\partial x / \partial p)_s (v'' - v'). \quad (3)$$

В ряде работ [1, 2 и др.] показано, что распространение малых возмущений (звуковых колебаний) в двухфазных средах не сопровождается сколько-нибудь заметным теплообменом между жидкой и паровой фазами в зоне разрежения и сжатия звуковой волны. Таким образом, принимая  $x = \text{const}$ , будем иметь

$$(\partial v / \partial p)_{CM}^s = (\partial v'' / \partial p)_s x + (\partial v' / \partial p)_s (1-x). \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что адиабатная сжимаемость двухфазной среды в рассматриваемом

\* Зависимость скорости звука от частоты не учитывается.

случае, подобно удельному объему, изменяется по линейному закону от  $(\partial v'/\partial p)_s$  при  $x = 0$  до  $\partial v''/\partial p$  при  $x = 1$ .

Для пароводяных сред определение адиабатной сжимаемости, а следовательно, и скорости звука не вызывает затруднений, поскольку имеются таблицы термодинамических производных для воды и водяного пара [3], в которых приведены значения адиабатной сжимаемости  $(\partial v''/\partial p)_s$  и  $(\partial v'/\partial p)_s$  для верхней ( $x = 1$ ) и нижней ( $x = 0$ ) пограничных кривых. Для других двухфазных сред расчет  $(\partial v/\partial p)_s^{CM}$  затруднителен, поэтому ниже предложена приближенная зависимость, удобная для расчета.

Показатель изоэнтропы  $k_{CM}$  определяется известным выражением:

$$k_{CM} = -v/p (\partial p/\partial v)_s, \quad (5)$$

как отношение элементарной работы, затраченной на изменение кинетической энергии элемента среды, к работе расширения этого элемента. Уравнение (5) справедливо для газов, жидкостей и двухфазных сред.

Подставив в формулу (5) значения  $v_{CM}$  и  $(\partial v/\partial p)_s^{CM}$  из уравнений (2) и (4), получим

$$k_{CM} = -\frac{v''x + v'(1-x)}{p [(v''/\partial p)_s x + (v'/\partial p)_s (1-x)]}. \quad (6)$$

Для насыщенного пара (при  $x = 1$ )  $(\partial v''/\partial p)_s = -(v''/k''p), \quad (7)$

а для воды (при  $x = 0$ )  $(\partial v'/\partial p)_s = -(v'/k'p). \quad (8)$

Поэтому после подстановки выражений (7) и (8) в уравнение (6) с учетом того, что массовое  $x$  содержание пара в смеси связано с его объемным  $\beta$  содержанием зависимостью

$$\beta = \left[ \left( \frac{1}{x} - 1 \right) \frac{v'}{v''} + 1 \right]^{-1}, \quad (9)$$

окончательно получим

$$k_{CM} = \frac{1}{\beta} \left[ \frac{1}{k''} + \frac{1}{k'} \left( \frac{1}{\beta} - 1 \right) \right]^{-1}. \quad (10)$$

Для пароводяных сред значения  $k''$  и  $k'$  приведены в работе [3]. Как показывают расчеты, при изменении  $x$  от 1 до 0,01 членом  $1/k' (1/\beta - 1)$  можно пренебречь (т. е. жидкость в смеси несжимаема), и тогда для  $k_{CM}$  получим простое выражение с достаточной степенью точности:

$$k_{CM} = k''/\beta. \quad (11)$$

Для пароводяной смеси при изменении давления от 0,1 до 10 МПа расчет по приближенной зависимости (11) по сравнению с расчетом по формуле (10) дает максимальную погрешность  $\sim 4\%$  при  $x = 0,01$ , которая уменьшается до нуля при  $x = 1$ . Расчеты  $k_{CM}$  по формуле (11) сопоставлялись с расчетами по методике, изложенной в работе [4], при  $p_2 = 2$  МПа и изменении  $x$  от 1 до 0,1. Расхождение не превышало 2,4% (при  $x = 0,1$ ).

Аналогично определим скорость звука:

$$a_{CM} = \sqrt{\frac{v''x p}{\beta^2} \left[ \frac{1}{k''} + \frac{1}{k'} \left( \frac{1}{\beta} - 1 \right) \right]^{-1}}. \quad (12)$$

Пренебрегая членом  $1/k' (1/\beta - 1)$  в формуле (12), получим приближенную зависимость для скорости звука, подобную приведенной в работе [5]:

$$a_{CM} = \sqrt{\frac{v''x}{\beta^2 k'' p}}. \quad (13)$$

Для адиабатной сжимаемости после подстановки уравнений (7) и (8) в формулу (4) получаем

$$\left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_s^{CM} = -\frac{v''x}{k'' p} \frac{v'(1-x)}{k' p}, \quad (14)$$

а приближенная зависимость имеет вид

$$\left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_s^{CM} = -\left( \frac{v''x}{k'' p} \right). \quad (15)$$

Точность расчета по формулам (13) и (15) по сравнению с формулами (12) и (14) такая же, как и для  $k_{CM}$  по формуле (11).

На рис. 1 приведены расчетные зависимости изменения удельного объема  $v_{CM}$ , объемного  $\beta$  содержания пара в смеси  $(\partial v/\partial p)_s^{CM}$ ,  $(\partial p/\partial v)_s^{CM}$ ,  $a_{CM}$  и  $k_{CM}$  от массовой концентрации пара в пароводяной смеси при  $p = 3$  МПа.

Изменение скорости звука определяется характером изменения  $(\partial p/\partial v)_s^{CM}$  и  $v_{CM}$ . Так как при снижении  $x$  от 1 до 0,3  $(\partial p/\partial v)_s^{CM}$  остается практически постоянным и близким к  $(\partial p/\partial v)_s$ , то изменение  $a_{CM}$  определяется уменьшением удельного объема смеси. При дальнейшем снижении  $x$  от 0,3 до 0 изменение  $a_{CM}$  зависит главным образом от  $(\partial p/\partial v)_s^{CM}$ . Аналогичный расчет скорости звука при  $p = 0,1$  МПа показывает, что минимальное значение  $a_{CM} = 24$  м/с при  $x = 0,001$ .

На рис. 1 приведены также предельные значения удельного массового расхода смеси при критическом режиме течения, когда в выходном сечении

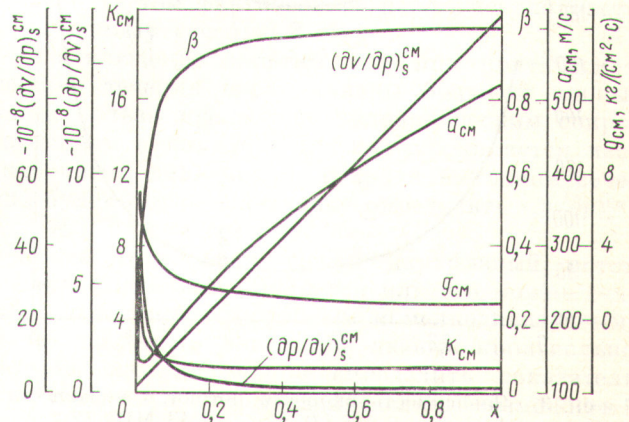
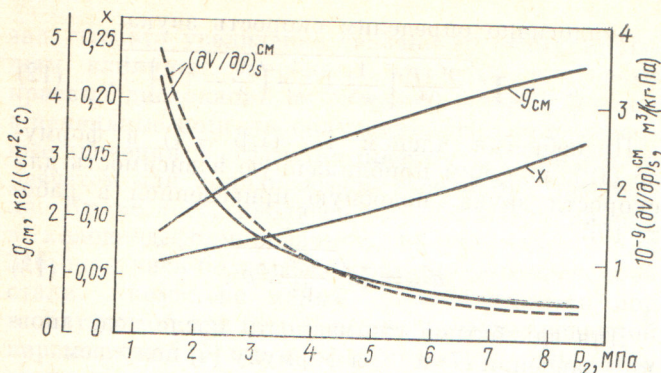


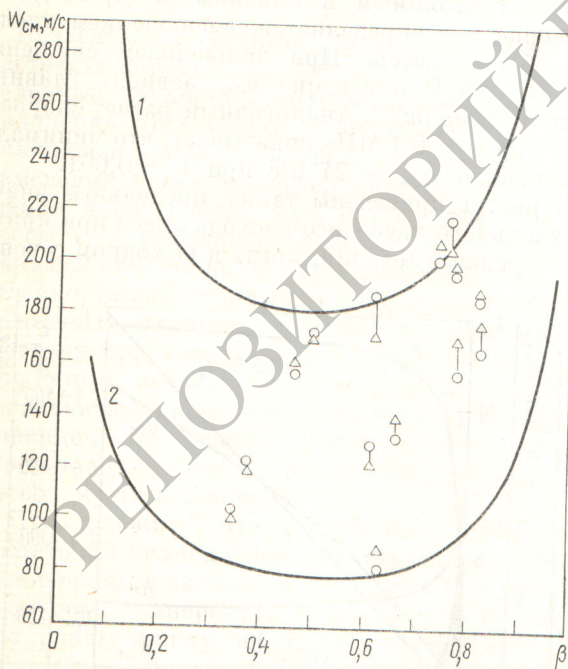
Рис. 1. Зависимость  $\beta$ ,  $(\partial v/\partial p)_s^{CM}$ ,  $(\partial p/\partial v)_s^{CM}$ ,  $a_{CM}$ ,  $k_{CM}$  и  $g_{CM}$  от массовой концентрации пара в смеси  $x$



Р и с. 2. Зависимость  $g_{cm}$ ,  $x$  и  $(dv/dp)_s^{cm}$  от давления  $p_2$  в выходном сечении: —  $(dv/dp)_s^{cm}$ , рассчитанное по формуле (16); - - -  $(dv/dp)_s^{cm}$ , рассчитанное по формуле (4)

скорость потока равна местной скорости звука, а  $p = 3$  МПа и постоянно при всех значениях  $x$  от 1 до 0. Таким образом, по полученным зависимостям можно определить перечисленные выше характеристики для двухфазных пароводяных сред при любых заданных параметрах ( $p$  и  $x$ ), а по приближенным формулам (11), (13) и (15) можно найти  $k_{cm}$ ,  $(dv/dp)_s^{cm}$  и  $a_{cm}$  для любых двухфазных сред.

В реальных процессах рассмотренным идеализированным условиям наиболее полно отвечает двухфазная среда в выходном сечении достаточно



Р и с. 3. Зависимость скорости потока в критическом сечении от  $\beta$  при  $p = 5,5$  (1) и  $p = 1,43$  МПа (2):  $\Delta$  — скорость потока, вычисленная по массовому расходу смеси;  $\circ$  — скорость звука, рассчитанная по  $p_2$  и  $x$  в выходном сечении

длинного цилиндрического канала ( $l/d > 6 \div 8$ ) при критическом режиме истечения. Так, по опытным данным [6 и др.], при истечении насыщенной воды через цилиндрические каналы с острыми входными кромками к выходному сечению фазовые превращения завершаются, состояние потока близко к равновесному, структура потока мелкодисперсная и достаточно однородная. Скорости жидкой и паровой фаз в критическом сечении равны между собой, а скорость потока равна местной скорости звука.

Полагая, что процесс является изэнтропным, по опытным данным массовых расходов смеси  $g_{cm}$ , давления  $p_1$  и  $p_2$  и температуре  $t_1$  и  $t_2$  во входном и выходном сечениях соответственно, можно определить  $(dv/dp)_s^{cm}$ , скорость потока  $W_{cm}$  и показатель изэнтропы  $k_{cm}$  для выходного критического сечения и сопоставить полученные результаты с расчетами по приведенным выше зависимостям.

Для определения адиабатной сжимаемости по измеренному в опытах массовому расходу воспользуемся зависимостью

$$(dv/dp)_s^{cm} = -(1/g_{cm}^2), \quad (16)$$

которая может быть получена из уравнения (1) с учетом того, что в критическом сечении скорость потока равна местной скорости звука:

$$W_{cm} = a_{cm} = g_{cm} v_{cm}. \quad (17)$$

Удельный объем определим по формуле (2), а массовое паросодержание из выражения

$$x = \frac{S'_1 - S'_2}{S''_2 - S''_2}, \quad (18)$$

где  $S'_1$  — энтропия жидкости на входе в канал истечения;  $S'_2$  и  $S''_2$  — энтропия жидкости и насыщенной пара в выходном сечении.

На рис. 2 приведены значения  $(dv/dp)_s^{cm}$ , вычисленные по известному расходу смеси, т. е. по формуле (16) и рассчитанные по уравнению (4) при истечении насыщенной воды ( $\Delta t_n = 0$  °C) через цилиндрический канал ( $l/d = 18,4$ ) и изменении начального давления от 2,45 до 14,7 МПа, а также показаны расход смеси и массовое паросодержание. Аналогичные расчеты были проделаны для того же диапазона давления при недогреве воды до температуры насыщения  $\Delta t_n = 10, 20$  и 50 °C. Во всех случаях расхождение в значениях  $(dv/dp)_s^{cm}$  не превышает  $\sim 15-17\%$ .

На рис. 3 приведены скорости потока, вычисленные по массовым расходам для некоторых опытных точек, и местные скорости звука для этих же точек, полученные расчетом по адиабатной сжимаемости при  $p_2$  и  $x$  в выходном сечении. Расхождение не превышает 10—12 %. Аналогичная погрешность получена и при определении показателя изэнтропы.

Вполне удовлетворительное совпадение значений  $(\partial v/\partial p)_s^{cm}$ ,  $a_{cm}$  и  $k_{cm}$ , вычисленных по опытными данным и расчетным зависимостям, подтверждает, что, во-первых, при распространении малых возмущений в двухфазных средах можно пренебречь фазовыми переходами и считать справедливым выражение (4); во-вторых, в критическом сечении реализуется адиабатическая скорость, определяемая зависимостями (12) или (13); в-третьих, полученными зависимостями можно пользоваться с достаточной для практических целей точностью при решении различных инженерных задач, в том числе для расчетов расходов смеси при течах реакторных контуров АЭУ с ВВР.

Полученные уравнения (11), (13), (15) также могут применяться для расчета двухфазных двухкомпонентных смесей. По этим зависимостям было оценено влияние растворенного в теплоносителе азота на рассматриваемые свойства. Так, при давлении в первом контуре 14,7 МПа,  $t = 300^\circ\text{C}$  и содержании азота в контуре  $\sim 3000$  н.мл/кг адиабатная сжимаемость увеличивается на 30%, а скорость звука и показатель изоэнтропы уменьшается примерно на 20%, что нельзя не учитывать при рассмотрении гидродинамики и теплообмена в активной зоне ядерного реактора.

Заметим, что полученные расхождения (до 15–20%), очевидно, являются следствием погрешностей в замерах (особенно давления) у выходной кромки, а также, по-видимому, некоторой незавершенности фазовых переходов и неоднородности структуры потока.

При истечении через короткие каналы ( $l/d < 4-6$ ) фазовые переходы не успевают завершиться, жидкость находится в перегретом состоянии, а поток является существенно неравновесным. Представляет интерес рассмотреть изменение  $x$ ,  $(\partial v/\partial p)_s^{cm}$  и других характеристик потока в выходном сечении в зависимости от отношения  $l/d$ . Опытное определение этих величин весьма сложно, но они могут быть рассчитаны по измеренным массовым расходам  $g_{cm}$ , давлению  $p_1$  и температуре  $t_1$  во входном сечении и давлению  $p_2$  в выходном сечении.

По уравнению (16) находим  $(\partial v/\partial p)_s^{cm}$ . Следует подчеркнуть, что значение  $(\partial v/\partial p)_s^{cm}$  будет найдено с учетом фактической неравновесности процесса (незавершенность парообразования, перегрев жидкости и т. п.).

Далее по значению  $p_2$  из таблиц [3] находим  $(\partial v'/\partial p)_s$  и  $(\partial v''/\partial p)_s$  и по формуле (4) вычисляем массовое паросодержание  $x$ . Затем по значению  $p_2$  находим  $v''$  и  $v'$  и вычисляем  $v_{cm}$ . Значение  $v_2'$  определяем, исходя из предположения, что температура пара равна температуре насыщения при давлении  $p_2$ , а  $v_2'$  находим с учетом перегрева  $\Delta t_{пер}$  жидкости (путем ряда приближений). Ско-

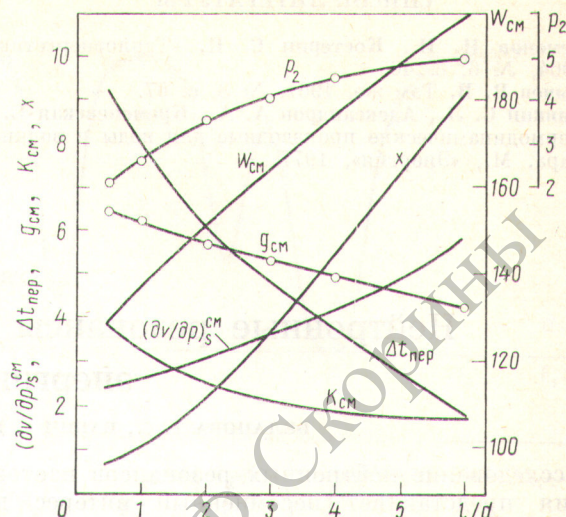


Рис. 4. Изменение  $p_2$ , МПа,  $W_{cm}$ , м/с;  $x$ ,  $(\partial v/\partial p)_s^{cm}$ ,  $-10^{10}$  м<sup>3</sup>/кг·Па;  $\Delta t_{пер}$ ,  $^\circ\text{C}$ ;  $g_{cm}$ , кг/(см<sup>2</sup>·с);  $k_{cm}$  в зависимости от отношения  $l/d$  (○—опытные точки)

рость потока определяем по формуле (1), температуру перегрева из выражения (18), показатель изоэнтропы  $k_{cm}$  по уравнению (5), а объемное паросодержание по уравнению (9).

На рис. 4 показана зависимость ряда величин от отношения  $l/d$  при давлении  $p_1 = 9,8$  МПа и  $\Delta t_n = 0^\circ\text{C}$ . Аналогичный характер имеют рассмотренные параметры при других значениях  $p_1$  на входе в канал истечения.

Из рассмотрения полученных результатов следует, что при истечении через короткие каналы метастабильного парожидкостного потока основные характеристики так же, как и при истечении через длинные каналы, определяются давлением  $p_2$  в выходном сечении, массовым паросодержанием  $x$  и удельным объемом смеси  $v_{cm}$ , вычисленными с учетом фактического перегрева жидкости к выходному сечению.

В заключение заметим, что при критическом режиме течения через каналы большой длины, когда нельзя пренебречь гидравлическим сопротивлением в канале и процесс не является изоэнтропным, давление  $p_2$  и  $x_{cm}$  в выходном сечении будет также однозначно определять  $(\partial v/\partial p)_s^{cm}$ ,  $a_{cm}$ ,  $k_{cm}$  в этом сечении.

Более того, если любой двухфазный поток в канале истечения является или его можно считать достаточно однородным и мелкодисперсным, то по известным  $p$  и  $x$  для любого произвольно взятого сечения можно определить показатель изоэнтропы, а это предопределяет возможность расчета изменения давления и температуры по длине канала при адиабатном течении двухфазных сред.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семенов Н. И., Костерин С. И. «Теплоэнергетика», 1964, № 6, с. 46.
2. Сычев В. В. Там же, 1961, № 3, с. 67.
3. Ривкин С. Л., Александров А. А., Кременевская Е. А. Термодинамические производные для воды и водяного пара. М., «Энергия», 1977.
4. Дейч М. Е. и др. «Теплоэнергетика», 1965, № 12, с. 51.
5. Дворниченко В. В. Там же, 1967, № 6, с. 58.
6. Алешин В. С., Калайда Ю. А., Фисенко В. В. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 6, с. 375.

Поступила в Редакцию 15.01.79

УДК 621.039.556

## Нейтронные резонансы изотопов осмия в интервале энергии 1—550 эВ

БЕЛАНОВА Т. С., БАБИЧ С. И., КОЛЕСОВ А. Г., ПОРУЧИКОВ В. А.

Исследование нейтронных резонансов изотопов осмия представляет несомненный интерес для получения значений силовых функций ( $S_0$ ) и радиационных ширин ( $\Gamma_r$ ) нейтронных резонансов в области ядер с массами 186—192, которая является переходной областью от деформированных ядер к сферическим, и для исследования нестатистических эффектов как в чередовании нейтронных уровней четных изотопов, так и в энергетической зависимости приведенной нейтронной ширины уровней [1].

Следует отметить, что нейтронные резонансные параметры изотопов осмия мало исследованы главным образом из-за отсутствия одноизотопных образцов оптимальных размеров. Как правило, исследовались многоизотопные образцы осмия, различающиеся высоким обогащением по отдельным изотопам (табл. 1). Однако идентификация уровней и получение резонансных параметров из пропускания таких образцов является очень трудоемким процессом, не дающим во многих случаях достоверных результатов. Впервые пропускание образца из естественной смеси изотопов осмия было измерено на селекторе в Аргонне; до энергии 29 эВ были рассчитаны резонансные параметры только у  $^{189}\text{Os}$  [2]. Используя образцы, обогащенные отдельными изотопами осмия, селекционная группа Института ядерных исследований

АН УССР [3, 4] получила ниже энергии 500 эВ более обширные сведения о резонансных параметрах шести изотопов осмия. Значительная информация о положении уровней нечетных изотопов  $^{187}, ^{189}\text{Os}$  получена при определении спинов нейтронных резонансов [5—9]. Ранее нами были опубликованы предварительные данные о положении уровней и их распределении между шестью изотопами осмия [10].

Исследования выполнены на механическом селекторе реактора СМ-2 [11]. В области энергии нейтронов 1—550 эВ были измерены пропускания шести образцов осмия, обогащенных изотопами  $^{186}, ^{190}, ^{192}\text{Os}$ . Лучшее разрешение спектрометра на пролетной базе 91,7 м составляло 70 нс/м. Образцы были изготовлены из металлического порошка и имели форму прямоугольного параллелепипеда (см. табл. 1). Во всех образцах содержание  $^{184}\text{Os}$  не превышает 0,05%. Статистическая точность измерений составляла 0,5—1,5%, отношение фон — эффект изменялось от 0,7 до 3%.

В отличие от работы [10], настоящие измерения выполнены в более совершенных экспериментальных условиях (увеличена толщина исследуемых образцов в 2—3,5 раза, улучшены фоновые условия спектрометра, увеличена статистическая точность измерений, освоена более совершенная программа расчета резонансных параметров на

Характеристики образцов осмия

Таблица 1

Номер образца	Масса образца, мг	Содержание изотопов в образцах											
		$^{186}\text{Os}$		$^{187}\text{Os}$		$^{188}\text{Os}$		$^{189}\text{Os}$		$^{190}\text{Os}$		$^{192}\text{Os}$	
		10 <sup>-4</sup> атом/б	%	10 <sup>-4</sup> атом/б	%	10 <sup>-4</sup> атом/б	%	10 <sup>-4</sup> атом/б	%	10 <sup>-4</sup> атом/б	%	10 <sup>-4</sup> атом/б	%
1	169,5	31,7	42,4	7,21	9,6	13,3	17,9	6,83	9,2	7,75	10,5	7,8	10,7
2	132,5	0,51	0,8	11,4	18,1	26,4	42,2	18,8	25,3	4,83	7,8	3,56	5,8
3	451	0,83	0,5	0,82	0,5	130,8	80,1	16,7	10,3	9,5	5,9	4,3	2,7
4	394,5	< 0,08	< 0,05	0,49	0,4	3,52	2,9	96,3	79,8	16,7	13,9	3,56	3,0
5	879	< 0,14	< 0,05	< 0,14	< 0,05	2,4	0,9	10,7	4,0	240	89,9	13,7	5,2
6	800	< 0,14	< 0,05	< 0,14	< 0,05	0,74	0,3	1,63	0,6	6,2	2,3	259	96,8