

ваются до $\sim 450^\circ \text{C}$ внешним нагревателем. Затем в обезгаженной камере при одном закрытом вентиле электронной бомбардировкой образец разогревается до заданной температуры. Инертные газы, выделяющиеся из образца в процессе отжига, вместе с потоком химически активных газов, создаваемым разностью парциальных давлений в камере и в электроразрядном насосе, проходят через охлаждаемую жидким азотом ловушку с цеолитом. Здесь анализируемые инертные газы (криптон, ксенон) вымораживаются, так как критическая температура их сжижения выше температуры жидкого азота. Пары легколетучих элементов (цезия, йода), выделяющиеся из образца вместе с газами в процессе его высокотемпературного отжига, не попадают в азотную ловушку, так как они конденсируются на интенсивно охлаждаемых водой стенках вакуумного трубопровода, соединяющего ловушку с камерой. Относительные количества газа, собранного в ловушке за определенное время диффузионного отжига, определяются по его активности. В зависимости от анализируемого излучения могут применяться различные способы его регистрации [1—4]. Общее количество газа (в относительных единицах) можно узнать, расплавляя образец.

Таким образом, измерив долю газа, выделившегося из образца в течение определенного промежутка диффузионного отжига, вычисляют коэффициент диффузии инертного газа в материале.

Поступило в Редакцию 14/VI 1973 г.

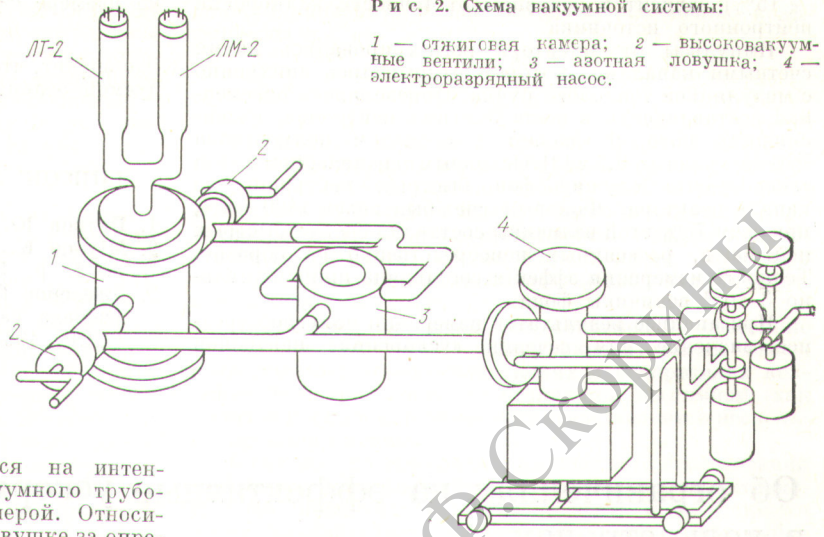


Рис. 2. Схема вакуумной системы:

1 — сжигочная камера; 2 — высоковакуумные вентили; 3 — азотная ловушка; 4 — электроразрядный насос.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gorun M. e. a. Rev. Roum. Phys., 1966, v. 11, № 2, p. 191—200.
2. Jwamoto Kazumi, Oishi Jun. J. Nucl. Sci. and Technol., 1967, v. 4, № 5, p. 223—230.
3. Hilton D. J. Nucl. Mater., 1970, v. 36, № 1, p. 61—76.
4. Elleman T. e. a. J. Nucl. Mater., 1969, v. 30, p. 89—106.

Взаимодействие тепловых нейтронов с ядрами ^{152m}Eu

КОНДУРОВ И. А., БЕРЕСТСВОЙ А. М., ЕГОРОВ А. И., КОРОТКИХ Е. М., ПЕТРОВ Ю. В. УДК 539.171.017:539.184.5

При взаимодействии нейтронов с ядрами, находящимися в возбужденном состоянии, возможно неупругое рассеяние второго рода с передачей энергии возбужденного ядра рассеянному нейтрону [1]. В работе [2] предпринята попытка обнаружить этот эффект косвенным путем — из анализа сечений образования ^{148}Pm и ^{149}Pm при облучении ^{147}Pm тепловыми нейтронами. В настоящей работе проведено прямое измерение эффекта путем поиска быстрых нейтронов, возникающих при облучении изомерных ядер ^{152m}Eu тепловыми нейтронами.

Изомер получали при облучении в реакторе образцов, содержащих ^{151}Eu . Образцы изготовляли из окиси природного или разделенного европия, нанесенной с двух сторон на алюминиевую подложку толщиной 12 мкм методом жигания. Образцы запрессовывались между двумя алюминиевыми фольгами толщиной 20 мкм и имели вид дисков диаметром 34 мм с содержанием ^{151}Eu около 100 мг. Облучение проводили в вертикальном канале реактора ВВР-М, где невозмущенный поток тепловых нейтронов составлял $1,4 \cdot 10^{14}$ нейтр $\times \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Возмущение, вносимое образцом, а также самоэкранирование учитывали путем облучения контрольного образца с последующим измерением его

активности. Точность определения числа изомерных ядер таким способом составляла 8%.

Образец, содержащий около 1 мг ^{152m}Eu , помещали в горизонтальный канал реактора, где направленный поток тепловых нейтронов составлял $(5,8 \pm 0,3) \times 10^8$ нейтр $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Ввиду малости ожидаемого эффекта пучок тепловых нейтронов модулировали диском из кадмия и алюминия, вращающимся с периодом 1 сек. При этом фоновые быстрые нейтроны не модулировались. Точность периода порядка 10^{-5} обеспечивалась кварцевым генератором.

Детектором быстрых нейтронов служил искровой счетчик осколков деления ^{235}U , окруженный замедлителем из плексигласа и экраном из кадмия и бора. Регистрировались тепловые нейтроны, образовавшиеся в результате замедления быстрых нейтронов, прошедших сквозь боркадмиевый экран. Искровой счетчик, дискриминирующий частицы по плотности ионизации, позволил полностью устранить влияние мощных полей γ -излучения образца (до 10 п/сек). Эффективность регистрации быстрых нейтронов детектором, измеренная с помощью калиброванного $\text{Sb} - \text{Be}$ -источника с энергией нейтронов 24 кэв, менялась в пределах $(2,5 \div 3,5) \cdot 10^{-4}$. Точность определения этой величины,

$\pm 15\%$) зависит в основном от точности калибровки нейтронного источника.

Импульсы от детектора регистрировались двумя счетными каналами, которые открывались синхронно с модуляцией теплового пучка. Определялась переменная составляющая в счете быстрых нейтронов, интенсивность которой спадает с периодом полураспада ^{152m}Eu , равным 9,2 ч [3]. Основным ограничением в этом эксперименте служил фон быстрых нейтронов из канала реактора. Фонный счет был равен 1400 сек^{-1} , при этом 75% этой величины составлял счет от быстрых нейтронов, рассеянных непосредственно на образце. Точность измерения эффекта составляла приблизительно $3 \cdot 10^{-3}$ величины фона.

При анализе результатов измерений получено среднее значение для сечения «ускорения» нейтронов

на изомере ^{152m}Eu :

$$\sigma = (0,15 \pm 1,46) \text{ барн.}$$

Это значит, что с 95%-ной вероятностью сечение исследуемой реакции не превышает 3 барн.

Поступило в Редакцию 9/VII 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров Ю. В. ЖЭТФ, 1959, т. 37, с. 1170.
2. Miyano K., Morinago H. J. Phys. Soc., 1969, v. 26, № 2, p. 576.
3. Дзелейов Б. С., Пекер Л. К., Сергеев В. О. Схемы распада радиоактивных ядер. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963.

Об ограничениях на эффективные ускоряющие поля в кольцетронах

МАХАНЬКОВ В. Г., МЕЩЕРЯКОВ М. Г.

В последнее время все чаще обсуждается вопрос об эффективности ускорения ионов (протонов) с помощью релятивистских электронных колец. Возросший интерес к этой проблеме связан с работой [1], вызвавшей дискуссию на Симпозиуме по коллективным методам ускорения (Дубна, 1972). Позднее появились еще две посвященные этому же вопросу теоретические работы [2, 3], в которых делается попытка подкрепить основные результаты работы [1]. В ней на основе линейной теории устойчивости колец найдены ограничения на максимально достижимые ускоряющие поля и тем самым на прирост энергии ионов на единицу длины.

Основные результаты работы [1] сводятся к следующему. В наиболее простой конструкции ускорителя прирост энергии $e\epsilon_{\text{эф}}$ не может превышать 10 МэВ/м , а при соответствующем усложнении конструкции (введение внутреннего экранирующего цилиндра) $e\epsilon_{\text{эф}}$ может достигать $\sim 40 \text{ МэВ/м}$. В настоящее время ускоряющие поля такой величины уже получены в обычных кольцевых ускорителях. Авторы работы [1] делают вывод, что с помощью релятивистских электронных колец можно эффективно ускорять лишь тяжелые ионы. Подчеркнем еще раз, что выводы и результаты работы [1] получены на основе линейной теории устойчивости кольца.

Известны (теоретически и в какой-то степени экспериментально) два основных вида неустойчивости электронно-ионных колец. Первая неустойчивость связана с электромагнитным излучением и азимутальной группировкой электронов (в теории обычных ускорителей она известна как неустойчивость «отрицательной» массы), вторая — так называемая шланговая неустойчивость — присуща лишь плазменным электронно-ионным образованиям. Наиболее жесткие ограничения на $e\epsilon_{\text{эф}}$ накладывают неустойчивость первого типа, однако она имеет пороговый характер, поскольку возникает только в том случае, когда число электронов в кольце N_e становится больше некоторого критического значения N_{cr} , зависящего от энергетического разброса.

Это вызвано тем, что рассматриваемая неустойчивость связана с группировкой частиц, а энергетический разброс естественно препятствует этой группировке.

Поэтому чем больше разброс, тем больше величина N_{cr} , которая грубо может быть найдена из сравнения инкремента нарастания неустойчивости γ_n с величиной разброса $n\alpha W$, т. е. из условия

$$\gamma_n \lesssim n\alpha W. \quad (1)$$

Здесь n — номер гармоники возмущения; $W = 2\pi m_e c R_0 \Delta\gamma_0$; $\alpha = -(2\pi R_0^2 m_e \gamma_0)^{-1}$, где R_0 — большой радиус кольца; m_e — масса покоя электрона; γ_0 — релятивистский фактор; $\Delta\gamma_0/\gamma_0 = \Delta E_0/E_0$ — относительный энергетический разброс. Подставив в (1) известное выражение для γ_n , получим порядковую формулу (3.1) из работы [1]:

$$N_e \lesssim \frac{1}{2} k H_0 \frac{R_0^2}{r_c} \frac{(\Delta E_0/E_0)^2}{|Z_n/nZ_0|} \frac{\pi}{2} \approx N_{cr}, \quad (2)$$

где $r_c = (e^2/m_e c^2)$ — классический радиус электрона; c — скорость света в вакууме; $k = (e/m_e c^2)$; H_0 — магнитное поле; Z_n — импеданс связи электронного кольца, величина которого существенно зависит от конструкции ускорителя; $Z_0 (4\pi/c)$ — импеданс свободного пространства.

Используя соотношение (2) и формулу, определяющую величину ускоряющего поля в кольцетроне:

$$e\epsilon_{\text{эф}} \approx \frac{e^2 N_e}{\pi R_0 (a+b) \eta}, \quad (3)$$

где a и b — полуоси эллиптического сечения кольца, находим

$$e\epsilon_{\text{эф}} \lesssim 0,6 m_e c^2 \frac{k H_0}{\pi \eta} \frac{\Delta E_0/E_0}{|Z_n/nZ_0|} \frac{\pi}{2}. \quad (4)$$

Из этой формулы при $H_0 = 20 \text{ кгс}$, $(\Delta E_0/E_0) = 10\%$ и некоторых предположениях относительно $|Z_n/nZ_0|$ были получены приведенные выше значения $e\epsilon_{\text{эф}}$.

Отметим, что в докритическом режиме, когда $N_e < N_{cr}$, параметры N_e и $\Delta E_0/E_0$ независимы и определяются начальными данными, т. е. в большой степени условиями эксперимента, поэтому выбор значения $\Delta E_0/E_0$ определяет целую область значений $N_e < N_{cr}$. В надкритическом режиме ($N_e > N_{cr}$) ситуация в корне меняется. Во всяком случае при не слишком больших величинах N_e/N_{cr} возникает однозначная