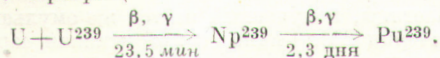


Исследование накопления Pu^{239} по γ -излучению U^{239}

Л. Н. Юрова, А. В. Бушув

Захват нейтрона ядром U^{238} приводит к следующей цепочке превращений:



О количестве накопившегося плутония можно судить по интенсивности излучения промежуточных продуктов реакции U^{239} и Np^{239} . Все описанные в литературе методы измерения накопления Pu^{239} [1—5] основаны на регистрации β -излучения U^{239} , или Np^{239} , или γ -излучения Np^{239} . Накопление Pu^{239} можно также определить, используя метод регистрации γ -излучения U^{239} . Ниже показано, что этот метод имеет значительные преимущества.

Сравним различные методы. При использовании любой из описанных методик измерения проводятся при наличии фона, создаваемого излучением дочерних продуктов распада U^{238} и осколков деления U^{235} и U^{238} . Первая составляющая фона неизменна, а вторая изменяется со временем. Спектр фона формируется большим числом излучателей и во всей области измерений имеет сложный характер. Спектр β -частиц непрерывный от нулевой до максимальной энергии, поэтому при регистрации β -излучения U^{239} или Np^{239} во всем диапазоне измерений регистрируется и фоновое β -излучение. При этом фон составляет значительную долю эффекта. Для уменьшения фона необходимо перед измерениями провести радиохимическую очистку образцов от дочерних продуктов распада U^{238} и осколков деления. Процесс очистки увеличивает время между окончанием облучения и началом измерения (что существенно для U^{239} , период полураспада которого 23,5 мин), усложняет измерения и вносит дополнительные ошибки.

Самопоглощение в образцах и поглощение части низкоэнергетического β -излучения в окошке счетчика уменьшает вероятность регистрации эффекта в этом случае по сравнению с измерениями γ -излучения. При измерениях γ -излучения зарегистрированные спектры U^{239} состоят из одного и Np^{239} из нескольких фотопиков, соответствующих энергиям γ -излучения, испускаемого этими изотопами. Практически весь эффект сосредоточен в узком энергетическом интервале, определяемом шириной фотопика, в который попадает лишь малая часть всего фона. Следовательно, проводя измерения в этом узком интервале, можно зарегистрировать весь эффект с малой частью фона. При этом для уменьшения фона нет необходимости предварительно очищать образцы. Измерения накопления Pu^{239} по γ -излучению U^{239} имеют значительные преимущества перед измерениями по γ -излучению Np^{239} . Действительно, единственная γ -линия U^{239} с энергией 74 кэв имеет абсолютный выход излучения 98% на распад [6], в то время как выход для наиболее интенсивной линии Np^{239} с энергией 106 кэв составляет менее 45% [6]. Фон дочерних продуктов распада U^{239} при измерениях с $E_\gamma = 74$ кэв более чем в два раза ниже, чем при измерениях с $E_\gamma = 106$ кэв. Максимальное число ядер U^{239} (равновесная активность) накапливается приблизительно через 70 мин облучения (три периода полураспада), в то время как в случае Np^{239} для достижения равновесной активности необходимо непрерывное облучение в течение семи суток. Только при таком длитель-

ном облучении в образце будет одинаковое число атомов U^{239} и Np^{239} ; при меньших периодах облучения количество Np^{239} будет всегда меньше, чем U^{239} . Однако длительное облучение трудно выполнять на критических сборках.

Таким образом, метод измерений, основанный на регистрации γ -излучения U^{239} , является оптимальным по сравнению со всеми другими методами. Он был опробован при измерениях, проводившихся на быстрых критических сборках. Измерительная аппаратура состояла из сцинтилляционного γ -спектрометра с кристаллом NaJ(Tl) с толщиной кристалла 10 мм, диаметром 30 мм и одноканального амплитудного анализатора. Эффективность регистрации γ -излучения U^{239} при этом составляла 100%. Амплитудное разрешение установок по отношению к излучению Cs^{137} с $E_\gamma = 662$ кэв составляло 9%. Зависимость амплитуды импульса от энергии излучения была линейной в пределах 1% при энергиях 40 кэв—2,75 Мэв. Измерения проводились в интервале энергий 64—81 кэв, в который попадало около 80% всего γ -излучения U^{239} . Использовались образцы из природного урана. При облучении интегральным потоком $2 \cdot 10^8$ нейтр/см² эффект превышал фон в 15 раз; статистическая погрешность измерений 0,5%.

При распространении данной методики измерений на тепловые системы, так же как и в случае использования всех других описанных методик, возникают дополнительные трудности, связанные с уменьшением отношения сечения захвата нейтронов U^{238} к сечению деления U^{235} . Другими словами, сильно уменьшается отношение эффекта к фону из-за увеличения фона осколков деления U^{235} . Эти трудности можно преодолеть, если использовать для измерений образцы с более высокой степенью обеднения по U^{235} . Для проведения экспериментов на уран-графитовой и уран-водной подкритических сборках были использованы образцы урана, обедненного в 230 раз по сравнению с естественной смесью изотопов. Результаты измерений, проведенных на указанных подкритических сборках с высокообедненными образцами, подтверждают применимость данной методики и для тепловых систем.

Поступило в Редакцию 1/X 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Холмс и др. Экспериментальные реакторы и физика реакторов. М., Гостехиздат, 1956, стр. 231.
2. Дж. Лонг и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958.» Избр. докл. иностр. ученых. Т. 3. М., Атомиздат, 1959, стр. 156.
3. Хольстэнд. «Проблемы ядерной энергетики», № 6, 84 (1958).
4. D. Peirson. *Atomics*, 7, 316 (1956).
5. А. И. Лейпунский и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958.» Докл. сов. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 377.
6. D. Strominger, J. Hollander, G. Seaborg. *Rev. Mod. Phys.*, 30, 2 (1958).