

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P13-85-266

Г.Н.Флеров, Г.М.Тер-Акопьян, Е.А.Сокол, Ш.Шаро,
Ш.С.Зейналов, М.П.Иванов

О РЕГИСТРАЦИИ
РЕДКИХ ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ
ПО МНОЖЕСТВЕННЫМ НЕЙТРОННЫМ СОБЫТИЯМ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1985

Ядерные события, для которых характерным признаком является эмиссия более чем одного нейтрона, отличаются относительно сильной перестройкой атомных ядер, сопровождающейся выделением значительной энергии. Причиной таких ядерных превращений в природе могут быть или спонтанные распады /деление ядер, распады, вызванные несохранением барионного числа $\Delta B=1$ и $\Delta B=2$ / или взаимодействия космических лучей. Рассмотрим эти процессы, имея в виду возможность их регистрации по множественным нейтронным событиям.

ПОИСКИ В ПРИРОДЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ /СТЭ/ ПО РЕДКИМ СОБЫТИЯМ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ *

Регистрация редких событий спонтанного деления в земных образцах и метеоритах за последние 15 лет привлекала внимание в связи с задачей поиска СТЭ. Существование острова относительно стабильных атомных ядер в районе дважды замкнутых оболочек $Z=114$, $N=184$ предсказывалось теорией, учитывающей влияние оболочечных эффектов на барьеры деления тяжелых ядер. Стабилизирующее действие оболочечных эффектов, проявляющееся в увеличении времени жизни по отношению к спонтанному делению, подтверждается экспериментальной систематикой периодов полураспада атомных ядер /см. ²/ и отсутствием заметных ветвей распада по отношению к спонтанному делению у наиболее тяжелых синтезированных ядер с атомными номерами $Z=106-109$ ^{3,4}.

Вероятность обнаружения в природе долгоживущих сверхтяжелых нуклидов исключительно мала. Это следует из расчетов, дающих исчезающе малую вероятность нуклеосинтеза СТЭ в γ -процессе ⁵. К тому же представляется очень маловероятным существование в области СТЭ хотя бы одного нуклида, имеющего время жизни, соизмеримое с возрастом солнечной системы /4,6 млрд. лет/. Однако некоторые допустимые изменения условий γ -процесса и параметров делимости сверхтяжелых ядер могут привести к более оптимистическим результатам. Поэтому проблема существования СТЭ в природе должна решаться экспериментальными методами, которые, принимая во внимание приведенные выше аргументы, должны обладать очень высокой чувствительностью.

Наивысшая чувствительность в поиске СТЭ была достигнута с помощью нейтронных детекторов ⁶, предназначенных для наблю-

* Проблема поисков СТЭ подробно рассмотрена в нашем обзоре ¹, в котором приведены ссылки на многие теоретические и экспериментальные работы.

дения редких событий спонтанного деления в массивных образцах. Действительно, если не сам гипотетический долгоживущий нуклид, принадлежащий острову стабильности, то дочерние продукты его α - и β -распадов должны испытывать в основном спонтанное деление. Существенно также и то, что в природе существует только один химический элемент-уран, изотопы которого /главным образом, ²³⁸U / испытывают этот вид радиоактивного распада. Для ²³⁸U спонтанное деление представляет очень слабую ветвь радиоактивного распада: период полураспада по отношению к спонтанному делению $T_{SD}=8 \cdot 10^{15}$ лет при периоде полураспада по отношению к α -распаду $T_{\alpha}=4,5 \cdot 10^9$ лет. Поэтому фон спонтанного деления урана практически не играет роли, если речь идет об изучении образцов массой ≤ 10 кг с концентрацией урана $\leq 10^{-7}$ г/г.

Искусственно синтезированные трансурановые нуклиды /^{238,240,242}Pu, ^{244,246,248}Cm, ²⁵²Cf и др./ в принципе могут быть причиной фона спонтанного деления, если исследуемые образцы загрязнены продуктами ядерных испытаний. Однако этот источник фона не имел значения для изученных образцов, число которых достигло нескольких сотен.

Множественность мгновенных нейтронов спонтанного деления имеет распределение, близкое к гауссову ⁷. Среднее число нейтронов $\bar{\nu}$ и дисперсия σ_{ν}^2 возрастают с увеличением атомного номера /для ²³⁸U $\bar{\nu}=1,99$, $\sigma_{\nu}^2=1,0$, для ²⁵²Cf $\bar{\nu}=3,735$, $\sigma_{\nu}^2=1,57$ /. Однако в районе $Z=100$ имеют место резкие аномалии характеристики спонтанного деления ⁸, в частности, сильное уменьшение $\bar{\nu}$ при переходе от ^{256,257}Fm к ^{258,259}Fm. Простой подсчет, учитывающий массы атомных ядер, показывает, что при делении ядер СТЭ на два осколка выделяемая энергия составляет ~ 300 МэВ. Рассматривая ее распределение между кинетической энергией осколков деления и их внутренним возбуждением, Никс ⁹ и Шмидт и Мозель ¹⁰ пришли к выводу, что $\bar{\nu} \approx 10$ для ядер СТЭ. Другой анализ ¹¹ показал, что величины $\bar{\nu}$ для СТЭ могут быть не столь большими / $\bar{\nu}=7$ /. В случае тройного деления ядер СТЭ оценки для среднего числа мгновенных нейтронов оказываются еще ниже / $\bar{\nu}=2-4$ ¹².

Поиск в природных образцах множественных нейтронных событий, которые могли бы быть отнесены к спонтанному делению СТЭ, проводился несколькими группами /см. ¹/. Измерения проводились с образцами массой 10-20 кг в помещениях, защищенных от космических лучей /например, в соляной шахте на глубине 1100 м водного эквивалента ¹³/.

В подавляющем большинстве измерений были получены лишь верхние пределы содержания гипотетических СТЭ на уровне $10^{-13}-10^{-12}$ г/г*. Такие пределы были получены для большого числа земных образцов, которые включали типичные породы земной коры, руды тяже-

* При оценке этих пределов всегда предполагалось, что искомым СТЭ имеет период полураспада 10^9 лет.

лых химических элементов, различные моно- и полиминеральные образования, обогащенные редкими элементами, глубоководные железомарганцевые конкреции и т.д. Чувствительность экспериментов была ограничена массой образцов, которые помещались в нейтронные детекторы /10-20 кг/. Она не могла быть существенно улучшена за счет увеличения времени измерений, так как для этого потребовались бы измерения длительностью более одного года. В некоторых случаях, когда концентрация урана в образцах превышала 10^{-5} г/г, пределы чувствительности определялись фоном спонтанного деления урана.

При поисках СТЭ тщательно изучались некоторые каменные метеориты, особенно метеориты Алленде и Ефремовка, принадлежащие к классу углистых хондритов /СЗ/. По существующим представлениям метеориты этого типа относятся к наименее дифференцированным образованиям солнечной системы, и они не сильно обеднены тяжелыми летучими металлами (Hg, Tl, Pb, Bi), гомологами которых являются искомые СТЭ. Измерения образцов метеоритов, продолжавшиеся несколько лет, позволили обнаружить редкие нейтронные события, связанные с регистрацией одновременно 2-3 нейтронов ¹⁴. Такие события могли быть приписаны спонтанному делению неизвестного ранее долгоживущего нуклида, возможно, принадлежащего к области СТЭ. Скорость счета в 20-30 раз превышала фон от деления урана, однако она была очень низкой: в среднем одно нейтронное событие за 50 дней на 1 кг вещества метеорита Алленде. Поэтому не представлялось возможным получить более подробную информацию о характеристиках этих событий.

Множественные нейтронные события /в основном, двойные и тройные/ были зарегистрированы также при измерениях химических фракций, выделенных из воды геотермальных источников полуострова Челекен /Юго-Восточный Каспий/ ¹⁵ и из термальных источников Байкальской рифтовой зоны ¹⁶. Для некоторых химических фракций скорость счета нейтронных событий составляла 1-2 деления в день на 1 кг вещества. Однако в пересчете на исходную воду она была очень низкой: около одного события в день на одну тонну термального рассола полуострова Челекен.

Принимая во внимание неизбежность потерь, вызванных техническими трудностями извлечения из большого объема рассола, и неопределенность прогнозируемого химического поведения искомого нуклида, необходимо проводить многоступенчатую переработку нескольких десятков тонн рассола. Ввиду исключительной сложности этой задачи, на данной стадии целесообразно проведение отдельных модельных химических опытов. К сожалению, в этих опытах пока не удалось получить образцы небольшой массы / ≤ 1 г/ с достаточно большой скоростью счета искомого нуклида /несколько событий в день/, что необходимо для его идентификации.

Распределение по множественности событий, зарегистрированных в метеоритах и гидротермах, позволяет грубо оценить среднее чис-

ло нейтронов деления $\bar{\nu}=2-4$. По измеренной скорости счета можно оценить порядок величины концентрации гипотетического нуклида - 10^{-14} г/г для метеорита Алленде и $10^{-16} - 10^{-15}$ г/г для челекенской воды.

Если этот нуклид действительно принадлежит одному из химических элементов из новой области стабильности СТЭ, можно ожидать, что он будет концентрироваться в каких-то минеральных фазах в тех или иных породах и рудах. Если принять за среднее содержание искомого элемента в земной коре оценку, полученную для метеоритов, можно надеяться, что будут найдены земные образцы, в которых его концентрация достигает 10^{-12} г/г. Однако поиск таких образцов потребовал бы нескольких тысяч измерений на нейтронных детекторах ¹⁷. Некоторые химические элементы присутствуют в земной коре в количестве, иногда значительно /в десятки раз/ меньшем, чем в каменных метеоритах. Нельзя полностью исключить эту возможность и для СТЭ. В таком случае обнаружение подобных образцов будет еще более проблематичным.

Для преодоления указанных трудностей решающее значение имеет существенное повышение чувствительности детекторов, регистрирующих множественные нейтронные события. Такое увеличение чувствительности может быть достигнуто за счет увеличения массы исследуемых образцов с 10-20 кг до 1000 кг. Параметры нейтронного детектора, рассчитанного на изучение проб такой массы, будут рассмотрены ниже. Рассмотрим эксперименты, которые должны быть выполнены на таком детекторе и оценим их чувствительность.

Принимая во внимание большую массу образцов, необходимо ограничиться изучением небольшого числа объектов. По-видимому, к таким объектам нужно отнести типичные породы земной коры /ультрабазиты, граниты, щелочные породы/ и некоторые руды, обогащенные редкими тяжелыми элементами. При выборе пород целесообразно отдавать предпочтение их разновидностям, обогащенным акцессорными минералами* и, следовательно, редкими элементами. Представляет также интерес изучение некоторых объектов земной коры, которые на протяжении длительного периода времени подвергались воздействию гидротерм и могут быть обогащены тяжелыми летучими элементами. К таким объектам относятся железистые кварциты, различные типы сланцев, метасоматиты и т.д.

Все измерения будут сопровождаться фоном спонтанного деления урана, который содержится в указанных выше образцах в концентрации $10^{-7} - 10^{-5}$ г/г. Эта концентрация соответствует 50-5000 делений в день на тонну образца. Остальными источниками фона при работе в подземном помещении можно пренебречь.

Несмотря на высокий уровень фона спонтанного деления урана примесь спонтанного деления искомого нуклида может быть обнару-

* Акцессорные минералы обычно образуются на последней стадии кристаллизационного процесса и концентрируют редкие элементы.

жена даже при весьма низкой его концентрации. Рассмотрим, например, случай, когда наряду с ураном ($\bar{\nu}=1,99$) в образце находится ^{246}Cm ($\bar{\nu}=2,98$). В таблице приведены данные о распределении множественности нейтронных событий при измерении образца массой 1000 кг, содержащего около 1 г урана и примесь ^{246}Cm , которая отвечает числу спонтанных делений, в 100 раз меньшему, чем число делений урана /500 делений в день ^{238}U и 5 делений в день ^{246}Cm /. Продолжительность измерений - 20 дней, число событий спонтанного деления урана - около 10^4 . Во второй строке таблицы указаны числа событий с множественностью от 2 до 5, которые будут зарегистрированы нейтронным детектором, имеющим эффективность регистрации одиночных нейтронов 0,79. В третьей строке дано распределение для случая, когда в образце присутствует только ^{238}U /это распределение нормировано на число двойных событий во второй строке/. В четвертой строке даны вероятности отклонений чисел событий с множественностью 3, 4 и 5, приводящих к распределению ^{238}U /третья строка/ к распределению ^{238}U с примесью ^{246}Cm /вторая строка/. Произведение этих вероятностей / $2,43 \times 10^{-2}$ / дает вероятность такого результата измерения, в котором для ^{238}U будет получено распределение множественности событий, отвечающее примеси 1% событий деления ^{246}Cm к 10^4 событий деления ^{238}U .

Таблица

Множественность событий	2	3	4	5
10000 делений ^{238}U + 100 делений ^{246}Cm	3377	1470	240	28
Распределение по множественности для урана, нормированное на число двойных событий второй строки	3377	1457	229	25
W_i	-	0,367	0,233	0,284

Таким образом, для образца массой 1000 кг с содержанием 10^{-6} г/г урана можно обнаружить спонтанное деление искомого СТЭ с достоверностью $\geq 97,5\%$ при скорости распада 5 делений в день, если число $\bar{\nu}$ для СТЭ: $\bar{\nu} \geq 3$. Для случая, когда для искомого СТЭ $\bar{\nu} = 2,11$, обнаруживается 50 делений в день с достоверностью 99,4%. Отметим, что 5 делений в день на тонну образца соответствуют концентрации искомого нуклида приблизительно 10^{-15} г/г. Для образцов с содержанием урана менее 10^{-6} г/г

чувствительность 20-дневного измерения составит 10^{-18} г/г по концентрации СТЭ.

Существенной особенностью подобных измерений является то, что в них нет необходимости точного определения концентрации урана в образцах. Важным условием является исследование распределения множественности нейтронных событий для спонтанного деления урана. Однако такая калибровка может быть проведена сравнительно просто с применением препаратов урана массой около 100 г.

ЯДЕРНЫЕ РАСПАДЫ, ВЫЗВАННЫЕ ВОЗМОЖНЫМ НЕСОХРАНЕНИЕМ БАРИОННОГО ЧИСЛА

Наша вера в справедливость сохранения барионного числа основана лишь на данных экспериментов, чувствительность которых, несмотря на ее поразительные масштабы, с точки зрения теории, является ограниченной^{18,19}. Эксперименты, целью которых было установление пределов стабильности нуклонов, связанных в атомном ядре, проводились уже в пятидесятых годах^{20,21}. Предел периода полураспада нуклона - $2 \cdot 10^{23}$ лет, полученный в то время в работе Флерова и др.²¹, оставался неизменным в течение почти двадцати лет. Интенсивные поиски распада протона начались в конце семидесятых годов после того, как появились широко известные сейчас первые модели великого объединения^{22,23}.

В настоящее время в различных лабораториях действует 6-8 крупных установок, специально предназначенных для поиска распада протона /см., например,^{24,25}/. Установлен нижний предел времени жизни протона $2 \cdot 10^{32}$ лет по отношению к распаду $p \rightarrow e^+ \pi^0$ ²⁶. Это указывает на неприменимость минимальной SU(5) модели, в которой такой канал распада является основным, а время жизни протона дается в пределах $10^{30} - 10^{32}$ лет²⁷. Для других возможных каналов распада нуклона чувствительность установок несколько меньше. Достигнутый предел времени жизни по порядку величины составляет 10^{31} лет. Вместе с тем все или почти все группы наблюдали события - кандидаты распадов $\mu^+ \eta^0$, $\mu^+ K^0$, $e^+ \omega^0$ или, быть может, экзотических мультипионных распадов. Выявление природы этих событий требует увеличения статистики, более тщательного учета фона и повышения способности установок к распознаванию искомым процессов.

Не исключено, что регистрация множественных нейтронных событий окажется полезной²⁸ для получения дополнительной информации о наблюдаемых распадах или в случае необходимости увеличения массы установок*. Оценки множественности нейтронов, испускаемых

* При заданной массе установки/калориметра/регистрация нейтронов требует значительно меньшего числа чувствительных элементов по сравнению с регистрацией электромагнитной компоненты или пионов.

при ядерных превращениях, вызванных распадом нуклона или аннигиляцией $\bar{p}N$, были сделаны в работе ²⁹. Согласно этим оценкам, распад $p \rightarrow e^+ \pi^0$ приводит к испусканию, в среднем, 3 и 10 нейтронов из ядер железа и свинца соответственно. В случае распада $p \rightarrow e^+ \pi^-$ к этим нейтронам, испущенным в результате внутриядерного каскада из ядра, в котором рождается пион, добавятся нейтроны от захвата π^- , которые при вылете из ядра, останавливаются на расстоянии ≤ 10 см. Среднее число вылетевших пионов для ²⁰⁸Pb составит 0,4 на распад ²⁹, а среднее число нейтронов на один захват остановившегося пиона - $7 \cdot 30'$.

Аналогичным образом можно рассмотреть другие каналы распада нуклона. Для экзотических лептонных распадов $N \rightarrow \ell \ell \ell + X$, (пионы), предсказанных в модели Пати-Салама ²², а также для распада $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$, вероятного для суперсимметричных моделей ³¹, число испущенных нейтронов будет невелико. Каналы $p \rightarrow \ell + K^0$, $n \rightarrow \ell + K^0$ должны давать значительно большую множественность нейтронов, которые будут испускаться или при ядерном захвате отрицательных пионов от распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, или при образовании гиперядер \bar{K}^0 -мезонами, образовавшимися в процессе регенерации на расстояниях ≤ 5 см от точки рождения K^0 . От 15 до 30 нейтронов будет испускаться в свинце при распаде нуклона с образованием K^+ , векторных мезонов ρ и ω , а также при других распадах, характеризующихся рождением 2-3 адронов в ядре. Надо полагать, что наблюдение событий со столь большой множественностью нейтронов, испущенных практически из одной точки, может быть одним из перспективных способов распознавания процесса распада нуклона.

Регистрация множественных нейтронов может оказаться чувствительным и информативным методом поиска явления осцилляции нейтрона, впервые рассмотренного в работе Кузьмина ³² и представляющегося возможным в некоторых моделях великого объединения /см. ³³/. С целью наблюдения этого явления проводятся эксперименты на нейтронных пучках реакторов и ускорителей. Получен предел периода осцилляции свободного нейтрона $\geq 1,5 \cdot 10^8$ с ³⁴. Готовятся новые крупные эксперименты. Осцилляция нейтрона, связанного в атомном ядре, может наблюдаться в статических экспериментах, которые проводятся на установках, предназначенных для поиска распада протона. Самый высокий предел /около $2 \cdot 10^{31}$ лет/ для времени жизни ядер кислорода по отношению к самопроизвольному распаду, вызванному $\bar{p}N$ -аннигиляцией, был получен в эксперименте группы Ирвин-Мичиган-Брукхейвен ³⁵. Как было показано в работе ²⁹, аннигиляция антинейтрона в ядре свинца должна приводить к испусканию, в среднем, 24 нейтронов, а с учетом ядерного захвата остановившихся отрицательных пионов средняя множественность нейтронов должна приближаться к 30.

Распределение по энергии нейтронов, испущенных в процессе аннигиляции и при распаде нуклона, связанного в тяжелом ядре, отличается от чисто испарительного спектра, характерного для деления ядра. Наряду с основной компонентой спектра, обусловленной

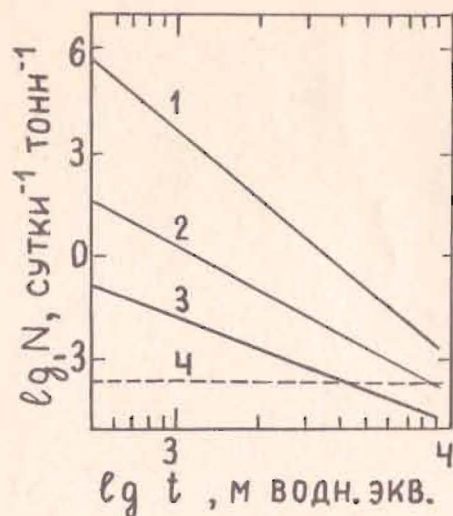
испарением нейтронов из возбужденных ядер, будет наблюдаться также вклад быстрых нейтронов с энергией 10-100 МэВ. Доля таких быстрых нейтронов для случая свинца составит примерно 0,2 от полного числа испущенных нейтронов ²⁸. Особенностью нейтронных событий, связанных с $\bar{p}N$ -аннигиляцией в ядре и с некоторыми каналами распада нуклона, является изотропное угловое распределение быстрых каскадных нейтронов.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Одиночные нейтроны в подземных помещениях появляются главным образом в результате реакций (α, n) , протекающих на ядрах легких элементов при облучении α -частицами от радиоактивного распада урана, тория и их дочерних продуктов. Эти реакции не создают заметного фона множественных нейтронных событий при концентрации урана и тория в окружающих горных породах $\leq 3 \cdot 10^{-5}$ г/г. Несколько более ощутимым может быть фон от мгновенных нейтронов спонтанного деления урана ¹⁷. Однако при указанной концентрации урана и этот фон оказывается невысоким - не более 1 двойного нейтронного события за 10 дней в регистрирующем устройстве с поперечным сечением 1 м^2 , расположенном на расстоянии 2 м от стен помещения. Число нейтронных событий с множественностью, равной $3, < 0,3$ за год, а события с множественностью ≥ 4 практически отсутствуют.

Источниками множественных нейтронных событий в подземных помещениях являются взаимодействия мюонов и атмосферных нейтрино. Изучение потоков нейтрино и мюонов глубоко под землей посвящен ряд работ /см. ³⁶⁻³⁹/. Имеется также много данных о взаимодействии нейтрино и мюонов с веществом. На рисунке приведена зависимость от глубины числа взаимодействий в день космических мюонов в образце массой 1 т. По данным работы ⁴⁰ показана также аналогичная зависимость для взаимодействий вторичных нейтронов с энергией ≥ 20 МэВ и ≥ 700 МэВ. Число взаимодействий атмосферных нейтрино практически не зависит от глубины и составляет примерно $0,3 \text{ год}^{-1} \text{ т}^{-1}$. Таким образом, вплоть до глубины порядка 10^4 м водного эквивалента /м в.э./ взаимодействия мюонов представляют основной источник фона множественных нейтронов, а на большей глубине основным является фон от взаимодействий атмосферных нейтрино.

Данные о множественности нейтронов, генерированных в результате взаимодействий мюонов и нейтрино, практически отсутствуют в литературе. Имеются лишь данные экспериментов, в которых измерялись средние числа нейтронов, испущенных из блоков различных размеров, облучаемых пучками нейтронов, протонов или более тяжелых заряженных частиц с энергией от нескольких десятков МэВ до нескольких ГэВ /см. обзорные статьи ^{41, 42}/. Среднее число нейтронов, генерированных в блоке свинца большого размера,



Уровень фона множественных нейтронных событий под землей. Показана зависимость числа ядерных взаимодействий от глубины. 1 - мюоны, 2 - нейтроны с энергией ≥ 20 МэВ, 3 - нейтроны с энергией ≥ 700 МэВ, 4 - атмосферные нейтрино. Из-за различий в геомагнитном эффекте и рельефе местности возможно изменение уровня фона в 2-3 раза. Положение кривых 2 и 3 зависит также от конструкции установки. Предполагалось, что основную массу установки объемом 1 м^3 составляет образец с плотностью $1 \text{ т} \cdot \text{м}^{-3}$.

достигает значений > 100 при энергии первичного протона $T \geq 1$ ГэВ и резко возрастает с увеличением T . Однако среднее число нейтронов, испущенных в единичном акте взаимодействия, ограничено $\lesssim 10$. Оно очень слабо /всего на 20%/ возрастает в диапазоне $T = 0,4-1$ ГэВ и даже немного уменьшается при дальнейшем росте T . Основная часть множественных нейтронов появляется после окончания внутриядерного каскада, вызванного первичным протоном. Наряду с такими нейтронами, энергетический спектр которых имеет вид характерный для процесса испарения из возбужденного компаунд-ядра, наблюдается заметный вклад /~20%/ от нейтронов, испущенных в процессе развития внутриядерного каскада в сравнительно небольшом интервале углов в направлении пучка бомбардирующих протонов. Энергия таких "каскадных" нейтронов > 10 МэВ и может достигать значений, соизмеримых с энергией бомбардирующих протонов. "Каскадные" нейтроны вызывают размножение, в результате которого наблюдается широкое распределение плотности нейтронов, отличающееся формой, сильно вытянутой вдоль направления движения протона.

Множественность и пространственное распределение нейтронов, генерированных при взаимодействиях мюонов и нейтрино, по-видимому, зависят от числа возникающих в первичных взаимодействиях μN и νN адронов и от распределения их импульсов. Отбор событий по этим признакам позволит, очевидно, значительно уменьшить фон от взаимодействия мюонов в экспериментах по поиску спонтанного деления СТЭ. Еще более эффективным является применение активной защиты, которая должна регистрировать мюоны, проходящие через установку. Однако активная защита нечувствительна по отношению к вторичным нейтронам, вылетающим из стен помещения⁴⁰. Поэтому

в экспериментах по поиску СТЭ предпочтительным является расположение установки на глубине ≥ 2000 м в.э. На меньших глубинах определение уровня фона от космических лучей составит значительные трудности при интерпретации результатов измерений.

Регистрация ядерных превращений, вызванных несохранением барионного числа, сопряжена с необходимостью создания установки массой ~ 1000 т. Даже для столь крупной установки скорость счета полезных событий не превысит 1-3 за год. Поэтому необходимо помещать экспериментальное устройство на возможно большей глубине, чтобы добиться максимально доступного уменьшения фона атмосферных мюонов. Представляется достаточной глубина ≥ 5000 м в.э., на которой число взаимодействий атмосферных мюонов составляет ~ 400 , а число взаимодействий вторичных нейтронов с энергией ≥ 700 МэВ, вылетающих из стен помещения, - 15 в год на 1000 т свинца. С помощью активной защиты, а также за счет учета нейтронных взаимодействий в наружных слоях свинцового блока можно свести этот фон до уровня ≤ 1 год⁻¹.

Взаимодействия атмосферных нейтрино с энергией > 600 МэВ приводят к появлению в 1000 т свинца 120 множественных нейтронных событий в год⁴³. Подавляющая часть этих событий является результатом внутриядерных каскадов, вызванных квазиупругим рассеянием и реакциями типа $\nu N \rightarrow \ell N \pi$ с 1 пионом в выходном канале. Поэтому они будут в большинстве трудно отличимы от распадов типа $p \rightarrow e^+ \pi^0$ или $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$. Значительно меньшим оказывается число фоновых нейтронных взаимодействий, приводящих к образованию 2 или 3 пионов. По данным работы⁴⁴ число таких взаимодействий атмосферных нейтрино с учетом отбора по импульсу и инвариантной массе $\leq 0,3$ в год на 1000 т. Это число можно принять, по-видимому, в качестве предварительной оценки уровня фона в случае регистрации по множественным нейтронным событиям распадов нуклона с 2 или 3 пионами в конечном состоянии, а также при поиске радиоактивного распада тяжелого ядра, вызванного процессом аннигиляции $\bar{\nu} N$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенное рассмотрение показывает, что развитие методов регистрации множественных нейтронных событий способно дать новые возможности при поиске и исследовании редких самопроизвольных ядерных превращений.

Для задачи поиска земных объектов, содержащих новый природный спонтанно делящийся нуклид, обнаруженный в каменных метеоритах и гидротермах, представляется необходимым создание нейтронного детектора, рассчитанного на изучение образцов руд и пород массой до 1 т. Чтобы обеспечить регистрацию редких распадов искомого нуклида на фоне спонтанного деления примеси урана и взаимодействий космических лучей, установка должна измерять мно-

жественность и пространственное распределение плотности нейтронов в каждом событии. Уровень чувствительности по отношению к концентрации гипотетического сверхтяжелого элемента в измерениях продолжительностью 20 дней составит $\geq 10^{-15}$ г/г для образцов типичных руд и пород земной коры при условии проведения экспериментов на глубине ≥ 2000 м в.э.

Разработка и эксплуатация такой установки даст возможность исследовать еще один подход к экспериментальной проблеме поиска ядерных распадов, вызванных несохранением барионного числа. В частности, представляет большой интерес изучение с помощью этой установки множественных нейтронных событий, вызванных ядерными взаимодействиями пучка нейтрино от ускорителя. Результаты такого эксперимента дадут количественные оценки фона от взаимодействий атмосферных нейтрино глубоко под землей. Это, в свою очередь, даст возможность сделать реалистические оценки конкурентоспособности предлагаемого способа. Можно полагать, что регистрация множественных нейтронов в установках большой массы / ≥ 1000 т / даст определенные преимущества в экспериментах по поиску распада нуклона в том случае, если этот распад с большой вероятностью приводит к мультиадронным конечным состояниям. Нам представляется, что эти преимущества могут быть использованы при регистрации ядерных распадов, вызванных $\bar{\nu}N$ -аннигиляцией. Такого рода "статический" эксперимент по поиску осцилляции нейтрона может дать предел времени жизни ядра свинца 10^{33} лет по отношению к столь экзотическому виду радиоактивного распада.

Авторы выражают глубокую признательность С.М.Биленькому, А.С.Ильинову, В.И.Огиевскому и Э.О.Оконову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Flerov G.N., Ter-Akopian G.M. Prog.Phys., 1983, vol.46, p.817.
2. Flerov G.N., Ter-Akopian G.M. JINR, E7-85-5, Dubna, 1985.
3. Oganessian Yu.Ts. et al. JINR, E2-84-651, Dubna, 1984.
4. Armbruster P. In: Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, Florence, 1983, ed. P.Biasi and R.A. Ricci, Tipografia Compositori, Bologna, 1983, vol.2, p.343.
5. Klapdor H.-V. In: Proc. Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics, JINR, D7-83-644, Dubna, 1983, p.128.
6. Ter-Akopian G.M. et al. Nucl. Instr. Meth., 1981, vol. 190, p.119.
7. Vandebosch R., Huisenga J.R. Nuclear Fission, Academic Press, New-York - London, 1973.
8. Hoffman D.C. In: Physics and Chemistry of Fission. Proc. IAEA Symp. Julich, 1979, IAEA, 1980, vol.2, p. 275.
9. Nix J.R. Phys. Lett., 1969, vol. 30B, p.1.

10. Schmidt H.W., Mosel U. Nucl. Phys., 1972, vol. A186, p.1.
11. Hoffman D.C. In: Proc. Int. Symp. on Superheavy Elements, Lubbock, Texas, 1978, ed. M.A.K. Lodhi, Pergamon, Oxford, 1978, p.79.
12. Kolb D. Phys. Lett., 1976, vol. 65B, p.319.
13. Флеров Г.Н. и др. ЯФ, 1974, т.19, 492.
14. Флеров Г.Н. и др. ЯФ, 1977, т.26, с.449.
15. Flerov G.N. et al. Z.Phys., 1979, vol. A292, p.43.
16. Флеров Г.Н. и др. ОИЯИ, Р6-84-422, Дубна, 1984.
17. Флеров Г.Н. и др. Радиохимия, 1982, т.24, с.782.
18. Goldhaber M., Langacker P., Slansky R. Science, 1980, vol. 210, p.651.
19. Langacker P. Phys. Rep., 1981, vol. 72, p. 185.
20. Reines F. Goman C.L., Goldhaber M. Phys. Rev., 1954, vol.96, p.1157.
21. Флеров Г.Н. и др. ДАН СССР, 1958, т.118, с.69.
22. Pati J.C., Salam A. Phys. Rev. Lett., 1973, vol.31, p.661.
23. Georgi H., Glashow S.L. Phys. Rev. Lett., 1974, vol.32, p.438.
24. Litchfield P.J. Rutherford Appleton Lab. Preprint, RAL-84-087, 1984.
25. Allison W.W.M. Oxford Univ. Nucl. Phys. Lab. Preprint, Refi 38/84, 1984.
26. Park H.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, vol.54, p.22.
27. Marciano W.J. Brookhaven Nat. Lab. Rep., No BNL 31036, 1982.
28. Тер-Акопьян Г.М. Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, с.482.
29. Ильинов А.С., Мебель М.В., Чигринов С.Е. ЯФ, 1983, т.37, с.18.
30. Бутцев В.С., Ильинов А.С., Чигринов С.Е. ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.900.
31. Rudaz S. In: Proc. Third Workshop on Grand Unification, Univ. North Carolina, Chapel Hill, 1982, eds. P.H. Frampton, S.L. Glashow, H. van Dam, Birkhauser, Boston, Basel, Stuttgart, 1982, p.191.
32. Кузьмин В.А. Письма в ЖЭТФ, 1970, т.12, с.335.
33. Chang D., Mohapatra R.N., Parida M.K. Phys. Rev., 1984, vol. D30, p.1052.
34. Baldo-Ceolin M. In: Neutrino'82, Proc. Int. Conf. on Neutrino Physics, Balatonfured, 1982, Supl., p.39.
35. Jones T.W. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, vol.52, p.720.
36. Aquilar-Benitez M. et al. Rev. Mod. Phys., 1984, vol.56, Part 2, p.S10.
37. Crouch M.F. et al. Phys. Rev., 1978, vol. D18, p.2239.
38. Krishnaswamy M.R. et al. In: Proc. 15th Cosmic Ray Conf., Plovdiv, 1977, vol. 6, p.85.
39. Волкова Л.В., ЯФ, 1980, т.31, с.1510.
40. Мальгин А.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т.36, с.308.

41. Барашенков В.С. и др. УФН, 1973, т.109, с.91.
 42. Барашенков В.С. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.871.
 43. Battistoni G. et al. Nucl. Inst. Meth., 1984, vol.219, p.300.
 44. Derrick M. et al. Phys. Rev., 1984, vol. D20, p.1605.

Рукопись поступила в издательский отдел
 12 апреля 1985 года

Флеров Г.Н. и др.

P13-85-266

О регистрации редких ядерных превращений
 по множественным нейтронным событиям

Ранее при изучении некоторых каменных метеоритов и гидротерм наблюдались множественные нейтронные события, которые могут быть вызваны спонтанным делением сверхтяжелых элементов (СТЭ). В связи с этим интересен поиск земных объектов, в которых могло произойти концентрирование искомого нуклида по сравнению с метеоритами, представляющими слабодифференцированное вещество солнечной системы. Поиск может быть проведен в образцах массой 1 т. Регистрация множественных нейтронов в таких образцах позволит обнаружить примесь СТЭ на уровне 10^{-15} г/г в результате экспозиции продолжительностью 20 дней. Разработка и эксплуатация такой установки даст возможность изучить еще один подход к экспериментальной проблеме ядерных распадов, вызванных несохранением барионного числа /распад нуклона и аннигиляция $\bar{n}N$ в результате осцилляции нейтрона, связанного в атомном ядре/.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Л.В.Пашкевич

Flerov G.N. et al.

P13-85-266

On the Registration of Rare Nuclear Transformations
 by Detecting Multiple Neutron Emission Events

In the earlier studies of some stony meteorites and geothermal waters there were observed multiple neutron emission events which might be due to the spontaneous fission of superheavy elements (SHE). In this connection it is of interest to look for terrestrial samples with a higher concentration of the sought nuclide, compared with meteorites which represent weakly differentiated solar system matter. A search for such samples can be carried on using an experimental setup weighing 1 ton. Multiple neutron emission detection in rock samples of such a weight will permit the detection of a SHE admixture at a level of 10^{-15} g/g after a 20-day exposure. The development and operation of such a setup will allow one to tackle another approach to the experimental problem of nuclear decays due to the nonconservation of baryon number (nucleon decay and $\bar{n}N$ annihilation, as a result of the oscillation of a neutron bound in the atomic nucleus).

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.
 Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1985