

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

A-139

23/IV-79
P1 - 12125

1518 / 2-79

А. Абдивалиев, Н. Ангелов, А. П. Гаспарян,
И. М. Граменицкий, Н. Григалашвили, А. Н. Зубарев,
Т. Канарек, А. Д. Кириллов, Н. А. Коржев, В. И. Котов,
А. Г. Кочуров, Р. Ледницкий, В. Б. Любимов,
С. А. Нежданова, А. В. Никитин, А. А. Рогаль,
Н. А. Смирнов, В. П. Соколов, М. И. Соловьев, Ю. А. Троян

ПОИСК

НЕОБЫЧНЫХ РАСПАДОВ СВЕРХПЛОТНЫХ ЯДЕР

МЕТОДИКАМИ 2-МЕТРОВОЙ ВОДОРОДНОЙ

И 2-МЕТРОВОЙ ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР

1979

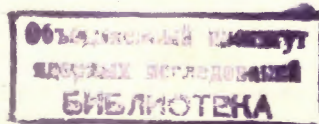
P1 - 12125

А. Абдивалиев, Н. Ангелов, А. П. Гаспарян,
И. М. Граменицкий, Н. Григалашвили, А. Н. Зубарев,
Т. Канарек, А. Д. Кириллов, Н. А. Коржев, В. И. Котов,
А. Г. Кочуров, Р. Ледницкий, В. Б. Любимов,
С. А. Нежданова, А. В. Никитин, А. А. Рогаль,
Н. А. Смирнов, В. П. Соколов, М. И. Соловьев, Ю. А. Троян

ПОИСК

**НЕОБЫЧНЫХ РАСПАДОВ СВЕРХПЛОТНЫХ ЯДЕР
МЕТОДИКАМИ 2-МЕТРОВОЙ ВОДОРОДНОЙ
И 2-МЕТРОВОЙ ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР**

Направлено в ЖЭТФ



Абдивалиев А. и др.

P1 - 12125

Поиск необычных распадов сверхплотных ядер методиками 2-метровой водородной и 2-метровой пропановой пузырьковых камер

Получены предварительные результаты по определению верхних границ сечений образования сверхплотных ядер при помощи регистрации их необычных распадов, идущих с временами в миллисекундном диапазоне. Предложен особый режим работы пузырьковых камер.

Показано, что с применением предложенной методики можно сравнительно просто определять сечения на уровне $(10^{-33} \div 10^{-35}) \text{ см}^2/\text{ядро}$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Abdivaliev A. et al.

P1 - 12125

The Search for Anomaly Decays of Superdense Nuclei by the Two Meter Hydrogen and the Two Meter Propane Bubble Chamber Techniques

Preliminary results on the determination of upper limits for production cross sections of superdense nuclei are obtained by registering their anomaly decays of millisecond range. A special mode of operation for bubble chambers is suggested. It is shown that using this technique one can determine comparatively easily cross sections on the $(10^{-33} \div 10^{-35}) \text{ cm}^2/\text{nucleus}$ level.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

В последние годы, особенно с появлением теории π -конденсата А.Б.Мигдала, большой интерес вызывают поиски сверхплотных ядер. Ожидается, что они могут иметь огромную энергию связи и поэтому в принципе можно наблюдать распады таких ядер, идущие с большим выделением энергии. С другой стороны, известно, что для распадов обычных ядер справедливо в случае, если электроны распада релятивистские, соотношение $\tau_c \sim 1/E_{\text{max}}^{5/2}$, где τ_c - время жизни ядра, E_{max} - максимальная энергия электронов распада. Если предположить, что это соотношение справедливо и для распадов сверхплотных ядер, то при максимальной энергии распадной частицы 18 МэВ τ_c будет в 1,6 раза меньше времени жизни N_7^{12} и будет составлять $\approx 6,7$ мс при максимальной энергии 36 МэВ - 0,2 мс и т.д. Измерение таких времен и распадных энергий как раз хорошо производить с помощью пузырьковых камер.

Преимуществами методики пузырьковых камер являются 4π -геометрия, возможность регистрации распадных частиц разного сорта $/e^\pm, \gamma, \text{ более тяжелые частицы}/$, точное измерение их энергии, а также возможность наблюдения "взрывов" сверхплотных ядер, дающих в результате звезды, регистрируемые в камере. Крупным достоинством такой постановки опыта является отсутствие какого-либо обычного физического процесса, имитирующего эффект.

До сих пор в экспериментах не найдено доказательств существования сверхплотных ядер. На рис. 1 приведены некоторые данные, полученные электронной методикой, по определению верхних границ сечения образования сверхплотных ядер в зависимости от их времени жизни. Видно, что данных в области $\tau_c \leq 5$ мс нет.

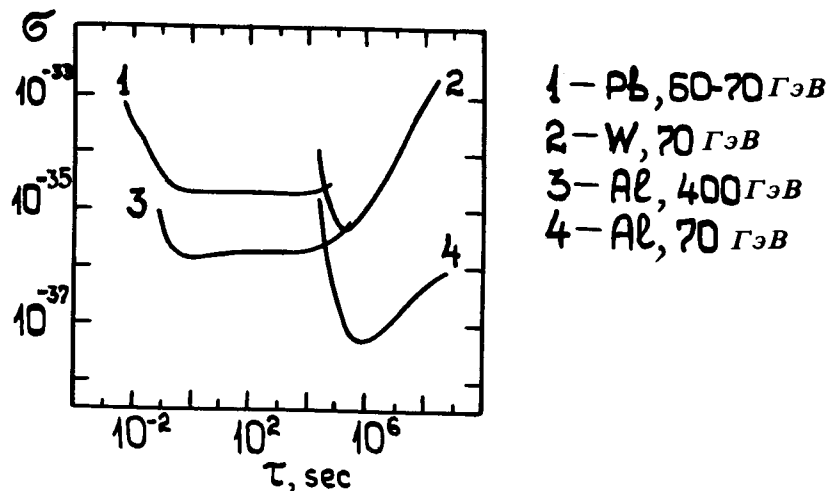


Рис.1. Верхние пределы σ_b образования сверхплотных радиоактивных ядер, имеющих время жизни τ_0 , в столкновениях высокоэнергичных протонов с мишенями из Al, Pb, W.

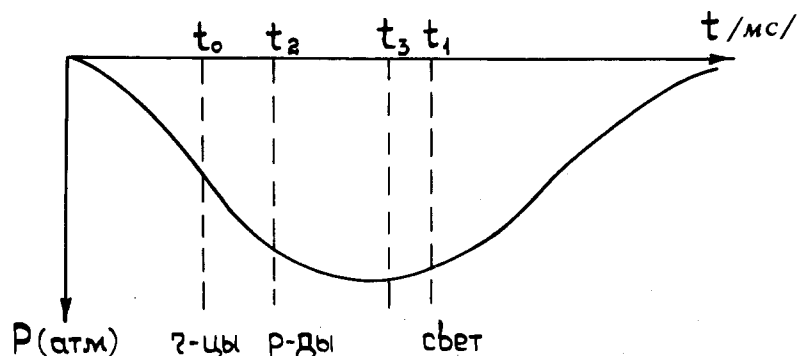


Рис.2. Кривая расширения камеры.

Эксперименты, описанные в нашей работе, имеют целью поиск необычных распадов, которые могут возникнуть от сверхплотных ядер с энергией более 16,4 МэВ /максимальная энергия известных до сих пор распадов/, идущих с временами 0,5-1000 мс.

Сущность примененной методики заключается в следующем.

Рассмотрим кривую расширения камеры /рис. 2/. Здесь по оси абсцисс отложено время, по оси ординат - давление в камере. В обычном режиме на камеру сбрасывается несколько частиц в момент, примерно соответствующий минимуму давления на кривой расширения, и через несколько миллисекунд после сброса дается вспышка света /момент t_1 /. Если сдвигать момент сброса частиц влево от минимума, то при некотором t_0 можно достичь такой области давления, когда условий для образования пузырьков нет /давление слишком велико/. В момент t_0 в камеру можно запустить огромное число первичных частиц, которые активируют вещество камеры и мишень в ней. В этот же момент начинается распад активированных ядер, однако электроны распада еще не видны. По мере понижения давления условия в камере приближаются к необходимым для образования пузырьков, и с момента t_2 можно хорошо видеть следы электронов распада. Время $t_2 - t_0$ есть "мертвое" время установки для регистрации распадов. Т.о., в камере можно зарегистрировать все распады, происшедшие за время от t_2 до некоторого времени t_3 /интервал $t_1 - t_3$ - время, минимально необходимое для роста пузырьков до нужного для регистрации размера/. Т.к. время $t_2 - t_0$ составляет несколько миллисекунд, то при длительном сбросе пучка порядка нескольких десятков микросекунд /около t_0 / все процессы, связанные с обычными взаимодействиями, успевают закончиться и камера регистрирует только запаздывающие излучения ядер.

ЭКСПЕРИМЕНТ С КАМЕРОЙ "ЛЮДМИЛА"

2-метровая водородная пузырьковая камера Лаборатории высоких энергий ОИЯИ "Людмила" была облучена

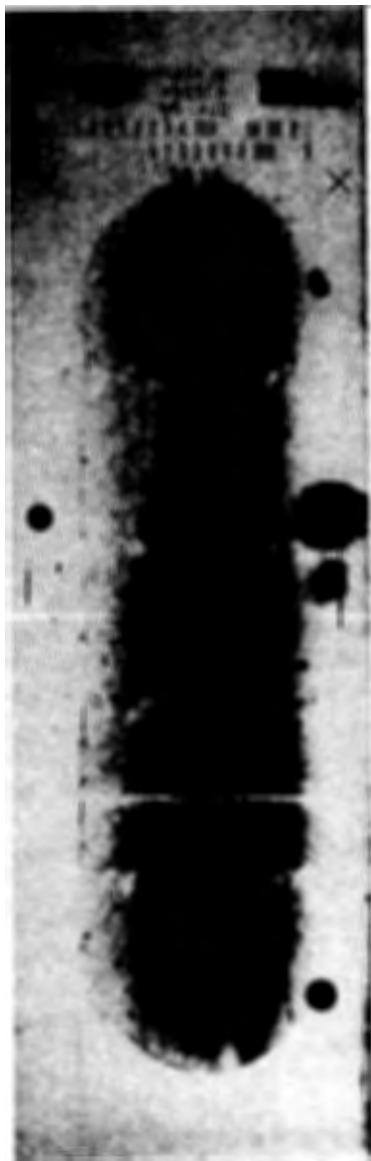


Рис. 3. Фотография картины в камере "Людмила" в момент, соответствующий минимуму давления на кривой расширения.

π^- -мезонами с импульсом 12,2 ГэВ/с. Поток π^- -мезонов составлял 10^5 частиц/цикл. В камеру была помещена мишень из Ta /Z =73, A =180,88, $\rho =16,6$ г/см³ /длиной 0,3 см по пучку.

На рис. 3 показана картина в камере в момент, соответствующий минимуму на кривой расширения /обычный режим работы/.

На рис. 4 показана картина в камере в случае, когда сброс пучка происходит на 9 мс раньше момента, соответствующего минимуму на кривой расширения. На рис. 4 первичный пучок совершенно не виден и виден след электрона от обычного распада ядер мишени /фотографирование - без магнитного поля/. Анализ фотографий, сделанных в разные моменты времени, показывает, что мертвое время $t_2 - t_0 = 5$ мс, время регистрации распадов $t_3 - t_2 = 4$ мс, $t_1 - t_3 = 2$ мс.

На 1600 кадрах зарегистрировано 573 электрона /позитрона/ от распадов ядер мишени, на 550 кадрах найдено 77 электронов /позитронов/ в водороде камеры. Энергетические спектры частиц представлены на рис. 4 /энергия определена по пробегу/. Рис. 5а - спектр электронов /позитронов/ из мишени, летящих по направлению пучка /240 событий/, рис. 5б - спектр частиц, летящих против пучка /333 событий/, рис. 5в - их разность, рис. 5г - спектр электронов из водорода камеры /15 - по пучку, 65 - против пучка/. Спектры на рис. 5в и 5г не сильно отличаются друг от друга. По-видимому, разница в спектрах частиц, летящих из мишени в переднюю и заднюю полусферы, и спектрах частиц, зарегистрированных в водороде камеры, возникает из-за комптоновского рассеяния задержанных γ -квантов от распада возбужденных ядер задней стенки камеры, куда бьет пучок. Отметим, что расстояния от мишени до передней и до задней стенок камеры относятся как 2:1. Основной спектр частиц, вылетающих из мишени, возникает от распада возбужденных осколков, образующихся при взаимодействии π^- -мезонов с ядрами Ta.

Однако свойства приведенных спектров не являются предметом нашего исследования. Количество наблюдаемых частиц от обычных распадов с $E \leq 16,4$ МэВ нужно нам лишь для оценок допустимой загрузки камеры, при которой фотографию еще можно обработать.



Рис.4. Фотография картины в камере "Людмила" для случая, когда пучок сбрасывается в момент времени t_0

Для оценки непучкового фона /от космических лучей/ было сделано 600 фотографий без пучка. На них не найдено ни одного трека, выходящего из мишени.

В эксперименте не найдено ни одного случая распада с $E_{e^{\pm}} > 16,4$ МэВ. Верхняя граница сечения образования сверхплотного ядра в данных условиях эксперимента, которое распалось бы с временем жизни τ_c , оценивается для мишени из Та /если бы наблюдался 1 случай/ по формуле

$$\sigma_b = 0,6 \cdot 10^{-22} / W_c \cdot N_0, \quad /1/$$

где $N_0 = n_0 \cdot k$ - суммарный поток первичных частиц, n_0 - поток в 1 цикле, k - число кадров,

$$W_c = (e^{-(t_2-t_0)/\tau_c} - e^{-(t_3-t_0)/\tau_c}) - \quad /2/$$

- вероятность наблюдения распада, имеющего время жизни τ_c . В нашем случае $N_0 = 10^5 \cdot 1,6 \cdot 10^3 = 1,6 \cdot 10^8$ частиц. Тогда

$$\sigma_b = 3,7 \cdot 10^{-31} / W_c. \quad /3/$$

В табл. 1 приведены вероятности наблюдения и верхние

Таблица 1

τ_c (мс)	W_c	$1/W_c$	σ_b (см ² /ядроТа)
0,5	$4,4 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^4$	$8,3 \cdot 10^{-27}$
1	$6,7 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^2$	$5,7 \cdot 10^{-29}$
5	$2 \cdot 10^{-1}$	5	$1,9 \cdot 10^{-30}$
10	$2 \cdot 10^{-1}$	5	$1,9 \cdot 10^{-30}$
50	$6,3 \cdot 10^{-2}$	16	$6,0 \cdot 10^{-30}$
100	$4 \cdot 10^{-2}$	25	$9,5 \cdot 10^{-30}$
1000	$4 \cdot 10^{-3}$	$25 \cdot 10^2$	$9,5 \cdot 10^{-29}$

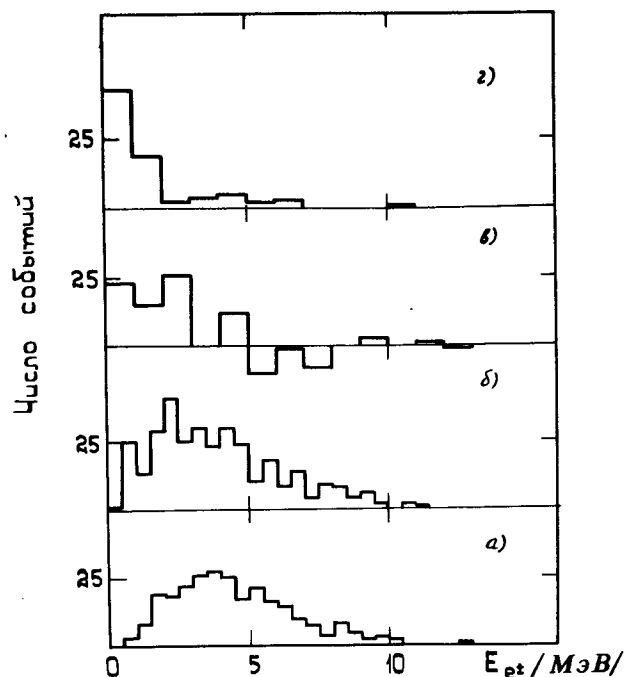


Рис.5. Спектры электронов /позитронов/ распада в камере "Людмила": а/ частицы распада из мишени идут по пучку; б/ частицы распада из мишени идут против пучка; в/ разность спектров б/ и в/; г/ спектр частиц, возникающих в водороде камеры.

границы сечений образования сверхплотного ядра, полученные в данном эксперименте.

Описанный эксперимент носит предварительный характер, и поэтому мы не приводим точности определения сечений.

Анализ полученного материала позволяет сделать вывод о том, что с включением магнитного поля камеры, которое значительно улучшит условия наблюдения, можно повысить первичный поток до 10^8 частиц/цикл. При таком потоке на $2 \cdot 10^5$ фотографиях можно определить сечения на уровне $10^{-33} \div 10^{-35}$ / см²/ядро в указанном диапазоне времен жизни. Пока лучшая оценка сечения,

полученная в работе Б.М.Понтекорво с сотрудниками электронной методикой, для $\tau_c = 5$ мс равна $8 \cdot 10^{-34}$ см²/ядро Pb^{208} .

ЭКСПЕРИМЕНТ С 2-МЕТРОВОЙ ПРОПАНОВОЙ КАМЕРОЙ

Камера ТПК-500 была облучена протонами с импульсом 5 ГэВ/с на синхрофазотроне ЛВЭ. В камеру помещены три мишени из Та, каждая длиной $\approx 0,1$ см по пучку.

На рис. 6 показана картина в камере, снятая в момент, близкий к t_0 . Здесь видны следы от первичного пучка /точки/ и следы частиц от обычных распадов. Из-за большой плотности пропана первичный пучок претерпевает сильное рассеяние, и вторичные частицы могут попадать

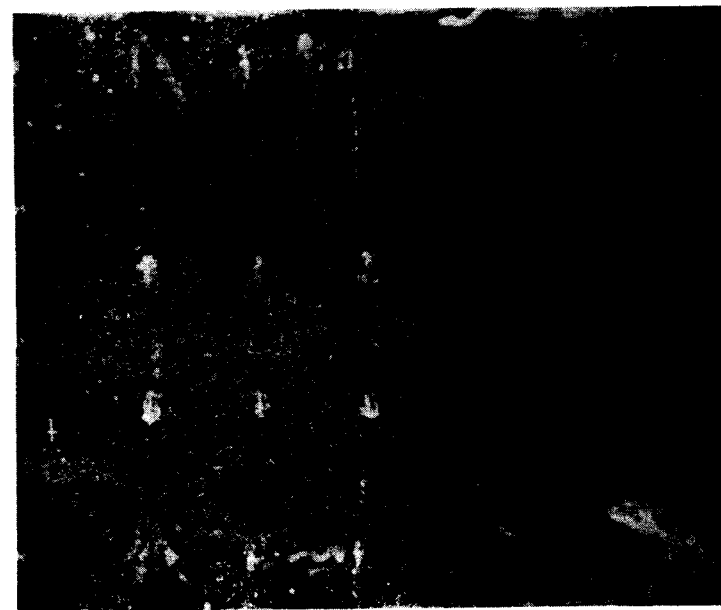


Рис.6. Фотография картины в 2-метровой пропановой камере, для случая, когда пучок сбрасывается в момент времени, близкий к t_0 .

на боковые стенки камеры, вызывая задержанное излучение γ -квантов. Первичный пучок был довольно широк в поперечных размерах и мог попасть на фланец передней стенки камеры. Кроме того, в углеводе пропана происходит ряд процессов, приводящих к возбуждению и последующему распаду ядер углевода или его осколков с испусканием электронов и γ -квантов.

Поэтому в данном опыте загрязняющий кадр фон был в ~ 30 раз больше, чем в камере "Людмила". Дело значительно улучшается при включении магнитного поля камеры, когда большая часть треков от малоэнергетичных электронов наблюдается в виде точек. Кроме того, в настоящее время удалось получить первичный пучок значительно меньших поперечных размеров, что также улучшит фоновые условия.

Анализ фотографий, сделанных в разные моменты времени, дает мертвое время $t_2 - t_0 = 8$ мс, время регистрации распадов $t_3 - t_2 = 5$ мс, $t_3 - t_1 = 5,5$ мс.

На рис. 7 приведены спектры наблюдаемых электронов /7а/, электронно-позитронных пар от распада γ -квантов /7б/, и спектры позитронов /7в/. Заштрихованные распределения - события из области пучка.

Энергетические распределения электрон-позитронных пар и электронов одинаковы вне и внутри области пучка.

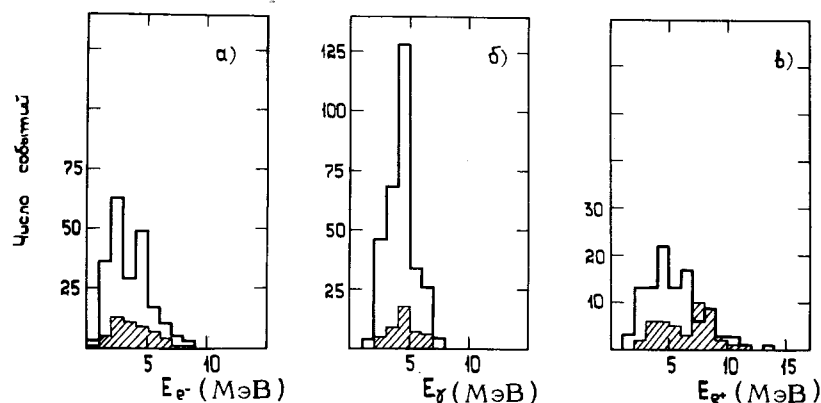


Рис. 7. Спектры задержанных частиц в пропановой камере: а/ электроны; б/ γ -кванты; в/ позитроны. Заштрихованы распределения для частиц в области первичного пучка.

В спектре электронов видны два максимума, один из которых совпадает с максимумом, наблюдаемым для γ -пар от распада γ -квантов и обусловлен, по-видимому, рождением несимметричных пар при распаде тех же γ -квантов, другой, расположенный при меньших энергиях $/E_{e-} \approx 2,5$ МэВ/, обязан распаду возбужденных ядер углевода и их осколков. Спектр позитронов вне пучка схож с распределением для электронов около высокоэнергетического максимума, и его происхождение связано с эффектом от несимметричных пар.

В спектре позитронов в области пучка ясно видны два максимума: один от несимметричных пар при $E_{e+} = 4,5$ МэВ, другой, имеющий колоколообразную форму, при $E_{e+} = 8$ МэВ. Этот второй максимум возникает от распада радиоактивного ядра азота $^{12}_7\text{N}$ из реакции $^{12}_6\text{C}(p, n)^{12}_7\text{N}$; идущей с сечением $0,035 \cdot 10^{-27}$ см² /4/. Максимальная энергия позитронов в этом распаде равна 16,4 МэВ, спектр имеет колоколообразную форму с максимумом при 8,2 МэВ, период полураспада ядра $^{12}_7\text{N}$ составляет около 11 мс /5/. Регистрация этого распада в камере позволяет определить интенсивность первичного пучка. По найденным на 2000 кадрах 27 случаям распада $^{12}_7\text{N}$ поток протонов оценен как $8 \pm 2 \cdot 10^8$ частиц/цикл.

На 2000 кадрах не найдено ни в мишени, ни в пропане ни одного случая распада с $E > 16,4$ МэВ /события в пропане отбирались на длине 35 см/.

Результаты определения верхней границы сечения образования сверхплотного ядра с временем жизни τ_c представлены в табл. 2. Анализ фоновых условий позволяет сделать вывод, что первичный поток может быть увеличен до 10^6 частиц/цикл. Тогда на $2 \cdot 10^5$ кадрах можно определять сечения на уровне $10^{-33} \div 10^{-34}$ / см²/ядро.

Преимуществом экспериментов на синхрофазотроне ЛВЭ является возможность облучения камер тяжелыми ядрами с легко регулируемой энергией. Возможно, что эффектов уплотнения легче добиться, если на мишень сбрасывать тяжелые ядра-снаряды.

Продвижение к более коротким временам возможно при создании пузырьковых камер с более крутым передним фронтом кривой расширения.

Таблица 2

$\tau_c / \text{мс}$	W_c	$1 / W_c$	$\sigma_b (\text{см}^2 / \text{ядроTa})$	$\sigma_b (\text{см}^2 / \text{ядроС})$
0,5	10^{-7}	10^7	$3,8 \cdot 10^{-25}$	10^{-24}
1	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^{-26}$	$3 \cdot 10^{-26}$
5	$1,3 \cdot 10^{-1}$	7,7	$2,9 \cdot 10^{-29}$	$7,7 \cdot 10^{-31}$
10	$1,8 \cdot 10^{-1}$	5,6	$2,1 \cdot 10^{-29}$	$5,6 \cdot 10^{-31}$
50	$8 \cdot 10^{-2}$	12,5	$4,8 \cdot 10^{-29}$	$1,3 \cdot 10^{-30}$
100	$5 \cdot 10^{-2}$	20	$7,6 \cdot 10^{-29}$	$2 \cdot 10^{-30}$
1000	$5 \cdot 10^{-3}$	200	$7,6 \cdot 10^{-28}$	$2 \cdot 10^{-29}$

В принципе возможно использование стримерных камер и монокристаллов AgCl , которые могут позволить осуществить поиск распадов сверхплотных ядер в широком диапазоне времен жизни.

Авторы благодарят группы, обслуживающие ускорители, которые обеспечили необходимый режим работы для проведения данных экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Куликов А.В., Поншкорво Б.М. ОИЯИ, P1-10202, Дубна, 1976.
2. Перкинс Д. В кн.: "Введение в физику высоких энергий". "Мир", М., 1975.
3. Алексеев Г.Д. и др. ОИЯИ, P1-9158, Дубна, 1975.
4. Lindstrom P.J. et al. LBL-3650, 1975.
5. Table of Isotopes, Sixth Edition by C.M.Lederer, J.M.Hollander, J.Perlan, New York-London-Sydney, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 декабря 1978 года.