

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P15-84-474

В.А.Карнаухов

**СУПЕРТЯЖЕЛЫЕ КВАРКИ,
ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ, ЯДРА**

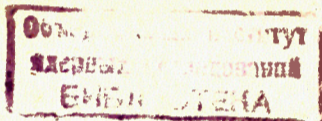
Направлено на Всесоюзную школу
по физике тяжелых ионов
/Ужгород, сентябрь 1984 г/

1984

1. СУПЕРТЯЖЕЛЫЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Современные модели фундаментальных взаимодействий приводят к заключению о возможном существовании стабильных /или почти стабильных/ элементарных частиц ("X") с массой в 10^2 - 10^5 раз большей, чем у нуклонов. Появление в теории таких частиц связывается с новым семейством супертяжелых кварков /или техникварков/ "H", между которыми действуют гиперцветные силы ^{1-4/}. Цветные силы, действующие между обычными легкими кварками, характеризуются энергетической шкалой ~ 1 ГэВ, масштаб энергий для гиперцветных сил ~ ТэВ. Новые кварки слабо смешаны, либо совсем не смешаны с обычными, а поэтому могут быть стабильными. Обычные барионы составлены из трех кварков, техникбарионы могут иметь четыре или пять техникварков в зависимости от типа группы симметрии, связанной с гиперцветными силами. Супертяжелые элементарные частицы могут быть также составлены из техникварков и легких кварков, например Hnd с зарядом -1 /заряд H кварка -4/3/. Кан и Глешоу отмечают ^{5/}, что наиболее общий аргумент в пользу существования стабильных частиц с массой в области ТэВ вытекает просто из факта существования W-бозона: коль скоро есть одна столь тяжелая частица /80 ГэВ/c²/, могут быть и другие, причем некоторые из них стабилизированы за счет того или иного механизма.

На самой ранней стадии развития Вселенной температура вещества достигала 10^{15} ГэВ. При таких энергиях могли возникнуть самые экзотические частицы, в том числе и X-частицы, имеющие массы весьма скромные сравнительно с энергией великого объединения. По мере расширения и охлаждения Вселенной равновесие между рождением и аннигиляцией частиц сохраняется до тех пор, пока kT не станет ~ $m_X c^2$. В дальнейшем частицы выпадают из равновесия, процесс аннигиляции частиц и античастиц снижает концентрацию частиц, асимптотически приближая ее к некоторому предельному значению. Отрицательно заряженные реликтовые X⁻-частицы захватываются обычными ядрами, делая их супертяжелыми, даже если между ними и нуклонами нет адронного взаимодействия. Нейтральные X⁰-частицы будут захвачены ядрами только при наличии адронного взаимодействия с нуклонами; X⁺-частицы могут образовать супертяжелый водород. Таким образом гипотеза о существовании супертяжелых элементарных частиц приводит к возможности обнаружения супертяжелых изотопов всех природных элементов. Ясно, что атом, содержащий суперядро AZX⁻, имеет химические свойства элемента /Z - 1/.



2. ОЦЕНКА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ КОНЦЕНТРАЦИИ X-ЧАСТИЦ В ПРИРОДЕ

В^{/6/} рассмотрены космологические ограничения на концентрацию стабильных супертяжелых частиц. Получено, что $c_X < 2 \cdot 10^{-10}$ на нуклон. В этой же связи упомянем работы^{/4,7,8/}. При расчете на ядро с массовым числом A можно полагать, что $c_{AX} < 2 \cdot 10^{-10} A$. В^{/9/} делается оценка концентрации не стабильных, но долгоживущих реликтовых частиц из данных по измерению потоков мюонов и нейтрино с помощью подземных детекторов. Показано, что $c_X < 10^{-9}$ в предположении времени жизни порядка возраста Вселенной и $m_X = 10^2 - 10^4$ ГэВ/с².

Оценка верхнего предела концентрации супертяжелых ядер может быть сделана из сравнения значений атомных масс, полученных классическим химическим способом и методом масс-спектрокопии. Первый способ /стехиометрический/ использует весовые соотношения для химических реакций, поэтому значение "химической" атомной массы M_c зависит от величины примеси супертяжелых атомов с массой M_X . Этого нет для "физической" атомной массы данного элемента M_p , определенной масс-спектрокопически. Нетрудно получить следующее соотношение для концентрации аномальных атомов

$$c_{AX} = \frac{M_c - M_p}{M_p + m_X} \quad /1/$$

Сравнение химических и физических атомных масс^{/10/} показывает, что для наилучших измерений они отличаются не более чем на 10^{-8} %. Это дает $c_X \leq 10^{-10}$ /на нуклон/ в предположении массы X-частицы $m_X = 100$ ТэВ/с². Для иных значений m_X оценка c_X будет

меняться в соответствии с /1/, с учетом того, что $c_X = \frac{c_{AX}}{A}$.

К настоящему времени известны две экспериментальные попытки, специально нацеленные на поиск супертяжелых ядер. В^{/11/} масс-спектрокопическим способом искался супертяжелый кислород в диапазоне массовых чисел от 20 до 54. Для концентрации реликтовых частиц в диапазоне масс от 1 до 35 ГэВ/с² получены верхние границы от 10^{-18} до 10^{-18} на нуклон. В^{/12/} проведен исключительно чувствительный поиск супертяжелого водорода. Это сделано с помощью низкофоновой масс-спектрокопии водорода, полученного из воды, обогащенной тяжелой фракцией в результате длительного /в течение нескольких лет/ электролиза. Результат: $c_X < 10^{-28} - 10^{-29}$ для диапазона масс $12 \leq m_X \leq 1200$ ГэВ/с². Естественно, возникает вопрос, не исключает ли этот последний результат необходимости дальнейшего поиска супертяжелых ядер? Кан и Глешоу^{/5/} отвечают на этот вопрос отрицательно. Во-первых, концентрация аномального водорода в воде может быть понижена за счет геофизических причин /например, гравитационной сепарацией/. Во-вторых, в природе могут быть реализованы такие варианты построения X-частиц, когда частица с зарядом +1 оказывается нестабильной: $X^+ = (H, u)^{+1} \xrightarrow{\beta} (H, d)^{+2}$.

К этому следует добавить, что тяжелый водород может быть образован из гелия (HeX^-). Но энергия связи X^- в He низка /см.ниже/, что может привести к значительному снижению концентрации аномального водорода по сравнению с более тяжелыми элементами. Таким образом, представляется важным проведение поиска супертяжелых ядер /с реликтовыми частицами/ в области средних и тяжелых элементов при уровне чувствительности лучше, чем 10^{-10} /на нуклон/.

3. СВОЙСТВА РАДИОАКТИВНЫХ СУПЕРТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

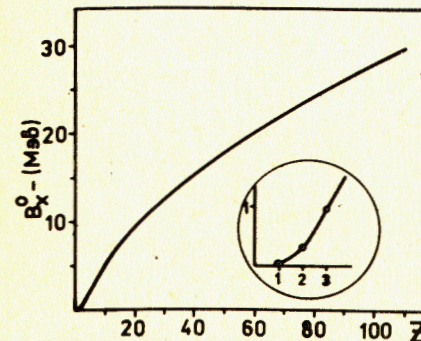
3.1. Альфа- и бета-распад

Кан и Глешоу^{/5/} провели расчет энергии связи X^- -частицы в ядре в предположении только электромагнитного взаимодействия супертяжелых частиц с ядерной материей. В этом случае задача сводится к решению уравнения Шредингера с кулоновско-осцилляторным потенциалом. Гамильтониан для X^- -частицы в сферическом ядре записывается в виде:

$$H = \frac{p^2}{2M} - \frac{3}{2} \frac{Ze^2}{R} + \frac{Ze^2}{2R} \left(\frac{r}{R}\right)^2, \quad /2/$$

где p - импульс; Z, M, R - заряд, масса и радиус ядра; r - радиальная координата X^- -частицы. Это выражение справедливо для $r < R$, что имеет место для средних и тяжелых ядер и $m_X \gg M$. Решение уравнения с таким гамильтонианом дает следующее выражение для энергии связи:

$$B_{X^-} = \frac{3}{2} \frac{Ze^2}{R} - \frac{1}{2} \left(\frac{Ze^2}{MR^3}\right)^{1/4}. \quad /3/$$



Первый член /доминирующий/ отвечает классической энергии связи заряда $-1/$ в центре равномерно заряженной сферы. Второй член - энергия нулевых колебаний. Средний квадратичный радиус осцилляторной волновой функции X^- -частицы в ядре с $A = 200$ равен

Рис.1. Энергия связи X^- -частицы в сферическом равномерно заряженном ядре /на линии бета-стабильности/.

~ 0,6 Фм. Для легких ядер важен учет области $r > R$, и решение получается несколько иным /5/. На рис.1 показана зависимость энергии связи V_X^- от Z , построенная по формуле /3/ с учетом расчетов для легких ядер. Поскольку V_X^- растет с Z , присоединение X^- -частицы к ядру увеличивает энергию β^- -распада /примерно на 0,4 МэВ для $A = 100/$ и уменьшает энергию α -перехода / \approx на 0,4 МэВ для тяжелых ядер/. Время жизни относительно α -распада возрастает в $\approx 10^3$ раз. Эти выводы не должны существенно измениться, если допустить, что X^- -частицы взаимодействуют с ядром не только электромагнитно, но и адронно.

3.2. Спонтанное деление суперядер

В /6/ отмечается, что присутствие X^- -частицы может замедлить деление тяжелых ядер. Оценим, как влияет наличие X^- -частицы на величину барьера деления в капельной модели. Полагаем, что ядро имеет форму двухосного вытянутого эллипсоида как в основном состоянии, так и в седловой точке. Квантово-механическое решение задачи об X^- -частице в равномерно-заряженном сферическом ядре дает значение энергии связи /см./3//, которое отличается от классического для тяжелых ядер не более, чем на 1,5%. Поэтому решаем задачу классически, помещая X^- -частицу в центр равномерно заряженного эллипсоида с полуосями a и b ($a > b$). Следуя работе /13/, потенциал в центре эллипсоида запишем:

$$\phi_\beta(0) = 2\pi\rho b^2 \left(\frac{a^2}{b^2} P_a + 2P_b \right), \quad /4/$$

где P_a, P_b - внутренние потенциальные факторы эллипсоида, ρ - плотность электрического заряда. Используя условие сохранения объема при деформации, получаем:

$$\phi_\beta(0) = \phi_0(0) \left(\frac{b}{a} \right)^{2/3} \left(\frac{a^2}{b^2} P_a + 2P_b \right), \quad /5/$$

где $\phi_0(0)$ - потенциал в центре равновеликого равномерно заряженного шара. Для расчетов по /5/ мы воспользовались таблицами потенциальных факторов, приведенными в /13/. Результаты показаны на рис.2. По оси ординат отложена разность энергий связи X^- -частицы в сферическом ядре и в равнообъемном эллипсоиде с данным значением a/b :

$$\Delta V_{X^-}^\beta = V_{X^-}^0 - V_{X^-}^\beta = e(\phi_0(0) - \phi_\beta(0)). \quad /6/$$

С увеличением деформации энергия связи X^- -частицы падает. Это приводит к росту барьера деления. Изменение барьера деления равно разности энергий связи X^- -частицы для ядра при равновес-

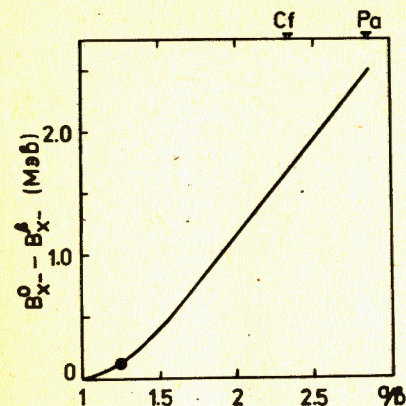


Рис.2. Изменение энергии связи X^- -частицы в зависимости от деформации ядра; a/b - отношение большой и малой полуосей эллипсоида. Стрелками показаны значения a/b в седловой точке для Cf и Pa. Точка на графике отвечает равновесной деформации ядра $\beta_0 = 0,24/$.

ной деформации (β_0) и в седловой точке (β_s):

$$\Delta V_f = V_{X^-}(\beta_0) - V_{X^-}(\beta_s) = \Delta V_{X^-}^{\beta_s} - \Delta V_{X^-}^{\beta_0}. \quad /7/$$

Значения a/b для седловой точки деления различных ядер рассчитывались в капельной модели /14,15/. Соответствующие значения для Pa и Cf показаны на рис.2. Поскольку $\Delta V_{X^-}(\beta_0) \approx 0,14$ МэВ, $\Delta V_f \approx \Delta V_{X^-}(\beta_s)$ с точностью лучше 10%. Таким образом, для ядер от Cf до Pa добавление X^- -частицы /вне зависимости от ее массы/ увеличивает барьер деления от 1,5 до 2,3 МэВ. Такое возрастание барьера даст подавление вероятности спонтанного деления в $\approx 10^6 - 10^9$ раз. Наличие в делящемся ядре тяжелой X^- -частицы может привести и к увеличению инерциального параметра деления в той мере, в какой эта частица вовлекается в делительную моду движения после седловой точки. Это вызывает дополнительное подавление вероятности спонтанного деления. Сколь-нибудь определенной оценки этого эффекта мы привести не можем, укажем только следующее. Согласно /16/, инерциальный параметр пропорционален приведенной массе осколков. Если бы массивная X^- -частица была жестко связана с одним из осколков, приведенная масса возросла бы вдвое. Этому отвечало бы подавление вероятности спонтанного деления еще на 11-13 порядков. В случае только электромагнитного взаимодействия X^- -частицы с ядром этого может и не быть, поскольку характерное время нулевых колебаний системы ядро- X^- -частица τ_{osc} порядка времени движения от седловой точки до разрыва τ_f . Дейст-

вительно: $\tau_{osc} \approx \frac{2\pi}{\omega_0} \approx 6 \cdot 10^{-21}$ с, где $\omega_0 = \left(\frac{Ze^2}{MR^3} \right)^{1/2}$ - частота

осциллятора, а $\tau_f \approx 4 \cdot 10^{-21}$ с /оценка для ^{236}U с учетом вязкости /17/. Более того, не ясно, будет ли X^- -частица "успевать" квазистатично следить за положением минимума потенциальной энергии в тяжелом осколке в процессе разделения ядра или же окажется сброшенной в момент разлета осколков. Включение адронного

взаимодействия X^- -частицы с нуклонами снижает эту неопределенность ^{18/}. Увлечение X^- -частицы одним из осколков приводит к резкой асимметрии в спектре кинетических энергий: практически вся энергия деления уносится легким осколком. Эта характерная особенность может быть использована как сигнал аномальности при поиске супертяжелых ядер.

Отметим, что наши оценки влияния X^- -частицы, захваченной тяжелым ядром, на барьер деления подкрепляют соображения работы ^{19/} о возможном синтезе аномальных ядер далеких трансурановых элементов в астрофизическом r -процессе. Для нормальных ядер этот процесс обрывается из-за реакции (p, f) задолго до образования "супертяжелых ядер".

4. ВОЗМОЖНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОИСКУ СУПЕРТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В ПРИРОДНЫХ ОБРАЗЦАХ

4.1. Вынужденное деление аномальных ядер

Сильное подавление вероятности спонтанного деления ядер, содержащих X^- -частицу, существенно снижает чувствительность поиска реликтовых частиц по спонтанному делению, как это было предложено в работе ^{18/} /конечно, это замечание не относится к случаю с нейтральными частицами/. На наш взгляд, более перспективным является применение вынужденного деления с использованием быстрых нейтронов $E_n > 2$ МэВ/ или заряженных частиц /например, протонов с энергией ≈ 20 МэВ/. Как и при спонтанном делении аномального ядра, энергетический спектр осколков должен быть сильно асимметричным: практически регистрируемым оказывается один осколок /легкий/, уносящий почти всю доступную в делении кинетическую энергию. В качестве объекта исследования следует взять такой элемент, который не имеет долгоживущих естественных изотопов, но оказывается достаточно стабильным, будучи образованным из соседнего элемента присоединением X^- -частицы. В этом случае имеется возможность выделить его химически из соответствующего природного материала и проводить эксперимент в наиболее оптимальных в отношении фона условиях. В ^{18/} оценивалось время жизни актинидов AZX^- в отношении α и β -распада и дан список возможных аномальных изотопов с $T_{1/2} > 10^8$ лет. Наилучшим кандидатом из этого списка является $^{236}U X^-$, имеющий химические свойства Pa, с временем жизни $\sim 10^{11}$ лет. К этому следует добавить $^{232}Th X^- (Ac)$ с временем жизни по оценке $5 \cdot 10^{13}$ лет. Для $^{244}Pu X^- (Np)$ предсказывается $T_{1/2}$ для α -распада $2 \cdot 10^{11}$ лет, но возможен β^- -распад с энергией $\approx 0,14$ МэВ.

Эксперимент состоит из двух этапов: 1/ приготовления образца, 2/ измерения спектра осколков вынужденного деления. На первом этапе путем соответствующей химической процедуры из подходящего природного сырья выделяется интересующий нас элемент

/например, Pa /. Для оценки чувствительности поиска полагаем, что обрабатывается такое количество природного материала, которое содержало бы ~ 100 г этого элемента, если бы он был долгоживущим $T_{1/2} > 5 \cdot 10^9$ лет/. Селективность химического выделения должна быть такова, чтобы примесь ^{238}U и ^{232}Th в образце была не более 0,1 мг. Образец для измерения делается в виде тонкого слоя на прозрачной для осколков пленке и помещается как мишень в детектирующую систему. Последняя должна обладать 100% эффективностью для регистрации парных осколков в некотором телесном угле Ω .

Измеряется энергетический спектр осколков в режиме антисовпадений /эффект/ и совпадений /контроль/. Характеристика эффекта - одиночный осколок /без парного/ с энергией, равной полной энергии деления. При использовании протонного пучка с интенсивностью $\sim 0,1$ мкА и детектора осколков с $\Omega/4\pi = 10^{-2}$ скорость счета аномальных событий будет ~ 1 ч⁻¹, если в мишени содержится $\sim 4 \cdot 10^{10}$ аномальных ядер. Это отвечает $c_x \approx 10^{-15}$ нуклон. При этом скорость счета осколков от примеси Th-U / $\sim 0,1$ мг/ составит $3 \cdot 10^3$ с⁻¹. По оценке, возможные источники фона не мешают достичь указанной чувствительности.

4.2. Лазерная спектроскопия аномальных атомов

Лазер с перестраиваемой частотой обеспечивает селективное детектирование атомов, доступных в ограниченных количествах. При этом используется либо резонансная лазерная флуоресценция, либо резонансная лазерная ионизация ^{20/}. Рассмотрим здесь первый метод. Селективность детекции достигается за счет хорошего разрешения лазерных спектрометров: $\Delta\nu/\nu = 2 \cdot 10^{-8}$ / $\Delta\nu \approx 10$ МГц/. В качестве объекта поиска и в этом случае следует взять элемент, который не имеет стабильных изотопов, но оказывается стабильным, будучи образованным из соседнего элемента за счет захвата X^- -частицы. Таковыми являются $Ru X^- (Tc)$, $Sm X^- (Pm)$ ^{5/} помимо некоторых актинидов, упомянутых выше. Остановимся на случае аномального прометия, поскольку по ряду причин эксперименты с Pm представляются предпочтительными. Как будут отличаться спектры резонансной флуоресценции для аномального прометия и реперного /например ^{149}Pm /? Спектр обычного прометия /конфигурация валентной оболочка $4f^5 6s^2 - 6H_{5/2}$ / состоит из набора линий сверхтонкого расщепления /спин ядра 7/2/, сосредоточенных в интервале частот в несколько ГГц. Спектр аномального прометия должен иметь в 2-3 раза большее число линий. Число линий зависит от того, является ли X^- -частица бозоном или фермионом.

В первом случае ядра $Sm X^-$, образованные из четных изотопов $Sm /A = 144, 146, 148, 150, 152, 154/$, имеют спин 0, сверхтонкого расщепления не будет. Спектр флуоресценции для каждого массового числа состоит из одной линии. Расстояние между пиками для отдельных изотопов ~ 3 ГГц ^{21/} /объемное изотопическое смещение-

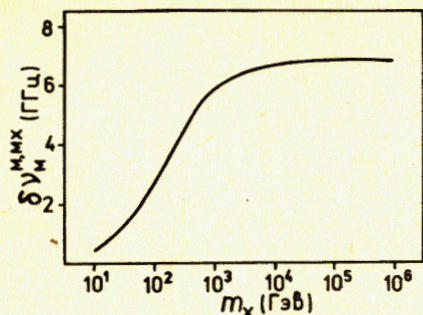


Рис.3. Расчетная зависимость "массового" изотопического смещения $\delta\nu_{M, M_X}^{M, M_X}$ /отвечающего замене ядра с массой M на ядро $M_X = M + m_X$ / от m_X .

ние $\delta\nu_F$ /. Центр тяжести всего коллектива линий для четных изотопов смещен от центра тяжести реперного спектра на несколько Гц /в сторону больших частот/ из-за аномального "массового" изотопического смещения $\delta\nu_M$ для супертяжелых атомов /см. ниже/. Изотопы с нечетным числом нуклонов / $A = 147, 149$ / будут иметь структуру линий, аналогичную реперному ^{149}Pm , поскольку их ядерный спин также $7/2$. Это сразу удваивает число линий в аномальном спектре по сравнению с реперным. Линии аномального спектра сдвинуты относительно реперного за счет изотопического смещения $\delta\nu_{M, M_X}^{M, M_X} = \delta\nu_{F, M_X}^{M, M_X} + \delta\nu_M^{M, M_X}$. Массовый член в $\delta\nu$ связан с зависимостью приведенной массы электрона от массы ядра. Если ядро атома с массой M заменяется на $M_X = M + m_X$, то

$$\delta\nu_M^{M, M_X} = \text{const} \cdot \nu \frac{m_X}{(M + m_X) \cdot M} \approx \frac{m_X}{M + m_X} \cdot A \delta\nu_M^{M, M+1}.$$

Таким образом для $m_X \gg M$ величина $\delta\nu_M^{M, M_X}$ в A раз больше массового смещения для обычных атомов. На рис.3 показана зависимость $\delta\nu_M^{M, M_X}$ от массы X^- -частицы, рассчитанная для $\delta\nu_M^{M, M+1} = +45$ МГц /предполагаемое значение для $\text{Pm}/$.

Каков спектр флуоресценции природного образца SmX^- , если X^- -частица - фермион? В этом случае все изотопы SmX^- будут иметь спектр со сверхтонким расщеплением, причем иным, чем в обычном Pm . Полное число линий предполагается еще больше, чем в предыдущем случае. Соображения об аномальном массовом члене в изотопическом смещении остаются в силе.

Возможны более точные предсказания ожидаемых различий спектров резонансной флуоресценции SmX^- и ^{149}Pm , но сейчас это не столь важно. Качественно ясно, каков сигнал аномальности при лазерно-спектроскопическом поиске супертяжелых ядер SmX^- в прометиевой фракции, полученной из природного сырья:

1. Появление в диапазоне ~ 10 , Гц около спектра реперного изотопа гребенки новых линий.
2. Ширина линий аномальных атомов должна быть меньше, чем у реперных из-за подавления доплеровского уширения для более тяжелых атомов.

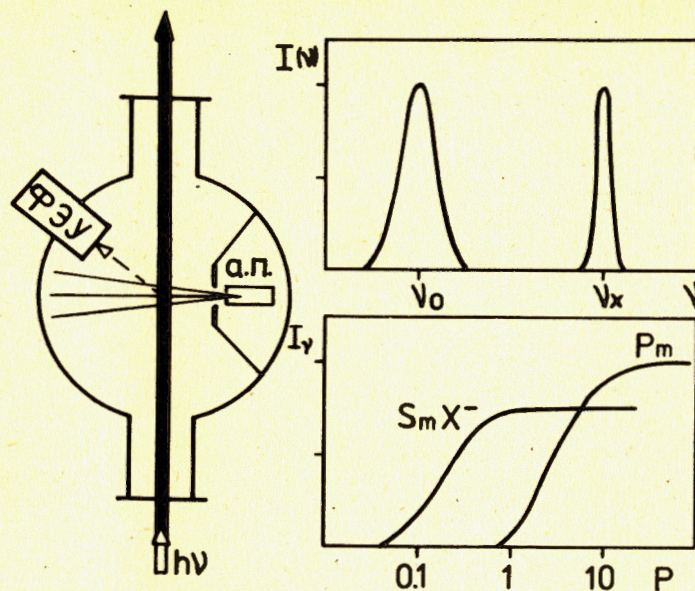


Рис.4. Слева схема эксперимента по лазерной флуоресценции на атомном пучке. а/ Фрагмент спектра флуоресценции /предполагаемый вид/. Пик при ν_0 принадлежит реперному изотопу ^{149}Pm , пик при ν_X /более узкий/ обязан SmX^- ; б/ Ожидаемая зависимость интенсивности флуоресценции от мощности лазерного пучка. Для аномальных атомов насыщение наступает существенно раньше, чем для репера. Масштаб шкал - произвольный.

3. Зависимость интенсивности флуоресценции от мощности лазерного излучения для аномальных атомов должна быть иная, чем для репера. Из-за меньшей скорости движения супертяжелых атомов через лазерный луч для них раньше будут достигаться условия насыщения при возбуждении /см.рис.4/.

Эксперимент состоит из двух этапов: а/ приготовления образца; б/ измерения спектра резонансной флуоресценции на атомном пучке исследуемого вещества. На первом этапе из руды, содержащей редкоземельные элементы, выделяется прометиевая фракция. Обработывается такое количество материала, которое содержало бы 100 г Pm , если бы он был стабилен. Степень очистки должна быть такова, чтобы вес конечного продукта равнялся ~ 100 мг. Образец помещается в ампулу атомной пушки, которая находится внутри вакуумного объема и может быть нагрета до необходимой температуры. Направленный атомный пучок пересекается под прямым углом лазерным лучом. Свет флуоресценции собирается системой зеркал на катод ФЭУ. Интенсивность флуоресценции записывается в

функции частоты лазера. По оценке, полная эффективность установки $\sim 2 \cdot 10^{-4}$. Это означает, что при наличии $5 \cdot 10^{10}$ атомов исследуемого вещества возможна регистрация $\sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ квантов флуоресценции при сканировании интервала частот ~ 10 ГГц. Такая интенсивность счета превышает ожидаемый фон, связанный главным образом с рассеянием лазерного света на деталях резонансной ячейки. Возможная примесь изотопов $^{144}\text{--}^{147}\text{Pm}$ в образце /возникших за счет ядерных реакций в природных условиях/ незначительна. Надежная регистрация $5 \cdot 10^{10}$ атомов SmX^- в образце означает, что аномальные атомы будут обнаружены этим методом, если концентрация X^- -частиц $c_{\text{X}} \geq 10^{-15}$ /на нуклон/.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные выше способы поиска реликтовых частиц в природе не исчерпывают всех возможностей для такого рода исследований. Могут быть предложены и другие подходы. Самый прямой метод - масс-спектроскопический. Известно, что он будет развиваться для этой задачи в ближайшее время ^{/22/}. Вместе с тем отметим, что предложенные нами способы не имеют ограничения по массе X^- -частиц сверху: выбранный сигнал аномальности практически не меняется для всех значений m_{X} , превышающих $100 \text{ ГэВ}/\text{с}^2$. Это - важное практическое достоинство.

В завершение приведем цитату из статьи Р.Кана и Ш.Глешоу ^{/5/}: "Догмой последних десятилетий является убеждение в том, что новые частицы могут быть найдены только на больших ускорителях или в космических лучах специалистами по физике элементарных частиц, а не в шахтах химиками. Однако наше понимание фундаментальной теории остается еще столь ограниченным, что мы не исключаем возможности существования очень тяжелых стабильных частиц в качестве редких составных частей природных атомных ядер. Может быть, они слишком тяжелы, чтобы быть полученными и изученными на существующих ускорителях, но в то же время сосуществуют вместе с нами на земле. Важно понимать, что если мы не будем искать эти частицы, они не будут обнаружены".

Автор благодарен проф.А.Сэндулеску, Ю.Ц.Оганесяну, В.В.Пашкевичу за обсуждение ряда вопросов, затронутых в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weinberg S. Phys.Rev., 1976, D13, p.974, ibid 1979, D19, p.1277.
2. Susskind L. Phys.Rev., 1979, D20, p.2619; Farhi E., Susskind L. Phys.Rev., 1979, D20, p.3404.
3. Cahn R.N. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.80.

4. Wolfram S. Phys.Lett., 1979, 82B, p.65.
5. Cahn R.N., Glashow S.L. Science, 1981, 213, p.607.
6. Dover C.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.1117.
7. Dicus D.A., Teplitz V.L. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.218.
8. Ellis J. et al. Nucl.Phys., 1981, B177, p.427.
9. Frampton P.H., Glashow S.L. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.1481.
10. Cameron A.E., Wichers E. J.Am.Chem.Soc., 1962, 84, p.4175.
11. Middleton R. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.429.
12. Smith P.R. et al. Nucl.Phys., 1982, B206, p.333.
13. Муратов П.З. Потенциалы эллипсоида. Атомиздат, М., 1976.
14. Cohen S., Swiatecki W.J. Ann.Phys., 1963, 22, p.406.
15. Strutinski V.M. et al. Nucl.Phys., 1963, 46, p.639.
16. Fiset E.O., Nix J.R. Nucl.Phys., 1972, A193, p.647.
17. Davies K.T.R. et al. LA-UR-75-5, Los Alamos, 1975.
18. Barbiellini G. et al. EP 83-09, Geneva, 1983.
19. Serge M.P. CERN, EP 81-119, Geneva, 1981.
20. Балькин В.И. и др. УФН, 1980, 132, с.293.
21. King W. et al. Z.Phys., 1973, 265, p.207.
22. Greenless G.W. Proc.pf 7-th Int.Conf.on Atomic Masses and Fund.Const. (AMCO-7), 1984, in press.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 августа 1984 года.

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют ~~статус официальных публикаций ОИЯИ~~ статус официальных публикаций ОИЯИ.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condensed matter.
Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of this new collection ~~have the status of official publications of the JINR~~ have the status of official publications of the JINR.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.



Карнаухов В.А.
Супертяжелые кварки, элементарные частицы, ядра

P15-84-474

Обсуждаются ядерные аспекты гипотезы о существовании супертяжелых реликтовых X^- -частиц /с массой $10^2 - 10^5$ ГэВ/с²/, в состав которых входят супертяжелые кварки. Эти частицы, если существуют, то находятся в связанном состоянии в обычных ядрах. Концентрация таких ядер, по оценке, не более 10^{-8} от обычных. Присутствие X^- -частиц в ядре меняет его свойства: энергия β^- -распада увеличивается, энергия α -распада уменьшается /- на 0,4 МэВ/. В результате возможно существование в природе супертяжелых изотопов Tc, Pm, Ac, Pa. Показано, что барьер деления тяжелых элементов возрастает на 1,5-2,3 МэВ в присутствии X^- -частицы в ядре. Это приводит к подавлению спонтанного деления аномальных ядер. Рассматриваются способы обнаружения супертяжелых /с X^- -частицей/ ядер в природных образцах: а/ поиск долгоживущих Ac и Pa по аномальному вынужденному делению; б/ поиск стабильного прометия методом лазерной спектроскопии.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Karnaikhov V.A.
Superheavy Quarks, Elementary Particles, Nuclei

P15-84-474

Some models of unified fundamental interactions suggest existence of superheavy relic elementary particles (X^- -particles with masses $10^2 - 10^5$ GeV/c²) composed of superheavy quarks. Negatively charged X^- -particles would bind to nuclei. Concentration of these superheavy nuclei, is less than 10^{-8} with respect to usual ones. Being attached to nuclei, X^- -particles change drastically the nuclear properties: the β^- -decay energy increases, but the α -decay energy decreases (by ~0.4 MeV). As a result, one can hope to find naturally occurring superheavy isotopes of Tc, Pm, Ac, Pa. It is shown that spontaneous fission of nuclei with X^- -particle inside is suppressed considerably. This is the result of the fission barrier augmentation by 1.5-2.3 MeV. Two methods are proposed to search for anomalous superheavy nuclei: а/ search for long-lived Ac and Pa by induced fission; б/ search for stable Pm by laser spectroscopy.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984