

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



10/5-77

P15 - 10459

K-245

1740/2-77

В.А. Карнаухов

О ПОИСКЕ И СИНТЕЗЕ СУПЕРПЛОТНЫХ ЯДЕР

1977

P15 - 10459

В.А.Карнаухов

О ПОИСКЕ И СИНТЕЗЕ СУПЕРПЛОТНЫХ ЯДЕР

*Обзорный доклад на XXVII Всесоюзном совещании
по ядерной спектроскопии и структуре ядра
/Ташкент, март 1977 г./*

О поиске и синтезе суперплотных ядер

Дан краткий обзор основных выводов теории π -конденсации в той части, которая касается возможности существования суперплотных состояний ядер. Резюмированы выводы σ -модели в связи с проблемой аномальных состояний Ли и Вика. Кратко изложены все экспериментальные попытки наблюдать суперплотные состояния в природных образцах и в продуктах взаимодействия ускоренных заряженных частиц с ядрами. Делается вывод о том, что отрицательный результат всех экспериментов не исключает возможности существования суперплотных ядер.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

On Search for Superdense Nuclei

This paper gives a short review of the main conclusions of the π -condensation theory, concerning the possible properties of the superdense nuclei. The present state of the theory of the Lee-Wick abnormal nuclear matter is resumed. The paper gives also the short review of all the experimental attempts to observe the superdense nuclei in the terrestrial samples and among the products of the nuclear reactions induced by the high energy projectiles. It is stressed, that the negative results of the experimental search made till now do not exclude the possible existence of the superdense nuclear states.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

ВВЕДЕНИЕ

Ядро является довольно “разреженной” системой: среднее расстояние между нуклонами, как известно, заметно превышает их размер. На *рис. 1* приведена иллюстративная картинка, взятая из доклада Д. Вилкинсона ^{1/}, показывающая разрез ядра ^{208}Pb по “экватору”. Средне-квадратичный электромагнитный размер протона $\sim 0,8$ Фм/ взят в качестве радиуса нуклона. Случайно распределенные нуклоны, попавшие на срез, приведены в экваториальную плоскость. Видно, что в ядре много “свободного места”, дающего возможность сближать нуклоны, уплотнять ядерное вещество в меру того, насколько это энергетически выгодно.

Впервые идея о возможности ядерных состояний с повышенной плотностью была высказана Э. Финбергом и Х. Примаковым 30 лет назад в коротком письме в *Phys. Rev.* ². Авторы исходили из качественных соображений и аналогий, не предлагая какой-либо модели и не давая конкретных оценок. Эта работа не привела ни к теоретическим, ни к экспериментальным последствиям, и в течение 25 лет ядерная физика /насколько нам известно/ не обращалась к проблеме сверхплотного состояния ядерной материи. В последние годы ситуация изменилась в связи с увеличением интереса к мезонным степеням свободы в ядре. Связь нуклон-нуклонного взаимодействия с различными мезонами иллюстрируется схематическим *рис. 2* ^{3/}. На относительно больших расстояниях нуклон-нуклонный потенциал определяется,

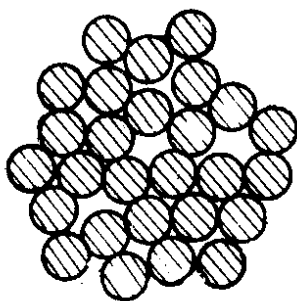
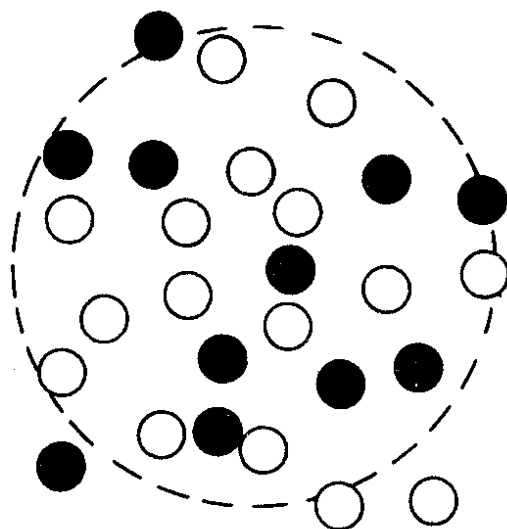


Рис. 1. Так выглядел бы экваториальный разрез ядра ^{208}Pb , если бы оно состояло из нуклонов-шариков с радиусом $0,8 \text{ Фм}$ /черные кружки - протоны/ $^{1/}$. В нижней части рисунка показан "разрез" этого ядра, уплотненного в 8 раз.

главным образом, однопионным обменом. По мере сближения нуклонов все большую роль начинают играть силы притяжения за счет обмена скалярным σ -мезоном. Затем притяжение сменяется отталкиванием, обязанным обмену векторными мезонами $/\omega \text{ и } \rho /$. В этой

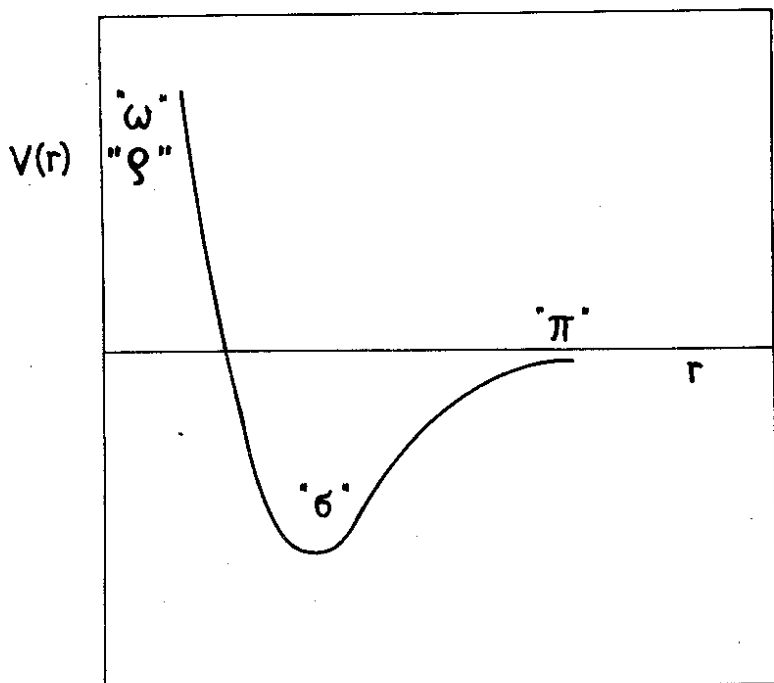


Рис. 2. Схематическая структура нуклон-нуклонного потенциала. Указаны типы мезонов, ответственных за формирование отдельных участков потенциала ¹³⁾.

качественной картине более или менее определенно известна только роль пионов. Взаимодействие нуклонов с мезонными полями зависит от плотности ядерной материи таким образом, что при некоторых критических плотностях оказываются возможными фазовые переходы, приводящие к стационарным или квазистационарным состояниям нового типа. Это - состояние с пионной конденсацией и аномальное состояние Ли и Вика, полученное при рассмотрении σ -поля.

Ниже мы коснемся основных выводов теории, предсказывающей существование сверхплотных ядер, и дадим краткий обзор экспериментальных работ, выполненных с целью обнаружения таких ядер.

ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ

1. Теория пионной конденсации впервые была предложена А.Б.Мигдалом^{/4/} и развита в его работах с сотрудниками и рядом других авторов /см., например,^{/5/}, обзор работ по пионной конденсации^{/6/} и ссылки в этих публикациях/. В соответствии с теорией ядерное вещество, начиная с некоторой плотности n_c , становится неустойчивым относительно рождения связанных пионов. Следствием этого является фазовый переход в состояние с пионным конденсатом. Выигрыш энергии, связанный с π -конденсатом, может привести к появлению связанного состояния при плотности n_s , большей n_c /суперплотное ядро - СУПЯ/. На рис. 3 приведены результаты расчета^{/5/} средней энергии для бесконечной ядерной материи ($\nu = Z/A = 1/2$), приходящейся на нуклон /точнее, на барионную квазичастицу/.^{*} Расчеты проведены для различных значений параметра γ , учитывающего вклад нуклонных корреляций. Для $\gamma = 0,45$ энергия связи СУПЯ ϵ_s превышает ϵ_0 -энергию связи обычных ядер. Этому случаю отвечает, пожалуй, наиболее интересная ситуация, когда существует независимый мир стабильных суперплотных ядер. При этом нормальные ядра метастабильны относительно перехода в более плотное состояние. Значению параметра $\gamma = 0,5$ отвечает случай квазистационарного суперплотного состояния - метастабильного относительно перехода в нормальное состояние. Вероятности туннельных переходов из одного состояния в другое определяются формой потенциального барьера и соответствующим массовым коэффициентом и вряд ли могут быть достаточно надежно оценены. При $\gamma = 0,55$ второй минимум на кривой уже не появляется. Исключительная чувствительность результатов расчета к параметру γ не известному с достаточной точностью из эксперимента,

^{*} При наличии сильного пионного конденсата барионная подсистема рассматривается состоящей из барионных квазичастиц, являющихся суперпозицией протонов, нейтронов и барионных резонансов^{/5/}.

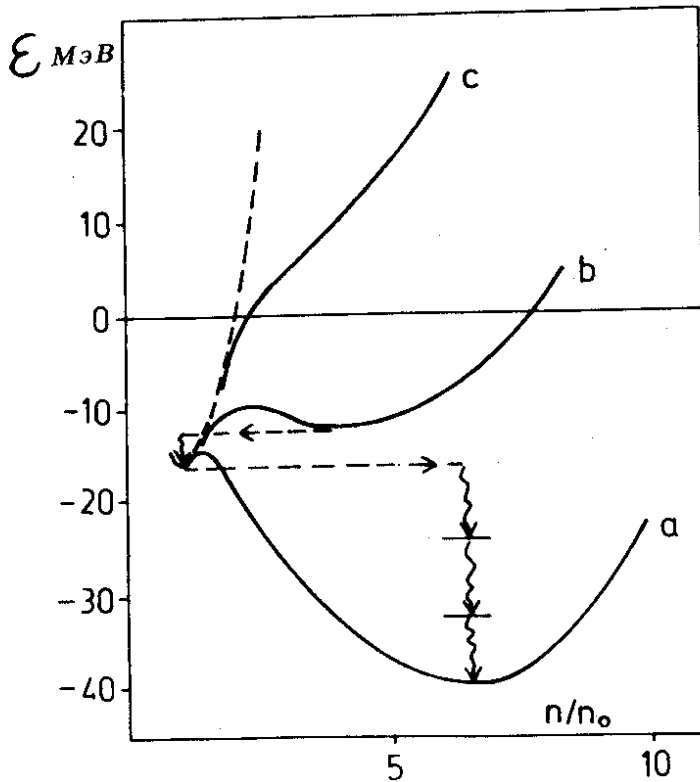


Рис. 3. Энергия ядерной материи на одну частицу в функции плотности /в единицах "нормальной" ядерной плотности n_0 /³. Энергия отсчитывается от суммы масс нуклонов и равна средней энергии связи с обратным знаком. Кривые а, б, с рассчитаны для трех значений параметра нуклонных корреляций γ , равных соответственно 0,45; 0,50; 0,55. Пунктир - без учета π -конденсации.

позволяет делать только качественный вывод о возможности существования аномальных ядер*.

*Теоретически не исключен вариант $n_c < n_0$, тогда пионный конденсат существует в обычных ядрах. В таком случае не остается места для суперплотных ядер [7]. Однако этот вариант противоречит многим известным фактам [6,17].

2. Остановимся на некоторых возможных свойствах суперплотных ядер, следующих из модели пионной конденсации.

а/ Условие β -стабильности СУПП соответствует

$$\nu = \frac{1}{2} (1 - 3,2 \cdot 10^{-3} A^{2/3})$$

при $n_s = 5n_0^{1/5}$. Линия бета-стабильности для средних и тяжелых суперплотных ядер проходит через Z и A , отвечающие нейтронодефицитным обычным изотопам.

б/ Энергия бета-распада радиоактивных СУПП при данном удалении от линии стабильности примерно в 4 раза выше, чем для обычных ядер /при $n_s = 5n_0^{1/5}$ /. Этому соответствуют в $\sim 10^3$ раз более короткие времена жизни, при условии, что нет различия в матричных элементах β -распада для суперплотных и нормальных ядер. Ширина области β -радиоактивных СУПП-ядер /по Z при данном A /, определяемая положением линий нуклонной нестабильности, зависит от величины ϵ_s на линии β -устойчивости. По нашей оценке в случае $\epsilon_s = \epsilon_0$ число β -активных СУПП-ядер будет примерно в 4 раза меньше, чем нормальных. С увеличением ϵ_s число радиоактивных ядер будет расти линейно с этой величиной. Для экспериментаторов важен вопрос - как β -активные СУПП-изотопы будут распределены по временам жизни. Качественный ответ на него дает рис. 4, где приведено распределение по периодам полураспада известных β -активных изотопов. Для СУПП-ядер следует ожидать подобного распределения только с измененной в $\cdot 10^3$ раз шкалой времени.

в/ Вопрос об α -распаде суперплотных ядер не исследован. В случае, когда ϵ_s существенно превышает ϵ_0 , α -распад аномальных изотопов будет затруднен по энергетическим причинам, по крайней мере, вблизи линии бета-стабильности.

г/ Вероятность спонтанного деления СУПП-ядер зависит от соотношения ϵ_s и ϵ_0 . Согласно оценке А.Б.Мигдала и др. /5/, для суперплотных ядер следует ожидать:

$$\left(\frac{Z}{A}\right)_{кр} \approx 50 \frac{\epsilon_s(\nu)}{\epsilon_0(\nu)}.$$

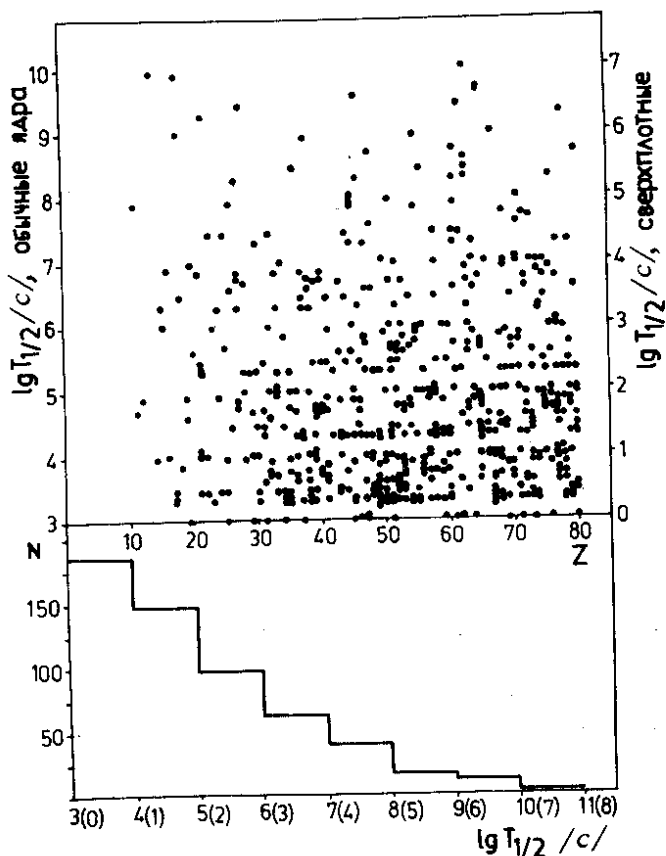


Рис. 4. Распределение известных β -активных изотопов /в диапазоне Z от 10 до 80/ по периодам полураспада. Для СУПП-ядер следует ожидать подобного распределения только с измененной в ~ 10 раз шкалой времени. Внизу приведено интегральное распределение по периодам полураспада. В скобках указана временная шкала для сверхплотных ядер.

Если ϵ_s существенно превышает ϵ_0 , то барьер для спонтанного деления СУПП будет значительно больше, чем для нормального ядра с тем же ν . В этом случае основным способом распада СУПП-ядер вблизи дорожки бета-стабильности является β -распад.

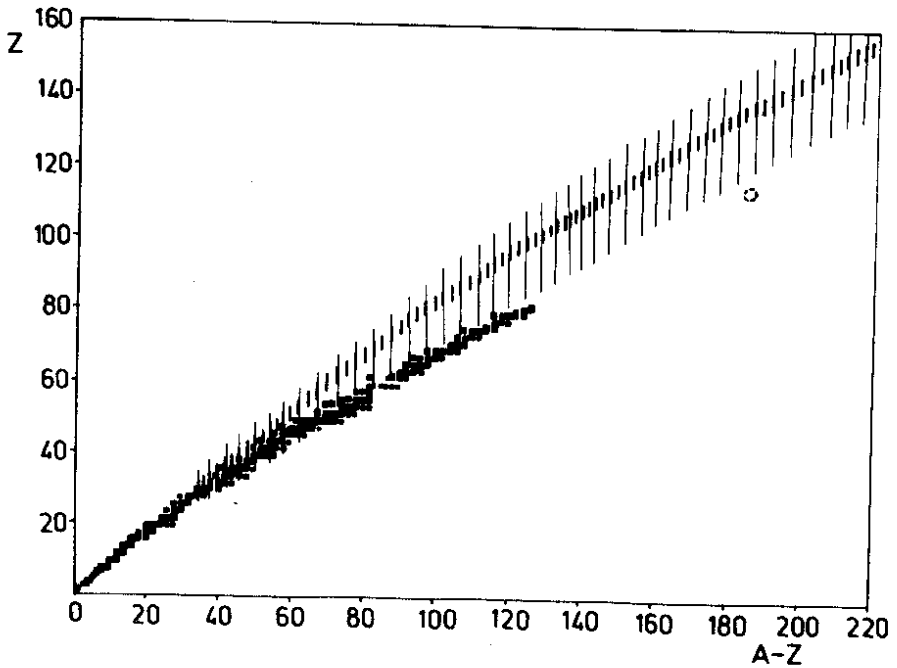


Рис. 5. Карта изотопов, показывающая дорожку стабильных ядер /обычных/ и возможную область суперплотных. Жирная штриховка - линия стабильности суперплотных ядер. Оценки приведены для $n_s = 5n_0$ и $\epsilon_s = 2\epsilon_0$.

д/ В силу возможного различия ϵ_s и ϵ_0 дефекты масс СУПП могут значительно отличаться от таковых для нормальных ядер. Это может быть использовано для отделения СУПП от обычных изотопов путем масс-сепарации^{/2/}: в нормальной шкале масс суперплотные могут проявиться как изотопы с существенно нецелыми значениями A . Так, например, для $\Delta\epsilon = \epsilon_s - \epsilon_0 \geq \geq 2,5 \text{ МэВ}$ и $A = 100$ разность масс $\Delta M = M_s - M_0 = \Delta\epsilon \cdot A \geq \geq 250 \text{ МэВ}$, что детектируемо обычными масс-сепараторами, широко применяемыми в ядерной физике.

е/ В работе^{/5/} указано, что возможная область устойчивых СУПП-ядер простирается до $A \approx 200 \epsilon_s / \epsilon_0$ /имея, по-видимому, отсечку со стороны малых A /. При $\epsilon_s > \epsilon_0$ она захватывает далекие трансурановые элементы /рис. 5/. Условия существования стабильных

СУПП-сверхтяжелых ядер совершенно иные, чем для "обычных" сверхтяжелых, где степень устойчивости целиком определяется оболочечными эффектами. Долгоживущие сверхтяжелые изотопы /"обычные"/ должны быть сконцентрированы только вблизи магических ядер в виде "островков". Степень устойчивости и размер этих островков определяются "силой" оболочки. СУПП-сверхтяжелые могут занимать значительно более широкий диапазон Z и A . Там, где нет "обычных" сверхтяжелых ядер, могут быть суперплотные. Учитывая это обстоятельство, при экспериментальных поисках сверхтяжелых следует иметь в виду свойства суперплотной модификации ядер, упомянутые выше. В свете сказанного особый интерес представляют такие методы поиска, которые применимы к стабильным изотопам: X-флюоресценция^{/8/}, масс-сепарация с последующим активационным анализом^{/9/}, лазерная флюоресценция^{/10/}. Связь между суперплотными и сверхтяжелыми ядрами проанализирована в^{/11/}.

АНОМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ ПО ЛИ-ВИКУ

Это anomальное состояние появляется в результате фазового перехода поля σ -мезона, что может произойти при уплотнении ядерного вещества. Существование такого типа суперплотных состояний было предсказано Ц.Д.Ли и Д.К.Виком^{/12/} на основании так называемой σ -модели. В квазиклассическом приближении при рассмотрении только σ -поля / π -мезонное поле и отталкивающий кор не учитываются/ получается сильно связанное anomальное состояние /энергия связи на частицу $\epsilon_a \approx 475$ МэВ/ при плотности $n_a \approx 6n_0$. Учет отталкивающего кора / $r_c \approx 0,56$ Фм/ уменьшает энергию связи до $\epsilon_a \approx 130$ МэВ и равновесную плотность до $n_a \approx 2n_0$. Однако С.Баршаем и Д.Брауном^{/13/} было показано, что использованное приближение фактически допускает большой вклад трехчастичных сил, такой, что в нормальном ядерном веществе они обуславливают энергию связи на нуклон /10-15/ МэВ. Эта

величина представляется слишком большой. Известно, что расчеты энергии связи тритона с использованием только двухтельных сил дают значение, близкое к экспериментальному, оставляя мало места для вклада трехтельных сил. Для преодоления этой трудности совсем недавно Е.Нейманом и М.Ро были введены квантовые поправки в модель в такой форме, что трехтельные силы фигурируют только в аномальной фазе и полностью исключаются в нормальной^{/14/}. Это кардинальным образом изменило результат. Аномальное состояние появляется теперь при плотности $n_a = (8-10)n_0$, однако оно оказывается существенно не связанным /энергия "возбуждения" на нуклон ~ 100 МэВ/. Связанное аномальное состояние при плотностях, превышающих нормальную, получается только в допущении значительных многочастичных сил притяжения в нормальной ядерной материи^{/14/}, что противоречит современным теоретическим представлениям.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПОПЫТКИ ОБНАРУЖЕНИЯ СУПЕРПЛОТНЫХ ЯДЕР

Количество экспериментальных работ по суперплотным ядрам пока еще заметно уступает числу теоретических. Это временное явление позволяет включить в настоящий обзор все опубликованные попытки наблюдать суперплотные ядра.

1. Поиск в природных образцах

а/ Представляется весьма разумным для поиска аномальных долгоживущих или стабильных ядер в природных образцах выбрать такие элементы, которых в "нормальном" виде в природе не существует. Это - Тс, Рм, Аt, Rn, Fг, трансурановые элементы. Здесь могут быть сведены до минимума фон от нормальной модификации элемента и полное количество вещества

в анализируемом образце*. Эта идея реализована в работе Р.Хольта, Д.Шиффера, Л.Болингера и др.^{/15/}. Авторы использовали "донную" фракцию из дистилляционной колонки, предназначенной для промышленного получения ксенона из воздуха, в которой мог содержаться гипотетический радон. Была применена многоступенчатая химическая процедура для концентрации и очистки радона. Выделенный радон в атомарном виде был помещен в небольшую кварцевую капсулу. При получении этого образца было переработано 150 000 тонн воздуха / $0,12 \text{ км}^3$ /. Образец помещался в центральной области мощного реактора. Спектр γ -излучения образца измерялся системой сцинтилляционных счетчиков с большими кристаллами NaJ, расположенной в 7 м от образца. Использовалось электронное подавление фона космических лучей. Порог регистрации был на уровне $E_{\gamma} = 30 \text{ МэВ}$. Измерение в течение недели дало величину эффекта, равную $0,012 \pm 0,021 \text{ имп/мин}$. В качестве верхней границы количества аномального /с энергией связи не менее $\sim 50 \text{ МэВ}$ на частицу/ радона в образце авторы получают величину $3 \cdot 10^{10}$ атомов. Это соответствует земной концентрации $\leq 10^{-29}$ на атом Si.

Авторы дают оценку ожидаемого количества СУПП-радона, который может образоваться за счет взаимодействия тяжелой компоненты космических лучей с "безатмосферными" объектами. Точность оценки крайне низка, и отрицательный результат эксперимента не может быть интерпретирован как доказательство невозможности существования суперплотного радона с большой энергией связи.

б/ Упомянутый принцип отбора элементов для исследований не единственный. В этой же работе приведена оценка верхней границы количества суперплотного висмута в обычном. Было проведено сравнение значений масс атома Bi, полученных путем масс-спектрометрии и путем стехиометрических химических измерений. Если для СУПП-висмута $\nu = 1/2 (A = 166)$, то его количество в обычном висмуте составляет $\leq 6 \cdot 10^{-5 / 15}$. Если для СУПП-

* Конечно, будет фон, связанный с радиоактивными "нормальными" изотопами, образовавшимися за счет природных ядерных реакций.

висмута $A=186$ /в соответствии с расчетами по модели π -конденсата/, то по нашей оценке концентрация его в обычном висмуте $\leq 4,3 \cdot 10^{-4}$. Такой способ может быть использован и для других элементов.

в/ Эксперименты В.И.Алешина и др.^{16/} были направлены на поиск спонтанных переходов из нормального состояния в суперплотное /нормальное состояние метастабильно/. Измерения проводились на нейтринной станции на глубине 600 м водного эквивалента. Использовались две сцинтилляционных установки: одна с 25 кг NaJ, другая - с 3 кг C_6F_6 . Для уменьшения фона применялась защита из вольфрама и система счетчиков антисовпадений. Искалось превышение над фоном в диапазоне $E_\gamma = /3-10/ МэВ$, что соответствует для исследованных веществ $\Delta\epsilon = \epsilon_s - \epsilon_0 = /0,05-1,0/ МэВ$. Не было найдено превышения над фоном, который составлял для $C_6F_6 \sim 0,1$ имп. $кг^{-1}$ сут.⁻¹ а для NaJ - 2 имп. $кг^{-1}$ сут.⁻¹. Это отвечает следующим нижним границам времени жизни относительно спонтанных переходов: 10^{22} , 10^{22} , $3 \cdot 10^{20}$, $3 \cdot 10^{20}$, 10^{21} лет для C, F, Na, J, W соответственно. На основании модельных оценок получены нижние границы n_e/n_0 , которые для Na, J, W равны 3,4; 1,3; 1,2, и нижние границы величины барьера на нуклон, равные 314; 5,4; 2,6 МэВ.

г/ В работе С.Френкеля и др.^{18/} поиск суперплотных ядер в различных природных веществах осуществлялся по эффекту упругого рассеяния назад протонов с энергией 600-800 МэВ. Вероятность такого рассеяния обычными ядрами не известна ни теоретически, ни экспериментально, однако ожидается, что она крайне мала. По экстраполяции, сделанной авторами, интенсивность этого рассеяния в условиях их методики составляет 10^{-8} протонов в сутки для потока протонов $5 \cdot 10^{12}$ с⁻¹. Однако картина меняется, если энергия связи нуклона сравнима с его массой. В таком случае рассеяние протонов с большой передачей импульса будет сильно когерентным, и можно ожидать, что сечение рассеяния назад будет равно нескольким десяткам миллибарн. Были исследованы на обратном упругое рассеяние протонов мишени Be, C, Cu, Ag, Ta, Au, Pt. Методика включала тща-

тельный отбор протонов от электронов: использовалось время пролета, амплитудный анализ, пороговые черенковские счетчики. В области, соответствующей упругому рассеянию, не было обнаружено какого-либо превышения над фоном, что указывает на отсутствие суперплотных ядер /с энергией связи на нуклон в сотни $MэВ$ / на уровне 10^{-7} - 10^{-8} числа атомов в мишени. Эта работа была инициирована первыми, наиболее оптимистическими предсказаниями Ли и Вика^{/12/} и не исключает существования суперплотных ядер с более скромной энергией связи.

2. Попытки синтеза суперплотных ядер на ускорителях

Вопрос о сжатии вещества при ядерных соударениях сейчас интенсивно изучается теоретически. По-видимому, наиболее эффективным путем к суперплотным ядрам являются реакции с тяжелыми ионами. Если n_c не более, чем в 2 раза превышает n_0 , такое уплотнение может быть достигнуто при взаимодействии ядер с относительной энергией на нуклон, не сильно превышающей границу Ферми /40 $MэВ$ / ^{/17/}. С увеличением энергии возможно большее сжатие ядерного вещества. При энергиях взаимодействующих частиц в несколько сот $MэВ$ /нуклон может возникнуть явление, аналогичное ударной волне, когда плотность может достигнуть величины $(4-6)n_0$ ^{/19,20/}. Нельзя априори исключить, что значительное сжатие ядерного вещества произойдет и в нуклон-ядерных соударениях, особенно если учесть большой запас по энергии взаимодействия и наличие различного рода вторичных процессов.

а/ П.Прайс, Д.Стивенсон и К.Френкель в поисках СУПП-ядер^{/21,22/} использовали пучок ускоренных ионов аргона с энергией от 100 $MэВ$ до 1,6 $ГэВ$ /нуклон и мишени из Са, Рь и U. Для регистрации сверхплотных ядер авторы применяли пластиковые пленки - трековые детекторы, располагаемые за мишенями. Ожидалось, что СУПП-ядра могут образоваться в процессе фрагментации. Методика "проявления" пластиковых пленок была такова, что следы аргона были невидимы, более тяжелые фрагменты проявлялись, и по виду треков устанавливалось

Z частицы. Не было обнаружено никаких фрагментов с $Z \geq 26$ и с $E \geq 10 \text{ МэВ/нуклон}$ / $\tau \geq 10^{-9} \text{ с}$. Это отвечает верхней границе сечения $\sim 10^{-31} \text{ см}^2$.

б/ В работе С.Френкеля и др.^{/18/} обратное упругое рассеяние протонов использовано также для исследования мишеней, облученных протонами высокой энергии. В распоряжении авторов были образцы золота, облученного потоком $3 \cdot 10^{17}$ протонов с энергией 300 ГэВ , и платины, которая в течение многих лет облучалась протонами с энергией 3 ГэВ . Был получен негативный результат относительно присутствия в мишенях суперсвязанных ядер на уровне $\geq 10^{-8}$.

в/ В работе А.Куликова и Б.Понтекорво^{/23/} результаты экспериментов по поиску квази ядер, распадающихся с испусканием высокоэнергетичных электронов и фотонов, интерпретированы с точки зрения возможности образования суперплотных в соударениях релятивистских протонов с ядрами. Наибольший интерес представляют опыты, в которых свинец облучался протонами с энергией $60-70 \text{ ГэВ}$. Аппаратура была настроена на регистрацию электронов с $E_e \geq 45 \text{ МэВ}$ и временную задержку распада относительно момента образования ядра $\geq 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$. Эффект обнаружен не был, что отвечает верхней границе сечения 10^{-33} см^2 .

Если предположить, что для СУПН- ядер справедлива существующая теория бета-распада, то пороговой энергии 45 МэВ для средних ядер должен соответствовать период полураспада $\sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ ^{/24/}, что заметно ниже "временного" порога аппаратуры. На это указывают авторы работы^{/23/}, однако они отмечают возможность наличия запретов, которые удлинит время жизни. На наш взгляд, это маловероятно из-за большой плотности возбужденных состояний дочернего ядра.

г/ В работе А.П.Бугорского и др.^{/25/} также использовался пучок протонов с энергией 60 ГэВ . Облучалась мишень из Ta /пучок тонких проволочек/, полный поток протонов $\sim 3 \cdot 10^{15}$. Через 10 ч после облучения мишень помещалась в высокотемпературный источник с поверхностной ионизацией для масс-сепарации. Эксперимент был нацелен на наблюдение радиоактивных ядер с "не-

целыми" значениями массового числа. Масс-сепаратор настраивался на выделение изобар в следующих диапазонах массовых чисел: $6 \leq A \leq 8$, $20 \leq A \leq 27$, $31 \leq A \leq 43$, $35 \leq A \leq 47$. Сборники с активностью в течение нескольких десятков часов экспонировались между слоями ядерной эмульсии с целью регистрации вылета тяжелых заряженных частиц. Если в природе реализуется вариант "б" теории π -конденсации /рис. 3/, то распад изомера плотности будет приводить к сильно возбужденному нейтронодефицитному нормальному ядру, которое с большой вероятностью должно испускать протоны. Эффект обнаружен не был, что отвечает нижней границе сечения $\sim 3 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$. Радиография бета-активности на сборниках обнаружила пятна в положениях, соответствующих "дробным" массам. Однако установлено, что это - фон, связанный с многозарядными ионами, идущими из источника. Сейчас он подавлен в несколько сотен раз и проводятся эксперименты с детекцией бета-активности в фокальной плоскости масс-сепаратора.

При обсуждении возможных свойств СУПП-ядер отмечено, что времена жизни относительно бета-распада должны быть в 1000 раз более короткими, чем для обычных изотопов /при $n_s \approx 5n_0$ /. Возникает вопрос - есть ли основания ожидать достаточно долгоживущих СУПП-изотопов? Ответ на этот вопрос дает рис. 4, на котором представлено возможное распределение β -активных СУПП-ядер по периодам полураспада. Следует ожидать значительного числа суперплотных изотопов с периодами полураспада, превышающими 10 ч.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теория не претендует в настоящее время на достоверное описание зависимости энергии ядра от плотности. Тем не менее нельзя исключить, что при некоторой плотности, превышающей нормальную, имеется второе связанное состояние ядерного вещества. Наиболее вероятно, что оно будет вызвано явлением π -конденсации. Свойства суперплотных ядер существенно отлича-

ются от того, что известно для нормальных. Поэтому экспериментальное доказательство существования аномальных ядер будет началом совершенно нового раздела ядерной физики, и попытки сделать это заслуживают всяческого поощрения, несмотря на неопределенность теоретических предсказаний.

Известные к настоящему времени эксперименты не дали положительных результатов. Однако это ни в коей мере не означает невозможности суперплотных состояний ядра. Предстоит большая работа для получения более или менее полного ответа на вопрос.

Автор благодарен членам-корреспондентам АН СССР В.П.Джелепову, В.М.Галицкому, С.М.Поликанову, а также И.Н.Мишустину за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Wilkinson D. Proc. of 3rd International Conf. on Nuclei Far From Stability. Gargese (France) 1976; CERN 76-13.*
2. *Feenberg E., Primakoff H. Phys. Rev., 1976, 70, p.980.*
3. *Rho M. Proc. of 3rd International Conf. on Nuclei Far from Stability. Gargese (France) 1976, CERN 76-13.*
4. *Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1971, 61, с.2209.*
5. *Migdal A.B., Sorokin G.A., Markin O.A., Mishustin I.N. Phys.Lett., 1976, 65B, p. 423.*
Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра, т. II, ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976.
6. *Brown G.E., Weise W. Phys. Rep., 1976, 27C, No. 1.*
7. *Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1972, 63, с.1993.*
8. *Gentry R.V. e.a. Phys. Rev.Lett., 1976, 37, p.11.*
9. *Stephan C. e.a. Phys.Lett., 1976, 37, p. 1534.*
10. *Балыкин В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, с.425.*
11. *Карнаухов В.А., Поликанов С.М. ОИЯИ, P15-10421, Дубна, 1977.*
12. *Lee T.D., Wick G.C. Phys.Rev., 1974, D9, p.891.*
Lee T.D. Rev.Mod.Phys., 1975, 47, p.267.
13. *Barshay S., Brown G.W. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.1106.*
14. *Nyman E.M., Rho M. Nucl.Phys., 1976, A268, p.408.*

- Rho M. Lecture at Int. School of Nucl. Phys.,
Erice, Italy, 1976; Preprint CEN-Saclay,
D/Ph-T/76/112.*
15. Holt R.T. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1976, 36, p. 183.
 16. Алешин В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, с.114.
 17. Галицкий В.М. УФН, 1976, 120 /1/, с.138.
 18. Frankel S. e.a. *Phys. Rev.*, 1976, 13C, p.737.
 19. Baumgardt H.G. e.a. *Z.Phys.*, 1975, A273, p.359.
 20. Sobel M.I. e.a. *Nucl.Phys.*, 1975, 251A, p.502.
 21. Price P.B., Stevenson J. *Phys.Rev.Lett.*, 1975, 34, p. 409.
 22. Frankel K., Stevenson J. *Phys.Rev.*, 1976, 14C, p. 1455.
 23. Куликов А.В., Понтекорво Б.М. ОИЯИ, P1-10202, Дубна, 1976.
 24. Takahashi K. e.a. *At. Data and Nucl. Data Table*, 1973, 12, p.101.
 25. Бугорский А.П. и др. ОИЯИ, 13-10216, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 февраля 1977 года.