

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P6-86-196

В.А.Карнаухов

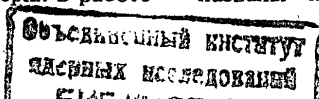
**СТРАННАЯ МАТЕРИЯ
И ВОЗМОЖНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ
АНОМАЛЬНЫХ СУПЕРТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР**

1986

ВВЕДЕНИЕ

Когда говорят о кварковой материи, имеется в виду ферми-газ, заполняющий некоторый объем (мешок) V и состоящий из $3A$ кварков. Эти кварки образуют единый бесцветный барион с барионным числом A . Волновые функции кварков распределены по всему объему V . Этого нет в обычных ядрах, где кварки "заперты" внутри протонов (uud) и нейтронов (udd) и не могут свободно перемещаться по всему объему ядра. Стабильность ядер относительно перехода в кварковую материю означает, что полная энергия ядра на барион меньше, чем E/A для кварковой материи. Добавление странности дестабилизирует ядро, т.к. странный барион тяжелее нуклона. Для кварковой материи ситуация совершенно иная: замена части u -, d -кварков на странные понижает полную энергию системы^{/1-3/}. Действительно, в модели ферми-газа кварки заполняют все состояния вплоть до энергии Ферми ϵ_F , которая при ядерной плотности ~ 300 МэВ. Если масса странного кварка $m_s < \epsilon_F$, энергетически выгодно перевести u -, d -кварки, занимающие состояния вблизи границы Ферми, в s -кварки в состояниях с существенно более низкими значениями импульса. Недавно Виттен^{/4/} отметил, что кварковая материя, содержащая примерно равное число u -, d - и s -кварков, может быть стабильной, т.е. может иметь отношение E/A меньше массы нуклона. Отсюда следует возможность того, что при конечном барионном числе "странная материя" является основным состоянием ядерного вещества. Это весьма радикальный вывод для ядерной физики: карта нуклидов почти необозримо расширяется, заполняется громадная "ядерная пустыня", расположенная за границей трансурановых элементов, которая определяется неустойчивостью относительно спонтанного деления. На рис.1 показана необычная карта нуклидов из работы Де Рухулы^{/5/}, в которой известные ядра занимают скромный левый угол, ограниченный значениями $A < 300$. Большие значения A вплоть до $A \approx 3 \cdot 10^{56}$ приходятся на "ядерную пустыню", простирающуюся до нейтронных звезд, для которых Z составляет несколько процентов от A . Эта область может быть заполнена странной кварковой материей в виде необычных странных ядер, капелек и макроскопических тел*.

* Капли странной материи в работе^{/5/} названы "nuclearities", а в^{/6/} — "strangelets".



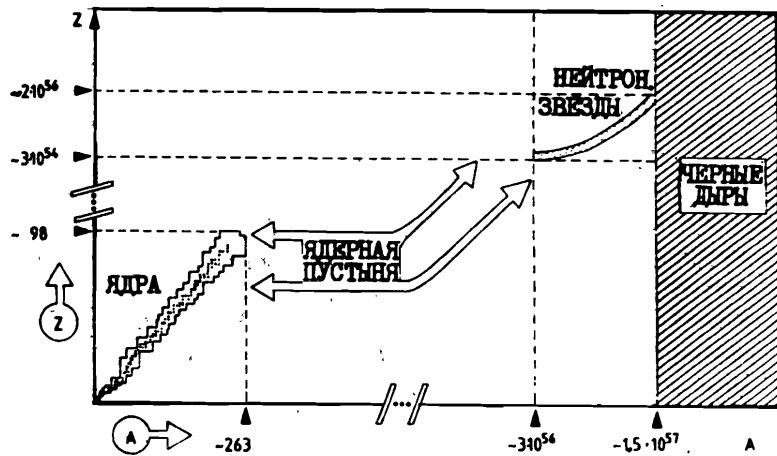


Рис. 1. Обобщенная карта нуклидов^{/5/}.

Почему обычные ядра спонтанно не переходят в более стабильные странные ядра, если таковые существуют? Такой распад будет происходить, но с вероятностью, практически близкой к нулю^{/6/}. Последовательный распад $\bar{u} \rightarrow s + e^+ + \nu$ или $\bar{c} + d \rightarrow u + s$ энергетически запрещен. Одновременное же превращение примерно 1/3 всех кварков в странные является слабым процессом высокого ($\sim A$) порядка. Возможные свойства странной материи проанализированы в работе Фари и Джаффе^{/6/} в рамках моделей ферми-газа для $A > 100$ и кваркового мешка для меньших значений барионного числа. Основные выводы этой работы излагаются в следующем разделе.

Гипотеза Виттена имеет важные космологические приложения^{/4,7/}. Согласно принятым представлениям после Большого Взрыва Вселенная заполнена плазмой, состоящей из нейтрино, электронов, U -квантов и квазисвободных кварков и глюонов. По мере расширения Вселенной ее температура снижается и в какой-то момент (через $\sim 10^{-5}$ с после Большого Взрыва) достигает критического значения $T_c \sim (100-200)$ МэВ. При этой температуре происходит переход из кварковой фазы в адронную: появляются нейтроны и протоны. Однако, если существует более стабильная форма барионов — странная кварковая материя, фазовый переход приведет и к ее образованию. Согласно Виттену такова возможная судьба $\sim 90\%$ всего барионного числа Вселенной. Микро- и макрокапли странной материи могут составлять вещество скрытой (темной) массы Вселенной. Такое предположение детально рассмотрено в работе Де Рухулы и Глэшоу^{/5/}, где даны некоторые оценки экспериментальных возможностей для поиска объектов странной материи на Земле. Об этом пойдет речь ниже.

ВОЗМОЖНЫЕ СВОЙСТВА СТРАННОЙ МАТЕРИИ

При расчете полной энергии кварковой материи в модели ферми-газа в работе^{/6/} используются четыре параметра: V — плотность объемной энергии кваркового мешка, σ — коэффициент "поверхностного натяжения" (энергия на единицу поверхности мешка), a_s — постоянная тонкой структуры КХД (эффективный цветной заряд), m_s — масса s -кварка. Показано, что на плоскости V, a_s, m_s имеется область значений, которым отвечает существование абсолютно стабильной странной кварковой материи. Эти значения не являются необычными, хотя и несколько отличаются от тех, которые получаются при анализе спектров легких адронов в модели кваркового мешка. Однако, как отмечено в^{/6/}, это расхождение может быть результатом специфических различий в описании легких адронов и кварковых систем, содержащих сотни частиц.

Продemonстрируем некоторые результаты работы^{/6/}.

1. На рис.2 показана зависимость от m_s величины странности на барион для достаточно большого A , когда эффектом поверхности можно пренебречь. Значения a_s указаны у кривых, параметр V выбран таким, что $(E/A)_0 = 900$ МэВ. Для $m_s = 0$ кварковая система полностью симметрична, содержит одинаковое число u -, d -, s -кварков и $-S = A$. Заряд капли при этом равен нулю. При $m_s \neq 0$ адронный электрический заряд Z отличен от нуля. Для $a_s = 0,9$ и малых значений $m_s (\leq 150$ МэВ) заряд оказывается отрицательным. Это является следствием того, что одноглюонный обмен для массивных кварков притягательный, а для безмассовых — отталкивательный. Он смещает равновесие в сторону повышения концентрации странных кварков, что делает $Z < 0$ для малых m_s и больших a_s^* . Этот эффект ослабевает с уменьшением эффективного цветного заряда. Для $a_s < 0,9$ адронный электрический заряд положителен. С ростом m_s доля странных кварков падает, заряд растёт при фиксированном A .

2. Для обычной ядерной материи $Z = A/2$. Кулоновская энергия на нуклон растёт как $A^{2/3}$. Это приводит к нестабильности тяжелых ядер по отношению к спонтанному делению. Ситуация иная для странной материи. При $m_s \neq 0$ заряд, будучи положительным, растёт как $A^{1/3}$ при достаточно больших A (рис.3). Странные капли более нейтральны, чем обычные ядра. Спонтанное деление для них, по-видимому, энергетически невозможно. Это следует из рис.4, где показано влияние эффективного поверхностного натяжения на полную энергию системы, отнесенную к одному бариону. Расчет сделан для

* Этот результат получен в первом (по a_s) порядке теории возмущения и, как отмечено в^{/6/}, может измениться в более точных расчетах.

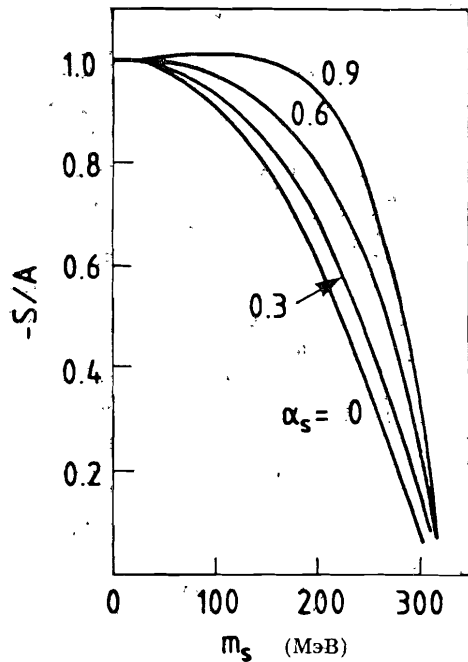


Рис.2. Странность на единицу барионного числа в функции массы странного кварка для $(E/A)_0 = 900$ МэВ.

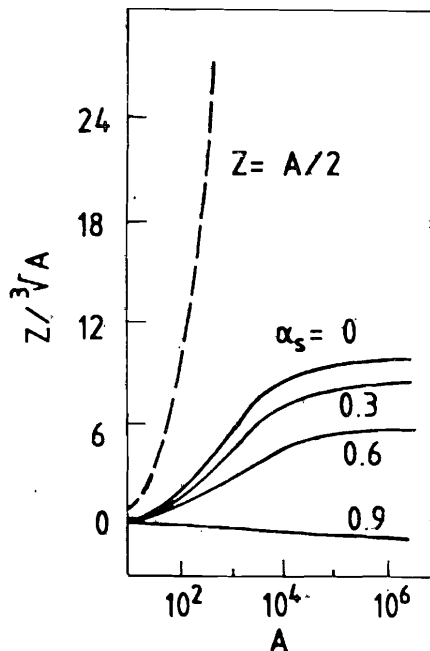


Рис.3. Величина $Z/A^{1/3}$ для странной материи для $m_s=150$ МэВ, $(E/A)_0 = 900$ МэВ. Пунктир — для ядерной материи $^{16}/_6$.

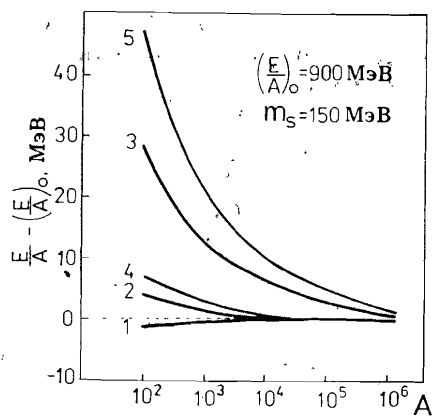


Рис.4. Энергия на единицу барионного числа для конечной странной материи за вычетом $(E/A)_0$ (бесконечная материя). Кривые 1,2,3 получены для $\alpha_s = 0$ и следующих значений σ : 0; $(40 \text{ МэВ})^3$; $(80 \text{ МэВ})^3$. Кривым 4,5 отвечают $\alpha_s = 0,9$ и σ , равные, соответственно, $(40 \text{ МэВ})^3$ и $(80 \text{ МэВ})^3$.

$m_s = 150$ МэВ и таких значений V , которым отвечает $(E/A)_0 = 900$ МэВ для бесконечной системы. Только в случае $\sigma = 0$ рост кулоновской энергии с A приводит к увеличению полной энергии на барион и к возможности деления странной капли на более мелкие. При $\sigma \neq 0$ рост кулоновской энергии с увеличением A с избытком нейтрализуется эффектом поверхностного натяжения и E/A падает с A . Оценка величины σ сделана в $^{16}/_6$ на основе расчетов полной энергии E/A в микроскопической модели кваркового мешка, в которой u -, d -, s -кварки с увеличением A последовательно заполняют 11 орбиталей от $1s_{1/2}$ до $2p_{1/2}$ ($A \leq 150$). Получено, что $\sigma^{1/3} \approx 60$ МэВ (в системе единиц $\hbar = c = 1$) для $m_s = (100-200)$ МэВ. Таким образом, учет эффективного поверхностного натяжения приводит к стабилизации странной капли с ростом A и к невозможности ее спонтанного деления с увеличением Z . Другой важный вывод из этого рассмотрения — наличие некоторого минимального значения A , ниже которого странная материя нестабильна. Это A_{\min} зависит от выбора параметров и лежит в диапазоне 10-1000. Ограничения сверху по A практически нет.

3. Рис.5 дает представление о положении линии β -стабильности для странной материи в диапазоне $10^2 < A < 10^6$. В $^{16}/_6$ показано, что барионная плотность странной материи близка к ядерной. Сферические капли странного вещества имеют радиус от 5 фм при $A = 10^2$ до 112 фм при $A = 10^6$. Положительно заряженные капли с $Z < 100$ нейтрализуются электронами, образуя атомы, подобные обычным, но ано-

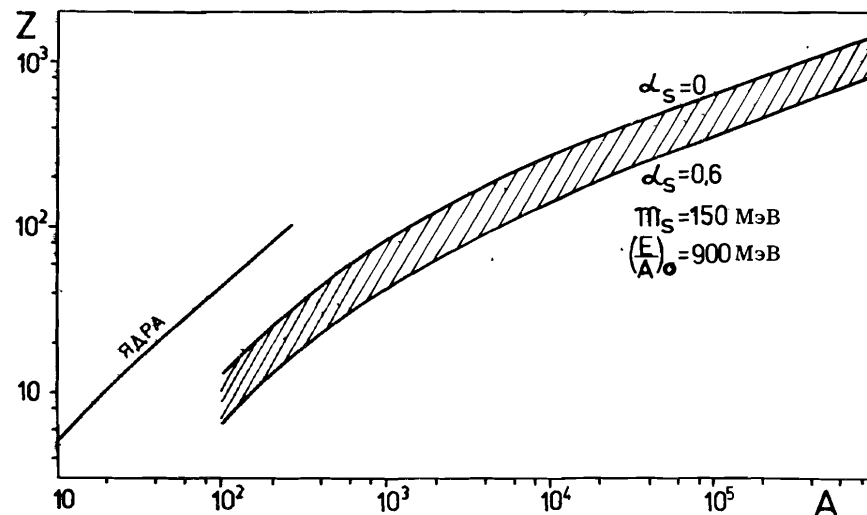


Рис.5. Линия β -стабильности для обычных ядер и странных кварковых ядер. Использованы расчеты $^{16}/_6$ в предположении $\alpha_s = 0; 0,6$, $m_s = 150$ МэВ и $(E/A)_0 = 900$ МэВ.

мально тяжелые. Боровский радиус самой глубокой оболочки при этом много больше размера странного ядра. С ростом Z радиусы электронных оболочек уменьшаются, постепенно они погружаются в ядро, экранируя его заряд. По оценке^{6/} в районе $Z \approx 1000$ экранировка значительна, большая часть электронов находится в объеме ядра, происходит переход к "массивной" странной материи.

Стабильная странная материя может поглощать обычные нуклоны и ядра путем экзотермической реакции, сопровождающейся процессами слабого взаимодействия, для восстановления равновесного соотношения кварков различного аромата. Однако при $Z > 0$ и обычных температурах этого не происходит из-за кулоновского барьера на поверхности странного ядра или капли странного вещества. Наличие положительного электростатического потенциала на поверхности макрокапли странного вещества отмечено Виттеном^{4/}. Этот потенциал удерживает электронный газ в объеме кварковой капли и примерно равен электронному химическому потенциалу $\mu_e \approx 10$ МэВ. Для нейтронов барьера нет, и они будут адсорбироваться странной материей без ограничения*.

В случае отрицательного Z (большие a_s и малые m_s) ситуация радикально иная. В этом случае адронный электрический заряд нейтрализуется позитронами, на поверхности капли странной материи — отрицательный потенциал. Обычные ядра будут поглощаться беспредельно, превращая все вещество в странную материю. Этого не произошло ни на Земле, ни в ее космическом окружении, что является указанием на то, что такой вариант не реализуется в природе.

4. Странные ядра неустойчивы относительно развала на нуклоны при $A < A_{\min}$ ($E/A > M_N$). Однако переход странной системы из 3А кварков в А нуклонов является слабым процессом высокого порядка. Более вероятна эмиссия легчайших ядер. Поэтому фактически A_{\min} определяется из условия возможности эмиссии α -частиц: $(dE/dA) > (M_\alpha/4)$. При барионных числах ниже этого A_{\min} осуществляется сложная цепочка распадов. Сначала происходит α -распад; он выводит странное ядро из равновесия по аромату, dE/dA становится ниже $M_\alpha/4$, происходит β -распад, восстанавливающий "равновесное" значение странности. Скорость альфа-распада странных ядер выше, чем у обычных, так как при данном А значение Z существенно ниже, следовательно, меньше кулоновский барьер. Бета-распад, напротив, происходит медленнее, так как сопровождается изменением странности: фактор подавления вероятности β -распада определяется величиной $\sin^2\Theta_c \approx 0,04$, где Θ_c — угол Кабиббо. Таким образом, странные ядра с $A < A_{\min}$ могут быть квазистабильны и распадаться цепочкой α - и β -переходов. Для значений А существенно ниже A_{\min}

реализуется условие $dE/dA > M_N$ и становится возможным испускание нуклонов. При еще более низких А, когда $dE/dA > M_\Lambda$, возможна эмиссия гиперонов. Все эти процессы распада могут оказаться возможными после расщепления стабильного странного ядра, приводящего к странным фрагментам с $A < A_{\min}$. В этой связи следует упомянуть необычные взаимодействия, наблюдаемые в космических лучах, когда возникают сотни барионов (события типа "Centauro"). Они могут быть интерпретированы как результат расщепления кварковой капли ($A \approx 10^3$) высокой энергии при ядерном соударении в атмосфере (см. работу^{4/} и ссылки в ней).

Для реакции с участием странных ядер характерно то, что рождение свободных странных частиц может происходить поодиночке, т.е. при существенно более низкой энергии, чем обычно. Например, возможна реакция $p + {}^A_Z S \rightarrow \Lambda^0 + {}^A(Z+1)_{S+1}$, порог которой ~ 180 МэВ.

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ ДЛЯ ПОИСКА СТРАННОЙ МАТЕРИИ

Будем исходить из гипотезы Виттена^{4/}, что вся скрытая масса Вселенной состоит из странной кварковой материи. Эта идея детально рассмотрена Де Рухолой и Глэшоу^{5/} с точки зрения возможных экспериментальных подходов для обнаружения странной материи в земных условиях. Ими сделана оценка потока странной материи на земную поверхность, исходя из плотности скрытой массы в нашей Галактике (10^{-24} г·см⁻³) и средней галактической скорости (250 км·с⁻¹). Если предположить, что вся скрытая масса составлена только из капелек весом М г, то поток на 1 км² в год составляет: $F_{\lim} = 7,8 M^{-1}$ частиц/км²·год. (1)

Это верхняя граница потока для частиц с массой М. Фактическая его величина зависит от распределения странной материи по А. Сейчас нет никаких расчетов массового распределения странной материи во Вселенной. Отметим только, что на раннем этапе существования Вселенной, когда разогретое кварковое вещество имело температуру $\sim T_c$, могли происходить процессы, аналогичные развалу перегретой жидкости на капельки. Согласно Фишеру^{8/} распределение капелек по массе следует закону $Y(M) \sim M^{-r}$, где $2 < r < 3$. Этот процесс, если он имеет место, приведет к обогащению массового распределения странной материи в области $A \sim A_{\min}$.

Поток массы странной материи на земную поверхность составляет по оценке^{5/} $2,5 \cdot 10^{-17}$ г/см²·с, что соответствует 10^9 г в год. За всю земную историю в коре нашей планеты должно накопиться громадное количество странного вещества: 10^{-7} от массы коры. Эта оценка справедлива, если масса странных капелек не превышает

* К катастрофическим последствиям для атомного реактора это не приводит.

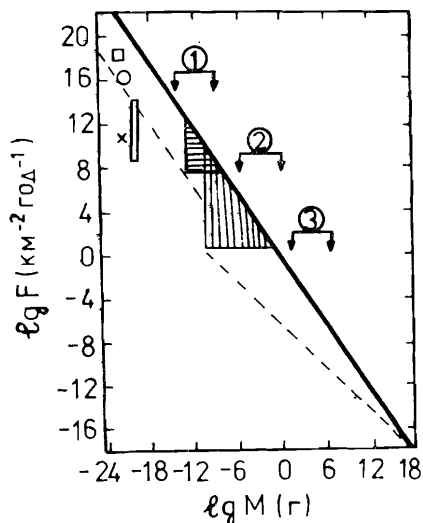


Рис.6. Оценки потока "медленной" странной материи из космоса. Жирная прямая — максимальный возможный поток F_{lim} , пунктир — предел чувствительности различных экспериментов по его определению^{/5/}. Значки слева — оценки настоящей работы для верхней границы потока.

$3 \cdot 10^{-10}$ г ($A \leq 2 \cdot 10^{14}$). Из расчета пробега странных частиц в веществе^{/5/} следует, что они задерживаются в атмосфере при $M \leq 4 \cdot 10^{-14}$ г, в земной коре при $M \leq 3 \cdot 10^{-10}$ г, при $M > 0,1$ г свободно проходят через земной шар по диаметру. Методы обнаружения следов странной материи на

Земле зависят от массы частиц, и достаточно полное исследование должно охватывать набор различных экспериментальных подходов.

На рис.6 показаны результаты расчета^{/5/} верхнего предела потока странной материи на земную поверхность (F_{lim}) в зависимости от массы частиц, даны оценки чувствительности различных методов их поиска. Сначала остановимся на немногочисленных данных уже проведенных экспериментов, которые могут быть использованы для оценки потока странной материи. В работе^{/5/} приведен единственный пример такой оценки. Используются негативные результаты работы Прайса и др.^{/9/} по поиску магнитного монополя. Искали следы монополя в древней слюде. По условиям эксперимента травимые треки соответствовали потерям энергии $\geq 2,5$ ГэВ·см²·г⁻¹. Такие потери энергии по расчетам^{/5/} характерны и для кластеров странной материи. Слюда была извлечена с глубины 5 км. До такой глубины могли дойти космические странные кластеры с $M > 2,4 \cdot 10^{-10}$ г. Полученная оценка потока $F \leq 1,5$ показана на рис.6 основанием заштрихованного треугольника. Для минимальной массы в этом треугольнике верхняя оценка потока на ~9 порядков ниже предела F_{lim} .

В левой части рис.6 показаны наши оценки верхней границы потока странных ядер на основе данных по поиску аномальных ядер иной природы. Пересчет к величине F делался следующим образом. Пусть x — доля аномальных ядер данного элемента, A_s и A_0 — аномальное и нормальное массовые числа, y — массовая распространенность элемента в земной коре. Поток F_{lim} , как уже отмечалось выше, отвечает накоплению странного вещества в количестве 10^{-7} от массы коры. Отсюда следует, что концентрации аномальных ядер x отвечает поток

$$F = 10^7 x \cdot y \cdot \frac{A_s}{A_0} F_{lim} \quad (2)$$

Естественно, что максимальная чувствительность в определении достигается для элементов с минимальной распространенностью.

В работе^{/10/} был проведен поиск супертяжелых изотопов натрия с $A > 100$, которые могли возникнуть за счет присоединения тяжелых релятивистских частиц к нормальному ядру. Поиск осуществлялся методом лазерной спектроскопии, сигнал аномальности — появление линии, смещенной относительно реперной за счет "массовой" компоненты изотопического сдвига $\delta\nu_M$. Масса странного натрия должна быть ~200 а.е.м. Объемная компонента изотопического смещения $\delta\nu_F$ для странного Na^s должна быть не более 10% от $\delta\nu_M$. Таким образом, результаты^{/10/} могут быть использованы для оценки концентрации $x(Na^s)$ в земной коре. Найдено, что $x(Na^s) \leq 10^{-10}$ ат./ат. Отсюда по (2) получаем $F(Na^s) \leq 2,4 \cdot 10^{-4} F_{lim}$ (квадрат на рис.6).

Наличие примеси странных изотопов данного элемента должно привести к разнице в атомных массах элемента, измеренных стехиометрическим методом (M_c) и масс-спектрометрически (физическая масса M_p). Наилучшая оценка примеси аномальных ядер по величине $(M_c - M_p)/M_p$ получается для Bi, для которого эта величина $\leq 2 \cdot 10^{-5}$ ^{/11/}. Для потока странного висмута получаем оценку $F(Bi^s) \leq 2 \cdot 10^{-5} F_{lim}$ (кружок на рис.6).

В работе^{/12/} с высокой чувствительностью проведен поиск аномального (суперплотного) радона в воздухе. Нормального стабильного радона не существует, аномальный может быть стабильным. Образец был получен из "донной" фракции дистилляционной колонки, предназначенной для промышленного получения ксенона из воздуха. При получении образца было переработано $1,5 \cdot 10^5$ тонн воздуха. Сигналом аномальности было появление γ -лучей с $E_\gamma > 30$ МэВ при облучении образца тепловыми нейтронами. Столь высокий порог регистрации был выбран, исходя из предположений о громадной энергии связи на нуклон (>100 МэВ) в аномальных ядрах Ли и Вика. Это обеспечило высокую чувствительность поиска: $x \leq 10^{-16}$ по отношению к Хе. Для определения по этим данным концентрации странного Rn^s ($A_s = 3500$) мы оценили вероятность $E_\gamma > 30$ МэВ для реакции $Rn^s(n, \gamma)$, используя статистическую модель и значение температуры по работе^{/17/}. В результате верхнее значение $x(Rn^s)$ по отношению к Хе получено лежащим в диапазоне от $2,5 \cdot 10^{-9}$ до $4 \cdot 10^{-4}$ при изменении E/A от 850 до 900 МэВ. Соответствующий интервал значений F показан прямоугольником на рис.6.

Пока известен только один эксперимент^{/18/}, специально посвященный поиску космических частиц странной материи (с $M > 1,5 \cdot 10^{-13}$ г). Область значений потока, исключаемая этой работой, показана треугольником с горизонтальной штриховкой на рис.6.

К настоящему времени сделано много экспериментов по поиску в природе сверхтяжелых элементов с Z в районе новых магических чисел 114-126. Однако для оценки верхней границы концентрации страннх ядер сверхтяжелых элементов пригодны лишь данные, полученные при исследовании вынужденного характеристического рентгеновского излучения^{/13/}. Оценка получается довольно скромной:

$$F(-126^s) \leq 0,1 F_{lim}$$

Теперь о возможных экспериментах. Крестиком на рис.6 показано значение F для странных изотопов Pm, которое может быть измерено методом лазерной спектроскопии. Эта оценка сделана для лазерной флюоресценции, причем чувствительность метода не зависит от величины E/A . В методе лазерной резонансной ионизации^{/14/} чувствительность может быть на ~2 порядка лучше, т.е. на уровне $F(Pm^s) \approx 10^{-12} F_{lim}$. Структура эксперимента по поиску anomalно тяжелого Pm^s в природных образцах методом резонансной флюоресценции описана в^{/15/}.

Из руды, содержащей редкоземельные элементы, выделяется прометиевая фракция, очищается и помещается в ампулу атомной пушки, находящейся в вакуумном объеме. Коллимированный атомный пучок пересекается под прямым углом лазерным лучом. Интенсивность флюоресценции записывается в функции частоты лазера. Обычный прометий не имеет стабильных изотопов, поэтому появление резонансов вблизи реперных линий прометия — указание на наличие anomalного изотопа. Anomalные линии должны иметь меньшую ширину, чем реперные, и насыщение переходов должно происходить при меньших мощностях лазерного пучка (из-за большей массы суперстранныго прометия). Положение anomalных линий относительно реперных определяется изотопическим сдвигом, связанным со значительным изменением объема при переходе к anomalному прометию ($A(Pm^s) \approx 3000$). Эта компонента изотопического смещения $\delta \nu_F \sim \delta < R^2 >$. Для сферического ядра изменение массового числа от A_0 до A_s отвечает изотопический сдвиг

$$\Delta \nu_{A_0, A_s} = \frac{3}{2} A_s^{2/3} A_0^{1/3} \delta \nu_F^{A, A+1}$$

Величина anomalного сдвига ~в 1600 раз больше $\delta \nu_F^{A, A+1}$ и составляет примерно 10 Гц. Столь большой сдвиг представляет известную трудность при проведении эксперимента.

Для получения указанной на рис.6 границы потока для Pm^s необходимо переработать такое количество руды, которое содержит 100 г соседнего элемента (Nd, Sm). Отметим, что такой метод поиска пригоден и для других элементов, не имеющих стабильных изотопов.

В работе^{/5/} упоминаются такие методы поиска странных ядер, как спектроскопия характеристического рентгеновского излучения

при бомбардировке протонами, масс-спектроскопия, резерфордское рассеяние ионов $^{238}U/^{16}O$. В последнем методе наличие anomalно тяжелого ядра в мишени приводит к появлению несмещенной линии в спектре рассеянных частиц. Измерению должна предшествовать процедура концентрации anomalных ядер в образце (дистилляция, центрифугирование, хроматография и т.д.). Эти методы годятся для "кусков" странной материи атомных размеров.

Для детектирования более тяжелых кластеров странной материи в работе^{/5/} предлагаются другие методы. Цифрой 1 на рис.6 отмечен диапазон масс, который охватывается установками, предназначенными для поиска магнитного монополя вблизи земной поверхности и поиска распада протона под землей или под водой. Оказывается, что при прохождении медленных кластеров странной материи разогрев вещества ударной волной приводит к детектируемому световому излучению. При весе кластеров $>10^{-5}$ г странные кластеры дают видимый свет, проходя через атмосферу. Цифрой 2 на рис.6 показан диапазон масс, в котором кластеры странной материи могут быть зарегистрированы как необычные (быстрые) метеориты. "Куски" странной материи в широком диапазоне масс ($M > 3 \cdot 10^{-10}$ г) будут оставлять в твердых земных породах наблюдаемые следы различного диаметра. Прохождение через земной шар частиц с массами, отвечающими диапазону 3, может быть зарегистрировано как специфическое землетрясение. Оно дает сейсмический сигнал, соответствующий линейному источнику.

В настоящей публикации дан обзор работ, приводящих к заключению о возможности существования стабильной странной кварковой материи, которая является основным состоянием ядерного вещества. Достаточно исчерпывающий поиск следов странной материи должен проводиться с использованием различных методов, в том числе и тех, которые чужды физике высоких энергий, откуда пришли обсуждавшиеся здесь идеи. Цель настоящей работы — привлечь к этим проблемам внимание специалистов в области атомной, ядерной физики и радиохимии, поскольку наиболее чувствительные методы поиска anomalного вещества могут быть развиты именно ими.

Автор благодарен Л.И.Лапидусу и В.Д.Тонееву за стимулирующие обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Freedman B.A., McLerran L.D. Phys.Rev., 1977, D16, p.1130; ibid. 1978, D17, p.1109.
2. Jaffe R.L. Phys.Lett., 1977, 38, p.195.
3. Matveev V.A., Sorba P. Nuovo Cimento, 1978, 45A, p.257.
4. Witten E. Phys.Rev., 1984, D30, p.272.
5. De Rujula A., Glashow S.L. HUTP 84/A057, Harvard, 1984; De Rujula A. Nucl. Phys., 1985, A434, p.605c.

6. Farhi E., Jaffe R.L. Phys.Rev., 1984, D30, p.2379.
 7. Halzen F. MAD/PH/216, Madison, 1984.
 8. Fisher M. Physics, 1967, 3, p.255.
 9. Price P.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.1265.
 10. Dick W.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.431.
 11. Cameron A.E., Wiches E. Journ.Am.Chem.Soc., 1962, 84, p.4175.
 12. Holt R.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.183.
 13. Sparks C. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.205; ibid. 1978, 40, p.507.
 14. Балькин В.И. и др. УФН, 1980, 132, с.293.
 15. Карнаухов В.А. ОИЯИ, P15-84-474, Дубна, 1984.
 16. Brugger M. et al. GSI proposal No.341, Darmstadt, 1984.
 17. Farhi E., Jaffe R.L. Phys.Rev., 1985, D32, p.2452.
 18. Nakamura K. et al. Phys.Lett., 1985, 161B, p.417.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 апреля 1986 года.

Мартинус Дойл

Карнаухов В.А.

P6-86-196

Странная материя

и возможность существования аномальных супертяжелых ядер

Дается обзор работ, приводящих к заключению о возможности существования стабильной странной кварковой материи. Обсуждаются свойства странных ядер, массовые числа которых практически не ограничены сверху. Приводятся оценки верхней границы потока странной материи из космоса на основе уже проведенных экспериментов. Показано, что верхняя граница потоков странных ядер $\text{Na}^s (A_s = 200)$, Bi^s и $\text{Rn}^s (A_s = 3500)$ на несколько порядков ниже теоретического предела Де Рухулы и Глэшоу. Рассматриваются новые возможные способы обнаружения стабильной странной материи. Предлагается лазерно-спектроскопический метод поиска, имеющий чувствительность на уровне $10^{-10} - 10^{-12}$ от теоретического предела для потока странного вещества.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Karnaukhov V.A.

P6-86-196

Strange Matter and Possible Existence
of Anomalous Superheavy Nuclei

This report gives a review of the papers which lead to a conclusion on possible existence of stable strange quark matter. The properties of strange nuclei, which could be superheavy, are discussed. The author gives estimations of the upper limits for the flux of strange superheavy nuclei from space on the basis of the known experimental data. It is shown that the flux upper limits of strange nuclei of $\text{Na}^s (A_s = 200)$, Bi^s and $\text{Rn}^s (A_s = 3500)$ are several orders of magnitude lower than the theoretical limit by De Rujula and Glashow. Special search for strange superheavy nuclei is proposed on the basis of laser spectroscopy. The method has a sensitivity on the level of $10^{-10} - 10^{-12}$ of the theoretical limit for the cosmic flux of strange matter.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986