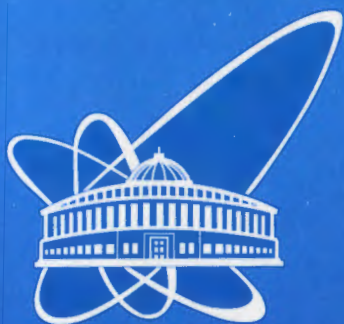


02-90



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

55495

P2-2002-90

А. И. Аношин*

О НОВОЙ ФОРМУЛЕ ДЛЯ ЛИНИИ СТАБИЛЬНОСТИ
АТОМНЫХ ЯДЕР

*НИИЯФ МГУ

2002

1. Уточнение значений коэффициентов в формуле Бете - Вейцекера

Знаменитая полуэмпирическая формула Бете - Вейцекера (1935 г.) для энергии связи $E_{CB}(A, Z)$ ядра, состоящего из A нуклонов, включающих Z протонов и $(A - Z) = N$ нейтронов, имеет следующий вид:

$$E_{CB}(\text{МэВ}) = a_1 \cdot A + a_2 \cdot A^{2/3} + a_3 \cdot Z^2 \cdot A^{-1/3} + a_4 \cdot I^2 \cdot A^{-1} + a_5 \cdot \Delta \cdot A^{-k/4}, \quad (1)$$

где $k = 3$ [1] или $k = 2$ [2], изотопическое число $I = N - Z = A - 2Z$

$$\Delta = \begin{cases} 1, & \text{для четных } Z \text{ и } N; \\ 0, & \text{для нечетных } A; \\ -1, & \text{для нечетных } Z \text{ и } N. \end{cases}$$

Члены в формуле (1) в порядке их расположения слева направо называются объемной, поверхностной, кулоновской, симметрии и спаривания энергиями. Коэффициенты $a_1 - a_5$ подбираются по экспериментальным значениям энергий связи $E_{\text{exp}}(A, Z)$. По сравнению с 1935 г. открыто большое число (~ 1500) атомных ядер и измерены их энергии связи. Это позволило уточнить значения коэффициентов по данным [1] о 961 ядре. В табл. 1 приведены значения коэффициентов, взятые из литературы и вычисленные автором. Для оценки качества подгонки параметров вычислялись: среднее по всем ядрам значение $\langle \delta \rangle$ относительной ошибки $\delta = |E_{CB, \text{exp}} - E_{CB}| / E_{CB, \text{exp}}$ и дисперсия $\sigma = n^{-1} \cdot \sqrt{\sum ((\delta) - \delta_i)^2}$, $n = 961$. Для указания нижнего порога точности ядерных моделей, претендующих на описание энергии связи, в нижней строке таблицы эти же величины приведены для простейшей формулы

$$E_{CB}(\text{МэВ}) = a_1 A \equiv \langle \epsilon \rangle A, \quad (2)$$

где $\langle \epsilon \rangle$ – средняя удельная энергия связи.

Из табл. 1 видно: а) вновь найденные коэффициенты гораздо лучше соответствуют существующим экспериментальным данным; б) разброс значений одноименных параметров в (1) при различных значениях k существенно уменьшился; в) для величины отношения $(a_3 / 2a_4)$ выполняется следующее соотношение

$$(a_3 / 2a_4) = 2\alpha, \quad (3)$$

где $2\alpha = 2(e^2 / \hbar c) = 0,0145946$ (в порядке следования строк табл. 1 ее значения таковы: 0,015107, 0,01498, 0,01488, 0,01483, 0,01481). Если выполнение нумерологического отношения (3.0) не считать случайным, то в формуле (1) содержится не пять, а четыре независимых параметра.

Обнаруженное здесь изменение значений коэффициентов не может не сказаться на необходимости пересмотра некоторых построений теоретической ядерной физики. Формулу для линии стабильности (ЛС) (зависимость числа нуклонов A от количества протонов Z в наиболее устойчивом ядре) получают из следующего условия:

$$(\partial E_{CB} / \partial Z)_{A = \text{const}} = 0. \quad (4)$$

Считалось [2], что "форма энергии симметрии (в выражении (1)) – простейшая, при которой можно рассчитывать на описание линии стабильности". Из (1) и (4) следует

$$Z = A[2 + (a_3 / 2a_4)A^{2/3}]^{-1}. \quad (5)$$

Из (5) и (3) следует, что выражение для изотопического числа I наиболее стабильного ядра имеет следующий вид:

$$I = (a_3 / 2a_4) \cdot Z \cdot A^{2/3} \cong 2\alpha \cdot Z \cdot A^{2/3}. \quad (6)$$

2. Критика формулы Бете - Вейцекера

Предложено множество формул, описывающих энергию связи с более высокой точностью ("на два порядка выше" [2]), чем формула (1). Однако эта точность достигается введением большого числа эмпирически подбираемых параметров. Например, в работе Леви используется 81, а в работе Камерона – 250 параметров [3]. В такой ситуации, когда число параметров стремится к числу ядер, очевидно, что познавательная и предсказательная сила формул падает обратно пропорционально числу параметров. Тем больше ценность малопараметрических (а еще лучше беспараметрических) формул типа (1) и (6). Однако справедливость экстраполяции последних в область больших Z (или A) вызывает большое сомнение. A именно, согласно (6), с ростом A избыток числа нейтронов над числом протонов в ядре неограниченно и быстро возрастает как $I \approx A^{5/3} - Z^2$, см. рис. 1. Такая зависимость обусловлена ничем не сдерживаемым (как предполагалось) действием кулоновского поля, расталкивающего протоны ядра. Добавление нейтронов (n) в ядро, увеличивая расстояние между протонами (p) и несколько уменьшая их электростатическое расталкивание, не может привести к образованию достаточного количества новых (np)-связей, необходимых для целостности ядра. "В связи с этим напомним, ... что сильное (np)-взаимодействие идентично (nn)- и (pp)-взаимодействию лишь в тех состояниях, которые разрешены принципом Паули. Однако в синглетном нечетном и в триплетном четном состояниях возможно, в согласии с этим принципом, только

(*np*)-взаимодействие. Между тем существование дейтрона в качестве *единственного* связанного состояния системы двух нуклонов свидетельствует о том, что при энергиях, характерных для данного ядра, такой тип взаимодействия связывает сильнее всего. "[2]

3. Новая формула для линии стабильности (ЛС)

В процессе построения так называемой "флуктонной" модели ядра [4 - 9] обнаружили некоторые закономерности, которые позволили предложить новое выражение для ЛС:

$$I = \alpha Z^2 \cdot \{1 + \exp[2 \pi(\alpha Z - 1)]\}^{-1}. \quad (7)$$

Здесь, как и в формуле (6), при целых значениях Z , значения I – нецелые.

Это выражение – беспараметрическое, как и *наше приближенное* выражение (6). Из (7) следует, что при достаточно больших A (или Z) и с их ростом избыток числа нейтронов над числом протонов в ядре стремится к нулю (см. рис. 1), что устраняет то вышеуказанное несоответствие природе ядерных сил, которое присуще формуле (1). Формула (7) имеет, по крайней мере, не меньшее право на существование в научном обиходе, чем формула (6). И вот почему:

1. Она вполне удовлетворительно (см. табл. 2 и рис. 2) описывает экспериментальную зависимость среднего (нецелочисленного) значения атомного номера $\langle A \rangle$ от Z , зафиксированную в таблице Менделеева [10]. Эта зависимость определяется распространенностью изотопов, т.е., в основном, их стабильностью. На рис. 2 видно, что при $Z \geq 94$ значения $\langle A \rangle$, вычисленные по формулам (6) и (7), несколько превышают табличные, что объясняется синтетическим происхождением трансурановых элементов (значения A – целые). Для наглядности и дальнейших вычислений формулу (7) перепишем в следующем виде:

$$\langle A \rangle = 2Z + \alpha \cdot Z^2 \cdot \{1 + \exp[2 \cdot \pi(\alpha Z - 1)]\}^{-1}. \quad (8)$$

а формулу (6) – в следующем:

$$\langle A \rangle = 2Z + 2\alpha \cdot Z \cdot \langle A \rangle^{2/3}. \quad (9)$$

Для оценки качества описания таблицы Менделеева формулами (8) и (9) в табл.2 приведены: средние по всем Z значения $\langle \delta \rangle$ относительной ошибки $\delta = (\langle A \rangle_{\text{exp}} - \langle A \rangle) / \langle A \rangle_{\text{exp}}$ и дисперсии $\sigma = n^{-1} \sqrt{\sum ((\delta) - \delta_i)^2}$. Видно, что выражения (8) и (9) для ЛС описывают таблицу Менделеева с одинаковой точностью. Уменьшение

значений $\langle \delta \rangle$ и σ при исключении ядер водорода ($Z = 1$) связано с малой распространенностью дейтерия, обусловленной, по-видимому, его рекордно малой удельной энергией связи. То, что величина $\langle \delta \rangle$ в этой таблице в ~ 2 раза больше, чем при описании энергии связи (табл. 1), может быть обусловлено тем, что, кроме устойчивости, распространенность ядер определяется и другими факторами, например историей нуклеогенеза и геофизическими процессами.

2. Формулу (7) следует рассматривать как результат дифференцирования по Z некоторого выражения для энергии связи. Прodelывая над (7) операцию, обратную (4), т.е. интегрируя по Z новое выражение для ЛС:

$$A - 2Z - \alpha \cdot Z^2 \cdot \{1 + \exp[2 \cdot \pi(\alpha Z - 1)]\}^{-1},$$

получаем новую формулу для энергии связи:

$$E_{CB}(\text{МэВ}) = \epsilon_0 \cdot f_0(A, Z) + \sum \epsilon_i \cdot f_i(A), \quad (10)$$

где $f_0(A, Z) = [Z \cdot (A - Z) - J]$, $f_i(A)$ – некоторые произвольные функции от A ; ϵ_0, ϵ_i – параметры, определяемые тем же способом, как и для формулы (1); J – определенный интеграл (11), вычисляемый численными методами

$$J = \alpha \cdot \int_0^Z X^2 \cdot \{1 + \exp[2 \cdot \pi(\alpha X - 1)]\}^{-1} \cdot dX. \quad (11)$$

В отличие от формулы (1) в формуле (10) содержится не две, а одна функция от Z , требующая нахождения соответствующего множителя в качестве параметра. Задавая в качестве произвольных функций $f_i(A)$ те же функции, что и в (1), получаем модифицированную формулу Бете - Вейцекера:

$$E_{CB}(\text{МэВ}) = a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \cdot f_0(A, Z) + a_4 \cdot f_0(A, Z) + a_5 \cdot \Delta \cdot A^{-1/4}, \quad (12)$$

содержащую на один, эмпирически определяемый, параметр меньше, чем в (1). В табл.3 приведены вычисленные методом наименьших квадратов значения параметров $a_1 - a_4$ для формулы (12).

Сравнение значений величин $\langle \delta \rangle$ и σ в табл. 3 и 1 указывает на удовлетворительное согласие формулы (12) с экспериментом.

4. Анализ новой формулы для линии стабильности

Продемонстрированная выше "работоспособность" формулы (7) для адекватного ядерной физике описания некоторых свойств известных и еще неоткрытых сверхтяжелых ядер порождает необходимость физического анализа этой формулы. Подстановка $\alpha = (e^2 / \hbar c)$ в числитель (7) показывает, что он представляет собой безразмерное выражение для кулоновской энергии (обусловленной наличием протонов) сферы с некоторым эффективным радиусом R

$$\alpha Z^2 = Z^2 e^2 R^{-1} / (\hbar c \cdot R^{-1}) = E_c / (\hbar c \cdot R^{-1}). \quad (13)$$

Знаменатель в (7)

$$\{1 + \exp[2 \pi(\alpha Z - 1)]\} \quad (14)$$

свидетельствует о наличии (и, с увеличением Z, экспоненциальном возрастании действия) некоторого механизма экранировки кулоновского поля протонов, деструктивного для ядра. Попытаемся отыскать этот механизм.

В книгах [11, 12] и литературных ссылках к ним (объемом в 98 и 233 наименований соответственно) рассматривается возможность рождения пионов в электрическом поле **сверхплотных** и/или сверхзаряженных ядер, удовлетворяющих условию

$$Z^2 e^2 R^{-1} \geq Z m_\pi c^2, \quad (15)$$

или (как следствие)

$$Z e^2 R^{-1} / m_\pi c^2 \geq 1, \quad (16)$$

и локального экранирования заряда протонов зарядом π^- -мезонов. Последние рождаются из вакуума, становящегося неустойчивым под действием сильного электрического поля.

Согласно упомянутой в предыдущем разделе "флуктонной" модели ядра, нуклоны находятся в двух фазах. Примерно 90% нуклонного состава ядра находится в фазе квазисвободных нуклонов. Остальная доля нуклонов $\varphi \sim 10\%$ находится в **сверхплотной** (флуктонной) фазе со средней плотностью $\rho_{\text{фл}}$, в ~ 4 раза превосходящей среднюю ядерную ρ_0 . Само существование ядра обязано наличию в нем сверхплотной фазы, возникающей вследствие восстановления в ней киральной симметрии для ее нуклонов [9]. Флуктонная фаза состоит из сверхплотных субъядер (флуктонов или флудропов) четырех типов с изотопическими числами $I = 0, \pm 1$:

бозоны (спин 1 и 0): $I = 0$ (субводород – H2 и субгелий – He4),

фермионы (спин 1/2): $I = 1$ (субводород – H3), $I = -1$ (субгелий – He3).

Из нуклонного состава субъядер следует, что неограниченный рост избытка нейтронов с увеличением Z (см. раздел 3) приводил бы к занулению доли нуклонов φ во флуктонной фазе и занулению удельной энергии связи (из-за уменьшения доли нуклонов во флуктонной фазе). Субъядра непрерывно возникают и исчезают, используя для своего построения все нуклоны ядра. Таким образом, каждый из нуклонов ядра часть времени проводит во флуктонной фазе. Наиболее сильно деструктивное влияние кулоновских сил действует в областях ядра с повышенной плотностью протонов (во флуктонной фазе ядра). Но в этих же областях наиболее сильно "работает" процесс электророждения пионов, в том числе и π^- -мезонов, экранирующих заряд протонов. В качестве экспериментального подтверждения электронейтрального состояния флуктонной фазы ядра следует рассматривать эффекты, обнаруженные в работах [7, 13, 14]. Именно такая интерпретация этих эффектов была дана в работах [4 - 7] и будет кратко изложена в разделе 5. Средняя удельная энергия связи нуклонов флуктонной фазы в ~ 10 раз превосходит среднюю удельную энергию связи ядра. Таким образом, большая часть энергии связи сосредоточена во флуктонной фазе, а средний дефект массы нуклонов во флуктонной фазе составляет

$$\Delta m_N \sim m_e \cdot \alpha^{-1} = 70,02527 \text{ МэВ}, \quad (17)$$

где m_e – масса электрона. Отсюда следует, что средняя масса нуклонов флуктонной фазы равна

$$\mu_N = 0,5(m_p + m_n) - \Delta m_N = 868,89368 \text{ МэВ}. \quad (18)$$

Значения φ и Δm_N , приведенные здесь, хорошо согласуются с данными о доле нуклонов (8 - 15%) нуклонов в ядре, имеющих дефект массы (50 - 85 МэВ), полученными в [15] при фитировании экспериментальных данных по ЕМС-эффекту (для объяснения этого эффекта).

Отметим, что имеет место следующее нумерологическое соотношение

$$\mu_N / m_{\pi^+} = 6,2255982 \approx 2\pi = 6,2831852, \quad (19)$$

где массы частиц, выраженные в (МэВ), таковы [16]:

$$m_p = 938,27231, \quad m_n = 939,56563, \quad m_{\pi^+} = 139,56796, \quad m_{\pi^0} = 134,9743.$$

Для того чтобы отношение масс в (19) точно равнялось 2π , надо заменить в нем массу заряженного пиона на эффективную массу пиона

$$m_\pi = \mu_\pi / 2\pi = \xi \cdot m_{\pi^+} + (1 - \xi) \cdot m_{\pi^0} = 138,28872 \text{ МэВ}. \quad (20)$$

Подставляя в (20) экспериментальные значения масс пионов, можно найти вклады заряженных ξ и нейтральных $(1 - \xi)$ пионов в величину m_π :

$$\xi = 0,72152995, \quad (1 - \xi) = 0,2784701 < (1/3). \quad (21)$$

Используя соотношение (20), показатель экспоненты в (14) можно записать в следующем виде:

$$2\pi(\alpha Z - 1) = (R / \lambda_N) \cdot [(Ze^2 R^{-1} / m_\pi c^2) - (\lambda_\pi / R)]. \quad (22)$$

где $\lambda_N = \hbar / c\mu_N$, $\lambda_\pi = \hbar / m_\pi c$ – комptonовские длины волн, R – "радиус ядра".

Из формулы (7) видно, что эффективное экранирование кулоновского поля ядра наступает при положительной величине показателя экспоненты, т.е. согласно (22), при выполнении условия

$$Ze^2 R^{-1} / m_\pi c^2 \geq (\lambda_\pi / R), \quad (23)$$

качественно совпадающего с выражением (16).

С учетом большого объема теоретических исследований (см. выше), связанных с вопросом рождения частиц в сильных полях, и в частности с формулой (16), это совпадение дает однозначный ответ на вопрос о механизме экранировки кулоновского поля внутриядерных протонов, поставленный в начале этого раздела статьи.

Возвращаясь к исходному выражению (7), видим, что показатель экспоненты положителен при

$$Z \geq \alpha^{-1} \cong 137, \quad (24)$$

а в диапазоне изменения Z от 1 до 137 знаменатель в (7) (коэффициент экранирования) изменяется от ~ 1 до 2. В отличие от прежних теоретических построений [11, 12], требовавших для выполнения условия (16) (**полная экранировка** заряда протонов) наличия экзотических ядер – сверхплотных (малые значения R) или сверхзаряженных (большие значения Z), оказывается, что и в "обычных" ядрах происходит электророждение пионов с возникновением пионного конденсата, но уже с **частичной** локальной **экранировкой**. Под локальностью понимается преимущественная концентрация π^- -мезонов в сверхплотной фазе ядра вокруг субъядерных протонов. Другое очевидное отличие от прежних теорий заключается в экспоненциальном по Z

нарастании внутриядерной множественности электророжденных пионов. Другими словами – в экспоненциальном возрастании неустойчивости вакуума относительно рождения пионов. По-видимому, в процессе нуклеосинтеза дефект массы нуклонов может возникать за счет испускания нуклонными ассоциациями некоторой доли этих пионов. И вероятнее всего – π^0 -мезонов, т.е. γ -квантов с энергией

$$E_\gamma = 0,5 \cdot m_{\pi^0} \cong 67,5 \text{ МэВ.} \quad (25)$$

Возможно, поэтому величина среднего дефекта массы нуклонов во флуктонной фазе $\Delta m_\gamma = 70,02527 \text{ МэВ}$ (17) близка к этой величине E_γ . *Полагая:* 1) что на каждые два нуклона флуктонной фазы испускается один массивный π^0 -мезон и примерно столько же порождается пар **почти безмассовых** π^\pm -мезонов (одна из составляющих **кварк-глюонной плазмы**), 2) что половина нуклонов флуктонной фазы – протоны, *получаем*, что на заряд каждого протона этой фазы приходится один заряд почти безмассового π^- -мезона, которого достаточно для экранирования заряда протона. В теоретической (16) и в эмпирической (23) формулах на один протон приходится одна пионная масса. Это является указанием на то, что суммарная масса всех трех электророжденных пионов (π^0 , π^+ и π^-) весьма близка к массе *одного* свободного пиона. Вследствие малой массы другого партнера пионной пары – π^+ -мезона, последний может удаляться, не вылетая из ядра (**внутриядерный деконфайнмент, цветопроводность**), на столь значительное расстояние от места своего рождения (от субъядра), что капли (флудропы) флуктонной фазы ядра становятся электронейтральными при сохранении полного электрического заряда ядра Z . Имеющиеся указания [3] на небольшое уменьшение плотности заряда (но не нуклонов) в центре ядра получают естественное объяснение с позиций изложенного сценария. А именно, в центральной части ядра плотность нуклонов и вероятность образования субъядер больше, чем на его периферии, куда и направляются почти свободные (почти безмассовые) электророжденные π^+ -мезоны.

В [11, 12] обсуждалась возможность π -конденсации и в обычных ядрах. Было установлено, что "экспериментальные факты подтверждают принятые константы пионного обмена и указывают на близость ядер к конденсации... . Вместе с тем, никаких определенных экспериментальных указаний на существование конденсата в ядрах пока нет. Если принять константу $f' = 0,9f$ и $g' = 1$, то критическая плотность

оказывается большей, чем ядерная – $\rho_c \cong 1,5\rho_0$. Если верить этой оценке, то конденсата в ядрах нет." [12]. По-видимому, экспериментально делались попытки найти неадекватно предсказанные (без учета кварковой модели и КХД, в частности) проявления конденсата. Теоретическое же возражение, связанное с большой критической плотностью, можно считать снятым после открытия в ядрах сверхплотных образований – флуктонов [17].

Подводя итог этому разделу статьи, можно сказать, что в нем содержатся достаточные основания для: 1) утверждения о существовании π -конденсата в обычных ядрах, 2) продолжения теоретических исследований по этой проблеме.

5. Другие экспериментальные свидетельства наличия пионного конденсата в обычных ядрах

Ниже мы будем говорить о процессах в релятивистской ядерной физике, связанных с так называемым "кумулятивным эффектом (КЭ)" [18, 19]. События, сопровождаемые КЭ, называют "кумулятивными". В области фрагментации ядрамишени КЭ проявляется в испускании частиц со столь большим импульсом, который кинематически запрещен при столкновении с единичным нуклоном мишени. При этом величина, характеризующая массу мишени и называемая "порядком кумулятивности", $n_c > 1$. Для испускаемых пионов $n_c = E(1 - \cos\theta) / M_N$, E и θ – полная энергия и угол вылета π -мезона в лаб. системе, M_N – масса нуклона,

$$\min(n_c) = m_\pi / M_N \cong (2\pi)^{-1}. \quad (26)$$

В области фрагментации ядра-снаряда с начальным импульсом (P_0 / нуклон) КЭ проявляется в испускании нуклонов с импульсами $P > P_0$ / нуклон. Распространенным объяснением КЭ является передача импульса одной частице от скопления ("cumul" – кучи *лат.*) нескольких других, расположенных настолько близко друг к другу (сверхплотная фаза ядерной материи), что происходит обобщение 4-импульсов их кварков. Такие скопления были названы "флуктонами" вследствие первоначального предположения (Д.И.Блохинцев) о чисто флуктуационной природе их образования (без проявления межчастичного взаимодействия).

По гипотезе о мягкой адронизации величина $n_c \cong x$, где x – доля 4-импульса нуклона, уносимая кварком, адронизирующимся в пион. Теория и эксперимент

показывают, что при $x \geq 1$ инвариантное инклюзивное сечение ($E d\sigma/dp$), определяемое кварк-партоновой структурной функцией ядер ($G(x, Q^2)$), быстро спадает по закону $\exp(-x/\langle x \rangle)$, где $\langle x \rangle = 0,14$.

5.1. Эксперимент (пузырьковая камера) [20]. В $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с в $(1,0 \pm 0,1)\%$ случаев наблюдаются π^- -мезоны с $n_{\pi^-} > 1$. Эти пионы в 80% случаев испускаются в заднюю полусферу л.с.к. и в 90% случаев имеют **положительный** знак заряда. В кумулятивных событиях полный развал ядра углерода происходит в ~ 5 раз чаще, чем в обычных неупругих $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях. *Интерпретация:* 1) испускание кумулятивных пионов указывает на взаимодействие налетающего пиона с многоуклонным внутриядерным образованием (субъядром); 2) разрушение одного из субъядер (посредством закачки в него энергии) приводит к разрушению всего ядра; 3) преимущественное испускание кумулятивных π^+ -мезонов (не являющееся нарушением закона сохранения заряда) указывает на их меньшую (по сравнению с кумулятивными π^- -мезонами) локализацию около породивших их субъядер, подвергшихся внешнему воздействию. О дальнейшей судьбе π^- -мезонов – зарядовых партнеров избыточных кумулятивных π^+ -мезонов – будет сказано в разделе 5.3.

Исследование зависимости величины избытка кумулятивных π^+ -мезонов по сравнению с кумулятивными π^- -мезонами привело авторов работы [23] к аналогичному заключению о том, что в кварк-глюонной плазме флуктона кумулятивные (они же конденсатные) π^+ -мезоны образуются ближе к поверхности ядра.

5.2. Эксперимент (пузырьковая камера) [13, 14, 22]. В угловых распределениях протонов, испущенных в событиях с полным развалом ядра углерода π^- -мезонами, был обнаружен аномальный пик (АП) при $\theta = 60^\circ$ в л.с.к. Тот же АП наблюдается и в кумулятивных взаимодействиях. Анализ импульсных и угловых характеристик протонов под АП привел к следующей *интерпретации*: 1) Прохождение кварк-спектратора из налетающего пиона через столбик флуктонной фазы длиной, равной средней хорде ядра углерода $(3,3 \pm 0,3)$ фм и имеющей глюонный аналог оптического показателя преломления $n_{\text{фл.}} = 2$, плотность $\rho_{\text{фл.}} = (4,3 \pm 0,4) \rho_0$, порождает глюонное излучение с длиной волны 1,25 фм. Внутри флуктонного столбика это излучение

порождает слабую ударную волну, выбрасывающую нуклоны из ядра в область АП. Разрушение флуктонной фазы приводит к полному развалу ядра. 2) Необходимым условием возникновения ударной волны является возможность существования в среде звуковых колебаний.

Согласно [23], такая возможность есть, но только в **электронейтральных** ферми-системах с притяжением в результате возбуждения частиц из бозе-конденсата. Нейтрализовать же заряд протонов во флуктонной фазе могут только π^- -мезоны (бозоны), но не электроны, из-за большого ферми-импульса последних.

5.3. Эксперимент (пузырьковая камера) [7]. При исследовании множества неупругих пион-углеродных взаимодействий, имеющих АП при 60° в л.с.к. в угловом распределении протонов, в спектрах эффективных масс $\pi^+ p$ - и $\pi^- p$ -пар с протонами из области АП при $M_{eff}(\pi p) = (1300 \pm 20)$ МэВ имеется указание на резкий провал для $\pi^+ p$ -пар и резкий пик для $\pi^- p$ -пар. Проявление этого эффекта усиливается с ужесточением критериев отбора событий с АП. Неопределенность в значении M_{eff} определяется точностью измерения импульсов в пузырьковой камере. Проведенное автором, после опубликования работы [7], дополнительное исследование (с использованием критерия Стюдента; будет опубликовано позже), без какой-либо выборки по типу событий, но с отбором πp -пар с протонами из разных диапазонов по углу испускания протонов подтвердило существование эффекта. Как и в разделах 5.1 и 5.2, предполагаем, что характеристики испущенных из ядра частиц сохраняют часть информации об их состоянии в ядерной материи. *Интерпретация:* 1) Малая ширина пика (< 40 МэВ) при $M_{eff}(\pi p) = 1300$ МэВ указывает на большое, сравнительно с ядерными масштабами, время существования **электронейтрального** связанного состояния $\pi^- p$ -пар внутри флуктонной фазы ядра. 2) Наличие соответствующего провала для дважды заряженных $\pi^+ p$ -пар указывает на резкую обедненность этой же кинематической области именно теми π^+ -мезонами (см. раздел 5.1.), чье происхождение является общим с происхождением π^- -мезонов, нейтрализующих заряд протонов.

6. Основные результаты

1. Получены исправленные значения параметров в формуле Бете - Вейцекера. Новые значения параметров: а) необходимо использовать при модельных расчетах с применением формулы Бете - Вейцекера; б) могут послужить основанием для пересмотра некоторых построений теоретической ядерной физики.
2. Показано, что величина отношения параметра в кулоновской энергии к удвоенному параметру в энергии симметрии практически равна удвоенной величине постоянной тонкой структуры и инвариантна относительно исправления энергетических параметров.
3. Показано, что полученная из формулы Бете - Вейцекера формула для линии стабильности противоречит основам ядерной физики, так как требует неограниченного роста избытка нейтронов над протонами при увеличении Z .
4. Предложено качественно новое выражение для линии стабильности, лишенное указанного недостатка.
5. Показано, что новая формула для линии стабильности хорошо описывает распространенность изотопов и энергию связи известных нуклидов, а в ее теоретическое обоснование входит флуктонная модель ядра и предположение о нейтрализации заряда протонов флуктонной фазы зарядом конденсатных π^- -мезонов. Структура формулы указывает, что с ростом Z ядра имеет место экспоненциальный рост неустойчивости вакуума по отношению к рождению пионов в сильном электрическом поле флуктонной фазы ядра.
6. Приведены ускорительные экспериментальные данные, свидетельствующие в пользу существования конденсатных пионов в обычных ядрах.
7. Предложена модификация формулы Бете - Вейцекера, использующая новое выражение для линии стабильности, имеющая на один параметр меньше, чем в модифицируемой формуле, и вычислены ее параметры.
8. Более совершенная формула для энергии связи должна в явном виде включать в себя энергию связи нуклонов во флуктонной фазе, подобно тому, как это было сделано в [4], и учитывать новое выражение для линии стабильности.

Благодарности

Автор благодарен С.П.Игнатовой, В.А.Никитину, Л.И.Сарычевой, М.К.Сулейманову, Н.П.Юдину за поддержку и интерес к работе, Н.П.Карпинской за помощь при подготовке текста к печати.

Таблица 1

Коэффициенты (в МэВ) в формуле Бете - Вейцекера (1) и в (2)

a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	$\langle \delta \rangle, \%$	$\sigma, \%$	для k	Источник
14,03	-13,03	-0,5835	-77,25 / 4	33,57	26,43	0,37	3	[6]
15,75	-17,8	-0,710	-23,7	34	1,61	0,94	3	[2]
14,35339	-14,05646	-0,5942382	-19,97268	8,551292	0,84	0,09	3	автор
15,56	-17,23	-0,7	-23,6	12	1,15	0,57	2	[3]
14,36578	-14,09285	-0,5947126	-20,07545	7,116358	0,82	0,08	2	автор
8,16807					6,34	0,75		автор

Таблица 2

Характеристики точности описания $\langle A(Z) \rangle$ в таблице Менделеева формулами (8) и (9)

$1 \leq Z \leq 103$		$2 \leq Z \leq 103$		формула
$\langle \delta \rangle, \%$	$\sigma, \%$	$\langle \delta \rangle, \%$	$\sigma, \%$	
2,81	0,96	1,87	0,19	(8)
2,86	0,98	1,90	0,21	(9)

Таблица 3

Коэффициенты (в МэВ) в формуле (12)

a_1	a_2	a_3	a_4	$\langle \delta \rangle, \%$	$\sigma, \%$	для k
13,21792	-13,94350	-0,070424	5,55089	1,0	0,1	3
13,22514	-13,96735	-0,070503	4,68161	1,0	0,1	2

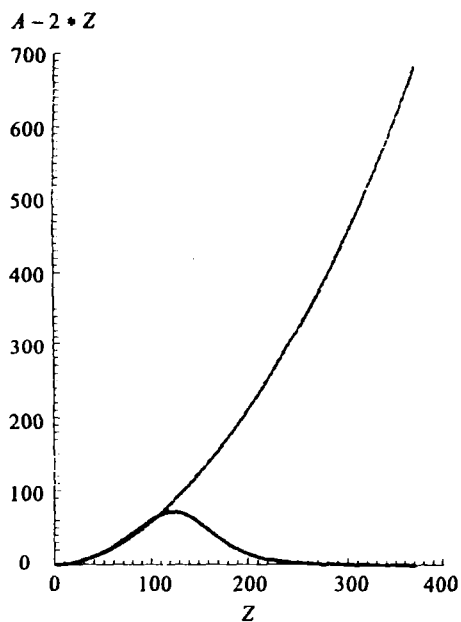


Рис. 1. Зависимость от Z ($Z=1 \div 370$) изотопического числа ядра $(N - Z) = (A - 2Z)$ по формулам: (5), (6) – верхняя кривая, (7) – нижняя кривая

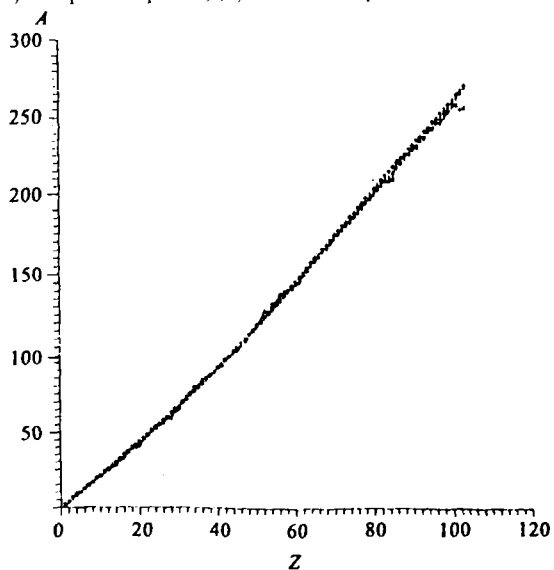


Рис. 2. Зависимость $A(Z)$ в области $Z = 1 \div 103$ по формулам (8), (9) и зависимость от Z среднего значения атомного веса элемента в периодической системе Менделеева Д.И. Все три кривые практически совпадают

8. Литература

1. Ю.М.Широков и Н.П.Юдин. Ядерная физика. М. "Наука", 1972.
2. Л.Валантен. Субатомная физика: Ядра и частицы. Том I. Пер. с фр. к.ф.м.н. Н.П.Колесникова. М., "Мир", 1986.
3. М.Престон. Физика ядра. Пер. с англ. Б.Н.Захарьева и Н.П.Юдина, под ред. В.В.Балашова. М., "Мир", 1964.
4. A.I.Anoshin. D.S.Kravchenko. Proceedings of the XIV International Seminar on High Energy Physics Problems. Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics. Vol. II, p. 219. Dubna 2000; <http://relnp.jinr.ru/ishepp/xiv/tr/069/>.
5. А.И.Аношин. Диссертация. Дубна, 1983.
6. А.И.Аношин, К.А.Рустамов, М.К.Сулейманов. Препринт №25 НПО Космических исследований. Баку, 1986.
7. А.И.Аношин, Н.Г.Фадеев, А.П.Чеплаков. Сообщения ОИЯИ Р1-87-439, Дубна, 1987.
8. А.И.Аношин. Препринт НИИЯФ МГУ №93-17/309, Москва, 1993.
9. A.I.Anoshin. Proceedings of XIIth International Seminar on High Energy Physics Problems. Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics. Dubna, 12-17 September, 1994, vol. II, p. 23, Дубна, 1997.
10. Н.И.Карякин, К.И.Быстров, П.С.Киреев. Краткий справочник по физике. "Высшая школа", М., 1969.
11. А.Б.Мигдал. Фермионы и бозоны в сильных полях. М., "Наука", 1978.
12. А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Изд. 2-е. М., "Наука", 1983.
13. А.И.Аношин и др. ЯФ, 1981, т.33, вып.1, с.164.
14. А.И.Аношин и др. ЯФ, 1982, т.36, вып.2(8), с.409.
15. В.В.Анисович и др. Препринт №1253, Ленинград, 1987.
16. Review of Particle Properties. Phys. Rev. **D45**, Part 2 (June 1992).
17. Д.И.Блюхнцев. ЖЭТФ, 1957, т.33, вып.5, с.1295-1299.
18. А.М.Балдин. XIV Междунар. школа молодых ученых по физике высоких энергий (9-19 дек. 1980), с.296-318, Дубна, 1981 (ОИЯИ: Д2-81-158).
19. В.С.Ставинский. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5, с.949-995.
20. А.И.Аношин и др. ЯФ, 1980, т.31, вып.3, с.668-673.

21. К.А.Рустамов, М.А.Рудский, М.К.Сулейманов. Препринт №13 НПО космических исследований, Баку, 1986.
22. О.Б.Аблинов и др. Сообщение ОИЯИ 1-80-859. Дубна, 1980.
23. В.М.Галицкий. ЖЭТФ, 1958, т.34, вып.4, с.1011-1013.

Получено 22 апреля 2002 г.