СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 6098

В.В.Бабиков, М.Х.Ханхасаев

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОБ ОДНОЙ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ КОНЕЧНОГО ЯДРА

1971

P4 - 6098

В.В.Бабиков, М.Х.Ханхасаев

ОБ ОДНОЙ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ КОНЕЧНОГО ЯДРА

§1. Введение

В работе [1] была предложена точно решаемая статистическая модель конечного ядра, учитывающая мезонную природу ядерного потенциала (без учета кулоновского взаимодействия и энергии симметрии). Работа [1] основана на предположении, что нуклоны являются источниками нейтрального скалярного поля, которое образует средний потенциал ядра. Этот потенциал притяжения связывает самосогласованным образом нуклоны в ядре.

Полная энергия ядра выражалась в виде функционала от плотности энергии взаимодействующих нуклонного $\rho(\vec{r})$ и мезонного $\phi(\vec{r})$ полей. Модельность подхода заключается в выборе конкретного функционального вида различных членов выражения для плотности энергии.

Из условия минимума полной энергии получена при варьировании по $\rho(\vec{r})$ и $\phi(\vec{r})$ связанная система двух нелинейных уравнений второго порядка. Показано [1], что уравнения могут быть разрешены при определенных значениях феноменологических констант, входящих в выражение для плотности энергии.

Тогда плотность нуклонов просто выражается через потенциал:

$$z(\vec{x}) = y^{3/2}(\vec{x}) , \tag{1}$$

а потенциал является решением уравнения

$$\Delta y(\vec{x}) + y(\vec{x}) = y^{3/2}(\vec{x}) + \frac{3}{2}\,\frac{[\vec{\nabla} y(\vec{x})]^2}{y(\vec{x})} , \tag{2}$$

которое решается аналитически. В уравнениях (1), (2) используются безразмерные переменные $(\hbar = c = 1)$ $\vec{x} = \mu\vec{r}$, $z(\vec{x}) = \rho(\vec{r})/\rho_0$, $y(\vec{x}) = -g\,\phi(\vec{r})/V_0$, где μ, g – соответственно масса и константа связи скалярного мезона, ρ_0 и V_0 – соответственно плотность и абсолютная величина потенциала бесконечной ядерной материи.

Общее решение уравнения (2) имеет вид/1/

$$y(x,\theta,\phi;a) = [1 + a\frac{sh(x/\sqrt{2})}{x/\sqrt{2}} + \sum_{\ell=2}^{\infty}\sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}\, i_\ell(x/\sqrt{2})\, Y_{\ell m}(\theta,\phi)]^{-2}. \quad (3)$$

Здесь положительный параметр a связан со средним радиусом ядра (см./1/), $a_{\ell m}$ – определяющие деформацию ядра произвольные численные параметры, $i_\ell(x) = \sqrt{\pi/2x}\, I_{\ell+\frac{1}{2}}(x)$ – сферические функции Бесселя мнимого аргумента, $Y_{\ell m}(\theta,\phi)$ – сферические функции. Дипольная деформация отсутствует, т.к. предполагается, что центр тяжести распределения находится в центре координат.

Выражение (3) вместе с соотношением (1) хорошо описывает распределение ядерного потенциала и плотность нуклонов в сферических ядрах/1/.

Рассмотренная модель, однако, обладает существенным недостатком, а именно, отсутствием поверхностной энергии.

Целью настоящей работы является, во-первых, выяснение причины отсутствия поверхностной энергии в рамках подхода, развитого в работе/1/, во-вторых, естественное обобщение модели/1/, свободное от вышеуказанного недостатка. В последнем подходе сферическое ядро оказывается устойчивым относительно малых деформаций поверхности.

§2. Исследование плотности функционала энергии системы в модели самосогласованного потенциала

Прежде всего покажем, что отсутствие поверхностной энергии ядра в работе/1/ является следствием предположения справедливости уравнения (2) в неограниченной области пространства. Другими словами, предполагалось, в силу соотношения (1), что ядерная плотность стремится к нулю лишь асимптотически $(|\vec{x}| \to \infty)$.

Рассмотрение проведем в общем виде.

Пусть в некоторой области (D) трехмерного пространства задано уравнение

$$\Delta y(\vec{x}) + P[y(\vec{x})]\,[\vec{\nabla} y(\vec{x})]^2 + Q[y(\vec{x})] = 0 \tag{4}$$

с определенными граничными условиями. Предполагается, что функции $P[y(\vec{x})]$ и $Q[y(\vec{x})]$ не имеют особенностей в рассматриваемой области.

Нетрудно убедиться, что решения уравнения (4) обеспечивают экстремум следующего функционала:

$$\mathcal{H}[y] = \int\limits_{(D)} H(\vec{x})\, d^3x \tag{5}$$

с плотностью $H(\vec{x})$, зависящей от двух произвольных констант C и C_1 :

$$H(\vec{x}) = C\,h(\vec{x}) + C_1 , \tag{6}$$

где

$$h(\vec{x}) = \int Q(y)\exp\left[2\int P(y)\,dy\right]dy - \frac{1}{2}(\vec{\nabla} y)^2 \exp\left[2\int P(y)\,dy\right],\ y \equiv y(\vec{x}) \tag{7}$$

Таким образом, уравнение (4) является уравнением движения, соответствующим функционалу (гамильтониану) (5).

Пусть теперь, как и в работе/1/, в области (D) заданы два уравнения движения, одно из которых совпадает с (4), а второе имеет вид

$$z(\vec{x}) = f[y(\vec{x})] , \tag{8}$$

где $f(y)$ – некоторая заданная функция.

Соответствующий этим уравнениям функционал представим в следующем общем виде:

$$F[y, z] = \int\limits_{(D)} \Phi(\vec{x})\, d^3x , \tag{9}$$

где

$$\Phi(\vec{x}) = \Phi^{(1)}(y,z) + \Phi^{(2)}(y,z)(\vec{\nabla} y)^2 + \Phi^{(3)}(y,z)\vec{\nabla} y\ \vec{\nabla} z + \Phi^{(4)}(y,z)(\vec{\nabla} z)^2 . \quad (10)$$

Функции $\Phi^{(i)}(y,z)$ ($i = 1,2,3,4$) таковы, что при варьировании функционала (9) по независимым переменным $y(\vec{x})$ и $z(\vec{x})$ получающаяся система двух уравнений второго порядка эквивалентна уравнениям (4) и (8). Для этого необходимо, чтобы как функции $\Phi^{(i)}(y,z)$ ($i = 1,2,3,4$), так и их частные производные первого порядка удовлетворяли тождественно следующей системе соотношений:

$$\Phi^{(1)}_y = Q(y) , \quad (11)$$

$$2\Phi^{(2)} + f_y\ \Phi^{(3)} = -1 , \quad (12)$$

$$P(y) = \Phi^{(2)}_y + f_y \Phi^{(3)}_y + f_y^2\ \Phi^{(4)}_y - \frac{d}{dy}(2\Phi^{(1)} + f_y\ \Phi^{(2)}) , \quad (13)$$

$$-f_y\ \psi(y)\ \Phi^{(1)}_z = Q(y) , \quad (14)$$

$$f_y\ \psi(y)\ (\Phi^{(3)} + 2f_y\ \Phi^{(4)}) = 1 , \quad (15)$$

$$P(y) = -f_y \psi(y)[\Phi^{(2)}_z + \Phi^{(3)}_z f_y + f_y^2\ \Phi^{(4)}_z - \frac{d}{dy}(\Phi^{(3)} + 2f_y\ \Phi^{(4)})] . \quad (16)$$

Здесь $f_y \equiv \frac{d}{dy} f(y)$, $\Phi^{(i)}_y \equiv \frac{\partial}{\partial y}[\Phi^{(i)}(y,z)]$ и т.д. $\psi(y)$ – произвольная, вообще говоря, функция, возникающая в силу того, что одно из уравнений системы, полученной из условия минимума функционала (9) при варьировании по функциям $y(\vec{x})$ и $z(\vec{x})$, после подстановки (8), в наиболее общем случае пропорционально уравнению (4) с коэффициентом пропорциональности, зависящим от y.

Как оказывается, соотношения (11)-(16) приводят для функции $\psi(y)$ к дифференциальному уравнению первого порядка, решение которого имеет вид

$$\psi(y) = [\,1 - a\ \exp(2\int P(y)\,dy)\,]^{-1}\ , \qquad (17)$$

где a – произвольная константа.

При этих условиях можно показать, что плотности функционалов (6) и (10) становятся тождественно равными, если функции $y(\vec{x})$ и $z(\vec{x})$ являются решениями уравнений (4) и (8), т.е. имеем

$$H(\vec{x}) \equiv \Phi(\vec{x})\ . \qquad (18)$$

Действительно, подставим в плотность функционала (10) соотношение (8). Тогда получим, что

$$\Phi(\vec{x}) = \Phi^{(1)}(y,z) + (\vec{\nabla} y)^2\,[\,\Phi^{(2)}(y,z) + f_y\Phi^{(3)}(y,z) + f_y^2\Phi^{(4)}(y,z)\,]\ . \qquad (19)$$

Рассмотрим функцию $\Phi^{(1)}(y,f(y))$. Из соотношений (11) и (14) следует, что

$$\frac{d}{dy}\,[\,\Phi^{(1)}(y,\,f(y))\,] = Q(y)\ [\ \frac{\psi(y)-1}{\psi(y)}\ ]\ . \qquad (20)$$

Следовательно, учитывая (17), получаем, что

$$\Phi^{(1)}(y,\,f(y)) = a\int Q(y)\ \exp\ [\,2\int P(y)\ dy\,]\,dy + \beta\ , \qquad (21)$$

где β – произвольная константа.

В то же время из соотношений (12), (15) и (17) следует, что коэффициент при $(\vec{\nabla} y)^2$ в выражении (19) имеет вид

$$\Phi^{(2)}(y,z) + f_y\Phi^{(3)}(y,z) + f_y^2\,\Phi^{(4)}(y,z) = -\frac{1}{2}\,a\ \exp[\,2\int P(y)\,dy\,]\ . \qquad (22)$$

Подставляя выражения (21) и (22) в (19), мы приходим к искомому соотношению (18), полагая $a = C$, $\beta = C_1$.

Пусть область (D) включает все пространство. Из требования конечности интеграла (9), имеющего смысл полной энергии системы /1/, вытекает, что если после подстановки решений уравнений (4) и (8) $\Phi(\vec{x}) \to \infty$ при $|\vec{x}| \to \infty$ (иначе согласно (18) $h(\vec{x}) \to \infty$, $|\vec{x}| \to \infty$), то необходимо, чтобы

$$C_1 = C = 0 \quad . \tag{23}$$

Именно такая ситуация имеет место для рассматриваемого уравнения (2). В этом случае

$$h(\vec{x}) = \frac{2}{\chi^{1/2}(\vec{x})} - \frac{1}{y(\vec{x})} - \frac{1}{2}\,\frac{[\vec{\nabla} y(\vec{x})]^2}{y^3(\vec{x})} \, . \tag{24}$$

Для решений (3) это выражение при $|\vec{x}| \to \infty$ расходится.

Отсюда следует,что если мы хотим сохранить в основе статистической модели ядра уравнение (2), позволяющее найти решение в замкнутом аналитическом виде, то необходимо предположить, что оно имеет место в конечной области (D).

Интересно отметить, что к аналогичному выводу можно прийти из чисто физических соображений /2/. Соотношение (1) совпадает с условием самосогласования плотности частиц и потенциала для нейтрального атома Томаса–Ферми. Однако ядро более походит на ион, так как способно присоединять падающие на него нуклоны. Энергия Ферми

$$E_F = \frac{P_F^2(\vec{r})}{2m} + V(\vec{r}) \tag{25}$$

равна не нулю, а некоторой отрицательной величине. В безразмерных переменных вместо (1) будем иметь тогда соотношение $(E_F = -\xi V_0)$

$$z(\vec{x}) = [\,y(\vec{x}) - \xi\,]^{3/2}, \quad \xi > 0 \, . \tag{26}$$

Ввиду того, что плотность нуклонов не может быть отрицательна, гамильтониан взаимодействия нуклонного и мезонного полей и соответственно уравнение (2) должны быть заданы в конечной области, где $z(\vec{x}) \geq 0$, $y(\vec{x}) \geq \xi$. Вне этой области потенциал должен соответствовать статическому свободному мезонному полю.

Таким образом мы приходим к модели, в которой плотность нуклонов обращается в нуль не асимптотически, а при конечных значениях $|\vec{x}|$.

§3. Модель конечного ядра с резким краем

Рассмотрим следующую модель. В конечной области трехмерного пространства, где плотность нуклонов отлична от нуля, она связана с самосогласованным потенциалом соотношением (26). Самосогласованный мезонный потенциал является решением уравнения (2). Вне этой области мезонный потенциал является статическим решением свободного уравнения Клейна-Гордона.

$$\Delta y(\vec{x}) - y(\vec{x}) = 0. \tag{27}$$

Соответственно в области (D) мы будем иметь некоторую плотность гамильтониана $H_I(\vec{x})$, описывающую взаимодействие нуклонного и мезонного полей, вид которой будет обсужден ниже (§5). Вне области (D) плотность гамильтониана имеет простой вид

$$H_{II}(\vec{x}) = \frac{1}{2}[\vec{\nabla} y(\vec{x})]^2 + \frac{1}{2}[y(\vec{x})]^2 . \tag{28}$$

Исследуем условия сшивания решений $y(\vec{x})$ в этой модели на границе (S) области (D), не конкретизируя пока функциональный вид плотности гамильтониана $H_I(\vec{x})$.

Поскольку $y(\vec{x})$ имеет смысл объемного потенциала, а распределение нуклонов не имеет особенностей на поверхности (S), то необходимо потребовать непрерывности на этой поверхности как потенциала, так и его производных, т.е.

$$y(\vec{x})|_{S_+} = y(\vec{x})|_{S_-} , \tag{29}$$

$$\vec{\nabla} y(\vec{x})|_{S_+} = \vec{\nabla} y(\vec{x})|_{S_-} . \tag{30}$$

К этим условиям необходимо присоединить требование сшивания плотностей энергии на поверхности (S), а именно:

$$H_I(\vec{x})|_S = H_{II}(\vec{x})|_S , \tag{31}$$

которое нетрудно вывести, проведя непосредственно варьирование энергии системы, рассматриваемой как функционал полей $y(\vec{x})$ и $z(\vec{x})$. Причем надо учесть, что поверхность (S) задается уравнением $y(\vec{x}) = \xi$,и следовательно, сама зависит от решения.

§4. Исследование устойчивости сферического ядра относительно малых деформаций

Исследуем устойчивость сферического ядра относительно малых деформаций в рассматриваемой модели. Будем пользоваться выражением для энергии системы в безразмерных переменных. Выражение для энергии в размерных переменных отличается от безразмерного только некоторым постоянным коэффициентом $(\mu^2 V_0^2 / g^2)$, что для нашей цели не существенно.

Воспользовавшись соотношением (18), нетрудно сразу написать выражение для плотность энергии в области (D) :

$$H_1(\vec{x}) = C\left[\frac{2}{y^{1/2}} - \frac{1}{y} - \frac{1}{2y^3}(\vec{\nabla} y)^2\right] + C_1 + \epsilon z(\vec{x}), \qquad (32)$$

где $y(\vec{x})$ есть решение уравнения (2), а константы C и C_1 определяются из условия (31) и равны

$$C_1 = -C = \xi^3 . \qquad (33)$$

Последний член в (32) характеризует меру перенормировки массы нуклона в ядерной материи, причем $z(\vec{x})$ связан с $y(\vec{x})$ соотношением (26).

Плотность энергии вне области (D) дается выражением (28). Учитывая условие сшивания (29) и (30), для энергии системы можно получить следующие выражения:

$$E(a, a_{\ell m}) = -\xi^3 \int_{(D)} \left(\frac{1}{\sqrt{y}} - 1\right) d^3x - \frac{3}{2}\xi \int_{(S)} (\vec{\nabla} y\, \vec{dS}) + \epsilon N . \qquad (34)$$

Функция $y(\vec{x})$ подчиняется уравнению (2) и имеет аналитический вид (3), а величина

$$N = \int_{(D)} z(\vec{x})\, d^3x \qquad (35)$$

пропорциональна числу частиц в ядре А (коэффициент пропорциональности ρ_0 / μ^3).

Таким образом, получено простое выражение для энергии системы, являющееся функцией параметров деформации $a_{\ell m}$ и a $(\ell = 2,3,\dots, |m| \le \ell)$. Прежде всего заметим, что решения уравнений (2) и (27) при нулевых значениях параметров деформации ($a_{\ell m} = 0$) описывают сферические ядра. Причем параметр a совпадает с параметром a_0 для сферического ядра. Ясно, что из-за условия сохранения числа частиц (35) вариации параметров $a_{\ell m}$ и a при изменении деформации поверхности не независимы.

Рассмотрим случай

$$|a_{\ell m} / a| \ll 1 . \qquad (36)$$

Используя явное выражение (3) для $y(\vec{x})$ и производя разложение интересующих нас величин по малым параметрам (36) для энергии системы (34) в первом неисчезающем приближении по $|a_{\ell m} / a|$, получим следующее выражение:

$$E(a, a_{\ell m}) \sim \frac{3}{2} \xi^2 X'^2 [4\pi + \frac{\sqrt{2}}{X'} \sum_{\ell=2}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}/a|^2] + \epsilon N , \qquad (37)$$

где $X' = X - \sqrt{2}(1 - \frac{a_0}{a}) - \frac{\sqrt{2}}{2}(1 - \frac{a_0}{a})^2$. Здесь X – радиус сферического ядра ($a = a_0$), определяемый условием $z(X) = 0$ и связанный с параметрами a_0 и ξ следующим соотношением:

$$a_0 \frac{sh(X/\sqrt{2})}{X/\sqrt{2}} = \xi^{-1/2} - 1 . \qquad (38)$$

При получении выражения (37) предполагалось, что $X \gg 1$, что справедливо для тяжелых ядер.

Необходимо также отметить, что условие (30) справедливо с точностью до членов $\sim 1/X$ и выполняется при определенном значении параметра ξ :

$$\xi = \frac{1}{2}(3 - 2\sqrt{2}) \sim 0{,}086 . \qquad (39)$$

Наша задача свелась к исследованию на экстремум выражения (37) при учете условия (35). Таким образом, перед нами типичная задача на условный экстремум. Воспользовавшись методом неопределенных множителей Лагранжа, можно показать, что в настоящей модели сферическое ядро является устойчивым относительно малых деформаций. Если в выражении (37) перейти к размерным переменным, то для тяжелых сферических ядер $(X \gg 1)$ энергия системы имеет вид

$$E = \epsilon A + \beta A^{2/3} , \qquad (40)$$

где $\epsilon = -16$ Мэв (см. /1/), а

$$\beta = \frac{3}{2} \frac{(\xi V_0)^2}{G^2/4\pi} \frac{(\mu r_0 \eta)^2}{\mu} . \qquad (41)$$

Здесь параметр η учитывает то, что обычно в феноменологической формуле для радиуса ядра $R = r_0 A^{1/3}$ под радиусом понимают такое его значение, при котором $\rho(R) = \frac{1}{2}\rho(0)$ в отличие от определения (38). Можно показать, что его значение приблизительно постоянно при $X \gg 1$ и равно $\simeq$ 1,35. G – некоторая константа, определяемая соотношением (48).

Нетрудно убедиться, что величина размытия поверхности, а следовательно, и масса мезона μ те же, что и в работе /1/. Поэтому для оценки величины β воспользуемся численными значениями параметров, входящих в выражение (41), полученными в /1/. Тогда при значениях параметров $\xi \simeq 0{,}1$, $\mu^{-1} \simeq 0{,}44$ ф, $r \simeq 1{,}1$ ф, $V_0 \approx$ 40 Мэв и $G^2/4\pi \approx$ $\approx g^2/4\pi \approx 2{,}25$ (в работе /1/ последняя величина завышена вдвое) получим, что $\beta \simeq 0{,}25$ Мэв.

Таким образом, хотя в рассматриваемой модели сферическое ядро является устойчивым относительно малых деформаций, коэффициент поверхностной энергии β оказывается значительно меньше экспериментального значения $\beta \simeq$ 17 Мэв, что является, конечно, недостатком данной модели.

§5. Плотность гамильтониана $H_I(\vec{x})$

Нетрудно убедиться, что плотность гамильтониана, приводящая к уравнениям (2) и (26), имеет вид

$$H_I(\vec{x}) = \frac{1}{2}(\vec{\nabla} y)^2 + \frac{1}{2} y^2 + 3u^{5/3} - 5yu - \frac{1}{2}u^{4/3} +$$
$$+ 2u^{1/3}y^2 + \frac{4}{3}\frac{(\vec{\nabla} u)^2}{u^{2/3}} - \frac{10}{3}\frac{(\vec{\nabla} u \vec{\nabla} y)}{u^{1/3}} + \frac{3}{2}u^{2/3}\frac{(\vec{\nabla} y)^2}{y} - \tag{42}$$
$$- \xi^3 \frac{1}{u^2}\left(2u^{5/3} - u^{4/3} - \frac{2}{9}\frac{(\vec{\nabla} u)^2}{u^{2/3}}\right) + \xi^3 ,$$

где для удобства обозначено

$$u^{2/3}(\vec{x}) = z^{2/3}(\vec{x}) + \xi . \tag{43}$$

Заметим, что если функции $y(\vec{x})$ и $z(\vec{x})$ связаны соотношением (26), то происходит взаимное сокращение всех членов за исключением последних двух, что и дает возможность удовлетворить условию (31). Легко видеть, что при $u^{2/3} = y$ эти два члена есть не что иное, как плотность гамильтониана $H(\vec{x})$, соответствующая уравнению (2) при $C = -C_1 = -\xi^3$.

Полезно также отметить, что если $\xi = 0$, то выражение для (42) практически совпадает с соответствующим выражением для плотности энергии в работе /1/ и приводит к полученным там уравнениям. Отличие составляют несколько членов, которые, как отмечалось в /1/, могут быть интерпретированы как отражающие существенные в ядре эффекты неоднородности плотности и потенциала. Так как точный вид такого рода членов не известен, то, следовательно, это отличие не является принципиальным.

В размерных переменных по нуклонной плотности и мезонному полю $(\hbar = c = 1)$ плотность гамильтониана имеет вид

$$H_1(\vec r) = \frac{1}{2}[\vec\nabla\phi]^2 + \frac{\mu^2}{2}\phi^2 + cT^{5/3}\left(1 - \frac{2}{3}\frac{B^3}{T^2}\right) + G\phi T +$$

$$+ a\,T^{4/3}\left(1 - \frac{2B^3}{T^2}\right) + \beta\,\phi^2 T^{1/3} + \gamma\frac{[\vec\nabla T]^2}{T^{2/3}}\left(1 + \frac{1}{6}\frac{B^3}{T^2}\right) + \tag{44}$$

$$\kappa\frac{(\vec\nabla T\,\vec\nabla\phi)}{T^{1/3}} + \delta\frac{[\vec\nabla\phi]^2}{\phi}T^{2/3} + \epsilon\rho(\vec r)\ ,$$

где $c = (3/10m)(3\pi^2/2)^{2/3}$,

$$T^{2/3}(\vec r) = \rho^{2/3}(\vec r) + B\ , \tag{45}$$

а константа B связана с энергией E_F соотношением

$$B = -2m\ E_F\ (2/3\pi^2)^{2/3}\ . \tag{46}$$

Здесь m – масса свободного нуклона.

Как и в работе/1/, если выполняются соотношения

$$P_0^2/2m = V_0\ , \tag{47}$$

где P_0 – соответствующий ρ_0 граничный импульс Ферми,

$$G^2/\mu^2 = 5V_0/\rho_0\ , \tag{48}$$

а также входящие в выражение (44) коэффициенты a, β, γ, κ и δ имеют определенные значения, то уравнения движения разрешаются аналитически.

Эти значения равны:

$$a = -\frac{1}{20}\left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{1/3}\frac{P_0}{m}\ , \tag{49}$$

$$\beta = \frac{4G^2}{5} \left(\frac{2}{3\pi^2} \right)^{2/3} m , \tag{50}$$

$$\gamma = \frac{1}{3G^2} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{4/3} \frac{1}{m^2} , \tag{51}$$

$$\kappa = \frac{5}{3G} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \frac{1}{m} , \tag{52}$$

$$\delta = - \frac{3}{4G} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \frac{1}{m} . \tag{53}$$

Относительно физической интерпретации членов выражения для плотности энергии (44) необходимо сделать следующее замечание. Первые два члена в (44) соответствуют плотности энергии свободного мезонного поля. Последний член - мера перенормировки массы нуклона в ядерной материи: $\epsilon^* = m^* - m$, ибо энергия системы отсчитывается от энергии $E = Am$ системы A - свободных нуклонов. В отличие от работы /1/ здесь представляется затруднительным дать более или менее прозрачную физическую интерпретацию остальным членам плотности гамильтониана, хотя в предельном случае $E_F = 0$ $(\xi = 0)$ обе модели практически совпадают.

Литература

1. В.В. Бабиков. ЯФ, 10, 509 (1969).
2. В.В. Бабиков. Изв. АН СССР, сер. физ., 34, 2034 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 октября 1971 года.