

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-85-838

Г. Г. Бунатян

КИРАЛЬНЫЙ МЕШОК
С СИЛЬНЫМ ПИОННЫМ ПОЛЕМ
В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

1985

1. ВВЕДЕНИЕ

1. Для исследования свободных нуклонов в настоящее время используется модель киральных мешков, где существенную роль играет взаимодействие на поверхности мешка запертых в мешке кварков с мезонным полем, СВМ^{/1/}. Эта модель удовлетворяет общим требованиям теории поля и позволяет описать основные свойства свободных адронов и их взаимодействий. В конкретных расчетах пионное поле СВМ полагается достаточно слабым, так что можно в исходном лагранжиане СВМ ограничиться линейным по пионному полю $\vec{\pi}$ приближением^{/1/}. Соответственно и киральная инвариантность обеспечена при этом с точностью до линейных по $\vec{\pi}$ членов. Без предположения о слабости $\vec{\pi}$ удавалось провести расчеты для искусственно построенного, заведомо нефизического объекта^{/2/}, но к существующим в природе нуклонам такие расчеты иметь отношения, разумеется, не могут. Многочисленные исследования^{/1/} позволяют сделать вывод о том, что СВМ, линейная по $\vec{\pi}$, успешно описывает свойства свободных нуклонов, т.е. для нуклона в пустоте пионное поле $\vec{\pi}$ действительно оказывается достаточно слабым.

2. Если мешок-нуклон находится не в пустоте, а в ядерном веществе, то его пионное поле меняется из-за взаимодействия со средой, что влечет за собой изменение всех его свойств. Эти изменения тем значительнее, чем больше плотность ядерного вещества, но уже и для обычной ядерной плотности они могут быть существенными. В работе^{/3/} было предпринято изучение свойств СВМ в ядерном веществе. При этом в^{/3/} $\vec{\pi}$ во взаимодействии с кварками на поверхности мешка полагалось достаточно слабым, и это взаимодействие бралось в приближении, линейном по $\vec{\pi}$. Было показано, что смягчение пионной моды в ядерном веществе ведет к усилению пионного поля СВМ. При плотности $\rho \geq \rho_{\text{СВ}}$ оно становится столь сильным, что невозможно существование ядерного вещества, состоящего из трехкварковых мешков-нуклонов. Отсюда ясно, что, строго говоря, непоследовательно для СВМ в ядерном веществе полагать во взаимодействии с кварками на поверхности мешка пионное поле слабым и делать в лагранжиане СВМ разложение по $\vec{\pi}$. Надо исследовать СВМ в среде, не предполагая малости $\vec{\pi}$, что и делается в настоящей работе. Как мы убедимся, основные качественные выводы работы^{/3/} остаются верными, но величина критической плотности $\rho_{\text{СВ}}$ может заметно измениться.

В разделе II мы получим уравнения СВМ, нелинейные по π , и в разделе III преобразуем их в приближении сферического мешка. Качественное исследование этих уравнений проведем в разделе IV, а в разделе V представим и обсудим результаты численных расчетов.

II. УРАВНЕНИЯ СВМ, НЕЛИНЕЙНЫЕ ПО ПИОННОМУ ПОЛЮ

1. Лагранжиан СВМ

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_q + \mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_{int} \quad /1/$$

содержит лагранжиан кварков внутри мешка

$$\mathcal{L}_q = (i\bar{q}\partial q - B)\theta_V, \quad /2/$$

лагранжиан пионного поля, который мы, как и ранее в ³, запишем в виде

$$\mathcal{L}_\pi = -\frac{1}{2}\pi^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \pi)^2 - \frac{1}{2}\hat{\Pi}\pi = \frac{1}{2}\sum_{\omega, \vec{k}} [\omega^2 - 1 - \hat{k}^2 - \hat{\Pi}(\omega, \vec{k}, \rho)]\pi_{\omega, \vec{k}}^2(\vec{r}), \quad /3/$$

и кирально инвариантный лагранжиан взаимодействия кварков с мезонным полем на поверхности мешка

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{1}{2}\bar{q} \left(\exp\left(-\frac{i\gamma_5 \vec{r}\vec{\pi}}{f}\right) \right) q \delta_s, \quad f = 0,663. \quad /4/$$

Здесь $\theta_V = 1$ внутри мешка и 0 вне его, а δ_s -поверхностная δ -функция. Мы используем везде систему единиц $\hbar = c = m_\pi = 1$; лишь на рис. 1 и 2 радиус мешка R приведен в ед. ферми. Наличие $\hat{\Pi}$ в /3/ отличает это выражение от лагранжиана свободного пионного поля /см. ³/. $\hat{\Pi}$ учитывает все взаимодействия пионного поля, как с иными полями, так и его самодействие. Пионное поле, взаимодействующее с кварками на поверхности мешка, в ядерном веществе складывается из полей многих мешков-нуклонов, составляющих среду. Возможность эффективно учесть это введением средней поляризации среды $\hat{\Pi}$ рассматривалась в ³, и мы еще вернемся к обсуждению этого вопроса в конце раздела V данной работы.

2. Из /4/ получаем уравнение для пионного поля

$$(-\omega^2 - 1 + \hat{k}^2 + \hat{\Pi}(\omega, \vec{k}, \rho))\pi = \frac{\delta \mathcal{L}_{int}}{\delta \pi} = -\frac{1}{2}\bar{q} \left\{ \frac{\sin(|\vec{\pi}|/f)}{|\vec{\pi}|} \right\} [-\frac{\vec{\pi}}{f} + i\gamma_5 \vec{r}] +$$

$$+ i\gamma_5 \frac{(\vec{r}\vec{\pi})}{f} - \frac{\vec{\pi}}{|\vec{\pi}|^2} \left[\cos(|\vec{\pi}|/f) - \frac{\sin(|\vec{\pi}|/f)}{|\vec{\pi}|/f} \right] \} q \delta_s. \quad /5/$$

Требование обращения в нуль нормальной составляющей тока через поверхность мешка $\vec{j}_V = 0$, давления на поверхности мешка $\partial_\mu T^{\mu\lambda} = 0$ приводят к оперативным соотношениям на границе мешка

$$\bar{q} \left[\exp(i\gamma_5 \vec{r}\vec{\pi}/f) \right] q = 0, \quad /6/$$

$$2B = -\vec{v} \cdot \nabla \left[\bar{q} \left[\exp(i\gamma_5 \vec{r}\vec{\pi}/f) \right] q \right] = 0. \quad /7/$$

Явные выражения /6/, /7/ через операторы полей получаются так же, как и правая часть /5/.

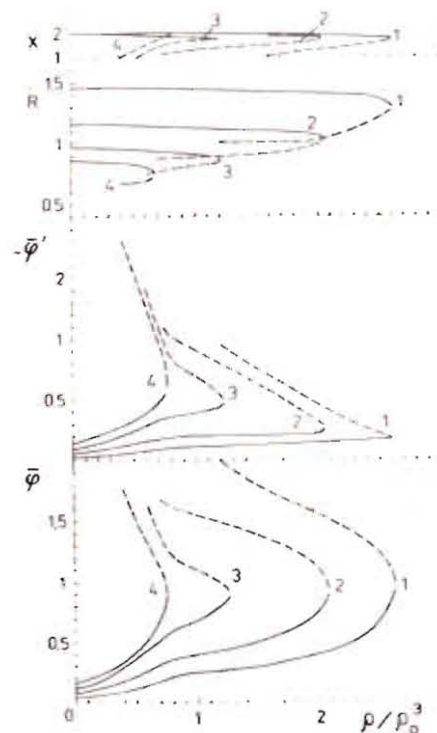


Рис. 1. Зависимость пионного поля $\phi_0(R)$ и его производной $\phi'_0(R)$ на поверхности мешка, радиуса мешка и величины $x = \rho R$ от ρ для различных B . Кривые "1" получены при $B=0,4$, "2" - при $B=1$, "3" - при $B=2$, "4" - при $B=3,2$. Штриховые части кривых соответствуют устойчивому состоянию мешка, R - в ед. ферми, остальные величины в ед. $\hbar = c = m_\pi = 1$.

Далее мы должны применить соотношения /5/-/7/ к нуклону: взять среднее от /5/-/7/ по состоянию трех кварков с полным спином 1/2 и изотопспином 1/2 и их проекциями $\sigma_z, \tau_0 = \tau_3$. При этом в общем случае из /5/-/7/ получаются соотношения, которые содержат крайне сложную спин-угловую и спин-изоспиновую зависимость, из-за чего их исследование без каких-либо упрощений не представляется возможным, и нам необходимо найти упрощающие приближения, не содержащие предположения о малости пионного поля, что и делается в следующем разделе.

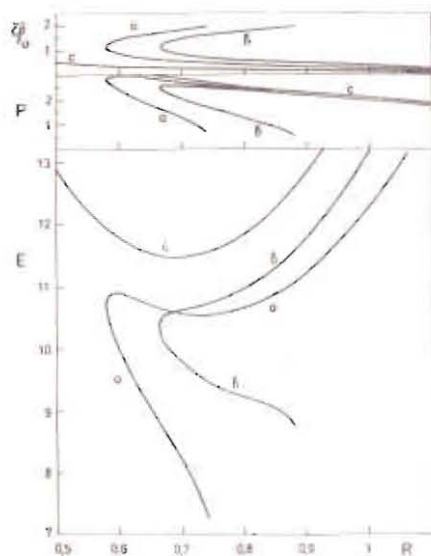


Рис. 2. Зависимость энергии мешка $E(R)$, энергии кварков $p(R)$, поля на поверхности мешка $\phi_0(R)$ от его радиуса при различных B, ρ . Кривая "а" получена при $B = 1,5, \rho = \rho_0 = 0,5$; "в" - при $B = 1,7, \rho = 0,9 = 2\rho_0$; "с" - при $B = 2, \rho = \rho_0/2 = 0,2$. Верхние ветви кривых $E(R)$ и соответствующие им ветви $p(R), \phi_0(R)$ продолжаются до бесконечности при $R \rightarrow \infty$. Нижние ветви $E(R)$ и соответствующие им ветви $p(R), \phi_0(R)$ заканчиваются при определенном конечном R , как это видно из рисунка. Все величины в ед. с. $\hbar = m_\pi = 1$.

III. УРАВНЕНИЯ СВМ ДЛЯ СФЕРИЧЕСКОГО МЕШКА

1. Усреднив /5/-/7/ по состоянию мешка-нуклона, мы получаем уравнения, определяющие в ядерном веществе его поверхность, пионное поле на поверхности и энергии запертых в нем кварков. Невозможно решить эти уравнения точно и надо принять приближения, пригодные для описания свойств мешка-нуклона в ядерном веществе. Для наших исследований, очевидно, непригодна использованная в /2/ замена нуклона нефизическим объектом - "hedgehog" - "еж", для которого, в отличие от нуклона, задача решается. Не удовлетворяет нас и теория возмущений по $|\vec{\pi}|/f$, поскольку мы намерены изучать и сильные поля. Интересующие нас исследования можно провести в приближении сферического мешка-нуклона. Полагая мешок сферически-симметричным при вычислении среднего от /5/-/7/ по состоянию нуклона, мы далее убеждаемся, что к такому приближению, действительно, приходим, выполняя во всех полученных соотношениях усреднение по углам.

Волновая функция мешка-нуклона, т.е. состояния трех кварков со спином 1/2 и изоспином 1/2 и их проекциями $\sigma_z, r_0 = r_3$, строится из пространственных и спин-изоспиновых функций кварков

$$q_{1s 1/2}^\mu = \frac{\pi}{\sqrt{4\pi}} \begin{pmatrix} j_0(pr) \\ 1(\vec{\sigma}\vec{n}) j_1(pr) \end{pmatrix} \chi_{1/2}^\mu e^{-ipr}, \quad \vec{n} = \vec{r}/r \quad /8/$$

обычным образом /1,3/, в тех же приближениях, что и в /3/. В настоящей работе, как и ранее /3,1/, не учитываются флуктуации пионного поля, все расчеты выполняются в приближении среднего поля

$$\langle \vec{\pi} \rangle = \vec{\phi}^N, \quad \langle \vec{\pi}^2 \rangle = \vec{\phi}^N{}^2 \quad /9/$$

После усреднения /5/-/7/ по такому состоянию мешка-нуклона со средним полем $\vec{\phi}^N$ получаем уравнения для $\vec{\phi}^N$ и условия на границе мешка, определяющие его размеры и энергию запертых в нем кварков. Состояние мешка стационарное, поэтому и $\vec{\phi}^N$ от времени не зависит.

$$(-\omega^2 + 1 + \vec{k}^2 + \Pi(\omega, \vec{k}, \rho)) \vec{\phi}^{\vec{r}} = - \frac{\pi^2}{8\pi f} \delta_s \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \phi^{2k}(\vec{r})}{f^{2k} (2k+1)} \times$$

$$\times \left[- \frac{\vec{\phi}^{\vec{r}}}{f} \cdot 3(j_0^2(x) - j_1^2(x)) - \frac{10j_0(x)j_1(x)}{3} [\langle N | (\vec{\sigma}\vec{n}) \vec{r} | N \rangle + \right. \quad /10/$$

$$\left. + \vec{\phi}^{\vec{r}} \cdot \langle N | (\vec{\sigma}\vec{n}) (\vec{\phi}^{\vec{r}} \vec{r}) | N \rangle \cdot |\vec{\phi}^{\vec{r}}|^{-2} \cdot 2k \right] = \vec{Q}^{\vec{r}}, \quad \vec{x} = pR, \quad \vec{n} = \vec{r}/r,$$

$$F_{\vec{n}} = 0, \quad F(\vec{r}) = \frac{\pi^2}{4\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k |\phi(\vec{r})|^{2k}}{(2k)! f^{2k}} [3(j_0^2(pr) - j_1^2(pr)) - \quad /11/$$

$$- \frac{\vec{\phi}^{\vec{r}} 10}{(2k+1) \cdot 3 \cdot f} j_0(pr) j_1(pr) \langle N | (\vec{\sigma}\vec{n}) \vec{r} | N \rangle],$$

$$-2B = \vec{v} \vec{\nabla} (F(\vec{r}))_s \cdot \frac{\pi^2}{4\pi} \quad /12/$$

Здесь $\langle N |$ - состояние нуклона с определенными проекциями спина σ_z и изоспина r_0 . Диагональные по $\langle N |$ матричные элементы /10/, /11/ отличны от нуля лишь для r_0, σ_z , и для $\phi_0^N, \phi_{\beta \neq 0}^N$ получаются далее различные уравнения /22/, /23/. Индекс s в /11/, /12/ указывает на то, что эти соотношения выполняются на

поверхности мешка. Мы записали в /10/-/12/ $\sin(\frac{|\vec{\phi}|}{f}), \cos(\frac{|\vec{\phi}|}{f})$ в виде рядов, что удобно для дальнейшего.

2. Уравнения /10/-/12/ оказывается возможным решить в следующем приближении. Будем искать мезонное поле в виде

$$\phi_a^N(\vec{r}) = \bar{\phi}_a^N(\vec{r}) \langle N | (\vec{\sigma} \vec{n}) | N \rangle \equiv \bar{\phi}_a^N(\vec{r}) \cos \theta \sigma_z^N, \quad /13/$$

где $\bar{\phi}_a^N(\vec{r})$ полагаем не зависящим от спин-угловых переменных.

Псевдоскалярное поле $\bar{\phi}_a^N(\vec{r})$, представленное в виде ряда по степеням $\cos \theta$, содержит лишь нечетные степени $\cos \theta$:

$$\bar{\phi}_a^N(\vec{r}) = \cos \theta \cdot \sum_n a_{an}^N \cdot (\cos \theta)^{2n} \langle N | \sigma_z^N | N \rangle. \quad /14/$$

Смысл принятого нами предположения /13/ в том, что мы сохраняем в $\bar{\phi}_a^N(\vec{r})$ "основную моду" $\sim \cos \theta$ и заменяем сумму всех "обертон" ее средним значением. Далее мы вычисляем такое усредненное $\bar{\phi}_a^N(\vec{r})$, а главная зависимость $\sim \cos \theta \sigma_z^N$ выделена в /13/ явно. После подстановки /13/ в /11/, /12/ получаются, как легко видеть, выражения, содержащие лишь четные степени $(\cos \theta)^{2n}$, которые мы заменяем, в соответствии с принятым выше, их средним значением

$$(\cos \theta)^{2m} = 1/(2m + 1), \quad /15/$$

после чего входящие в /11/, /12/ ряды суммируются, и эти уравнения принимают вид

$$F(r) = 3(j_0^2(pr) - j_1^2(pr)) \frac{f}{|\bar{\phi}_a^N(\vec{r})|} \sin\left(\frac{|\bar{\phi}_a^N(\vec{r})|}{r}\right) - \frac{10}{3} j_0(pr) j_1(pr) \frac{(\vec{\phi}(\vec{r}) \cdot \vec{n}) f}{|\bar{\phi}_a^N(\vec{r})|} \left[-\cos\left(\frac{|\bar{\phi}_a^N(\vec{r})|}{r}\right) + \frac{f}{|\bar{\phi}_a^N(\vec{r})|} \sin\left(\frac{|\bar{\phi}_a^N(\vec{r})|}{r}\right) \right],$$

$$F(R) = 0, \quad /16/$$

$$-2B \frac{4\pi}{\mu^2} = \frac{\partial}{\partial r} F(r) \Big|_{r=R} \quad /17/$$

Естественно, что в нашем приближении после усреднения по углам мы приходим к сферически симметричному мешку, и, согласно /16/, /17/, радиус мешка R и энергии запертых в нем кварков p не зависят от углов.

3. Нам надлежит теперь убедиться в том, что в нашем подходе /13/ действительно удовлетворяет уравнению /10/.

Вводя функцию Грина

$$\mathcal{D}(|\vec{r}|) = (2\pi)^{-3} \int d\vec{k} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} (-k^2 - 1 - \Pi(0, \vec{k}, \rho))^{-1}, \quad /18/$$

перепишем /10/ в виде

$$\phi_a^N(\vec{r}) = \bar{\phi}_a^N(\vec{r}) \langle N | (\vec{\sigma} \vec{n}) | N \rangle = - \int d\vec{r}_1 \mathcal{D}(|\vec{r} - \vec{r}_1|) Q_a(\vec{r}_1). \quad /19/$$

После подстановки в Q_a поля ϕ_a /13/ в нашем приближении правая часть /19/ должна иметь ту же спин-угловую зависимость, что и левая, т.е. должна оказаться пропорциональной $\cos \theta \cdot \sigma_z^N$. Это, действительно, так и есть. Подставляя /13/ в правую часть /19/, получаем для нее выражение того же вида, что и /14/, и, естественно, поступаем таким же образом, как и ранее: оставляем лишь основную, $\sim \cos \theta_1$, зависимость от θ_1 , а все четные степени $(\cos \theta_1)^{2m}$ заменяем их средним значением /15/. Тогда выражение под интегралом в правой части /19/ можно записать в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{D}(|\vec{r} - \vec{r}_1|) Q_a(\vec{r}_1) &= \bar{Q}_a(R) \langle N | (\vec{\sigma} \vec{n}_1) | N \rangle \mathcal{D}(|\vec{r} - \vec{r}_1|) = \\ &= \sigma_z^N \cos \theta_1 \cdot \bar{Q}_a(R) \mathcal{D}(|\vec{r} - \vec{r}_1|), \quad \vec{n}_1 = \vec{r}_1 / r_1, \quad r_1 = R, \end{aligned} \quad /20/$$

где $\bar{Q}_a(R)$ уже не зависит от спин-угловых переменных и выражается через $\bar{\phi}_a^N(\vec{r})$. Поскольку Q содержит поверхностные δ -функции δ_a , в /19/ остается лишь интеграл по направлениям вектора \vec{r}_1 . В /20/ запишем $\cos \theta_1$ в виде

$$\cos \theta_1 = \cos \theta \cdot \cos \theta' + \sin \theta \cdot \sin \theta' \cos \gamma, \quad /21/$$

где θ' - угол между направлениями \vec{n} и \vec{n}_1 , $\vec{n} \vec{n}_1 = \cos \theta'$, γ - угол между плоскостями, в которых лежат векторы \vec{n}, \vec{n}_z и \vec{n}, \vec{n}_1 .

Функция $\mathcal{D}(|\vec{r} - \vec{r}_1|)$ зависит от $\vec{n} \vec{n}_1 = \cos \theta'$, угла θ' между \vec{n} и \vec{n}_1 , и не зависит от γ . Поэтому интеграл от второго члена в /21/ равен нулю, а в первом $\cos \theta$ выносится за знак интеграла, и вся правая часть /19/ пропорциональна $\sigma_z^N \cos \theta$.

4. Окончательно в нашем подходе для сферического мешка находим из /10/, /19/ уравнения для $\bar{\phi}_a^N(\vec{r})$ из /13/,

$$\bar{\phi}_0^N(\vec{r}) = \frac{1}{2} \left\{ - \frac{3(j_0^2 - j_1^2) \bar{\phi}_0^N}{f |\bar{\phi}_a^N|} \text{Si}\left(\frac{|\bar{\phi}_a^N|}{r}\right) - \frac{10 j_0 j_1 r_0^N}{3 |\bar{\phi}_a^N|} \text{Si}\left(\frac{|\bar{\phi}_a^N|}{r}\right) + \right.$$

"с", на рис.2 имеют минимум, которому и соответствуют $\rho(R)$, $\bar{\phi}_0(R)$, $\bar{\phi}_0'(R)$, найденные из решения уравнений /16/, /17/, /22/. В случае "а" хотя и имеется состояние устойчивого равновесия, но система уже сравнительно "недалека" от неустойчивости: минимум и максимум $E(R)$ различаются на небольшую величину $E_{\max} - E_{\min} \ll 1 \ll E_{\min}$. Дальнейший рост ρ или B приводит к дальнейшему сближению E_{\min} и E_{\max} , а при критической плотности $\rho = \rho_{CB}(B)$ минимум и максимум $E(R)$ сливаются, и при $\rho > \rho_{CB}$ зависимость $E(R)$ имеет вид, представленный на рис.2 кривой "в". В этом случае система, очевидно, устойчивого состояния не имеет, мешок-нуклон в ядерном веществе с такой ρ существовать не может.

3. На рис.3 представлена зависимость критической плотности $\rho_{CB}(B)$ и соответствующего ей критического радиуса мешка $R_c(B)$ от B . Как видим, $\rho_{CB}(B)$, $R_c(B)$ с ростом B уменьшаются, так что для $B = 3 = 0,2 \text{ ГэВ}/\phi^3$ мешок неустойчив уже в ядерном веществе сравнительно небольшой плотности $\rho \approx \rho_0$ - плотности обычных ядер. Это означало бы, что уже ядерное вещество обычной плотности ρ_0 не может состоять лишь из обычных трехкварковых мешков-нуклонов, но должно содержать примесь иных состояний: кварк-глюонной плазмы, многокварковых мешков и т.п. Разумеется при $\rho \ll \rho_0$ мешок устойчив и для очень больших B /см.рис.3/; в пустоте, $\rho = 0$, рост B ведет к уменьшению его размера.

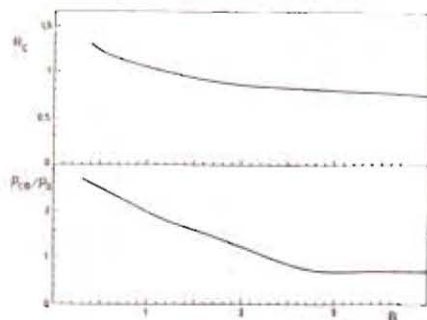


Рис.3. Зависимость критической плотности $\rho_{CB}(B)$ и соответствующего ей критического радиуса $R_c(B)$ от величины B . R - в ед. ϕ , все остальные величины в ед. $\hbar = c = m_\pi = 1$.

4. Увеличение ρ вызывает уменьшение R , но изменения эти, как видно из рис.1,3, относительно невелики. При $\rho = \rho_0$ $R(\rho_0)$ всего на $-3 \div 4\%$ меньше $R(0)$ в пустоте. Наименьшее достижимое при данном B значение $R(\rho_{CB})$, при котором наступает неустойчивость мешка, отличается от пустотного $R(0)$ не более чем на $\sim 10\%$. Невозможно настолько уменьшить размер мешка-нуклона.

Как видно из рис.1, при $\rho \geq \rho_0$ получается $\bar{\phi}_0(R) \sim 1$, и нельзя учитывать мезонное поле мешка по теории возмущений, ограничиваясь в наших уравнениях лишь членами, линейными по $\bar{\phi}_0(R)$. Однако для $\rho \ll \rho_0$ поле $\bar{\phi}_0(R) \ll 1$, и поэтому оправдана линеаризация СВМ /1/.

5. Влияние ядерного вещества на мешок-нуклон сказывается в СВМ в изменении мезонного поля, взаимодействующего с кварками на поверхности мешка, что в наших исследованиях учтено введением в /3/ поляризации среды $\Pi(\rho)$. В связи с этим полезно заметить /см.рис.4/, что, согласно нашим расчетам, пионное поле вне мешка убывает относительно медленно: на расстоянии, равном среднему расстоянию между нуклонами, $\bar{\phi}_0(r)$ еще достаточно велико. Следовательно, мезонное поле на границе данного мешка складывается из мезонных полей многих окружающих его мешков. В этих условиях воздействие среды на нуклон, т.е. искажение мезонного поля на поверхности мешка, можно описать введением величины $\Pi(\rho)$, характеризующей средние свойства ядерного вещества и пионного поля в нем, подобно тому, как в электродинамике средние свойства среды описываются диэлектрической проницаемостью и магнитной восприимчивостью.

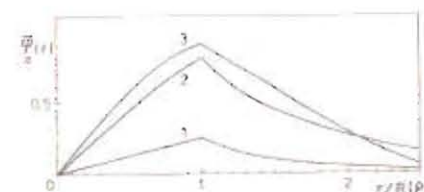


Рис.4. Зависимость $\bar{\phi}_0(r)$ для различных B, ρ . Кривая "1" получена при $B=2, \rho=0,2$, кривая "2" - при $B=2, \rho=0,6$. Кривая "3" - при $B=0,4, \rho=1,3$.

VI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продолжая в настоящей работе начатое в /3/ исследование СВМ в ядерном веществе, мы отказались от предположения о слабости пионного поля мешка и выполнили все расчеты с нелинейными по $\vec{\pi}$ киральным лагранжианом /4/. Как мы видели, основные качественные выводы работы /3/ остаются в силе. Увеличение ρ ведет к смягчению пионной моды и усилению пионного поля $\vec{\pi}, \bar{\phi}_0$, что, в свою очередь, приводит к уменьшению размеров мешка. В среде с $\rho > \rho_{CB}$ существование мешка невозможно. При этих ρ пионное поле π становится столь сильным, что невозможно построить систему из трех кварков, запертых в мешке и взаимодействующих с π на поверхности мешка, согласно /4/. Но в данной работе мы получили существенно меньшую, чем в /3/, критическую плотность ρ_{CB} . Расчеты в /3/ давали $\rho_{CB} \approx \rho_0$, где $\rho_0 \approx 3\rho_0$ - плотность, при которой для $k_0^2 \approx 3$ в /30/ обращалась бы в нуль частота пионной моды в ядерном веществе $\omega(k_0) = 0$, т.е. $\omega = 0$ в /30/ /3,4/. Согласно же результатам данной работы, уже при сравнительно небольшом $B=3$ плотность ρ_{CB} оказывается существенно меньше ρ_0 . Для вполне разумных $B = 0,2 \text{ ГэВ}/\phi^3$ простой трехкварковый мешок может стать неустойчивым уже при $\rho \approx \rho_0$ - плотности обычных ядер. Возможно, ядерное вещество обычной плотности ρ_0 не целиком состоит из нуклонов, но содержит некоторую примесь состояний иной природы, что интенсивно обсуждается сейчас в ряде работ /см.например, /7-10/. В наших исследова-

$$+ \frac{10j_0 j_1}{3|\bar{\phi}_0^N|^3} \bar{\phi}_0^N r_0^N \bar{\phi}_0^N \left[\text{Si}\left(\frac{|\bar{\phi}_0^N|}{f}\right) - \sin\left(\frac{|\bar{\phi}_0^N|}{f}\right) \right] \Big|_{r=R} \frac{\hbar^2}{4\pi} I(R, r), \quad /22/$$

$$\bar{\phi}_{\beta \neq 0}^N(r) = \frac{\bar{\phi}_\beta^N}{2} \left\{ - \frac{3(j_0^2 - j_1^2)}{|\bar{\phi}_0^N| f} \text{Si}\left(\frac{|\bar{\phi}_0^N|}{f}\right) + \frac{10j_0 j_1 \bar{\phi}_0^N r_0^N}{3|\bar{\phi}_0^N|^3} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\text{Si}\left(\frac{|\bar{\phi}_0^N|}{f}\right) - \sin\left(\frac{|\bar{\phi}_0^N|}{f}\right) \right] \Big|_{r=R} \frac{\hbar^2}{4\pi} I(R, r), \quad /23/$$

$$I(R, r) = R^2 \int d\vec{n} (\vec{n}\vec{n}') \mathcal{E}(\vec{r} - \vec{r}'), \quad |\vec{r}'| = R.$$

Компоненты $\bar{\phi}_\alpha^N(r)$ с $\alpha=0$ и $\alpha \neq 0$, как видим, различны. Решение для $\bar{\phi}_0^N(r)$ имеет вид

$$\bar{\phi}_0^N(r) = \bar{\phi}_0(r) \langle N | r_0 | N \rangle, \quad /24/$$

где зависимость от проекции изотопического спина r_0^N выделена явно. Подставив /24/ в /23/ и учитывая, что $(r_0^N)^2 = 1$, получаем после сокращения обеих частей на r_0^N уравнение для $\bar{\phi}_0(r)$. Уравнение /23/ для $\bar{\phi}_{\beta \neq 0}^N$ имеет решение $\bar{\phi}_{\beta \neq 0}^N = 0$ и иных решений иметь не может. Действительно, если предположить, что $\bar{\phi}_{\beta \neq 0}^N \neq 0$, то обе части /23/ на $\bar{\phi}_{\beta \neq 0}^N$ можно сократить. После этого нетрудно видеть, что /23/ совместно с /22/ лишь при $\text{Si}(|\bar{\phi}_0^N|/f) = 0$, чего быть не может. Мезонное поле имеет лишь компоненту $\bar{\phi}_0^N$, и $|\bar{\phi}_0^N| = \bar{\phi}_0$ в /16/, /17/, /22/. Из совместного решения уравнений /16/, /17/ и /22/ при $r=R$ находим $\bar{\phi}_0(R)$, $\bar{\phi}_0'(R)$, R , ρ , а зависимость $\bar{\phi}_0(r)$, $\bar{\phi}_0'(r)$ от r при найденных R , ρ определяется функцией $I(R, r)$ в /22/.

5. Как известно /1/, условие $\partial_\mu T^{\mu\lambda} = 0$ /17/ совпадает с условием

$$\frac{\partial E(R)}{\partial R} = 0, \quad /25/$$

где E - энергия системы

$$E = \int T^{00} d\vec{r} = E_q + E_B + E_\pi = 3\rho + \frac{4\pi}{3} R^3 B +$$

$$+ \frac{R^2 \hbar^2}{4} \left\{ (\cos \psi - \frac{\sin \psi}{\psi}) \left(\frac{20}{3} j_0(x) j_1(x) \frac{1}{\psi} - 3(j_0^2(x) - j_1^2(x)) \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{10}{3} j_0(x) j_1(x) \sin \psi \right\}, \quad \psi = \frac{\bar{\phi}_0(R)}{f}, \quad x = \rho R. \quad /26/$$

При этом $\rho(R)$, как функция R , определяется из /16/. Разумеется, для устойчивого состояния мешка /25/ должно соответствовать минимуму $E(R)$.

Совместное решение R , ρ , $\bar{\phi}_0(R)$ уравнений /16/, /17/, /22/ соответствует устойчивому равновесию мешка, если при этих R , ρ , $\bar{\phi}_0(R)$ энергия /26/ имеет абсолютный минимум. Поэтому в наших дальнейших исследованиях мы проверяем, соответствует ли найденное при данных B , ρ решение /16/, /17/, /22/ минимуму $E(R)$ /26/. Если же для некоторой плотности ρ уравнения /16/, /17/, /22/ не имеют совместных решений, $E(R)$ не имеет минимума, и, следовательно, в ядерном веществе с такой ρ мешок-нуклон существовать не может.

IV. КАЧЕСТВЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ

1. До обсуждения результатов численного счета проведем качественное исследование наших уравнений. Запишем /16/ в виде

$$\frac{1}{\psi} - \text{ctg} \psi = \frac{9}{10} \frac{j_0^2(x) - j_1^2(x)}{j_0(x) j_1(x)}, \quad \psi = \frac{\bar{\phi}_0(R)}{f}, \quad x = \rho R. \quad /27/$$

При изменении ψ от нуля до π левая часть /27/ меняется от нуля до ∞ ; при $\psi \rightarrow 0$ она $\sim \psi/3 \rightarrow 0$, а при $\psi \rightarrow \pi$ найдем для нее $\sim 1/(\pi - \psi) \rightarrow \infty$. Увеличение ψ от нуля до π соответствует уменьшению x от $x = x_0 = 2,04$ /первый корень уравнения $j_0(x) = j_1(x)$ / до нуля, так что правая часть /27/ меняется от нуля до $\sim 3/x \rightarrow \infty$ при $x \rightarrow 0$. Но соотношение неопределенности допускает лишь $x \geq 1$, и для физических состояний пионное поле заведомо существенно меньше $f \cdot \pi \approx 2$. Таким образом, уже из условия $\vec{v}\vec{j} = 0$ /27/ заключаем, что киральный мешок может существовать, имея мезонное поле только меньше этого критического.

2. Из /22/ и /27/ получается удобное для качественных исследований соотношение

$$1 = a(\rho) \cdot b(\psi) \cdot c(x), \quad a(\rho) = \frac{3}{2} \frac{-I(R, R) \hbar^2}{4\pi f^2},$$

$$b(\psi) = \frac{\text{Si} \psi}{\psi} + \frac{\sin \psi}{\psi} \frac{1}{1 - \psi \text{ctg} \psi}, \quad c(x) = j_0^2(x) - j_1^2(x),$$

связывающее ψ с x , ρ .

Величина l в /22/, /28/ содержит $\mathcal{D}(r)$ /18/. В пустоте, при $\Pi = 0$ $\mathcal{D}(r)$ хорошо известна

$$\mathcal{D}(r) = -e^{-r}/4\pi r. \quad /29/$$

Выражение для $\mathcal{D}(r)$ в ядерном веществе

$$\mathcal{D}(r) = -\frac{A \cdot r_c}{2\pi\gamma} e^{-r/r_c} (k_0 \sin(k_0 r) + \frac{1}{r_c} \cos(k_0 r)), \quad r_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\tilde{\omega}^2}},$$

$$\tilde{\omega} = \begin{cases} \sqrt{\tilde{\omega}_0^2 + \frac{25}{4} \Lambda^2 b^2} - \frac{5}{2} \Lambda b, & \tilde{\omega}_0^2 > 0; \\ 0, & \tilde{\omega}_0^2 \leq 0; \end{cases} \quad \tilde{\omega}(\rho_c) = 0; \quad /30/$$

$$\tilde{\omega}_0^2 = c(\rho_c^0 - \rho) + 5a\Lambda \dots k_0^2 = k_c^2 + \kappa(\rho - \rho_c^0), \quad \rho_c = \rho_c^0 + \frac{5a\Lambda}{c}, \quad c = 1, 1.$$

$$\rho_c^0 = 1.51, \quad a = 0.2, \quad b = 0.6, \quad \kappa = 1.3, \quad k_c^2 = 3, \quad \gamma = 0.8,$$

было получено и обсуждалось в ^{3/}. Чтобы обеспечить непрерывный переход от /29/ к $\mathcal{D}(r)$ в среде, мы ввели в /30/ коэффициент A , который меняется линейно по ρ от $\gamma/2$ при $\rho = 0$ до 1 при $\rho \geq \rho_0 = 0.5$. При этом остальные величины в /30/ меняются таким же образом от своих пустотных значений $k_0 = 0, \tilde{\omega}_0^2 = 1, \gamma = 1, r_c = 1$ до значений в ядерном веществе из работ /3,4/. Напомним, что при вычислении Π в ^{4/} учитывались и эффекты, нелинейные по пионному полю, что осуществлялось введением эффективного $\pi\pi$ -взаимодействия $\Lambda \tilde{\pi}^4/4$. Величина Λ неизвестна и является параметром теории. Результаты расчетов в данной работе, как и приведенные в предыдущей ^{3/}, для различных $0 \leq \Lambda \leq 1$ различаются несущественно /см. ^{3/}. Поэтому, чтобы не загромождать рисунки обилием кривых, мы приводим далее в разделе V результаты численных расчетов с $\Lambda = 0.5$. С \mathcal{D} -функциями вида /29/, /30/ $I(R, r)$ легко вычисляется /см. ^{3/}, и нетрудно видеть, что рост плотности ведет к росту $I(R, R)$ и a в /28/, так как увеличение ρ увеличивает r_c и все выражение /30/.

3. Чтобы выполнялось /28/, рост a должен сопровождаться уменьшением произведения $b(\psi) \cdot c(x)$. Как мы уже выяснили, изменению ψ от нуля до π однозначно соответствует изменение x от x_0 до нуля. Величина $c(x)$ меняется от $c = (x - x_0) \rightarrow 0$ до единицы при изменении x от x_0 до нуля /т.е. ψ от 0 до π /. При $\psi \rightarrow 0$ найдем $b(\psi) = 3/\psi^2 \rightarrow \infty$, а $b(\pi) = 1/2$. С учетом описанного поведения $a(\rho)$, $b(\psi)$, $c(x)$ можно выяснить свойства решений /28/ при различных ρ . При малой $a(\rho)$ /т.е. малой ρ / достаточно большую величину $c \cdot b$ можно получить при малом $\psi \ll 1$ /т.е. слабом

поле/, т.к. при $\psi \rightarrow 0, x \rightarrow x_0$ произведение $c \cdot b$ может стать сколь угодно большим, и /28/ будет выполнено при любом, сколь угодно малом a . При увеличении ρ и a появляется и иная возможность удовлетворить /28/: величину $1/a$ можно получить, если a не слишком мала, не только при $\psi \ll 1, x = x_0$, но и при сильном поле $\psi \geq 1$ и $x < x_0$, когда $b(\psi) = 1/2, c(x) = 1$. Таким образом, могут быть два формальных решения /28/, и, найдя их, мы должны проверить, какое из них соответствует минимуму $E(R)$ /26/, как это разъяснялось в конце предыдущего раздела. Из описанного выше поведения $c(x), b(\psi)$ ясно, что сделать произведение $b \cdot c$ сколь угодно малым нельзя. Поэтому при достаточно большой a и ρ /28/ ни при каких ψ, x выполнить нельзя: мешок в ядерном веществе столь большой плотности существовать не может.

V. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

1. Перейдем теперь к обсуждению результатов численного решения уравнений /16/, /17/, /13/, /22/, /24/ с \mathcal{D} -функцией /30/ и вычисления энергии $E(R)$ /26/. Все наши уравнения зависят от величины вакуумного давления V , которое связывается с плотностью энергии КХД вакуума $E_{vac}^{5/}$. Согласно современным исследованиям ^{5,6/}, можно полагать $-E_{vac} \rightarrow 8 = 0.4 \text{ ГэВ}/\phi^3$. Но вакуум из объема мешка может вытесняться лишь частично /см. ^{5,6/}, и V составляет лишь долю этой величины. Поскольку V в нашей задаче точно не известно, мы проводили расчеты с различными приемлемыми значениями V , исследуя зависимость результатов от этой величины. Как видно из рис.1, для различных V решения наших уравнений $\tilde{\phi}_0, \tilde{\phi}'_0, R, \rho$ зависят от плотности ρ в основном подобным образом. При небольшой плотности $\rho < \rho_1(V)$ есть лишь одно решение, изображенное на рис.1 сплошными кривыми. При этом $R_1(\rho)$ незначительно отличается от пустотного значения $R(0)$, пионное поле растёт с ростом ρ и не превосходит -1 , а величина $x = 2$. Для каждого V наши уравнения имеют, начиная с некоторого $\rho \geq \rho_1(V)$, и второе решение /штрихованные кривые на рис.1/ с меньшим радиусом и сильным пионным полем $\tilde{\phi}_0(\rho) = 1.5 \div 2$, которое с ростом ρ уменьшается. Для второго решения $x \sim 1$. С ростом ρ оба решения сближаются и совпадают при критической плотности $\rho_{CB}(V)$; для $\rho > \rho_{CB}$ наши уравнения совместных решений не имеют. Как видим, результаты численных расчетов полностью соответствуют выводам проведенного выше качественного исследования наших уравнений.

2. Находя для данных ρ, V энергию $E(R)$ /26/, как это описано в конце раздела III, мы убеждаемся, что первое решение /сплошные кривые на рис.1/ соответствует минимуму $E(R)$. Второе решение обусловлено наличием у кривой $E(R)$ второй точки /при меньшем R /, где $\partial E(R)/\partial R = 0$, но соответствует она не минимуму, а максимуму $E(R)$. Зависимость $E(R), \tilde{\phi}_0(R), \rho(R)$ для нескольких характерных случаев представлена на рис.2. Кривые "а",

$$+ \frac{10j_0 j_1}{3|\bar{\phi}_0^N|^3} \bar{\phi}_0^N r_0^N \bar{\phi}_0^N \left[\text{Si} \left(\frac{|\bar{\phi}_0^N|}{f} \right) - \sin \left(\frac{|\bar{\phi}_0^N|}{f} \right) \right] \Big|_{r=R} \frac{\hbar^2}{4\pi} I(R, r), \quad /22/$$

$$\bar{\phi}_{\beta \neq 0}^N(r) = \frac{\bar{\phi}_0^N}{2} \left\{ - \frac{3(j_0^2 - j_1^2)}{|\bar{\phi}_0^N| f} \text{Si} \left(\frac{|\bar{\phi}_0^N|}{f} \right) + \frac{10j_0 j_1 \bar{\phi}_0^N r_0^N}{3|\bar{\phi}_0^N|^3} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\text{Si} \left(\frac{|\bar{\phi}_0^N|}{f} \right) - \sin \left(\frac{|\bar{\phi}_0^N|}{f} \right) \right] \right\} \Big|_{r=R} \frac{\hbar^2}{4\pi} I(R, r), \quad /23/$$

$$I(R, r) = R^2 \int d\vec{n} (\vec{n}\vec{n}') \mathcal{D}(|\vec{r} - \vec{r}'|), \quad |\vec{r}'| = R.$$

Компоненты $\bar{\phi}_a^N(r)$ с $a=0$ и $a \neq 0$, как видим, различны. Решение для $\bar{\phi}_0^N(r)$ имеет вид

$$\bar{\phi}_0^N(r) = \bar{\phi}_0^N(r) \langle N | r_0 | N \rangle, \quad /24/$$

где зависимость от проекции изотопического спина r_0^N выделена явно. Подставив /24/ в /23/ и учитывая, что $(r_0^N)^2 = 1$, получаем после сокращения обеих частей на r_0^N уравнение для $\bar{\phi}_0^N(r)$. Уравнение /23/ для $\bar{\phi}_{\beta \neq 0}^N$ имеет решение $\bar{\phi}_{\beta \neq 0}^N = 0$ и иных решений иметь не может. Действительно, если предположить, что $\bar{\phi}_{\beta \neq 0}^N \neq 0$, то обе части /23/ на $\bar{\phi}_{\beta \neq 0}^N$ можно сократить. После этого нетрудно видеть, что /23/ совместно с /22/ лишь при $\text{Si}(|\bar{\phi}_0^N|/f) = 0$, чего быть не может. Мезонное поле имеет лишь компоненту $\bar{\phi}_0^N$, и $|\bar{\phi}_0^N| = \bar{\phi}_0^N$ в /16/, /17/, /22/. Из совместного решения уравнений /16/, /17/ и /22/ при $r=R$ находим $\bar{\phi}_0^N(R)$, $\bar{\phi}_0^N(R)$, R , ρ , а зависимость $\bar{\phi}_0^N(r)$, $\bar{\phi}_0^N(r)$ от r при найденных R , ρ определяется функцией $I(R, r)$ в /22/.

5. Как известно /1/, условие $\partial_\mu T^{\mu\lambda} = 0$ /17/ совпадает с условием

$$\frac{\partial E(R)}{\partial R} = 0, \quad /25/$$

где E - энергия системы

$$E = \int T^{00} d\vec{r} = E_q + E_B + E_\pi = 3\rho + \frac{4\pi}{3} R^3 B +$$

$$+ \frac{R^2 \hbar^2}{4} \left\{ (\cos \psi - \frac{\sin \psi}{\psi}) \left(\frac{20}{3} j_0(x) j_1(x) \frac{1}{\psi} - 3(j_0^2(x) - j_1^2(x)) + \right. \right.$$

$$\left. + \frac{10}{3} j_0(x) j_1(x) \sin \psi \right\}, \quad \psi = \bar{\phi}_0^N(R)/f, \quad x = \rho R. \quad /26/$$

При этом $\rho(R)$, как функция R , определяется из /16/. Разумеется, для устойчивого состояния мешка /25/ должно соответствовать минимуму $E(R)$.

Совместное решение R , ρ , $\bar{\phi}_0^N(R)$ уравнений /16/, /17/, /22/ соответствует устойчивому равновесию мешка, если при этих R , ρ , $\bar{\phi}_0^N(R)$ энергия /26/ имеет абсолютный минимум. Поэтому в наших дальнейших исследованиях мы проверяем, соответствует ли найденное при данных B , ρ решение /16/, /17/, /22/ минимуму $E(R)$ /26/. Если же для некоторой плотности ρ уравнения /16/, /17/, /22/ не имеют совместных решений, $E(R)$ не имеет минимума, и, следовательно, в ядерном веществе с такой ρ мешок-нуклон существовать не может.

IV. КАЧЕСТВЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ

1. До обсуждения результатов численного счета проведем качественное исследование наших уравнений. Запишем /16/ в виде

$$\frac{1}{\psi} - \text{ctg} \psi = \frac{9}{10} \frac{j_0^2(x) - j_1^2(x)}{j_0(x) j_1(x)}, \quad \psi = \frac{\bar{\phi}_0^N(R)}{f}, \quad x = \rho R. \quad /27/$$

При изменении ψ от нуля до π левая часть /27/ меняется от нуля до ∞ ; при $\psi \rightarrow 0$ она $\sim \psi/3 \rightarrow 0$, а при $\psi \rightarrow \pi$ найдем для нее $\sim 1/(\pi - \psi) \rightarrow \infty$. Увеличение ψ от нуля до π соответствует уменьшению x от $x = x_0 = 2,04$ /первый корень уравнения $j_0(x) \cdot j_1(x) /$ до нуля, так что правая часть /27/ меняется от нуля до $\sim 2/x \rightarrow \infty$ при $x \rightarrow 0$. Но соотношение неопределенности допускает лишь $x \geq 1$, и для физических состояний пионное поле заведомо существенно меньше $f \cdot \pi \approx 2$. Таким образом, уже из условия $\vec{j} = 0$ /27/ заключаем, что киральный мешок может существовать, имея мезонное поле только меньше этого критического.

2. Из /22/ и /27/ получается удобное для качественных исследований соотношение

$$1 = a(\rho) \cdot b(\psi) \cdot c(x), \quad a(\rho) = \frac{3}{2} \frac{-I(R, R) \hbar^2}{4\pi f^2}, \quad /28/$$

$$b(\psi) = \frac{\text{Si} \psi}{\psi} + \frac{\sin \psi}{\psi} \frac{1}{1 - \psi \text{ctg} \psi}, \quad c(x) = j_0^2(x) - j_1^2(x),$$

связывающее ψ с x , ρ .

Величина I в /22/, /28/ содержит $\mathcal{D}(r)$ /18/. В пустоте, при $\Pi = 0$ $\mathcal{D}^0(r)$ хорошо известна

$$\mathcal{D}^0(r) = -e^{-r}/4\pi, \quad /29/$$

Выражение для $\mathcal{D}(r)$ в ядерном веществе

$$\mathcal{D}(r) = -\frac{A \cdot r_c}{2\pi y} e^{-r/r_c} (k_0 \sin(k_0 r) + \frac{1}{r_c} \cos(k_0 r)), \quad r_c = \sqrt{\frac{y}{\tilde{\omega}^2}},$$

$$\tilde{\omega} = \begin{cases} \sqrt{\tilde{\omega}_0^2 + \frac{25}{4} \Lambda^2 b^2} - \frac{5}{2} \Lambda b, & \tilde{\omega}_0^2 > 0; \\ 0, & \tilde{\omega}_0^2 \leq 0; \end{cases} \quad \tilde{\omega}(\rho_c) = 0; \quad /30/$$

$$\tilde{\omega}_0^2 = c(\rho_c^0 - \rho) + 5a\Lambda, \quad k_0^2 = k_c^2 + \kappa(\rho - \rho_c^0), \quad \rho_c = \rho_c^0 + \frac{5a\Lambda}{c}, \quad c = 1, 1,$$

$$\rho_c^0 = 1,51, \quad a = 0,2, \quad b = 0,6, \quad \kappa = 1,3, \quad k_c^2 = 3, \quad y = 0,8,$$

было получено и обсуждалось в ^{3/}. Чтобы обеспечить непрерывный переход от /29/ к $\mathcal{D}(r)$ в среде, мы ввели в /30/ коэффициент A , который меняется линейно по ρ от $y/2$ при $\rho = 0$ до 1 при $\rho \geq \rho_0 = 0,5$. При этом остальные величины в /30/ меняются таким же образом от своих пустотных значений $k_0 = 0, \tilde{\omega}^2 = 1, y = 1, r_c = 1$ до значений в ядерном веществе из работ ^{3,4/}. Напомним, что при вычислении Π в ^{4/} учитывались и эффекты, нелинейные по пионному полю, что осуществлялось введением эффективного $\pi\pi$ -взаимодействия $\Lambda \frac{\pi^4}{4}$. Величина Λ неизвестна и является параметром теории. Результаты расчетов в данной работе, как и приведенные в предыдущей ^{3/}, для различных $0 \leq \Lambda \leq 1$ различаются несущественно /см. ^{3/}. Поэтому, чтобы не загромождать рисунки обилием кривых, мы приводим далее в разделе V результаты численных расчетов с $\Lambda = 0,5$. С \mathcal{D} -функциями вида /29/, /30/ $I(R, r)$ легко вычисляется /см. ^{3/}, и нетрудно видеть, что рост плотности ведет к росту $I(R, R)$ и a в /28/, так как увеличение ρ увеличивает r_c и все выражение /30/.

3. Чтобы выполнялось /28/, рост a должен сопровождаться уменьшением произведения $b(\psi) \cdot c(x)$. Как мы уже выяснили, изменению ψ от нуля до π однозначно соответствует изменение x от x_0 до нуля. Величина $c(x)$ меняется от $c = (x - x_0) + 0$ до единицы при изменении x от x_0 до нуля /т.е. ψ от 0 до π /. При $\psi \rightarrow 0$ найдем $b(\psi) \sim 3/\psi^2 \rightarrow \infty$, а $b(\pi) \sim 1/2$. С учетом описанного поведения $a(\rho), b(\psi), c(x)$ можно выяснить свойства решений /28/ при различных ρ . При малой $a(\rho)$ /т.е. малой ρ / достаточно большую величину $c \cdot b$ можно получить при малом $\psi \ll 1$ /т.е. слабом

поле/, т.к. при $\psi \rightarrow 0, x \rightarrow x_0$ произведение cb может стать сколь угодно большим, и /28/ будет выполнено при любом, сколь угодно малом a . При увеличении ρ и a появляется и иная возможность удовлетворить /28/: величину $1/a$ можно получить, если a не слишком мала, не только при $\psi \ll 1, x \approx x_0$, но и при сильном поле $\psi \geq 1$ и $x < x_0$, когда $b(\psi) \approx 1/2, c(x) \approx 1$. Таким образом, могут быть два формальных решения /28/, и, найдя их, мы должны проверить, какое из них соответствует минимуму $E(R)/26/$, как это разъяснялось в конце предыдущего раздела. Из описанного выше поведения $c(x), b(\psi)$ ясно, что сделать произведение $b \cdot c$ сколь угодно малым нельзя. Поэтому при достаточно большой a и $\rho/28/$ ни при каких ψ, x выполнить нельзя: мешок в ядерном веществе столь большой плотности существовать не может.

V. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

1. Перейдем теперь к обсуждению результатов численного решения уравнений /16/, /17/, /13/, /22/, /24/ с \mathcal{D} -функцией /30/ и вычисления энергии $E(R)/26/$. Все наши уравнения зависят от величины вакуумного давления B , которое связывается с плотностью энергии КХД вакуума $E_{vac}^{/5/}$. Согласно современным исследованиям ^{5,6/}, можно полагать $-E_{vac} \sim 8 = 0,4 \text{ ГэВ}/\phi^3$. Но вакуум из объема мешка может вытесняться лишь частично /см. ^{5,6/}, и B составляет лишь долю этой величины. Поскольку B в нашей задаче точно не известно, мы проводили расчеты с различными приемлемыми значениями B , исследуя зависимость результатов от этой величины. Как видно из рис.1, для различных B решения наших уравнений $\bar{\phi}_0, \bar{\phi}'_0, R, \rho$ зависят от плотности ρ в основном подобным образом. При небольшой плотности $\rho < \rho_1(B)$ есть лишь одно решение, изображенное на рис.1 сплошными кривыми. При этом $R_1(\rho)$ незначительно отличается от пустотного значения $R(0)$, пионное поле растет с ростом ρ и не превосходит ~ 1 , а величина $x \sim 2$. Для каждого B наши уравнения имеют, начиная с некоторого $\rho \geq \rho_1(B)$, и второе решение /штрихованные кривые на рис.1/ с меньшим радиусом и сильным пионным полем $\bar{\phi}_0(\rho) \sim 1,5 \div 2$, которое с ростом ρ уменьшается. Для второго решения $x \sim 1$. С ростом ρ оба решения сближаются и совпадают при критической плотности $\rho_{св}(B)$; для $\rho > \rho_{св}$ наши уравнения совместных решений не имеют. Как видим, результаты численных расчетов полностью соответствуют выводам проведенного выше качественного исследования наших уравнений.

2. Находя для данных ρ, B энергию $E(R)/26/$, как это описано в конце раздела III, мы убеждаемся, что первое решение /сплошные кривые на рис.1/ соответствует минимуму $E(R)$. Второе решение обусловлено наличием у кривой $E(R)$ второй точки /при меньшем R /, где $\partial E(R)/\partial R$, но соответствует она не минимуму, а максимуму $E(R)$. Зависимость $E(R), \bar{\phi}_0(R), \rho(R)$ для нескольких характерных случаев представлена на рис.2. Кривые "a",

"с", на рис.2 имеют минимум, которому и соответствуют $\rho(R)$, $\bar{\phi}_0(R)$, $\bar{\phi}'_0(R)$, найденные из решения уравнений /16/, /17/, /22/. В случае "а" хотя и имеется состояние устойчивого равновесия, но система уже сравнительно "недалека" от неустойчивости: минимум и максимум $E(R)$ различаются на небольшую величину $E_{\max} - E_{\min} \ll 1 \ll E_{\min}$. Дальнейший рост ρ или V приводит к дальнейшему сближению E_{\min} и E_{\max} , а при критической плотности $\rho = \rho_{CB}(V)$ минимум и максимум $E(R)$ сливаются, и при $\rho > \rho_{CB}$ зависимость $E(R)$ имеет вид, представленный на рис.2 кривой "в". В этом случае система, очевидно, устойчивого состояния не имеет, мешок-нуклон в ядерном веществе с такой ρ существовать не может.

3. На рис.3 представлена зависимость критической плотности $\rho_{CB}(V)$ и соответствующего ей критического радиуса мешка $R_c(V)$ от V . Как видим, $\rho_{CB}(V)$, $R_c(V)$ с ростом V уменьшаются, так что для $V = 3 = 0,2$ ГэВ/ф³ мешок неустойчив уже в ядерном веществе сравнительно небольшой плотности $\rho = \rho_0$ - плотности обычных ядер. Это означало бы, что уже ядерное вещество обычной плотности ρ_0 не может состоять лишь из обычных трехкварковых мешков-нуклонов, но должно содержать примесь иных состояний: кварк-глюонной плазмы, многокварковых мешков и т.п. Разумеется при $\rho \ll \rho_0$ мешок устойчив и для очень больших V /см.рис.3/; в пустоте, $\rho = 0$, рост V ведет к уменьшению его размера.

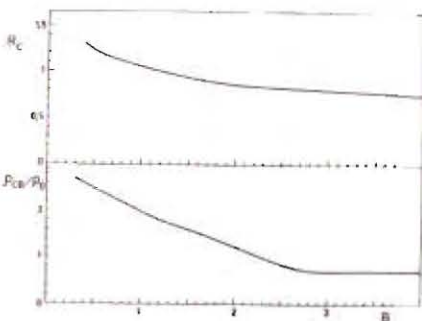


Рис.3. Зависимость критической плотности $\rho_{CB}(V)$ и соответствующего ей критического радиуса $R_c(V)$ от величины V . R - в ед. ϕ , все остальные величины в ед. $\hbar = c = m_\pi = 1$.

4. Увеличение ρ вызывает уменьшение R , но изменения эти, как видно из рис.1,3, относительно невелики. При $\rho = \rho_0$ $R(\rho_0)$ всего на $-3 \div 4\%$ меньше $R(0)$ в пустоте. Наименьшее достижимое при данном V значение $R(\rho_{CB})$, при котором наступает неустойчивость мешка, отличается от пустотного $R(0)$ не более чем на $\sim 10\%$. Невозможно намного уменьшить размер мешка-нуклона.

Как видно из рис.1, при $\rho \geq \rho_0$ получается $\bar{\phi}_0(R) \sim 1$, и нельзя учитывать мезонное поле мешка по теории возмущений, ограничиваясь в наших уравнениях лишь членами, линейными по $\bar{\phi}_0(R)$. Однако для $\rho \ll \rho_0$ поле $\bar{\phi}_0(R) \ll 1$, и поэтому оправдана линеаризация СВМ /1/.

5. Влияние ядерного вещества на мешок-нуклон сказывается в СВМ в изменении мезонного поля, взаимодействующего с кварками на поверхности мешка, что в наших исследованиях учтено введением в /3/ поляризации среды $\Pi(\rho)$. В связи с этим полезно заметить /см.рис.4/, что, согласно нашим расчетам, пионное поле вне мешка убывает относительно медленно: на расстоянии, равном среднему расстоянию между нуклонами, $\bar{\phi}_0(r)$ еще достаточно велико. Следовательно, мезонное поле на границе данного мешка складывается из мезонных полей многих окружающих его мешков. В этих условиях воздействие среды на нуклон, т.е. искажение мезонного поля на поверхности мешка, можно описать введением величины $\Pi(\rho)$, характеризующей средние свойства ядерного вещества и пионного поля в нем, подобно тому, как в электродинамике средние свойства среды описываются диэлектрической проницаемостью и магнитной восприимчивостью.

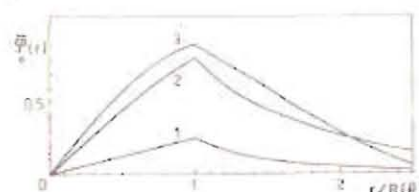


Рис.4. Зависимость $\bar{\phi}_0(r)$ для различных V , ρ . Кривая "1" получена при $V=2$, $\rho=0,2$, кривая "2" - при $V=2$, $\rho=0,6$. Кривая "3" - при $V=0,4$, $\rho=1,3$.

VI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продолжая в настоящей работе начатое в /3/ исследование СВМ в ядерном веществе, мы отказались от предположения о слабости пионного поля мешка и выполнили все расчеты с нелинейными по π киральным лагранжианом /4/. Как мы видели, основные качественные выводы работы /3/ остаются в силе. Увеличение ρ ведет к смягчению пионной моды и усилению пионного поля π , $\bar{\phi}_0$, что, в свою очередь, приводит к уменьшению размеров мешка. В среде с $\rho > \rho_{CB}$ существование мешка невозможно. При этих ρ пионное поле π становится столь сильным, что невозможно построить систему из трех кварков, запертых в мешке и взаимодействующих с π на поверхности мешка, согласно /4/. Но в данной работе мы получили существенно меньшую, чем в /3/, критическую плотность ρ_{CB} . Расчеты в /3/ давали $\rho_{CB} \sim \rho_c$, где $\rho_c = 3\rho_0$ - плотность, при которой для $k_0^2 = 3$ в /30/ обращалась бы в нуль частота пионной моды в ядерном веществе $\omega(k_0) = 0$, т.е. $\bar{\omega} = 0$ в /30/ /3,4/. Согласно же результатам данной работы, уже при сравнительно небольшом $V = 3$ плотность ρ_{CB} оказывается существенно меньше ρ_c . Для вполне разумных $V = 0,2$ ГэВ/ф³ простой трехкварковый мешок может стать неустойчивым уже при $\rho = \rho_0$ - плотности обычных ядер. Возможно, ядерное вещество обычной плотности ρ_0 не целиком состоит из нуклонов, но содержит некоторую примесь состояний иной природы, что интенсивно обсуждается сейчас в ряде работ /см.например, /7-10/. В наших исследова-

ниях выяснена физическая природа появления при больших ρ неустойчивости состояния ядерного вещества, содержащего лишь простейшие трехкварковые мешки-нуклоны - усиление пионного поля π с ростом ρ .

Следует отметить, что подход, использованный нами для исследования уравнений СВМ, нелинейных по π , пригоден и в том случае, когда поляризационный оператор Π в /3/, вызывающий смягчение пионной моды, усиление пионного поля, обусловлен не действием ядерной среды, а иной физической причиной: например, сильным $\pi\pi$ -притяжением и т.п.

Как и в работе /3/, мы, ограничиваясь случаем нулевой температуры среды, исследовали СВМ со средним пионным полем $\langle \pi \rangle = \phi$ и не учитывали квантовые и термодинамические флуктуации этого поля π . В следующей работе мы изложим результаты исследований СВМ с учетом флуктуаций π , как для нулевой температуры, так и для среды с отличной от нуля температурой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thomas A.W. Preprint TH 3368-CERN, TRI-PP-82-29, 1982; Adv.Nucl.Phys., 1984, 13, p.1.
2. Chodos A., Thorn C.B. Phys.Rev., 1975, D12, p.2733.
Moskawa T., Jnone T. Prog.Theor.Phys., 1975, 54, p.1833.
3. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, P2-84-840, Дубна, 1984.
4. Бунатян Г.Г., Мишустин И.Н. ЯФ, 1982, 36, с.1121.
Bunatian G.G., Mishustin I.N. Nucl.Phys., 1983, A404, p.525.
Бунатян Г.Г. ЯФ, 1983, 37, с.558.
5. Shifman M.A. et al. Nucl.Phys., 1979, B147, p.385, 448, 519.
6. Вайнштейн А.И., Захаров В.И., Шифман М.А. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, с.60.
Voloshin M.V. Preprint ITP-21, Moscow, 1980.
Reinders L.J. et al. Nucl.Phys., 1981, B186, p.109.
7. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, 13, с.613.
8. Буров В.В. и др. ОИЯИ, Д12-84-599, Дубна, 1984, с.124.
9. Vagu J.P. Nucl.Phys., 1984, A418, p.195.
10. Балдин А.М. и др. ДАН СССР, 1984, 279, с.602; ОИЯИ, Д12-84-599, Дубна, 1984, с.581; ОИЯИ, P2-85-307, Дубна, 1985; В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 7-85, Дубна, 1985, с.45.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 ноября 1985 года.

Вниманию организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.