

объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

P2-84-840

Г.Г.Бунатян

СВОЙСТВА СВМ-МЕШКА  
В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1984

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время свойства свободных адронов достаточно успешно описываются в модели киральных мешков, где существенную роль играет взаимодействие кварков, запертых в мешке, с пионным полем на поверхности мешка - СВМ<sup>/1/</sup>. Для свободных нуклонов в СВМ входят, разумеется, мезонные поля в пустоте. В ядерном веществе эти поля меняются, что неминуемо приводит к изменению всех свойств СВМ-мешка-нуклона. Очевидно, эти изменения тем больше, чем больше плотность ядерного вещества  $\rho$ . Как следует из экспериментальных<sup>/2/</sup> и теоретических<sup>/3/</sup> исследований, в столкновениях тяжелых ядер высокой энергии,  $E/A \gtrsim 1$  ГэВ на нуклон, может достигаться плотность ядерного вещества  $\rho$ , значительно превышающая плотность  $\rho_0$  обычных ядер,  $\rho \sim 1.2 \div 3/\rho_0$ . Наибольшее изменение при этих  $\rho$  претерпевает именно пионная степень свободы. Увеличение  $\rho$  ведет к смягчению пионной моды<sup>/4/</sup>, что оказывает решающее влияние и на свойства нуклонов.

В настоящей работе мы покажем, каким образом изменение свойств пионного поля в ядерном веществе по сравнению с пустотой /смягчение пионной моды/ вызывает изменение свойств СВМ-мешка-нуклона, в частности, уменьшение его размеров. Оказывается, что из-за усиления пионного поля невозможно существование СВМ-мешка-нуклона в ядерном веществе с плотностью  $\rho > \rho_{СВ}$ . Эта критическая плотность  $\rho_{СВ}$ , при которой наступает абсолютная неустойчивость СВМ-мешка-нуклона, близка к плотности  $\rho_c$  абсолютной неустойчивости изотропного ядерного вещества к переходу в неоднородное с периодической спин-изоспиновой структурой /пионной конденсации/<sup>/4/</sup>, что не удивительно, поскольку обе эти неустойчивости имеют одну и ту же причину - смягчение пионной моды в ядерном веществе с ростом его плотности.

### I. СВМ ДЛЯ НУКЛОНА В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

1. Лагранжиан СВМ<sup>/1,5/</sup> для нуклона может быть записан в виде

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

Здесь  $\mathcal{L}_q$  описывает кварки и глюоны внутри мешка. В настоящей работе мы пренебрегаем глюонным полем и полагаем массы кварков равными нулю. Тогда

$$\mathcal{L}_q = (i\bar{q}\not{\partial}q - B)\Theta_V \quad /2/$$



Вакуумное давление В связано с энергией КХД-вакуума. Функция  $\Theta_V$  равна единице внутри мешка и нулю вне его. Мы, как правило, пользуемся во всей этой работе системой единиц  $c = \hbar = m_\pi = 1$ ; в тех случаях, когда используются иные единицы, это отмечается.  $\mathcal{L}_\pi$  - лагранжиан пионного поля, а  $\mathcal{L}_{int}$  - отличный от нуля лишь на поверхности мешка, описывает взаимодействие кварков с пионным полем. На поверхности мешка обращается в нуль нормальная составляющая тока кварков

$$i n_\mu \bar{q} \gamma^\mu q = 0 \quad /3/$$

/линейное граничное условие/, и выполняется уравнение непрерывности

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \quad /4/$$

/нелинейное граничное условие/, что, как известно<sup>/6/</sup>, эквивалентно условию минимума энергии мешка  $E = \int d\vec{r} T^{00}(\vec{r})$ .

Исходным пунктом развития теории мешков послужила работа<sup>/7/</sup>, где кварки внутри мешка-нуклона описывались лагранжианом /1/ с  $V=0$ , а для их удержания внутри мешка их масса вне его полагалась стремящейся к бесконечности, что, по существу, эквивалентно граничному условию /3/. Необходимость учета вакуумного давления<sup>/8-11/</sup> /плотности энергии КХД-вакуума/ для выполнения условия /4/ привела к MIT-модели<sup>/12/</sup>. Сформулированная в работах<sup>/5/</sup> СВМ /1/ учитывает требование киральной инвариантности и частичного сохранения аксиального тока. Эта модель, как известно<sup>/1/</sup>, успешно описывает свойства нуклонов. В СВМ помимо пионов могут быть включены и иные, более тяжелые мезоны. Но мы в данной работе ограничимся учетом лишь пионного поля, что, как будет ясно в дальнейшем, допустимо для рассматриваемых плотностей ядерного вещества  $\rho \leq 1/3 \div 4/\rho_0$ . В общей формулировке<sup>/1,5/</sup> лагранжиан  $\mathcal{L}_{СВМ}$  нелинеен по пионному полю. Во всех работах /см.<sup>/1/</sup> /линеаризация /1/ основывается на малости отклонения пионного поля  $\vec{\pi}$  от равного нулю его среднего значения в изучаемом состоянии. Мы также делаем все расчеты в этом приближении. Тогда

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{1}{2} \bar{q} q \delta_s - \frac{i}{2f} \bar{q} \gamma_5 \vec{\tau} q \vec{\pi} \delta_s, \quad f \approx 0,663, \quad /5/$$

и для свободного нуклона

$$\mathcal{L}_\pi^0 = -\frac{1}{2} \vec{\pi}^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \vec{\pi})^2, \quad /6/$$

что приводит к уравнению для пионного поля

$$(-\omega^2 + 1 + \vec{k}^2) \vec{\pi} = -\frac{i}{2f} \bar{q} \gamma_5 \vec{\tau} q \delta_s. \quad /7/$$

Здесь  $\delta_s$  - поверхностная  $\delta$ -функция. В наших дальнейших расчетах мы пренебрегаем несферичностью СВМ-мешка. Это означает, что в /2,5,7/  $\Theta_V = \Theta(R - |\vec{r}|)$ ,  $\delta_s = \delta(R - |\vec{r}|)$ , где R - радиус мешка, а все величины, зависящие от углов, заменяются их средними значениями.

2. Мы исследуем свойства СВМ-мешка не в пустоте, а в ядерном веществе, где пионное поле удовлетворяет уравнению

$$[-\omega^2 + 1 + \vec{k}^2 + \hat{\Pi}(\omega, \vec{k}, \rho)] \vec{\pi} = -\frac{i}{2f} \bar{q} \gamma_5 \vec{\tau} q \delta_s, \quad /7a/$$

которое отличается от уравнения в пустоте наличием поляризационного оператора пиона  $\hat{\Pi}(\omega, \vec{k}, \rho)$ . Лагранжиан  $\mathcal{L}_\pi$  в /1/ можно записать в виде

/6a/

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

Мы, естественно, принимаем, что, как и всегда в СВМ, пионное поле и внутри и вне СВМ-мешка описывается одним и тем же лагранжианом /6a/ и удовлетворяет одному и тому же уравнению /7a/. Величина  $\hat{\Pi}$  исследовалась ранее во многих работах /см.<sup>/4,13,14/</sup>/. При ее вычислении в<sup>/14/</sup> учитывались также и эффекты, нелинейные по пионному полю, что осуществлялось введением эффективного  $\pi\pi$ -взаимодействия в ядерном веществе  $\mathcal{L}_{\pi\pi} = -\frac{\Lambda}{4} (\vec{\pi})^4$ . Это особенно важно при больших  $\rho \sim \rho_c$ , вблизи неустойчивости пионного поля в среде.

В настоящей работе мы ограничиваемся исследованием свойств СВМ в ядерном веществе при нулевой температуре  $T=0$ . Только для  $T=0$  можно считать удовлетворительным принятое нами линейное по пионному полю приближение для лагранжиана /5/. Свойства ядерного вещества при  $T \neq 0$ ,  $T \gtrsim \omega^2 = \min_{\vec{k}} \mathcal{E}^{-1}(0, \vec{k}, \rho, T)$  и большой плотности  $\rho \sim \rho_c$  решаются образцом зависят от средних  $\langle \vec{\pi}^2 \rangle$ ,  $\langle \vec{\pi}^4 \rangle$ , ..., которые в этих условиях велики. Поэтому при  $T \neq 0$  в лагранжиане СВМ нельзя ограничиваться линейным по  $\vec{\pi}$  приближением.

С окружающим его ядерным веществом СВМ-мешок взаимодействует лишь посредством изменения своего мезонного поля. Свойства СВМ-мешка в ядерном веществе по сравнению с пустотой меняются именно вследствие изменения уравнения пионного поля, т.е. из-за появления в среде  $\hat{\Pi}(\omega, \vec{k}, \rho)$ . Ясно, что при достаточно большой  $\rho$  пионные поля, определяемые уравнениями /7/ и /7a/, будут существенно различны. Для сравнения можно вспомнить, что электромагнитные поля, создаваемые электрическим током в пустоте



и в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon(\omega, \vec{k})$  и магнитной восприимчивостью  $\mu(\omega, \vec{k})$ , могут различаться очень существенно.

Из /3/, /4/ следуют операторные соотношения на поверхности мешка

$$\vec{q}q + \frac{i}{f} \vec{q} \gamma_5 \vec{\tau} q \vec{\pi} = 0, \quad /8/$$

$$-2B = \vec{n} \cdot \vec{\nabla} \left[ \vec{q}q + \frac{i}{f} \vec{q} \gamma_5 \vec{\tau} q \vec{\pi} \right], \quad /9/$$

определяющие вместе с уравнением /7/, /7а/ для  $\vec{\pi}$  радиус мешка R и энергии запертых в нем кварков.

3. Как и во всех расчетах в СВМ, мы полагаем, что все три кварка в нуклоне находятся в  $1S_{1/2}$  -состоянии; их волновые функции

$$q_{1S_{1/2}}^\mu = \frac{\mathcal{N}}{\sqrt{4\pi}} \left( \frac{j_0(pR)}{i(\vec{\sigma} \vec{n})} j_{1/2}(pR) \right) \chi_{1/2}^\mu e^{-ipr}, \quad \mathcal{N}^{-2} = R^3 (x^2 - \sin^2 x) x^{-4}, \quad /10/$$

$$x = pR, \quad j_\ell(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} J_{\ell+1/2}(z).$$

Координатную волновую функцию нуклона пишем в виде произведения координатных функций /10/ трех кварков, а спин-изоспиновую /спин-ароматическую/ строим из обычных спиновых и изотопспиновых функций смешанной симметрии /1,15/. При этом полный импульс трех кварков, каждый из которых имеет импульс  $\vec{p}$ , не определен, и поэтому не выделено движение центра тяжести трех кварков, т.е. движение нуклона как целого. Чтобы сделать это, следует координатную волновую функцию нуклона строить из функций /10/ трех кварков так, чтобы она соответствовала состоянию с полным импульсом  $|\vec{P}| = |\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3| = 0$ , подобно тому, как из спин-изоспиновых функций кварков построена полная спин-изоспиновая функция мешка с заданным спином  $s = 1/2$  и изоспином  $\tau = 1/2$ . Эта задача о выделении движения центра тяжести трех тел в релятивистском случае не решена, но в ряде работ делаются попытки оценить вклад движения центра тяжести мешка в его энергию /1,16/.

С описанными волновыми функциями получаем из /7/, /8/, /9/ уравнения для поля  $\vec{\pi}(\vec{r})$ , радиуса мешка R и энергии кварков p.

$$\begin{aligned} & (-\omega^2 + 1 + \vec{k}^2 + \Pi(\omega, \vec{k}, \rho)) \vec{\pi}(\vec{r}) = \\ & = \langle N | (\vec{\sigma} \vec{n}) \vec{\tau} | N \rangle \frac{5}{3} \frac{\mathcal{N}^2}{4\pi f} j_0(x) j_1(x) \delta_s, \end{aligned} \quad /11/$$

$$F(R) = 0 \quad /12/$$

$$-2B = \frac{\partial}{\partial r} F(r) \Big|_{r=R} \times \frac{\mathcal{N}^2}{4\pi} \quad /13/$$

$$\begin{aligned} F(r) &= 3(j_0^2(pr) - j_1^2(pr)) - \frac{2}{f} \frac{5}{3} j_0(pr) j_1(pr) \times \\ &\times \langle N | (\vec{\sigma} \vec{n}) \vec{\tau} | N \rangle \vec{\pi}(\vec{r}). \end{aligned}$$

Здесь  $|N\rangle$  - состояние нуклона с определенными значениями проекции спина  $\sigma_z$  и изотопспина  $\tau_z$ . Правая часть уравнений /7/, /7а/, /11/, очевидно, не зависит от времени, т.е.  $\omega = 0$  в них. Решение уравнения /11/ обычным образом выражается через функцию Грина  $\mathcal{D}(\vec{r})$ . Мы полагаем мешок сферически-симметричным, как указывалось выше,  $\delta_s = \delta(R - |\vec{r}|)$ , и  $\mathcal{D}$ -функция зависит лишь от  $|\vec{r}' - \vec{r}|$ . Тогда найдем

$$\begin{aligned} \vec{\pi}(\vec{r}) &= - \langle N | (\vec{\sigma} \vec{n}) \tau_z | N \rangle \frac{5R^2 \mathcal{N}^2}{3 R \pi f} j_0(x) j_1(x) \int d\vec{n}' \mathcal{D}(|\vec{r} - \vec{r}'|) (\vec{n} \cdot \vec{n}') = \\ &= \langle N | (\vec{\sigma} \vec{n}) \tau_z | N \rangle \frac{5}{3} \phi(r). \quad (|\vec{r}'| = R) \end{aligned} \quad /14/$$

Здесь

$$\mathcal{D}(\vec{r}) = \int dt e^{i\omega t} \mathcal{D}(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} \mathcal{D}(0, \vec{k}) e^{-i\vec{k} \vec{r}}. \quad /15/$$

Пионное поле  $\vec{\pi}$  зависит от R, p, т.к. эти величины присутствуют в правой части уравнений /11/, /14/, определяющих  $\vec{\pi}(R)$ ,  $\vec{\pi}'(R)$ . Подставив /14/ в /12/, /13/, получаем выражения, содержащие  $(\vec{\sigma} \vec{n})^2 = (\sigma_z n_z)^2 = \cos^2 \theta$ , и, полагая выполненным усреднение по углам, заменяем  $\langle \cos^2 \theta \rangle = 1/3$ . Тогда в /12/, /13/

$$F(r) = 3(j_0^2(rp) - j_1^2(rp)) - \frac{2}{f} \left(\frac{5}{3}\right)^2 j_0(rp) j_1(rp) \frac{1}{3} \phi(r). \quad /13б/$$

Функция Грина уравнения /11/ с  $\Pi = 0$  хорошо известна

$$\mathcal{D}^0(r) = -e^{-r}/4\pi r. \quad /16/$$

В ядерном веществе

$$\mathcal{D}(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} (-\vec{k}^2 - 1 - \Pi(0, \vec{k}, \rho))^{-1} e^{-i\vec{k} \vec{r}}. \quad /17/$$



Для дальнейших расчетов по формулам /11/-/17/ необходимо вычисление  $\Pi(\omega, \vec{k}, \rho)$ .

## II. ПИОННОЕ ПОЛЕ И УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ЭНЕРГИЙ КВАРКОВ И РАДИУСА СВМ-МЕШКА В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

1. В дальнейших расчетах для изотопически-симметричной ядерной среды мы пользуемся результатами исследований поляризационного оператора  $\Pi(\omega, \vec{k}, \rho)$  и функции Грина  $\mathcal{D}(\omega, \vec{k}, \rho)$  пиона в работах /13,14/. Эти величины можно получать из численных расчетов, как это делалось в работах /13/, затем также численно находить  $\mathcal{D}(\vec{r})$  /17/ и  $\vec{\pi}(\vec{r})$  /14/ в уравнениях /12/, /13/, и решать эти уравнения относительно  $R, \rho$ . Вместо этих достаточно громоздких численных расчетов воспользуемся при вычислении  $\mathcal{D}(\vec{r})$  /17/ для  $\mathcal{D}^{-1}(0, \vec{k}, \rho)$  следующей аппроксимацией:

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

$$\tilde{\omega} = \begin{cases} \sqrt{\tilde{\omega}_0^2 + \frac{25}{4}\Lambda^2 b^2} - \frac{5}{2}\Lambda b, & \tilde{\omega}_0 > 0 \\ 0 & \tilde{\omega}_0 \leq 0 \end{cases}; \quad \tilde{\omega}(\rho_c) = 0; \quad /18/$$

$$c = 1,1, \quad \rho_c^0 = 1,51, \quad a = 0,2, \quad b = 0,6, \quad \kappa = 1,3, \quad k_c^2 = 3, \quad \rho_c = \rho_c^0 + \frac{5a\Lambda}{c},$$

как это делалось и ранее в работах /14/ и др. Здесь  $\Lambda$  - амплитуда эффективного  $\pi\pi$ -взаимодействия в ядерном веществе, вводимого для учета нелинейных по пионному полю эффектов в величине  $\Pi(\omega, \vec{k}, \rho)$  /13,14/. Необходимо отметить, что, согласно СВМ,  $\pi NN$ -,  $\pi N\Delta$ -вершины, определяющие  $\Pi(\omega, \vec{k}, \rho)$ , зависят от радиуса  $R$  мешка

$$V_{\pi NN} = u(kR) = 3j_1(kR)/kR. \quad /19/$$

Эта дополнительная зависимость от  $R$ , т.е. в конечном счете от  $\rho$ , поскольку  $R$  зависит от  $\rho$ , нами в /13,14/ при вычислении  $\Pi$ , конечно, не учитывалась. Лишь частично она, возможно, эффективно содержится в учтенной нами в /13,14/ зависимости от  $\rho$   $\pi NN$ -,  $\pi N\Delta$ -вершин и  $NN$ -,  $N\Delta$ -амплитуд в ядерном веществе. Но мы увидим из дальнейших расчетов, что при изменении  $\rho$  от нуля до критической плотности  $\rho_{CB} \approx (3 \div 4)\rho_0$  радиус мешка меняется лишь на 2 ÷ 3%. Поэтому зависимость /19/ от  $\rho$  для рассматриваемых  $\rho$  достаточно слабая, пренебрежение ею с удовлетворительной точностью допустимо, и в нашем качественном исследовании свойств СВМ в ядерном веществе мы пользуемся аппроксимацией /18/ с прежними параметрами из /13,14/. Пионное поле, а с ним и все другие исследуемые величины, зависят от плотности  $\rho$ , амплитуды  $\Lambda$

и других параметров в /18/ через величину  $\tilde{\omega}$ , так что для различных  $\rho, \Lambda$ , соответствующих одному  $\tilde{\omega}$ , результаты расчетов совпадают.

2. В интеграле /17/ подынтегральная функция /18/ имеет резкий максимум при  $k \rightarrow k_0$ . Учитывая это, получаем оценку

$$\mathcal{D}(r) = -\frac{r_c}{2\pi\gamma} e^{-r/r_c} (k_0 \sin(k_0 r) + \frac{1}{r_c} \cos(k_0 r)), \quad r_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\tilde{\omega}^2}}. \quad /20/$$

Это выражение, заменяющее в среде /16/, имеет весьма сходную с ним зависимость от  $r$ . Но, как видим, смягчение пионной моды, т.е. уменьшение  $\tilde{\omega}$ , с увеличением  $\rho$  ведет к увеличению корреляционного радиуса  $r_c$  и  $\mathcal{D}(0)$  по сравнению с параметрами в /16/. При  $\rho \approx \rho_c$  имеем  $r_c \gg 1$  - в системе появляется дальний порядок. При этом и  $\mathcal{D}(0) \gg 1$ . Выражение /20/ для  $\mathcal{D}(\vec{r})$  получено с аппроксимацией /18/ для  $\mathcal{D}^{-1}(0, \vec{k}, \rho)$ , которая, строго говоря, справедлива лишь при  $\rho - \rho_c \ll 1$ ,  $\tilde{\omega}^2 \ll 1$ , т.е. вблизи абсолютной неустойчивости пионного поля. Но вид формулы /20/ и качественное сходство выражений /16/, /20/, их зависимости от  $r$ , дают основание полагать, что /20/ пригодно для оценки  $R, \rho$ , получения общей физической картины поведения СВМ-мешков в ядерном веществе и для  $\rho - \rho_0 = 0,5$  - плотности обычных ядер. При  $\rho \approx \rho_0$  изменятся лишь численные коэффициенты в /20/, в частности, уменьшится  $k_0^2 \leq 1$ ,  $r_c \approx 1$ ,  $\mathcal{D}(0)$ ; выражение /20/ станет ближе к /16/. Заметим, что при  $k_0 \ll 1$  в /18/, для системы с малой плотностью  $\rho \ll \rho_0$ , подынтегральная функция в /17/ имела бы максимум при  $k \rightarrow 0$ . Тогда вместо /20/ мы получили бы

$$\mathcal{D} = -\frac{1}{4\pi\gamma} e^{-r/r_c}, \quad r_c \approx 1, \quad \gamma = 1,$$

т.е. выражение, по существу совпадающее с пустотным /16/, что подтверждает пригодность /20/ для наших качественных исследований СВМ-мешков в ядерном веществе при всех  $\rho \leq \rho_c$ .

Из /16/, /20/, /14/ находим функции  $\phi(R)$  и их производные  $\frac{d\phi}{dr} \Big|_{r=R}$  на границе мешка  $r = R$ , определяющие пионное поле, в пустоте

$$\phi^0(R) = y^0(1+R)\{1 - e^{-2R}\} - R(1 + e^{-2R})\delta_s, \quad y^0 = \frac{-\mathcal{N}^2 j_0(x) j_1(x)}{4\pi f 2R^2}, \quad /21/$$

$$\frac{d\phi^0}{dr} \Big|_{r=R} = \phi^0{}'(R) = \frac{y^0}{R} \{R^2 - 2 + e^{-2R}\} (1+R) \{1 + (1+R)^2\} \delta_s \quad /22/$$



и в ядерном веществе

$$\phi(R) = y[\Phi(0, R) - \Phi(2R, R)], \quad y = \frac{-\mathcal{N}^2 j_0(x) j_1(x) r_c^3}{8f\pi\gamma R^2(1+d)}, \quad d = k_0^2 r_c^2, \quad /23/$$

$$\Phi(z, r) = e^{-z/r_c} \{ \cos(k_0 z) [(z^2 - r^2 - R^2) \frac{1+d}{d} k_0^2 + \frac{2z}{r_c} + 2 \frac{1-d}{1+d}] - k_0 \sin(k_0 z) [2z + 4r_c(1+d)^{-1}] \} \delta, \quad /23a/$$

$$\frac{d\phi}{dr} \Big|_{|r|=R} = \phi'(R) = \frac{-2y}{R} [\Phi(0, 0) - \Phi(2R, 0)] - \frac{\mathcal{N}^2 j_0(x) j_1(x) r_c}{4f\pi\gamma} e^{-2R/r_c} \times \\ \times [k_0 \sin(2Rk_0) + \frac{1}{r_c} \cos(2Rk_0)] \delta_s. \quad /24/$$

При вычислении производных на поверхности мешка учтено, что для ступенчатой функции  $\epsilon$  и  $\delta$ -функции справедливо соотношение  $\delta(z)\epsilon(z) = 0$ . Определив все входящие в уравнения /12/, /13/ величины, перейдем к решению этих уравнений.

### III. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

1. После подстановки /21-24/ в /12/, /13/, получаем уравнения, определяющие при данном  $\rho$  равновесный радиус мешка  $R(\rho)$  и энергии запертых в нем кварков  $p(\rho)$ . Из формул /21-24/ нетрудно усмотреть, что всегда  $\phi(r) > 0$ . До обсуждения результатов численного решения уравнений /12/, /13/ заметим, что для слабого поля  $\phi(R)$ , которое можно учитывать по теории возмущений, из /12/ нетрудно найти для изменения  $x = R\rho$  по сравнению с  $x_0 = 2,04$  при  $\phi = 0$

$$\delta x = x - x_0 \approx -\phi(R) \frac{50}{81f} \approx -\frac{\phi(R)}{2} < 0. \quad /25/$$

С ростом  $\phi(R)$  величина  $x$  уменьшается. Но, согласно соотношению неопределенности  $x \geq 1$ , и увеличение  $\rho$  не может привести к уменьшению  $x_0 = 2,04$  более чем на  $\sim 1$ . С ростом  $\rho$  /уменьшением  $\omega$  в /18// растет  $r_c$  и  $\phi(R)$ ,  $\phi'(R)$ , и при некоторой  $\rho_{CB}$  поле в среде оказывается столь сильным, что уравнения /12/, /13/ не имеют совместных решений. Это означает, что в ядерном веществе с  $\rho \geq \rho_{CB}$  невозможно существование мешка-нуклона. Противоречащий соотношению неопределенности результат  $x < 1$  никогда не получается.

2. Входящая в наши расчеты величина  $\bar{\omega}^2 = \min \mathcal{D}^{-1}(0, k, \rho)$  из /18/ существенно зависит от параметра  $\Lambda$ . В настоящее время не получено определенных его значений экспериментально или теоретически. Чтобы показать зависимость от  $\Lambda$  интересующих нас величин, мы приводим на рис. результаты расчетов с  $\Lambda = 0$ ,  $\Lambda = 0,5$  и  $\Lambda = 1$ .

Решения уравнений /12/, /13/ зависят от величины вакуумного давления  $B$ , которое связывается с плотностью энергии КХД-вакуума /8/. Согласно современным исследованиям /8-11/  $B = -E_{vac} \approx 8 \div 12 \approx /0,4 \div 0,6/ \text{ ГэВ}/\phi^3$ , что примерно в  $20 \div 30$  раз превышает величину  $B_{MIT} \approx 0,43$ , первоначально принимавшуюся в MIT-модели /1,12/ для получения массы нуклона, но приводившую к несоизмерно большому его размеру  $R \approx 1,1 \approx 1,45 \phi$ . Если полагать, что вакуум из объема мешка вытесняется не полностью, а частично, как это можно заключить из /8-11/, скажем, наполовину, то в наших формулах  $B \approx -E_{vac}/2 \approx 4 \div 6 \approx /0,2 \div 0,3/ \text{ ГэВ}/\phi^3$ . Из лагранжиана /1/, /2/, /5/, /6a/ для энергии мешка получается выражение, содержащее кинетическую энергию кварков  $E_q$ , объемную энергию  $E_B$  и энергию пионного поля  $E_\pi$ :

$$E = E_q + E_B + E_\pi = 3p + \frac{4\pi}{3} R^3 B + \frac{3\mathcal{N}^2 R^2}{4} (j_0^2(x) - j_1^2(x)). \quad /26/$$

При малом  $B_{MIT} = 0,43$  эта  $E$  близка к массе нуклона  $m_N$ , а при большом  $B \sim -E_{vac}$  величина  $E$  /26/ существенно превышает  $m_N$ ,  $E \sim 1,5 m_N$ . Но при вычислении  $E$  нельзя ограничиться лишь выражением /26/. Необходимо учесть движение центра тяжести трех кварков /1,18/, вклад в энергию от глюонного поля и вклад, пропорциональный  $\sim 1/R$  /1,17,18/, квантовые флюктуации поверхности мешка /19/ и т.д. Лишь после этого можно сравнивать вычисляемую энергию мешка с массой нуклона  $m_N$ . Ясно, что в наших исследованиях СВМ-мешка в ядерном веществе, его устойчивости при больших  $\rho$ , величина  $B$  должна быть взята согласно современной теории /8/ и обработке опытных данных /9-12/, а не из первоначальной версии MIT-модели.

3. Результаты расчетов приведены в таблице и на рисунках 1 и 2. Свойства мешка при различных  $\rho$  определяются зависимостью от  $\rho$  его пионного поля. Определив  $R(\rho)$ ,  $p(\rho)$  при данных  $\rho$ ,  $\Lambda$ ,  $B$  из уравнений /12/, /13/ и вычислив с этими  $\omega$ ,  $R$ ,  $p$  интеграл в /14/ с функцией Грина /20/, получаем функцию  $\phi(r)$  из /14/, определяющую зависимость пионного поля мешка от координаты  $r$  для этих  $\rho$ ,  $\Lambda$ ,  $B$ . На границе мешка при  $r = R(\rho)$ , функция  $\phi(r)$  претерпевает излом, и ее производная имеет разрыв. Значение  $\phi'(R)$  в точке  $r = R$  равно полусумме ее значений слева и справа от этой точки. При заданных  $B$ ,  $\Lambda$  зависимость от  $r$  функции  $\phi(r)$  и ее производной  $\phi'(r)$  меняется с ростом плотности  $\rho$ . Если плотность невелика, заметно меньше  $\rho_c$  в /18/, то  $\phi(r)$  такова, что на границе мешка  $\phi'(R) < 0$ . При достаточно большой плотности,



Таблица

Радиус СВМ-мешка  $R/\phi$  и величина  $x$  при различных значениях  $B$  для СВМ-мешка в пустоте,  $\rho = 0$ , и в ядерном веществе обычной плотности  $\rho = \rho_0 = 0,5$ .

B	0,43		4		8		12	
	0	0,5	0	0,5	0	0,5	0	0,5
R	1,448	1,430	0,821	0,802	0,867	0,667	0,618	0,598
x	2,026	1,980	1,990	1,846	1,962	1,777	1,951	1,716

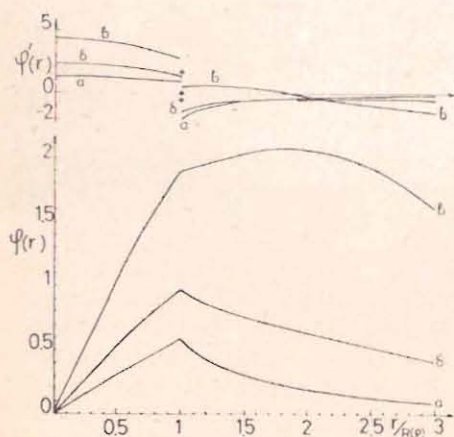


Рис.1. Зависимость от  $r$  функции  $\phi(r)$  из /14/, определяющей пионное поле мешка, и ее производной  $\phi'(r)$  при  $B = 8 = 0,4 \text{ ГэВ}/\phi^3$ ,  $\Lambda = 0,5$ ; кривые "а" получены с  $\rho = 0,5$ ; кривые "б" - с  $\rho = 1,435$ , а кривые "в" - с  $\rho = 1,53$ . Соответственно в этих трех случаях на границе мешка  $\phi'(R) < 0$  /кривые "а"/,  $\phi'(R) \approx 0$  /кривые "б"/ и  $\phi'(R) > 0$  /кривые "в"/.  $R(\rho)$  - радиус мешка при данной плотности, определяемый из /12/, /13/.

$\rho \geq \rho_c^0$ , вид  $\phi(r)$  меняется так, что производная  $\phi'(R)$  становится положительной. Как это происходит, можно видеть из рис.1, где в качестве примера мы представили при  $B = 8$ ,  $\Lambda = 0,5$  функции  $\phi(r)$ ,  $\phi'(r)$  для различных характерных значений  $\rho$  при  $R(\rho)$ ,  $x(\rho)$ , найденных из /12/, /13/. Зависимость от  $\rho$  функций  $\phi(R)$ ,  $\phi'(R)$  на границе мешка  $r = R$  приведена на рис.2. Результаты расчетов  $R(\rho)$ ,  $x(\rho)$  существенно связаны с поведением  $\phi(R)$ ,  $\phi'(R)$  в зависимости от  $\rho$ , в частности, с изменением знака  $\phi'(R)$  при некотором  $\rho_m$ .

4. Прежде всего, сравним результаты расчетов с  $\rho = 0$  и с  $\rho = \rho_0 = 0,5$  для различных  $B$ . Из /12/, /13/ при  $\rho = 0$  и при обычной ядерной плотности  $\rho_0 = 0,5$  получаются радиусы мешка  $R$  и величины  $x$ , приведенные в таблице. Малое значение  $B_{\text{MIT}} = 0,43$  нельзя принять хотя бы уже потому, что оно приводит к большому  $R$ , превышающему среднее расстояние между нуклонами в обычных ядрах, что физически неразумно. Поэтому мы не рассматриваем далее расчетов с этим  $B_{\text{MIT}}$ .

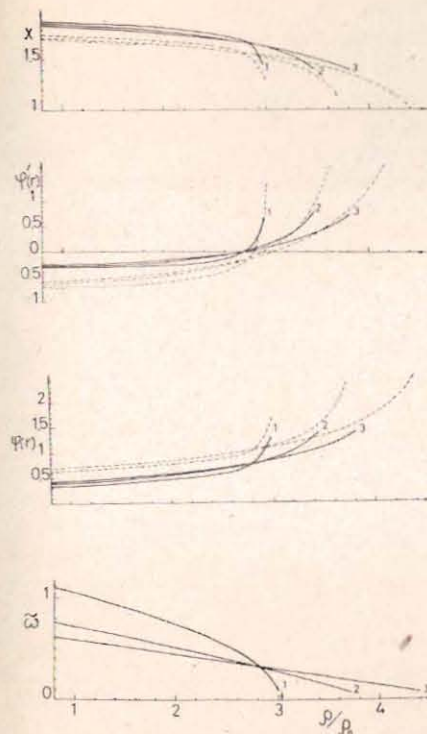


Рис.2. Зависимость величин  $x$ ,  $\phi(R)$ ,  $\phi'(R)$  от плотности ядерного вещества  $\rho$ ;  $\rho_0 = 0,5$  - плотности обычных ядер. Сплошные кривые получены при  $B = 4 \approx 0,2 \text{ ГэВ}/\phi^3$ , штриховые - при  $B = 12 = 0,6 \text{ ГэВ}/\phi^3$ . Кривые "1" соответствуют  $\Lambda = 0$ , "2" -  $\Lambda = 0,5$ , "3" -  $\Lambda = 1$ . Радиус  $R$  приведен в единицах  $\phi$ , остальные величины - в обычных единицах  $c = \hbar = m_\pi = 1$ . Все кривые оканчиваются при критической плотности  $\rho_{\text{CB}}(B, \Lambda)$ . Стрелкой на горизонтальной оси отмечена  $\rho_c^0 = 1,51$  из /18/.

Из таблицы заключаем, что при всех  $B$  радиус СВМ-мешка-нуклона в ядерном веществе обычной плотности  $\rho_0$  примерно на  $2 \div 3\%$  меньше его радиуса в пустоте. Этот результат основан лишь на том, что смягчение пионной моды в ядерном веществе приводит к усилению пионного поля /14/, что, в свою очередь, ведет

к уменьшению  $R$ ,  $x$ . В выражении для энергии /26/ уменьшаются  $E_q$  и  $E_B$  но возрастает  $E_\pi$ . Но все изменение энергии, вычисленной согласно /26/, оказывается сравнительно небольшим:  $E(\rho_0) - E(0) \approx 50 \text{ МэВ}$ . Отметим, что полученное нами уменьшение  $R$  отличается от результата, содержащегося в /20/, где для объяснения EMC-эффекта /21/ предполагалось, что радиус мешка-нуклона в ядерном веществе больше, чем в пустоте. Как известно, EMC-эффект объясняется иным образом. Его последовательное описание в /22/ основано именно на смягчении пионной моды в ядерном веществе /это отражено в /18//, которое, согласно нашим исследованиям, приводит к уменьшению  $R$ .

5. Дальнейшее увеличение  $\rho > \rho_0$  при всех  $B$ ,  $\Lambda$  вызывает дальнейшее незначительное, на несколько процентов, уменьшение радиуса мешка  $R(\rho)$  по сравнению с  $R(\rho_0)$ ,  $\delta R \ll R(\rho_0)$ . Минимальная величина  $R_m$  достигается при  $\rho \approx \rho_m$ , для которого  $\phi'(\rho_m, R) = 0$ . При  $\rho > \rho_m$  возможно вновь очень малое увеличение  $R$  по сравнению с минимальным значением  $R(\rho_m)$ . Таким образом, изменение плотности от нуля до  $\rho_{\text{CB}}$  приводит к относительно небольшому изменению размера мешка,  $\delta R \ll R$  при всех  $0 \leq \rho \leq \rho_{\text{CB}}$ . Величины  $\phi(R)$ ,  $\phi'(R)$ ,  $x$  меняются гораздо сильнее, особенно при больших  $\rho - \rho_c$ .



Чтобы показать зависимость  $x, R, \phi(R), \phi'(R)$  от  $\Lambda, B$ , мы приводим на рис.2 результаты расчетов с  $\Lambda = 0, \Lambda = 0,5, \Lambda = 1$  и с  $B = 4, B = 12$ . Для различных  $\Lambda, B$  получаются различные  $x, R, \phi(R), \phi'(R)$ , но общий характер их зависимости от  $\rho$  остается одним и тем же. Большим  $B$  соответствуют меньшие  $R$ , а зависимость от  $\Lambda$  определяется величиной  $\tilde{\omega}(\Lambda)$  в /18/: меньшим  $\tilde{\omega}$  соответствуют большие пионные поля мешка и, соответственно, меньшие  $x, R$ .

Для данных  $B, \Lambda$  величины  $x$  уменьшаются с ростом  $\rho$  /примерно в соответствии с оценкой /25//, и всегда есть такая критическая плотность  $\rho_{CB}(\Lambda, B)$ , что для  $\rho > \rho_{CB}$  уравнения /12/, /13/ не имеют совместных решений  $R, \rho$ . Величины  $\rho_{CB}$  для различных  $\Lambda, B$  различаются не существенно, и этим  $\rho_{CB}(\Lambda)$  соответствует при всех  $\Lambda$  одна и та же критическая величина  $\tilde{\omega}_{CB} \approx 0,1$ , поскольку пионное поле, а с ним и  $x, R$ , как уже отмечалось, зависят от  $\Lambda, \rho$  через  $\tilde{\omega}$  в /18/, так что для одинаковых  $\tilde{\omega}$ , соответствующих различным  $\Lambda, \rho$ , результаты расчетов, очевидно, совпадают. Этому критическому  $\tilde{\omega}_{CB} \approx 0,1$  соответствует критическое пионное поле  $\phi_{CB}(R), \phi'(R)$  мешка, разрушающее его.

Наше исследование СВМ-мешков, как и любое исследование обычных трехкварковых мешков в среде, пригодно лишь для систем, в которых расстояние между нуклонами не меньше, чем удвоенный радиус мешка:  $\rho^{-1/3} \geq 2R$ , т.е. мешки геометрически не перекрываются. Из таблицы и рисунка ясно, что при значениях параметров ядерного вещества, входящих в наши расчеты, это условие соблюдается вплоть до плотности  $\rho = \rho_{CB} \sim 1/3 \div 4/\rho_0$ . По мере роста  $\rho$  размер мешков несколько уменьшается, при всех рассматриваемых нами  $\Lambda \leq 1, B$ , неустойчивость мешков наступает при  $\rho = \rho_{CB}$  в условиях, когда они еще геометрически не перекрываются, и поэтому наш подход оправдан. Достижение неустойчивости определяется величиной  $\tilde{\omega}_{CB}$ . Критическая плотность  $\rho_{CB}$  при которой  $\tilde{\omega}$  достигает этого критического значения  $\tilde{\omega}_{CB}$  растет с ростом  $\Lambda$  и  $\rho_c$  в /18/. Если критическая плотность неустойчивости пионного поля  $\rho_c$  или амплитуда эффективного  $\pi\pi$ -взаимодействия будут достаточно велики, существенно больше входящих в наши расчеты, то  $\rho_{CB}$  окажется столь большим, что условие  $\rho^{-1/3} \geq 2R(\rho)$  не будет выполняться, начиная с некоторой плотности  $\rho_{1CB} \leq \rho_{CB}$ . Тогда мы могли бы делать расчеты лишь для  $\rho < \rho_{1CB}$ , а для  $\rho \geq \rho_{1CB}$ ,  $\rho^{-1/3} \geq 2R(\rho)$ ; наше рассмотрение, видимо, неприменимо, как, впрочем, и любой подход, использующий понятие простого трехкваркового мешка-нуклона в среде.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наши исследования показывают, что усиление пионного поля СВМ-мешка в ядерном веществе с ростом плотности приводит к тому, что для плотности  $\rho \geq \rho_{CB}$  уравнения /12/, /13/ не имеют совмест-

ных решений  $R, \rho$ . Это означает, что нельзя при этих  $\rho$  запереть три кварка в мешке /условие /3//, обеспечив при этом равенство нулю давления на поверхности мешка /условия /4//. При  $\rho \geq \rho_{CB}$  в ядерном веществе неустойчивы образующие его СВМ-мешки-нуклоны. Состоять из нуклонов в этих условиях ядерное вещество уже не может - происходит переход в иную, ненуклонную фазу. Разумеется, основываясь лишь на наших исследованиях, нельзя судить о свойствах новой фазы. Это может быть вещество, состоящее целиком из кварков /и глюонов/. Но возможно и такое состояние, где вместо нуклонов /возможно, частично/ существуют более сложные мешки, состоящие из 6,9,12 и т.д. кварков /23/. Физической причиной разрушения СВМ-мешков-нуклонов в среде и обсуждаемого фазового перехода, как и пионной конденсации, служит смягчение пионной моды в ядерном веществе с увеличением его плотности,  $\rho \rightarrow \rho_c$  в /18/. Плотности  $\rho_{CB}$  и  $\rho_c$  естественно, близки. Это плотности абсолютной неустойчивости нуклонов в изотропном ядерном веществе  $\rho_{CB}$  и абсолютной неустойчивости изотропного ядерного вещества к переходу в неоднородное с периодической спин-изоспиновой структурой  $\rho_c$ . Критические плотности соответствующих фазовых переходов  $\tilde{\rho}_{CB}, \tilde{\rho}_c$  не должны совпадать с  $\rho_{CB}, \rho_c$ :  $\tilde{\rho}_{CB} \leq \rho_{CB}, \tilde{\rho}_c \leq \rho_c$  но они, конечно, близки. Величины  $\tilde{\rho}_{CB}, \tilde{\rho}_c$  определяются, как всегда, из условия минимума термодинамического потенциала. Осуществляется та фаза, чей термодинамический потенциал меньше. Нельзя сказать сейчас, какой из этих двух фазовых переходов произойдет "раньше", какая из двух критических плотностей меньше -  $\rho_{CB}$  или  $\rho_c$ . Но приближение системы к критической точке одного из этих фазовых переходов неминуемо означает также приближение и к критической точке другого. Поэтому одни и те же явления, обусловленные смягчением пионной моды при большом  $k \sim k_0/18/$  /см., например, /14,24,25/ /, в равной мере характерны для обеих обсуждаемых фазовых переходов. Конечно, необходимы дальнейшие поиски и исследования таких предкритических явлений.

В настоящей работе мы исследовали свойства СВМ-мешков в ядерном веществе при  $T=0$ , приняв ряд описанных выше упрощений, наиболее существенное из которых - линейное по полю  $\vec{\pi}$  приближение в лагранжиане /5/, описывающем взаимодействие пионного поля с кварками. Нелинейные по  $\vec{\pi}$  эффекты в лагранжиане пионного поля в ядерном веществе /6а/ учитываются введением эффективного  $\pi\pi$ -взаимодействия  $-\Lambda/4(\vec{\pi})^4$  при вычислении  $\Pi(\omega, k, \rho)$  согласно работам /14/. В дальнейшем мы изложим результаты исследований СВМ-мешка в ядерном веществе при отличной от нуля температуре, с учетом нелинейных по  $\vec{\pi}$  эффектов и в /5/, что при  $T \neq 0$  необходимо.

Автор признателен И.М.Павличенкову, В.Н.Ефимову, В.К.Николаеву за полезные обсуждения.



ЛИТЕРАТУРА

1. Thomas A.W. Preprint TH. 3368-CERN, TRI-PP-82-29, 1982; Adv.Nucl.Phys., 1984, 13, p.1.
2. Nagamiya S.In.: Proceedings of the 6th Balaton Conference on Nucl.Phys., 1983; ed. by J.Ero, Budapest, Centr.Res. Inst. for Phys., 1983, p. 329.
3. Gudima K.K., Toneev V.D. там же, p. 409. Theis J. et al. там же, p. 389.
4. Мигдал А.Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. "Наука", М., 1978.
5. Theberge S., Thomas A.W., Miller G.A. Phys.Rev., 1980, D22, p. 2838; 1981, D23, p. 2106(E).  
Thomas A.W. et al. Phys.Rev., 1981, D24, p. 216, p. 2539.  
Thomas A.W. et al. Nucl.Phys., 1981, A354, p. 51;  
J.Phys., 1981, 67, p. L283.
6. De Grand T. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p. 2060.
7. Bogolubov P.N. Ann. Inst.Henri Poincaré, 1967, 8, p. 163.  
Боголюбов П.Н. ЭЧАЯ, 1972, 3, с. 144.
8. Shifman M.A. et al. Nucl.Phys., 1979, B147, p. 385, p. 448, p. 519.
9. Вайнштейн А.И., Захаров В.И., Шифман М.А. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, с. 60.
10. Voloshin M.V. Preprint ITP-21, Moscow, 1980.
11. Reinders L.J. et al. Nucl.Phys., 1981, B186, p. 109.
12. Chodos A. et al. Phys.Rev., 1974, D9, p. 3471; D10, p.2599.
13. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1979, 30, с. 258; ЯФ, 1980, 31, с.1186.
14. 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.
15. Kokkedee J. The Quark Model, Benjamin, New York, 1969.
16. Bartelski et al. Nucl.Phys., 1984, A424, p. 484;  
Покровский Ю.Е. ЯФ, 1984, 40, с. 1053.
17. De Rujula A. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p. 147.  
Lee T.D. Phys.Rev., 1979, D19, p. 1802.
18. Johnson K. SLAC-PUB-2436, Nov. 1979.
19. Дорохов А.Е. ОИЯИ, Д2-83-626, Дубна, 1983; ТМФ, 1984, 61, с.64.
20. Франкфурт Л.Л., Стрикман М.И. Препринты ЛИЯФ-383, 1983;  
ЛИЯФ-886, ЛИЯФ-929, 1984. Левин Е.М., Рискин М.Г. Препринт  
ЛИЯФ-888, 1983; ЯФ, 1984, 40, с. 809.
21. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p. 275.  
Nikolaev N.N., University of Oxford preprint 58/84, 1984.
22. Llewellyn Smith C.H. Phys.Lett., 1983, 128B, p. 107.  
Ericson M., Thomas A.W. Phys.Lett., 1983, 128B, p. 112.  
Wiringa V. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 51, p. 997.  
Titov A.I. JINR, E2-83-460, Dubna, 1983.  
Титов А.И. ЯФ, 1984, 40, с. 76; Саперштейн Э.А., Шматиков М.Ж.  
Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, с. 44.
23. Балдин А.М. и др. ДАН СССР, 1984, 279, с. 602.
24. Борзов И.И. и др. ЭЧАЯ 1981, 12, с. 848.  
Meyer-ter-Vehn I. Phys.Rep., 1981, 74, с. 325.
25. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1984, 39, с. 572.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 декабря 1984 года.



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.

Бунатян Г.Г.  
Свойства СВМ-мешка в ядерном веществе

P2-84-840

Смягчение пионной моды в ядерном веществе при увеличении его плотности вызывает рост пионного поля СВМ-мешка в ядерной среде. Это, в свою очередь, вызывает уменьшение размеров мешка, а при достаточно большой плотности среды приводит к абсолютной неустойчивости СВМ-мешка-нуклона, что означает переход ядерного вещества в иную, ненуклонную фазу.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Bunatian G.G.  
The Properties of the Cloudy Bag in the Nuclear Matter

P2-84-840

Because of the pion mode softening, the pion field of the cloudy bag in the nuclear matter increases if the nuclear matter density increases. This causes in its term the decreasing of the bag size and at a sufficiently large density of the nuclear medium leads to the absolute instability of the cloudy bag-nucleon, which means the transition of the nuclear matter in another nonnuclear phase.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1984