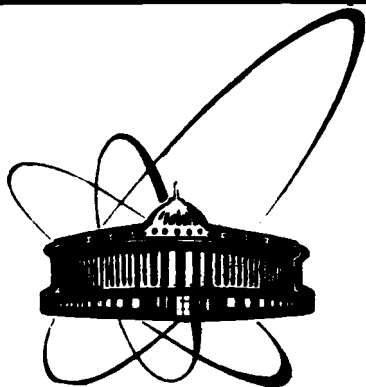


89-645



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Б91

P2-89-645

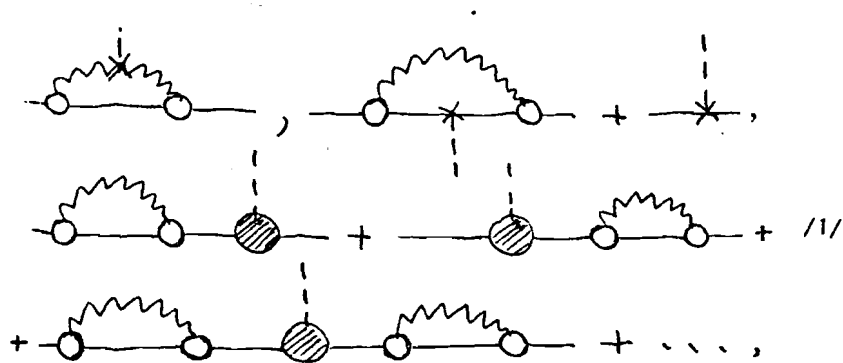
Г.Г.Бунатян

К ВЫЧИСЛЕНИЮ СРЕДНЕГО КВАДРАТИЧНОГО  
ЗАРЯДОВОГО РАДИУСА НУКЛОНА  
В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1989

Модель кирального мешка СВМ<sup>1</sup> можно применить для исследования нуклона в ядерном веществе<sup>2</sup>. Согласно этой модели в предыдущей работе<sup>3</sup> было предпринято сравнительное изучение распределения заряда свободного нуклона и нуклона в ядерном веществе. Работа<sup>3</sup> содержит последовательное вычисление среднего квадратичного зарядового радиуса нуклона  $\langle r_{n,p}^2 \rangle$ , основанное на описании нуклона исходным кварк-пионным лагранжианом СВМ -  $\mathcal{L}_{\text{СВМ}}$  /формулы /1/-/4/ из<sup>3/</sup>/. Этот лагранжиан трансляционно не инвариантен,  $\eta$ -функция в нем выделяет область с центром в начале координат, в которой заключены образующие нуклон кварки. Взаимодействие  $\mathcal{L}_{\text{int}}$  пионного поля с кварками происходит так же лишь на границе этой выделенной фиксированной области -  $\delta_v$  в  $\mathcal{L}_{\text{int}}$ , см. /4/ из<sup>3/</sup>/. В этом подходе состояния мешка /нуклон N,  $\Delta$ -изобара и т.д./ представляют собой состояния трех кварков, запертых в статической полости. Они различаются массой, но весь исследуемый мешок покоится в начале координат, его импульс всегда равен нулю. Поскольку исходный трансляционно-неинвариантный лагранжиан  $\mathcal{L}_{\text{СВМ}}$  описывает покоящийся нуклон, фиксированный в начале координат, работа<sup>3</sup> дает распределение заряда в покоящемся нуклоне с центром в начале координат и его средний квадратичный зарядовый радиус. Мешок не получает импульса в процессах испускания и поглощения виртуального пиона /22/ из<sup>3/</sup>



2

импульс в этих процессах не сохраняется. Это несохранение импульса является, конечно, недостатком и при вычислении  $\langle r_{n,p}^2 \rangle$  для свободного нуклона, но при исследовании свойств нуклона в ядерной среде развитый подход может вызвать дополнительные серьезные возражения: в среде нуклон в процессе испускания /или поглощения/ виртуального пиона /1/ не может перейти в состояние с импульсом  $\vec{P}$ , который меньше импульса Ферми  $P_F$ , так как в среде все эти состояния заняты. Но в приближении статической полости, то есть для системы, описываемой трансляционно-неинвариантным лагранжианом  $\mathcal{L}_{\text{СВМ}}$ , этот запрет, очевидно, никак не может быть учтен. Чтобы устранить этот недостаток, мы в данной работе вместо непосредственного вычисления  $\langle r_N^2 \rangle$  для системы, описываемой исходным кварк-пионным лагранжианом  $\mathcal{L}_{\text{СВМ}}$ , найдем эти величины, основываясь на эффективном пион-барионном лагранжиане

$$\tilde{\mathcal{L}}_{\pi N} = \sum_{\lambda} \mathcal{L}_{\lambda} + \sum_{\lambda\lambda'} \mathcal{L}_{\pi\lambda\lambda'} + \mathcal{L}_{\pi} \quad /2/$$

при построении которого используем результаты исследований работ<sup>2,3/</sup>. Индекс  $\lambda$  в /2/ отличает состояния бариона: нуклон N,  $\Delta$ -изобара и т.п. Барионы описываются обычным лагранжианом

$$\mathcal{L}_{\lambda}(x) = \psi_{\lambda}^{\dagger}(x) (\epsilon_{\lambda} - H_{\lambda}(x)) \psi_{\lambda}(x), \quad /3/$$

где  $H_{\lambda}(x)$  - гамильтониан бариона,

$$\begin{aligned} \psi_{\lambda}^{\dagger}(x) H_{\lambda}(x) \psi_{\lambda}(x) &= \\ &= \frac{1}{2M_{\lambda}} \nabla \psi_{\lambda}^{\dagger}(x) \nabla \psi_{\lambda}(x) + M_{\lambda} \psi_{\lambda}^{\dagger}(x) \psi_{\lambda}(x), \quad h=c=m_{\pi}=1, \end{aligned} \quad /3a/$$

$M_{\lambda}$  - масса бариона,  $\psi_{\lambda}(x)$  - операторы барионного поля. Пионное поле в среде по-прежнему описывается лагранжианом /3/ из<sup>3/</sup>,  $\mathcal{L}_{\pi}(x)$ .

Лагранжиан эффективного взаимодействия полей  $\mathcal{L}_{\lambda\lambda'\pi}$  в /2/ определим, основываясь на результатах прежних исследований с кварк-пионным лагранжианом  $\mathcal{L}_{\text{СВМ}}$  в<sup>3/</sup>. Найдем для этого вершину  $\tilde{\mathcal{F}}_{\lambda\lambda'\pi}(\omega, \vec{k})$ , соответствующую испусканию /поглощению/ мешком пиона с импульсом  $\vec{k}$ . Согласно работе<sup>3/</sup> эта вершина представляет собой фурье-компоненту

$$\tilde{\mathcal{F}}_{\lambda\lambda'\pi}(\omega, \vec{k}) = \int d^4x e^{ikx} \tilde{\mathcal{F}}_{\lambda\lambda'\pi}(x), \quad k = (\omega, \vec{k}) \quad /4/$$

от матричного элемента

$$-\frac{i}{2} f_{\lambda\lambda'} \langle \Psi_{\lambda}^{+}(x) | \bar{q}(x) \gamma_5 \vec{\tau} q(x) | \Psi_{\lambda'}(x) \rangle = \vec{J}_{\lambda\lambda'\pi}(x), \quad /5/$$

$$f_{NN} = \frac{5}{3f}, \quad f_{N\Delta} = \frac{2\sqrt{2}}{f}, \quad f = 0,66,$$

кварк-пионного взаимодействия  $\mathcal{L}_{q\pi}/10/$  из <sup>/3/</sup> / между состояниями мешка  $\Psi_{\lambda}(x)$ , которые строятся из функций кварков  $q_{1S\frac{1}{2}}^{\mu}$ , как это описано в <sup>/1-3/</sup>. Выполнив интегрирование в <sup>/5/</sup> по кварковым переменным, получаем

$$\vec{J}_{\lambda\lambda'\pi}(\omega, \vec{k}) = f_{\lambda\lambda'} i \mathcal{N}^2 R^3 j_1(pR) j_0(pR) \frac{j_1(kR)}{kR} \times \quad /6/$$

$$\times \langle \lambda | (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}) \vec{\tau} | \lambda' \rangle 2\pi \cdot \delta(E_{\lambda} - E_{\lambda'} - \omega).$$

$\mathcal{N}$  - нормировочный множитель волновой функции кварка  $q_{1S\frac{1}{2}}^{\mu}$ , см. <sup>/2,3/</sup>. Здесь  $\vec{\sigma}$ ,  $\vec{\tau}$  - операторы спина и изоспина, соответствующие переходу между состояниями бариона со спином и изоспином  $1/2$  и  $3/2$  и их определенными проекциями, а  $E_{\lambda}$ ,  $E_{\lambda'}$  - энергии мешка до и после испускания пиона с энергией  $\omega$ . Согласно расчетам работы <sup>/3/</sup> мешок в этом процессе не получает импульса, и  $E_{\lambda}$ ,  $E_{\lambda'}$  - просто массы нуклона,  $\Delta$ -изобары и т.п. Пусть теперь импульс бариона в процессе испускания /поглощения/ пиона сохраняется, то есть в вершине <sup>/6/</sup> импульс бариона  $\vec{P}$  меняется на величину  $\vec{k}$  и становится равен  $\vec{P}' = \vec{P} - \vec{k}$ . В этом случае выражение <sup>/6/</sup> есть пион-барионная вершина в импульсном представлении. Тогда в <sup>/2/</sup> лагранжиан эффективного взаимодействия барионов с пионами принимает вид

$$\mathcal{L}_{\lambda\lambda'\pi}(x) = \psi_{\lambda}^{+}(x) \sum_{\vec{k}, \omega} j_1(kR)/(kR) \cdot (\vec{\sigma}\vec{k})(\vec{\tau}\vec{\pi}_{\vec{k}, \omega}(x)) \psi_{\lambda'}(x) \times \quad /7/$$

$$\times i \mathcal{N}^2 R^3 f_{\lambda\lambda'} j_1(pR) j_0(pR).$$

Для взаимодействия барионов со статическим электрическим полем /крестик со штрихованной линией в <sup>/1//</sup> найдем таким же образом

$$\mathcal{L}_Q(x) = \psi_{\lambda}^{+}(x) \sum_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\vec{x}} \hat{Q}_{\lambda} \psi_{\lambda}(x) \times$$

$$\times \mathcal{N}^2 \int_0^{\infty} dr \cdot r^2 \cdot \theta(R-r) j_0(kr) (j_0^2(rp) + j_1^2(rp)), \quad /8/$$

где оператор заряда бариона

$$\hat{Q}_{\lambda} = (\tau_{\lambda}^0 + 1/2). \quad /9/$$

В формулах <sup>/6/-9/</sup> размер мешка  $R$  и импульс кварков  $p$  зависят от плотности среды, как было получено ранее в работах <sup>/2,3/</sup>. Таким образом, мы описываем исследуемую систему лагранжианом  $\mathcal{L}_{\pi N}$ , в котором эффективное взаимодействие барионов с пионным полем  $\mathcal{L}_{\pi\lambda\lambda'}$  и с электрическим полем  $\mathcal{L}_Q$  построено согласно СВМ. Этот эффективный лагранжиан  $\mathcal{L}_{\pi N}$  <sup>/2/</sup>, очевидно, трансляционно-инвариантен.

Для исследования размеров нуклона найдем нулевую компоненту нуклонного тока перехода  $J_{N\vec{P}N\vec{P}'}^0(x)$  между состояниями нуклона с импульсами  $\vec{P}$  и  $\vec{P}'$  и определенными значениями проекций спина и изоспина  $\sigma_z$ ,  $\tau_0$ , то есть для нейтрона и протона. Этот ток перехода входит, как хорошо известно, в амплитуду рассеяния электрона на нуклоне. Величина  $J_{N\vec{P}N\vec{P}'}^0(x)$  выражается обычным образом через  $S$ -матрицу /как и в <sup>/3/</sup> /:

$$J_{N\vec{P}N\vec{P}'}^0(x) = \langle \Psi_{N\vec{P}}(x) | T(\hat{Q}(x)S(x)) | \Psi_{N\vec{P}'}(x) \rangle. \quad /10/$$

Здесь  $\hat{Q} = \hat{Q}_{\lambda} + \hat{Q}_{\pi}$  - оператор заряда барионного и пионного полей, а  $S$ -матрица определяется теперь взаимодействием <sup>/3/</sup>, <sup>/7/</sup>:

$$S(x) = T \exp [i \int d^4x \sum_{\lambda\lambda'} \mathcal{L}_{\lambda\lambda'\pi}(x)]. \quad /11/$$

Фурье-образ  $J_{N\vec{P}N\vec{P}'}^0$ , то есть нулевая компонента тока перехода в импульсном представлении, выражается в виде

$$J_{N\vec{P}N\vec{P}'}^0(q) = \int d^4x e^{iqx} J_{N\vec{P}N\vec{P}'}^0(x) = \quad /12/$$

$$= (2\pi)^4 \cdot \delta(P-P'-q) \cdot (E_N(\vec{P}) \cdot E_N(\vec{P}'))^{-1/2} h_N^0(P, q) / 2.$$

Как и ранее в работе <sup>/3/</sup>, мы ограничиваемся низшим, вторым порядком по взаимодействию  $\mathcal{L}_{\pi\lambda\lambda'}$  в  $S$ -матрице. Тогда величина

/12/ представляется снова диаграммами /1/, и соответствующие выражения вычисляются в импульсном представлении согласно обычным правилам диаграммной техники. Пропагатор пиона остается прежним, тем же, что и в /3/, а для пропагатора бариона в ядерной среде имеем теперь вместо /21/ из /3/ обычное выражение в импульсном представлении:

$$G_{\lambda}(\epsilon, \vec{P}) = \frac{1 - \theta(\epsilon_F^{\lambda} - E_{\lambda}(\vec{P}) + M_{\lambda})}{\epsilon - E_{\lambda}(\vec{P}) + M_{\lambda} + i0} + \frac{\theta(\epsilon_F^{\lambda} - E_{\lambda}(\vec{P}) + M_{\lambda})}{\epsilon - E_{\lambda}(\vec{P}) + M_{\lambda} - i0}, \quad /13/$$

или в смешанном представлении:

$$G_{\lambda}(t, \vec{P}) = \theta(t)(1 - \theta(\epsilon_F^{\lambda} - E_{\lambda}(\vec{P}) + M_{\lambda}))e^{it(E_{\lambda}(\vec{P}) - M_{\lambda} - \epsilon_F^{\lambda})} - \theta(-t) \cdot \theta(\epsilon_F^{\lambda} - E_{\lambda}(\vec{P}) + M_{\lambda})e^{-it(E_{\lambda}(\vec{P}) - M_{\lambda} - \epsilon_F^{\lambda})}, \quad /13a/$$

Здесь  $\epsilon_F^{\lambda}$  - энергия Ферми. Для  $\Delta$ -изобары, очевидно,  $\epsilon_F^{\lambda} = 0$ , поскольку плотность изобар равна нулю в ядерном веществе обычной плотности  $\rho_0$  при равной нулю температуре. Для частиц, то есть состояний с положительной энергией,  $E_{\lambda}(\vec{P}) = (M_{\lambda}^2 + \vec{P}^2)^{1/2} \approx M_{\lambda} + \vec{P}^2/2M_{\lambda}$ , а для античастиц  $E_{\lambda}(\vec{P}) = -(M_{\lambda}^2 + \vec{P}^2)^{1/2}$ , поэтому для античастиц, конечно,  $\theta(\epsilon_F^{\lambda} - E_{\lambda}(\vec{P}) + M_{\lambda}) = 1$ .

Второй момент распределения заряда в нуклоне, то есть средний квадратичный зарядовый радиус нуклона, зависящий теперь от его импульса  $\vec{P}$ , связывается с /12/ известным соотношением:

$$\langle r_N^2(\vec{P}) \rangle = - \frac{\partial^2}{\partial \vec{q}^2} h_N^0(\vec{P}, \vec{q})|_{q=0} = -6 \frac{\partial}{\partial |\vec{q}|^2} h_N^0(\vec{P}, \vec{q})|_{q=0}, \quad /14/$$

которое запишем в виде

$$\langle r_N^2(\vec{P}) \rangle = \int d\vec{r}(\vec{r})^2 h_N^0(\vec{P}, \vec{r}) = \int_0^{\infty} r^2 dr \cdot 4\pi r^2 \cdot \tilde{\rho}(\vec{P}, \vec{r}). \quad /15/$$

Тогда после несложных, но длинных вычислений, сходных с выполненными в /3/, получаем для величин  $\tilde{\rho}_n(\vec{P}, \vec{r})$ ,  $\tilde{\rho}_p(\vec{P}, \vec{r})$  выражения

$$\tilde{\rho}_n(\vec{P}, \vec{r}) = (\tilde{\Lambda}_N^{\pi} + \tilde{\Lambda}_N^q - \frac{16}{25}(\tilde{\Lambda}_{\Delta}^{\pi} + \tilde{\Lambda}_{\Delta}^q)) z_1 \cdot e, \\ \tilde{\rho}_p(\vec{P}, \vec{r}) = [-\tilde{\Lambda}_N^{\pi} + \frac{1}{2}\tilde{\Lambda}_N^q + \frac{16}{25}\tilde{\Lambda}_{\Delta}^{\pi} + \frac{64}{25}\tilde{\Lambda}_{\Delta}^q + \mathcal{N}^2(j_0^2(\pi r) + j_1^2(\pi r))\theta(R-r)(4\pi)^{-1}] z_1 e. \quad /16/$$

$$z_1^{-1} = 1 + R^4 V \int d\vec{k} j_0^2(\vec{k}R)(4\pi a(\vec{k})\omega(\vec{k}))^{-1} [\frac{3}{2}\tilde{U}_N(\vec{P}, \vec{k}) + \frac{48}{25}\tilde{U}_{\Delta}(\vec{P}, \vec{k})],$$

такие же, как /25/, /26/ из работы /3/ для плотности заряда  $\rho_n(\vec{r})$ ,  $\rho_p(\vec{r})$ , но вместо величин  $U_b$ ,  $\Lambda_b^{\pi}$ ,  $\Lambda_b^q$  из /3/ теперь в эти выражения для  $\tilde{\rho}_n(\vec{P}, \vec{r})$ ,  $\tilde{\rho}_p(\vec{P}, \vec{r})$  входят

$$\tilde{U}_{\lambda}(\vec{P}, \vec{k}) = [1 - \theta(\epsilon_F^{\lambda} - E_{\lambda}(\vec{P} - \vec{k}) + M_{\lambda})] \times \\ \times [\omega(\vec{k}) + E_{\lambda}(\vec{P} - \vec{k}) - E_N(\vec{P})]^{-2} + \theta(\epsilon_F^{\lambda} - E_{\lambda}(\vec{P} - \vec{k}) + M_{\lambda}) \times \\ \times [\omega(\vec{k}) - E_{\lambda}(\vec{P} - \vec{k}) + E_N(\vec{P})]^{-2} + [\omega(\vec{k}) + E_{\lambda}(\vec{P} - \vec{k}) + E_N(\vec{P})]^{-2}. \quad /17/$$

$$\tilde{\Lambda}^{\pi}(\vec{r}, \vec{P}) = - \frac{R^4 V}{f_{\pi}^2 n^2} \int d\vec{k}_2 k_2^2 j_1(k_2 r) j_1(k_2 R) \times \\ \times \int \frac{d\vec{k}_1}{4\pi} \left( \frac{a(k_1) + a(k_2)}{2a(k_1) \cdot a(k_2)} \right) j_1(k_1 r) \cdot j_1(k_1 R) \times \\ \times (\omega(\vec{k}_1) + \omega(\vec{k}_2))^{-1} \{ (1 - \theta(\epsilon_F^{\lambda} - E_{\lambda}(\vec{P} - \vec{k}_1) + M_{\lambda})) \times \\ \times [E_{\lambda}(\vec{P} - \vec{k}_1) - E_N(\vec{P}) + \omega(\vec{k}_1)]^{-1} \times \\ \times [E_{\lambda}(\vec{P} - \vec{k}_1) - E_{\lambda}(\vec{P}) + \omega(\vec{k}_2)]^{-1} \times \\ + \theta(\epsilon_F^{\lambda} - E_{\lambda}(\vec{P} - \vec{k}_1) + M_{\lambda}) \cdot [E_N(\vec{P}) - E_{\lambda}(\vec{P} - \vec{k}_1) + \omega(\vec{k}_1)]^{-1} \times \\ \times [E_N(\vec{P}) - E_{\lambda}(\vec{P} - \vec{k}_1) + \omega(\vec{k}_2)]^{-1} + \quad /18/$$

$$+ [E_{\lambda}(\vec{P}-\vec{k}_1) + E_N(\vec{P}) + \omega(\vec{k}_1)]^{-1} \cdot [E_{\lambda}(\vec{P}-\vec{k}_1) + E_N(\vec{P}) + \omega(\vec{k}_2)]^{-1} \{,$$

$$\tilde{\Lambda}_{\lambda}^q(\vec{r}, \vec{P}) = \frac{\mathcal{N}^2 R^4 V}{4\pi f^2} (j_0^2(r\rho) + j_1^2(r\rho)) \theta(R-r) \times$$

$$\times f \frac{d\vec{k}}{4\pi a(\vec{k}) \omega(\vec{k})} j_1^2(kR) \tilde{U}_{\lambda}(\vec{P}, \vec{k}), \quad \lambda = N, \Delta, \quad /19/$$

$$V = 50 \mathcal{N}^4 j_0^2(pR) j_1^2(pR) \pi^{-2} / 36.$$

Здесь спектр пионов  $\omega(\vec{k})$  и вычет  $a(\vec{k})$  пионного пропагатора  $\mathcal{D}(\xi, \vec{k})$  в полюсе  $\xi = \omega(\vec{k})$  определены формулами /36/-/37/ из работы /3/, для свободного нуклона, конечно,  $a(\vec{k}) = 1$ ,  $\omega^2(\vec{k}) = 1 \pm k^2$ ,  $e$  - заряд протона. Эту зависящую от  $\vec{P}$  величину  $\tilde{\rho}_N(\vec{P}, \vec{r})$ , конечно, нельзя в прямом смысле слова считать плотностью заряда нуклона  $\rho_N(\vec{r})$ . При этом, однако, непосредственно из ее определения следует, что для сохранения заряда должны выполняться для  $\tilde{\rho}_N$  те же условия

$$f d\vec{r} \tilde{\rho}_N(\vec{P}, \vec{r}) = 0, \quad f d\vec{r} \tilde{\rho}_p(\vec{P}, \vec{r}) = e, \quad /20/$$

что и для  $\rho_{n,p}(\vec{r})$  из /3/. Из формул /15/-/19/ легко непосредственно увидеть, что эти условия /20/, действительно, выполняются для  $\tilde{\rho}_N(\vec{P}, \vec{r})$  при всех импульсах  $\vec{P}$  нуклона в ядерном веществе.

Теперь приведем и обсудим результаты расчетов согласно этим формулам. Результаты численных расчетов  $\langle r_N^2 \rangle$  мы приведем в качестве примера для величин  $R, \rho$ , соответствующих значению  $V = 2 = 0,1 \text{ ГэВ фм}^{-3}$ , с которым делался расчет и в работе /3/, см. вторую строку из таблицы в /3/; расчет с другими  $V$  приводит к тем же заключениям.

Для свободного нуклона,  $\epsilon_F^N = 0$  в /16/-/19/, при  $\vec{P} = 0$  расчет отличается от выполненного в работе /3/ лишь учетом сохранения импульса в процессах испускания виртуального пиона в /1/. Формулы /16/-/19/ точно совпадают с формулами работы /3/ для  $\rho_{n,p}(\vec{r})$  /25/, /26/ при  $\epsilon_F^N = 0$ ,  $\vec{P} = 0$ , если в /16/-/19/ в знаменателях опустить члены  $\sim k^2, k^2$ . Для свободного нуклона при  $\vec{P} = 0$  расчет согласно /15/-/19/ дает

$$\langle r_n^2(\vec{P} = 0) \rangle^{1/2} = -0,268 \text{ фм}; \quad \langle r_p^2(\vec{P} = 0) \rangle^{1/2} = 0,755 \text{ фм}, \quad /21/$$

что лишь несущественно отличается от соответствующих значений  $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}, \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$  из /3/, см. таблицу в /3/. Если угодно, свободный нуклон всегда можно рассматривать в системе, где его им-

Средние квадратичные зарядовые радиусы нейтрона  $\langle r_n^2(\vec{P}) \rangle^{1/2}$  /фм/ и протона  $\langle r_p^2(\vec{P}) \rangle^{1/2}$  /фм/ в зависимости от импульса  $\vec{P}$  нуклона в ядерном веществе плотности  $\rho = \rho_0 = 0,5 = 0,17 \text{ фм}^{-3}$ ,  $P_F$  - соответствующий импульс Ферми

$ \vec{P} $	0	$P_F/3$	$2P_F/3$	$P_F$
$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$	-0,632	-0,595	-0,525	-0,475
$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$	0,920	0,893	0,850	0,820

Расчет сделан с радиусом мешка  $R = 0,9 \text{ фм}$  и импульсом кварков  $p = 2,8 (m_{\pi} c^2)$ , соответствующих вакуумному давлению  $V = 2 = 0,1 \text{ ГэВ/фм}^3$ , см. строку 2 из таблицы в работе /3/.

пульс  $\vec{P} = 0$ , но при исследовании в ядерном веществе выделена система, в которой среда в целом покоится. При этом нуклоны в ядерном веществе распределены по импульсам от  $\vec{P} = 0$  до импульса Ферми  $P_F$ . В соответствии с этим при  $\rho = \rho_0 = 0,5 = 0,17 \text{ фм}^{-3}$  мы выполнили расчеты для нескольких значений  $0 \leq P \leq P_F$ . Результаты приведены в таблице. Как видим, с ростом импульса нуклона  $P$  величины  $|\langle r_n^2 \rangle^{1/2}|, \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$  увеличиваются, но не очень существенно. При  $P = 0$  величины  $|\langle r_n^2 \rangle^{1/2}|$  несколько, на  $\sim 15 \div 20\%$ , превышают соответствующие значения из таблицы работы /3/ /вторая строка с  $V = 0,1 \text{ ГэВ/фм}^3$ , а при  $P = P_F$  несколько, на  $\sim 15 \div 20\%$ , меньше  $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$  из таблицы работы /3/. Отметим, что для среднего импульса нуклона в ядерном веществе  $\vec{P} = 2P_F/3$  величины  $\langle r_N^2 \rangle^{1/2}$  из таблицы в этой работе практически точно совпадают с соответствующими значениями  $\langle r_N^2 \rangle^{1/2}$  из таблицы работы /3/. Из приведенных в таблицах данных можно заключить, что сумма  $\langle r_n^2 \rangle + \langle r_p^2 \rangle$  в ядерном веществе меняется по сравнению с пустотой заметно меньше, чем каждая из величин  $\langle r_n^2 \rangle, \langle r_p^2 \rangle$  сама по себе, поскольку их изменения имеют разные знаки.

Таким образом, расчеты этой работы приводят к заключению о таком же увеличении среднего квадратичного зарядового радиуса нуклона  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  в ядерном веществе по сравнению со свободным нуклоном, как и прежние расчеты в работе /3/. Появляется лишь относительно слабая зависимость величин  $\langle r_N^2(\vec{P}) \rangle$  от импульса /то есть от состояния/ нуклона в ядерном веществе.

Соответственно остаются в силе и все заключения, сделанные в работе [3], о том, как в различных опытах могут проявляться найденные изменения величин  $R$ ,  $\rho$ ,  $\langle r_n^2 \rangle$ ,  $\langle r_p^2 \rangle$  для нуклона в ядерном веществе по сравнению со свободным нуклоном.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Thomas A.W. - Adv. Nucl. Phys., 1984, 13, p.1.
2. Бунатян Г.Г. - ЯФ, 1986, т.43, с.294; ОИЯИ, P2-85-838, Дубна, 1985; ОИЯИ, P2-89-4, Дубна, 1989.
3. Бунатян Г.Г. - ЯФ, 1988, т.48, с.1290.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 сентября 1989 года.

Бунатян Г.Г.

P2-89-645

К вычислению среднего квадратичного  
зарядового радиуса нуклона в ядерном веществе

Для описания нуклона построен на основе модели кирального мешка СВМ эффективный пион-барионный лагранжиан, который в отличие от исходного кварк-пионного лагранжиана СВМ является трансляционно-инвариантным. Вычислен средний квадратичный зарядовый радиус  $\langle r_N^2 \rangle^{1/2}$  свободного нуклона и нуклона в ядерном веществе. Изменение уравнений пионного поля в ядерной среде ведет к увеличению  $|\langle r_N^2 \rangle^{1/2}|$  /на  $\sim 10 \div 15\%$ /, как и при описании нуклона с помощью исходного лагранжиана СВМ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод автора

Bunatyan G.G.

P2-89-645

On the Calculation of the Nucleon Square  
Charge Radius in Nuclear Matter

For the description of the nucleon the effective pion-baryon lagrangian is constructed on the basis of the cloudy bag model, CBM. This lagrangian is translationally invariant unlike the initial quark-pion CBM lagrangian. The mean square charge radius  $\langle r_N^2 \rangle^{1/2}$  of a free nucleon and a nucleon in nuclear matter is calculated. The modification of the pion field equations in nuclear medium leads to the increase of  $|\langle r_N^2 \rangle^{1/2}|$  (by  $\sim 10 \div 15\%$ ) as well as by the description of the nucleon according to the initial CBM lagrangian.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989