

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 341.2
Б-447

P4 - 699

1680/2-43

В.Б. Беляев, Б.Ф. Иргазиев

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА БЕЙТМАНА
К РАСЧЕТУ НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВ
ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

1973

**ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

Р4 - 6999

В.Б. Беляев, Б.Ф. Иргазиев

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА БЕЙТМАНА
К РАСЧЕТУ НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВ
ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Беляев В.Б., Иргазиев Б.Ф.

P4 - 6999

Применение метода Бейтмана к расчету некоторых свойств ядерной материи

В работе рассматриваются задачи связанных состояний двух и трех нуклонов в ядерной материи, определена также средняя энергия, приходящаяся на нуклон как функция плотности для двух потенциалов типа "soft-core".

Двухчастичный потенциал в импульсном представлении аппроксимируется по методу Бейтмана.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1973

Belyaev V.B., Irgasiev B.F.,

P4 - 6999

Application of the Bateman Method to
Calculation of Some Properties of
Nuclear Matter

The problems of bound states of two and three nucleons in nuclear matter are considered. The average energy per nucleon is determined as a function of density for two potentials of the "soft-core" type.

Two-particle potential in the momentum representation is approximated by the Bateman method.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973

Относительное движение двух взаимодействующих нуклонов в ядерной материи можно описать уравнением Бете-Голдстоуна /1/ (Б-Г). Большинство расчетов с уравнением Б-Г проведено в координатном пространстве. При таком подходе приходится встречаться с трудностью численного вычисления ядра интегрального уравнения. Решение уравнения может быть найдено только численными методами /2/. Для того чтобы избежать численного вычисления ядра уравнения, были разработаны различные приближенные методы решения. Наиболее удобным из известных методов является метод "reference spectrum" /3,4/, который состоит в следующем. Запишем уравнение Б-Г для волновой функции двух взаимодействующих тел:

$$\Psi_{\vec{k}, \vec{k}_2} = \Phi_{\vec{k}, \vec{k}_2} - (Q/E) V \cdot \Psi_{\vec{k}, \vec{k}_2}, \quad (1)$$

где

$$\Phi_{\vec{k}, \vec{k}_2}(\vec{z}, \vec{z}_2) \equiv |\vec{k}, \vec{k}_2\rangle = \varphi_{\vec{k}}(\vec{z}_1) \varphi_{\vec{k}_2}(\vec{z}_2), \quad (2)$$

$$|\varphi_{\vec{k}}(\vec{z}) = \Omega^{-1/2} e^{i\vec{k}\vec{z}}, \quad (3)$$

Ω — нормировочный объем.

Проекторный оператор Q и энергетический знаменатель E определены соотношениями:

$$Q|\vec{p}\vec{q}\rangle = \begin{cases} |\vec{p}\vec{q}\rangle & \text{если } |\vec{p}| \text{ и } |\vec{q}| \geq k_F \\ 0 & \text{если } |\vec{p}| \text{ или } |\vec{q}| < k_F \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon|\vec{p}\vec{q}\rangle &= [\varepsilon(\vec{p}) + \varepsilon(\vec{q}) - \omega]|\vec{p}\vec{q}\rangle \\ \omega &= \varepsilon(\vec{k}_1) + \varepsilon(\vec{k}_2). \end{aligned} \quad (5)$$

Перейдем к координатам относительного движения \vec{z} и центра масс \vec{R} , тогда

$$\Phi_{\vec{k}_1, \vec{k}_2}(\vec{z}, \vec{z}_2) = \Omega^{-1} e^{i\vec{p}_0 \vec{R}} e^{i\vec{k} \vec{z}} = \Omega^{-1} e^{i\vec{p}_0 \vec{R}} \Psi_{\vec{k}}(\vec{z}), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \vec{R} &= \frac{1}{2}(\vec{z}_1 + \vec{z}_2) & \vec{p}_0 &= \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \\ \vec{z} &= \vec{z}_1 - \vec{z}_2 & \vec{k} &= \frac{1}{2}(\vec{k}_1 + \vec{k}_2). \end{aligned} \quad (7)$$

В силу закона сохранения полного импульса для функции $\Psi_{\vec{k}, \vec{k}_2}$ имеем:

$$\Psi_{\vec{k}, \vec{k}_2}(\vec{z}, \vec{z}_2) = \Omega^{-1} e^{i\vec{p}_0 \vec{R}} \Psi_{\vec{k}}(\vec{z}). \quad (8)$$

Заменим оператор Q единицей, а одночастичный спектр энергией $\varepsilon(\vec{k})$, являющейся квадратичной функцией \vec{k} , т.е.

$$\varepsilon(\vec{k}) = \frac{k^2}{2m^*} + U_0. \quad (9)$$

В итоге можно получить для функции $\Psi_{\vec{k}}(\vec{z})$ дифференциальное уравнение, решить которое не сложнее, чем уравнение рассеяния пары в вакууме /3/:

$$(\nabla_{\vec{z}}^2 - \gamma^2)\Psi_{\vec{k}}(\vec{z}) = -m^*V\Psi_{\vec{k}}(\vec{z}), \quad (10)$$

где $\gamma^2 = \frac{1}{4}p_0^2 + m^*(2U_0 - \omega)$,

$$\chi_{\vec{k}} = \Psi_{\vec{k}} - \Psi_{\vec{k}}.$$

Так как постоянная γ^2 больше нуля, то волновая функция

$\Psi_{\vec{k}}(\vec{z})$ быстро "залечивается" при $z \rightarrow \infty$, т.е.

$\chi_{\vec{k}}(\vec{z})$ спадает как $\exp(-\gamma z)$.

Расчеты показывают, что при реальной плотности ядерной материи, т.е. при $k_F = 1,36 \text{ фм}^{-1}$ $m^* \approx 0,6 m$,

$$\begin{aligned} U_0 &\approx -100 \text{ Мэв при } k \leq k_F \text{ и} \\ m^* &\approx m \quad U_0 \approx 0 \quad \text{при } 3 \text{ фм}^{-1} < k < 5 \text{ фм}^{-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Такая аппроксимация дает хорошее приближение к истинному спектру энергии /3/.

Эту же задачу удобнее решать в импульсном представлении, используя различные типы сепарабельного разложения парного потенциала. При таком подходе не возникает осложнений, связанных с наличием проекционного оператора Q , и приближенное решение можно получить в аналитической форме. Известно /5-7/, что для короткодействующих потенциалов сепарабельные разложения

быстро сходятся, что позволяет ограничиться несколькими членами разложения потенциала.

В данной работе факторизация двухчастичного потенциала была проведена методом Бейтмана^{/5/} для двух видов центральных потенциалов типа "soft-core": Даревича-Грина^{/6/} и Малфли-Тьона^{/9/}. Число членов сепарабельного разложения N бралось равным четырем. Были рассмотрены задачи связанных состояний двух и трех нуклонов в ядерной материи и определена средняя энергия, приходящаяся на нуклон как функция плотности.

Сначала рассмотрим связанное состояние двух нуклонов, исходя из модели независимых пар^{/10/}. В этом случае уравнение Б-Г имеет вид:

$$\left(\frac{k^2}{2m} + \frac{k_2^2}{2m} - E\right) \Psi(\vec{k}, \vec{k}_2) = -Q(\vec{k}, \vec{k}_2) \sum_{\vec{k}_1} \langle \vec{k}, \vec{k}_1 | V | \vec{k}_1, \vec{k}_2 \rangle \Psi(\vec{k}, \vec{k}_1). \quad (12)$$

Если перейти к относительному импульсу \vec{k} и полному импульсу \vec{P}_0 , а также заменить суммирование интегрированием, пользуясь соотношением $\sum_{\vec{k}_1} \rightarrow \frac{\Omega}{(2\pi)^3} \int d\vec{k}_1$, то для волновой функции относительного движения получим уравнение

$$\left(\frac{k^2}{m} - \varepsilon\right) \Psi_{\vec{P}_0}(k) = -Q(\vec{P}_0, k) \int V(\vec{k}, \vec{k}') \Psi_{\vec{P}_0}(k') d\vec{k}', \quad (13)$$

где $\varepsilon = E - \frac{P_0^2}{4m}$.

$$Q(\vec{P}_0, k) = \begin{cases} 1 & \text{если } \left|\frac{1}{2}\vec{P}_0 + \vec{k}\right| \text{ и } \left|\frac{1}{2}\vec{P}_0 - \vec{k}\right| > k_F \\ 0 & \text{если } \left|\frac{1}{2}\vec{P}_0 + \vec{k}\right| \text{ или } \left|\frac{1}{2}\vec{P}_0 - \vec{k}\right| \leq k_F. \end{cases}$$

В дальнейшем будем считать, что взаимодействие происходит лишь в S -состоянии. В этом случае имеем:

$$\Psi_{\vec{P}_0}(k) = -4\pi \frac{Q(\vec{P}_0, k)}{\frac{k^2}{m} - \varepsilon} \int_0^\infty V(k, k') \Psi_{\vec{P}_0}(k') k'^2 dk', \quad (15)$$

где

$$Q(\vec{P}_0, k) = \frac{1}{2} \int_0^\pi Q(\vec{P}_0, k, \theta) \sin \theta d\theta.$$

θ - угол между векторами \vec{P}_0 и \vec{k} .

После несложного интегрирования получаем

$$Q(\vec{P}_0, k) = \begin{cases} 0 & k \leq \sqrt{k_F^2 - \frac{1}{4} P_0^2} \\ \frac{k^2 + \frac{1}{4} P_0^2 - k_F^2}{P_0 k} & \sqrt{k_F^2 - \frac{1}{4} P_0^2} \leq k < k_F + \frac{1}{2} P_0 \\ 1 & k_F + \frac{1}{2} P_0 \leq k. \end{cases} \quad (16)$$

Следуя методу факторизации Бейтмана, представим потенциал в виде:

$$V(k, k') = \sum_{i,j} (d^{j-1})_{ij} V(k, s_i) V(k', s_j), \quad (17)$$

где s_i - параметры факторизации,

$$d_{ij} = V(s_i, s_j).$$

Тогда решение уравнения (15) имеет вид:

$$\Psi_{\vec{P}_0}(k) = \frac{Q(\vec{P}_0, k)}{k^2 - m\varepsilon} \sum_{i=1}^N C_i V(k, s_i). \quad (18)$$

Коэффициенты C_i и энергия ε определяются из решения

матричного уравнения:

$$[\hat{I} + 4\pi m \hat{d}^{-1} \hat{J}(\vartheta, \vec{P}_i)] \hat{C} = 0, \quad (19)$$

где \hat{I} - единичная матрица,

$$J_{ij}(\vartheta, \vec{P}_i) = \int \frac{Q(\vec{P}_i, k)}{k^2 - m^2} V(k, s_i) V(k, s_j). \quad (20)$$

Результаты представлены на графиках 1 и 2 для случая $\vec{P}_i = 0$ и $N = 4$.

Как видно, связанная пара нуклонов может существовать в ядерной материи даже при больших плотностях, но, начиная с некоторой критической плотности, связанное состояние исчезает вследствие сильного отталкивания на малых расстояниях. Связанное состояние существует и в синглетном состоянии, как было отмечено для случая потенциала Ямагучи в работе /II/. Сравнивая результаты, представленные на рис. 1 и 4, видим, что при равновесной плотности ядерной материи дейтоны отсутствуют в ядерном веществе, в отличие от расчетов /II/ с потенциалом без отталкивания, где они образуются при любой плотности. Это означает, что в тяжелом ядре пары могли бы образовывать связанные состояния только у поверхности, причем синглетные дейтоны, как видно из рис. 1, могли бы образовываться лишь в далекой "периферии" ядра. Следует также отметить, что если дейтоны действительно образуются на поверхности, т.е. если рассматриваемая модель в этом отношении достаточно реалистична, то представляет интерес выбивание из ядра дейтонов с энергией связи, превышающей энергию связи свободного дейтона. Перейдем

теперь к рассмотрению связанного состояния трех нуклонов, исходя из модели независимых трех нуклонов /II/, т.е. будем учитывать взаимодействие между тремя выделенными нуклонами и считать, что взаимодействие между остальными нуклонами и выделенными тремя нуклонами отсутствует. Влияние окружающих нуклонов будет проявляться только через принцип Паули. Связанное состояние описывается уравнением:

$$[-\frac{1}{2m} (\nabla_1^2 + \nabla_2^2 + \nabla_3^2) - E] \Psi = -[Q(1,2)V_{12} + Q(2,3)V_{23} + Q(3,1)V_{31}] \Psi. \quad (21)$$

Следуя Фаддееву, волновую функцию такой системы можно представить в виде: $\Psi = \Psi^{(1)} + \Psi^{(2)} + \Psi^{(3)}$. В координатах Якоби функции $\Psi^{(i)}$ зависят от одного из трех наборов координат и удовлетворяют однородной системе трех уравнений. В силу тождественности частиц уравнения будут эквивалентными, поэтому можно рассматривать лишь одно из них.

Запишем систему переменных Якоби.

$$\begin{aligned} \vec{P}_0 &= \vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 \\ \vec{p} &= \frac{2\vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_3}{3} \\ \vec{k} &= \frac{\vec{k}_2 - \vec{k}_3}{2}. \end{aligned} \quad (22)$$

После выделения движения центра масс трех нуклонов получим уравнение для волновой функции

$$\begin{aligned} \Psi(\vec{k}, \vec{p}, \vec{P}_0) &= -\frac{m Q(\frac{2}{3}\vec{P}_0 - \vec{p}, \vec{k})}{k^2 + \frac{2}{3}p^2 - m^2} \int [\langle \vec{k} | g_{2,3}(\vartheta - \frac{2}{4} \frac{E^2}{m^2}) | \frac{1}{2} \vec{p} - \vec{p}' \rangle \cdot \\ &\Psi(\vec{p} - \frac{1}{2} \vec{p}', \vec{p}', \vec{P}_0) + \langle \vec{k} | g_{2,3}(\vartheta - \frac{2}{4} \frac{E^2}{m^2}) | -\frac{1}{2} \vec{p} - \vec{p}' \rangle \Psi(\vec{p} + \frac{1}{2} \vec{p}', \vec{p}', \vec{P}_0)] d\vec{p}' \end{aligned} \quad (23)$$

g - матрица удовлетворяет уравнению Б-Г

$$\langle \vec{k} | g(z, \vec{p}) | \vec{k}' \rangle = \langle \vec{k} | v | \vec{k}' \rangle - \int \frac{Q(\vec{p}_0, \vec{q}) \langle \vec{k} | v | \vec{q} \rangle \langle \vec{q} | g(z, \vec{p}) | \vec{k}' \rangle d\vec{q}}{z - \frac{q^2}{m}}, \quad (24)$$

\mathcal{P}_0 - входит в задачу как параметр.

Интерес представляет рассмотрение случая связанного состояния трех нуклонов с квантовыми числами свободного тритона ($S = \frac{1}{2}$, $T = \frac{1}{2}$, $L = 0$). Для простоты положим, что полный импульс системы \mathcal{P}_0 равен нулю. Как и в случае свободного тритона, Ψ может быть выражена через две независимые функции $u(\vec{k}, \vec{p})$ и $v(\vec{k}, \vec{p})$, для которых имеем следующие уравнения:

$$v(\vec{k}, \vec{p}) = - \frac{m Q(-\vec{p}, \vec{k})}{k^2 + \frac{3}{4} p^2 - mE} \int \langle \vec{k} | g^t(E - \frac{3}{4} \frac{p^2}{m}) | \frac{1}{2} \vec{p} + \vec{p}' \rangle \cdot [\frac{1}{2} v(\vec{p} + \frac{1}{2} \vec{p}', \vec{p}') + \frac{3}{2} u(\vec{p} + \frac{1}{2} \vec{p}', \vec{p}')] d\vec{p}' \quad (25)$$

$$u(\vec{k}, \vec{p}) = - \frac{m Q(-\vec{p}, \vec{k})}{k^2 + \frac{3}{4} p^2 - mE} \int \langle \vec{k} | g^s(E - \frac{3}{4} \frac{p^2}{m}) | \frac{1}{2} \vec{p} + \vec{p}' \rangle \cdot [\frac{1}{2} u(\vec{p} + \frac{1}{2} \vec{p}', \vec{p}') + \frac{3}{2} v(\vec{p} + \frac{1}{2} \vec{p}', \vec{p}')] d\vec{p}'$$

Решение уравнения Б-Г для g - матрицы в приближении (17) имеет вид:

$$g(k, p, z) = \sum_{i,j=1}^N C_{ij}(z) v(k, s_i) v(k, s_j), \quad (26)$$

где

$$\hat{C}(z) = [\hat{d} + 4\pi m \hat{J}(z)]^{-1}$$

Подставляя (26) в (25), для функций u и v получим

$$v(k, p) = - \frac{1}{2} \frac{m Q(p, k)}{k^2 - mZ} \sum_{i,j=1}^N C_{ij}^t(p) v^t(k, s_i) B_j^t(p) \quad (27)$$

$$u(k, p) = - \frac{1}{2} \frac{m Q(p, k)}{k^2 - mZ} \sum_{i,j=1}^N C_{ij}^s(p) v^s(k, s_i) B_j^s(p)$$

$$Z = E - \frac{3}{4} \frac{p^2}{m}$$

Функции $B_e^{s,t}(p)$ удовлетворяют системе одномерных интегральных уравнений:

$$B_e^t(p) = - \sum_{i,j=1}^N \int_{k_F}^{\infty} k^2 dk [C_{ij}^t(k) K_{ei}^{tt}(k, p) B_j^t(k) + 3 C_{ij}^s(k) K_{ei}^{ts}(k, p) B_j^s(k)] \quad (28)$$

$$B_e^s(p) = - \sum_{i,j=1}^N \int_{k_F}^{\infty} k^2 dk [C_{ij}^s(k) K_{ei}^{ss}(k, p) B_j^s(k) + 3 C_{ij}^t(k) K_{ei}^{st}(k, p) B_j^t(k)],$$

где, например, $K_{ei}^{st}(k, p)$ дается выражением:

$$K_{ei}^{st}(k, p) = \int_{y_0}^1 dy \frac{v^s(s_i, \sqrt{k^2 - p^2/4 + kpy}) v^t(\sqrt{p^2 + k^2/4 + kpy}, s_i)}{k^2 + p^2 + kpy - mE} \quad (29)$$

Нижний предел интегрирования равен

$$y_0 = \begin{cases} -1 & \text{если } k > k_F, p \geq k + k_F \\ & k \geq 2k_F, p \leq k - k_F \\ -\frac{p^2 - k^2 - k_F^2}{2kp} & \text{если } k_F \leq k \leq 2k_F, k_F \leq p \leq k + k_F \\ & 2k_F < k, k - k_F < p < k + k_F \end{cases} \quad (30)$$

При численном решении система интегральных уравнений (28) заменялась системой 96 алгебраических уравнений на основе квадратурной формулы Гаусса. Энергия связанного состояния определялась из условия обращения в нуль определителя системы. Результаты представлены на рис. 3.

Интересно отметить, что тритон в ядерной материи является более "круглой" системой, чем в вакууме, в том смысле, что в функциях \mathcal{U} и \mathcal{V} отсутствует nd -асимптотика, что обусловлено действием принципа Паули, т.е. оператора Q в формулах (27). Начиная с некоторой плотности ядерной материи, связанное состояние трех нуклонов отсутствует, хотя при данной плотности дейтрон существует.

Наибольший физический интерес при изучении свойств ядерной материи представляет определение средней энергии, приходящейся на нуклон. Вычисление средней энергии произведено на основе двух моделей: модели независимых пар и в первом порядке теории Бракнера. Средняя энергия на нуклон определяется выражением:

$$E_{cp} = \frac{E}{A} = \frac{1}{A} \left[\sum_{k < k_F} \langle k | \frac{p^2}{2m} | k \rangle + \frac{1}{2} \sum_{k, q} [\langle kq | g | kq \rangle - \langle kq | g | qk \rangle] \right] = \quad (31)$$

$$= \frac{1}{A} \sum_{k < k_F} \left[\frac{k^2}{2m} + \frac{1}{2} \mathcal{U}(k) \right],$$

где

$$\mathcal{U}(k) \equiv \langle k | \mathcal{U}(k) \rangle = \sum_{q < k_F} [\langle kq | g | kq \rangle - \langle kq | g | qk \rangle], \quad (32)$$

g - матрица удовлетворяет уравнению Б-Г.

$$g(w) = V - V(Q/e)g(w). \quad (33)$$

Энергетический знаменатель определен следующим образом:

$$e | k'q' \rangle = \begin{cases} \left[\frac{k'^2}{2m} + \frac{q'^2}{2m} - w \right] | k'q' \rangle & \text{в модели независимых пар} \\ \left[\mathcal{E}(k') + \mathcal{E}(q') - w \right] | k'q' \rangle & \text{в теории Бракнера} \end{cases} \quad (34)$$

$$w = \begin{cases} \frac{k^2}{2m} + \frac{q^2}{2m} & \text{в модели независимых пар} \\ \mathcal{E}(k) + \mathcal{E}(q) & \text{в теории Бракнера} \end{cases}$$

$$\mathcal{E}(k) = \frac{k^2}{2m} + \mathcal{U}(k).$$

Решение задачи по модели независимых пар не представляет большого труда, в теории Бракнера приходится прибегать к процедуре самосогласования. Задача упрощается, если для одночастичного спектра энергий использовать приближение:

$$\mathcal{E}(k) = \begin{cases} \frac{k^2}{2m^*} + \mathcal{U}_0 & \text{при } k \leq k_F \\ \frac{k^2}{2m} & \text{при } k > k_F. \end{cases} \quad (35)$$

Если найти самосогласованные значения m^* и \mathcal{U}_0 , то энергия на нуклон равна

$$E_{cp} = \frac{\int_0^{k_F} k^2 dk \left[\frac{k^2}{2m} + \frac{1}{2} \mathcal{U}(k) \right]}{\int_0^{k_F} k^2 dk} = \frac{3}{10} \frac{k_F^2}{2m} \left(1 + \frac{m}{m^*} \right) + \frac{1}{2} \mathcal{U}_0. \quad (36)$$

При расчете по модели независимых пар имеем:

$$E_{cp} = \frac{3}{5} \frac{k_F^2}{2m} + \frac{6}{k_F^3} \sum_{T=0}^1 (2T+1) \sum_{S=0}^1 \sum_{m_S=-1}^1 \left\{ 4\pi \int_0^{k_F} dk k^2 \right. \\ \left. \left[\int_0^{2(k-k)} \mathcal{P}_0^2 d\mathcal{P}_0 + \int_0^{2(k_F-k)} \mathcal{P}_0^2 d\mathcal{P}_0 \frac{k_F^2 - k^2 - \frac{1}{4}\mathcal{P}_0^2}{k \mathcal{P}_0} \right] g^{s, m_S}(\mathcal{P}_0, k, k) \right\}. \quad (37)$$

Полный импульс \mathcal{P}_0 в матрице заменим средним значением $\tilde{\mathcal{P}}_0$, такая аппроксимация является достаточно хорошей [12], т.е. имеем:

$$g(\mathcal{P}_0, k, k) \approx g(\tilde{\mathcal{P}}_0, k, k), \quad (38)$$

где

$$\tilde{\mathcal{P}}_0^2 = \frac{12}{5} k_F^2 (1 - k/k_F) \left[1 + \frac{k^2/k_F^2}{3(2 + k/k_F)} \right]. \quad (39)$$

Тогда, проинтегрировав (37) по полному импульсу \mathcal{P}_0 , получим

$$E_{cp} = \frac{3}{5} \frac{k_F^2}{2m} + 8\pi \sum_{T=0}^1 (2T+1) \sum_{S=0}^1 \sum_{m_S=-1}^1 \int_0^{k_F} k^2 dk \\ \left(1 - \frac{3}{2} \frac{k}{k_F} + \frac{1}{2} \frac{k^3}{k_F^3} \right) g^{s, m_S}(\tilde{\mathcal{P}}_0, k, k). \quad (40)$$

Результаты представлены на рис. 4. Как и ожидалось, при малых плотностях оба метода дают одинаковые результаты, но при больших значениях импульса Ферми в модели Бракнера увеличивает-

ся влияние остальных нуклонов на взаимодействующую пару через среднее поле, что и приводит к различию в кривых.

Резюмируя, можно сказать, что рассмотрение двух и трех-частичных корреляций в ядерной материи значительно упрощается, если для потенциала в импульсном представлении использовать процедуру (17). В рамках этого подхода можно также ввести некоторое феноменологическое размытие поверхности Ферми, переопределить оператор проектирования Q . Ясно также, что рассмотрение уравнений (1) и (21) для конечных ядер также значительно упрощается.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H.A.Bethe, J.Goltstone, Proc. Roy. Soc. 238A, 551 (1957).
2. K.A.Brueckner, J.L.Gammel, Phys. Rev. 109, 1023 (1958).
3. H.A.Bethe, B.H.Brandow, and A.G.Petschek, Phys. Rev., 129, 225 (1963).
4. B.D.Day, Rev. Mod. Phys. 39, 719 (1967).
5. В.Б.Беляев, Е.Вжеционко. Препринт ОИЯИ Р4-4144 (1968).
6. В.Н.Ефимов, Препринт ОИЯИ Р- 2890 (1966).
7. J.S.Ball, D.Y.Wong, Phys. Rev. 168, 1362 (1968).
8. G.Darewych, A.E.S.Green, Phys. Rev. 104, 1324 (1957).
9. L.A.Malfliet, I.A.Tjon, Nucl. Phys. A127, 161 (1969).
10. L.C.Gomez, J.D.Walecka, and V.F.Weisskopf, Ann.Phys. 3, 241 (1958).
11. А.Г.Ситенко, В.Ф.Харченко. Препринт ИТФ-68-II.
12. P.C.Bhargava, P.W.Sprung, Ann. Phys. 42, 222 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 марта 1973 года.

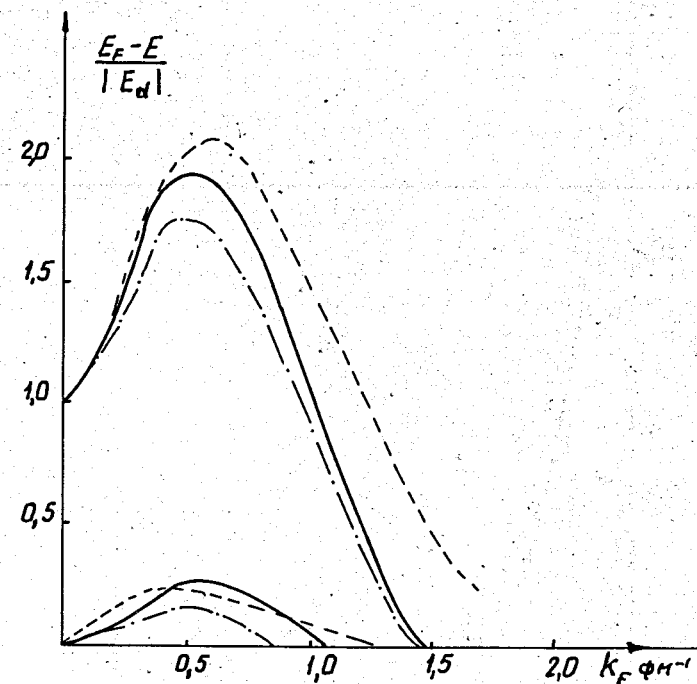


Рис. I. Отношение энергии связи дейтона в ядерной материи, отсчитываемой от поверхности Ферми, к энергии связи дейтона в вакууме в зависимости от импульса Ферми при $\Phi_p = 0$. Верхние и нижние кривые соответственно относятся к триплетному и синглетному спиновым состояниям. Сплошная линия - расчет с потенциалом Даревича-Грина^{/8/}. Штрих-пунктирная линия - расчет с потенциалом Малфли-Тьона^{/9/}. Пунктирная линия - расчет с потенциалом Ямагучи^{/11/}.

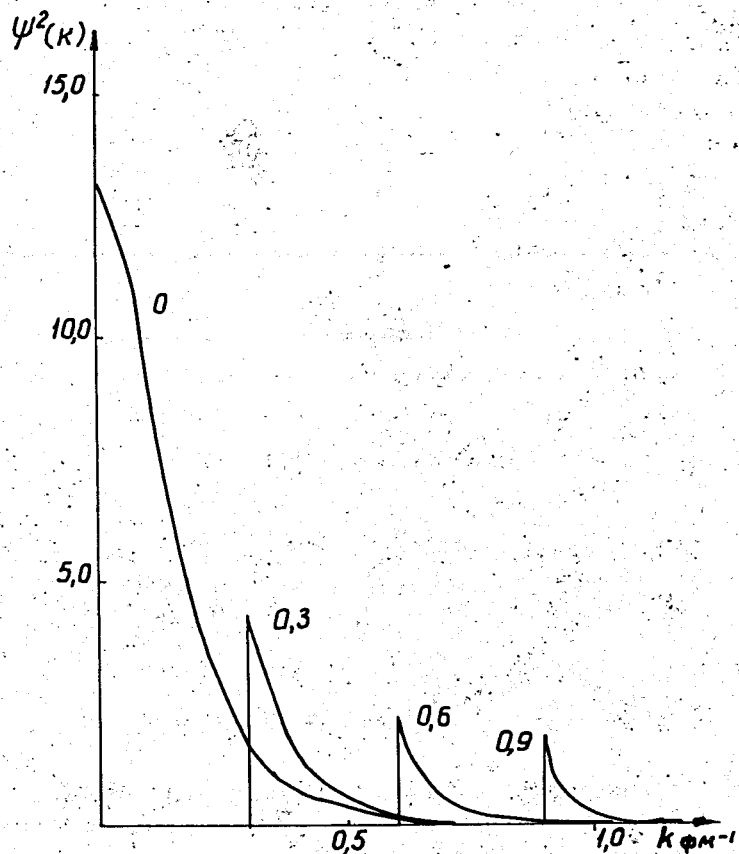


Рис.2. Импульсное распределение относительного движения нуклонов дейтона в ядерной материи при $\mathcal{D}_c = 0$ при различных значениях импульса Ферми. В данном масштабе кривые для исследуемых потенциалов /8,9,11/ совпадают.

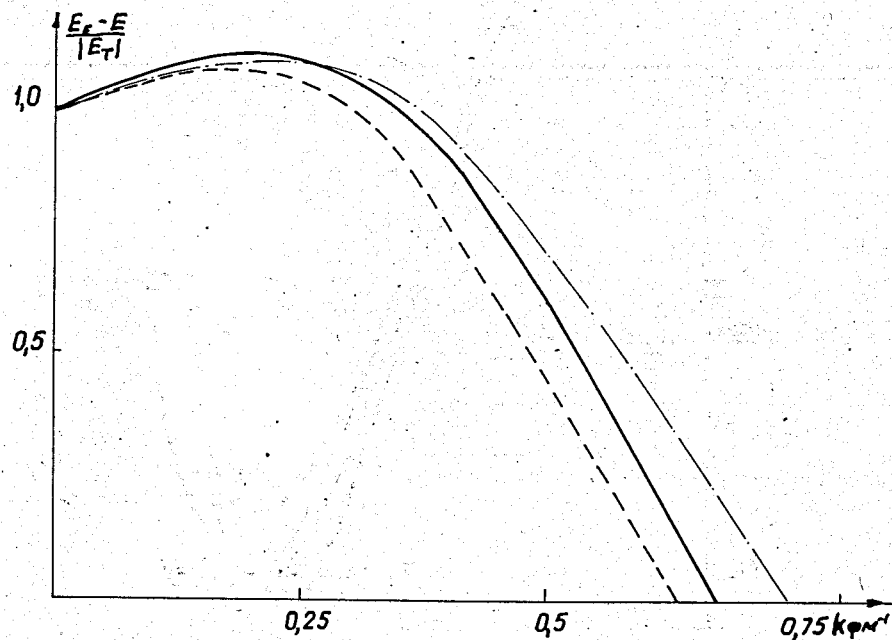


Рис.3. Отношение энергии связи тритона в ядерной материи, отсчитываемой от поверхности Ферми, к энергии связи тритона в вакууме в зависимости от импульса Ферми, при $\mathcal{D}_c = 0$.

Сплошная линия - расчет с потенциалом Даревича-Грина /8/.
 Пунктирная линия - расчет с потенциалом Малфли-Тьона /9/.
 Штрих-пунктирная линия - расчет с потенциалом Ямагучи /11/.

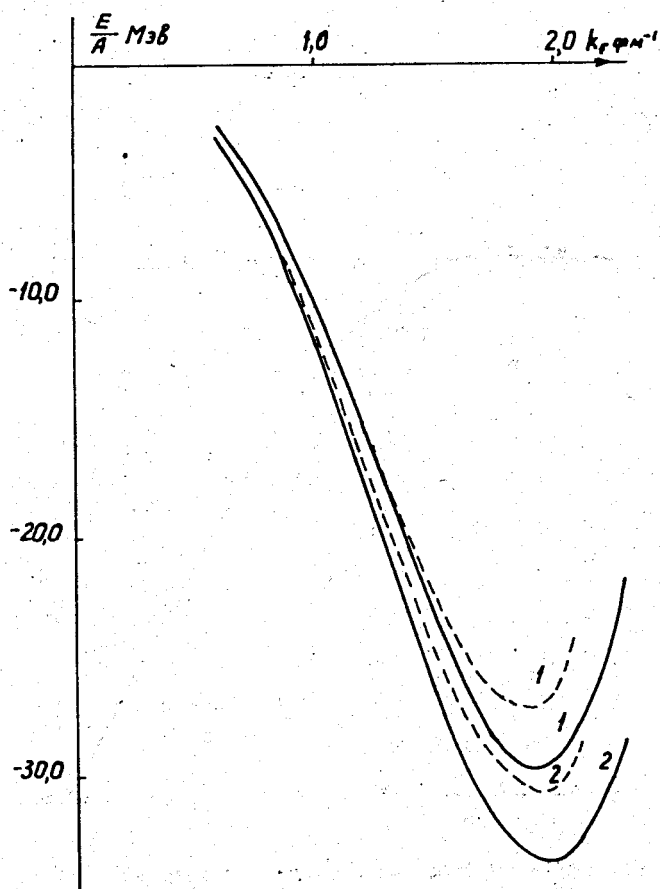


Рис. 4. Средняя энергия на нуклон в ядерной материи в зависимости от импульса Ферми k_F , вычисленная в первом порядке теории Бракнера (сплошные линии) и по модели независимых пар (пунктирные линии), 1 - расчет с потенциалом Даревича-Грина /8/, 2 - расчет с потенциалом Малфли-Тьона /9/.