УДК 539.171

А.И. Серый

О СИСТЕМЕ САМОСОГЛАСОВАННЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ АМПЛИТУД НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ

Рассмотрен вопрос о влиянии окружающих нуклонов на 2-частичную амплитуду рассеяния нуклона на нуклоне в рамках ядернооптического подхода. Получена самосогласованная система уравнений для эффективных амплитуд с учетом фазового сдвига нуклонных волн, который обусловлен присутствием нуклонной среды и поправкой к показателю преломления и имеет место на расстоянии порядка эффективного радиуса взаимодействия пары нуклонов в соответствующем спин-изоспиновом s-состоянии.

Введение

Объект исследования в данной работе – электронно-нуклонная среда. Подходы к учету энергии ядерного межнуклонного взаимодействия и энергии кулоновского взаимодействия электронов и протонов в электронно-нуклонной среде различаются (в т.ч. с т.зр. диаграммной техники [1, с. 189, 190, 203; 2, с. 114–152]) не только в силу существенных различий между 2 взаимодействиями, но и в силу того, что кулоновская энергия Хартри протонов и электронов сокращается [1, с. 189].

Предмет исследования в данной работе – потенциальная энергия ядерного межнуклонного взаимодействия в электронно-нуклонной среде. Необходимость повышения точности учета этой энергии возникает: а) с приближением плотности среды к плотности ядерного насыщения; б) с понижением температуры. Наиболее простой учет заключается в использовании длины нуклон-нуклонного рассеяния в качестве амплитуды рассеяния [3, с. 35; 4, с. 22] либо в замене межнуклонного расстояния r в потенциале взаимодействия $U(r)$ на среднее расстояние между нуклонами, $\bar{r} \approx n^{-1/3}$. Существуют и более точные способы учета, среди которых можно отметить, например, такие: 1) использование теории возмущений по длине рассеяния [3, с. 36–42]; 2) учет многочастичных корреляций и столкновений [2, с. 145; 4, с. 113]; 3) решение интегральных уравнений Липмана–Швингера или Фаддеева–Якубовского [5, с. 597] для амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния; 4) переход от взаимодействующих частиц к невзаимодействующим квазичастицам с помощью канонических преобразований Боголюбова [1, с. 11; 6, с. 156]; 5) учет зависимости амплитуды рассеяния от относительного импульса сталкивающихся нуклонов в теории эффективного радиуса [4, с. 19]; 6) решение 2-частичного уравнения Бете–Голдстоуна [4, с. 97] вместо 2-частичного уравнения Шредингера; 7) нахождение 1-частичного потенциала [4, с. 110] и переход от обычной массы нуклона к эффективной массе (как и в теории твердого тела [7, с. 645]), причем в случае нуклонной среды эффективная масса зависит от плотности нуклонной среды и параметров взаимодействия [3, с. 42; 4, с. 111; 8, с. 8, 14]; 8) учет зависимости амплитуды рассеяния от плотности нуклонной среды [8, с. 13, 14]; 9) переход к динамической теории ядерной материи [2, с. 99–123]. В эффективных взаимодействиях Скирма используются одновременно пункты 5), 7) и 8). У каждого из перечисленных методов свои границы применимости с т.зр. как математической сложности, так и с т.зр. согласования результатов с физической реальностью.

В данной работе рассматривается вопрос о модификации пунктов 5) и 8), в результате чего амплитуда нуклон-нуклонного рассеяния будет зависеть также от спиновой поляризации нуклонной среды. Пункты 5) и 8), как и в случае эффективных взаимодействий Скирма, следует рассматривать в неразрывной связи друг с другом. При этом следует отметить, что эффективные потенциалы Скирма, в силу их многовариантности и многопараметричности, имеют опосредованное согласие с экспериментом. Между тем, зависимость амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния от плотности нуклонной среды и степени ее поляризации (помимо зависимости от относительного импульса 2 нуклонов) можно получить и через поправку к фазе рассеяния, опираясь на выражение для показателя преломления нейтронной волны в поляризованной по спину нуклонной среде [9, с. 52]. Этот подход можно считать более надежным с т.зр. непосредственности экспериментального обоснования.

Амплитуды рассеяния в разложеии эффективного радиуса

Рассмотрим 2-частичную амплитуду рассеяния медленного нуклона на медленном нуклоне в разложении эффективного радиуса в отсутствие нуклонной среды. В частности, если оба нуклона являются нейтронами, то, в силу принципа Паули, рассеяние происходит лишь в синглетном состоянии, а амплитуда триплетного рассеяния равна нулю. При столкновении нейтронов с противоположными проекциями спина амплитуда рассеяния с учетом параметра формы P_{nn} без нуклонной среды имеет вид (a_n – длина рассеяния, r_{0n} – эффективный радиус, $\hbar\left(\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right)$ – импульс относительного движения, стрелки соответствуют проекциям спинов) [2, с. 20]:

$$f_{nn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{n\uparrow}\right)=f_{nn}^{\uparrow\downarrow}\left(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{n\downarrow}\right)=\frac{f_{nn}^{t}+f_{nn}^{s}}{2}=\frac{f_{nn}^{s}}{2}=$$

$$=\frac{1}{2}\left(-\frac{1}{a_n}+\frac{1}{2}r_{0n}\left(\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right)^2-P_{nn}\left(\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right)^4 r_{0n}^3-i\left|\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right|\right)^{-1}, \qquad (1)$$

$$\delta_{nn}\left(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{n\downarrow}\right)=arcctg\left(-\frac{1}{a_n\left|\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right|}+\frac{1}{2}r_{0n}\left|\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right|-P_{nn}\left|\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right|^3 r_{0n}^3\right). \qquad (2)$$

Т.о., видно, что в (1), (2) имеется зависимость от θ – угла между $\vec{k}_{n\uparrow}$ и $\vec{k}_{n\downarrow}$. При переходе к 1-частичной амплитуде рассеяния совершается усреднение (1), (2) по $\vec{k}_{n\downarrow}$ либо $\vec{k}_{n\uparrow}$ (т.е. по импульсам нуклона, индексы которого в амплитуде записаны во 2-ю очередь) с учетом распределения Ферми–Дирака. При температурах $T\neq 0$ и $T=0$ получаем, например, для $f_{nn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{n\uparrow}\right)$:

$$\bar{f}_{nn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},T\right)=\frac{1}{(2\pi)^2}\int_0^{\pi}sin\,\theta d\theta\int_0^{+\infty}\frac{f_{nn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{n\uparrow}\right)\vec{k}_{n\uparrow}^2 d\left|\vec{k}_{n\uparrow}\right|}{exp\left\{\frac{\varepsilon\left(\vec{k}_{n\uparrow}\right)-\mu_n}{kT}\right\}+1}, \qquad (3)$$

$$\bar{f}_{nn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow}\right)=\frac{1}{(2\pi)^2}\int_0^{\pi}sin\,\theta d\theta\int_0^{k_0}f_{nn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{n\uparrow}\right)\vec{k}_{n\uparrow}^2 d\left|\vec{k}_{n\uparrow}\right|. \qquad (4)$$

При этом $\hbar k_0\equiv\hbar k_{n\uparrow}^F$ – импульс Ферми. Зависимость $\varepsilon\left(\vec{k}_{n\uparrow}\right)$, а также связи между химическим потенциалом нейтронов μ_n и их концентрацией n_n, k_0 и n_n имеют, очевидно, более сложный характер по сравнению со случаем свободных нейтронов, т.к.

должны иметь место и зависимости $\varepsilon(\vec{k}_{n\uparrow})$, μ, k_0 от спиновой поляризации нейтронов, а также от амплитуд взаимодействия нейтронов с нейтронами и протонами. В результате амплитуды $\bar{f}_{nn}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{n\downarrow})$ и $\bar{f}_{nn}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{n\uparrow})$ уже, вообще говоря, не будут равны между собой. Тогда должна исчезнуть инвариантность не только относительно перестановок спинов, но и перестановок нуклонов (изоспиновых координат). В итоге получается интегральная система уравнений для 12 амплитуд: $\bar{f}_{nn}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{n\downarrow})$, $\bar{f}_{nn}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{n\uparrow})$, $\bar{f}_{pp}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{p\downarrow})$, $\bar{f}_{pp}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{p\uparrow})$, $\bar{f}_{np}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{n\downarrow})$, $\bar{f}_{np}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{n\uparrow})$, $\bar{f}_{pn}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{p\downarrow})$, $\bar{f}_{pn}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{p\uparrow})$, $\bar{f}_{np}^{\uparrow\uparrow}(\vec{k}_{n\uparrow})$, $\bar{f}_{pn}^{\uparrow\uparrow}(\vec{k}_{p\uparrow})$, $\bar{f}_{np}^{\downarrow\downarrow}(\vec{k}_{n\downarrow})$, $\bar{f}_{pn}^{\downarrow\downarrow}(\vec{k}_{p\downarrow})$ (либо тех же амплитуд вида (3)).

Дополнительный фазовый сдвиг в ядернооптическом подходе

Влияние окружающей нуклонной среды можно учесть и в 2-частичной амплитуде нуклон-нуклонного рассеяния с использованием ядернооптического метода. Присутствие других нуклонов (число которых может быть очень большим) можно представить в виде поправки к показателю преломления нуклонной волны в среде [9, с. 50] для различных двухнуклонных спин-изоспиновых состояний:

$$\Delta n_{nn}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{n\uparrow})=\frac{2\pi\left(n_{n\uparrow}\bar{f}_{nn}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{n\downarrow})+n_{p\uparrow}\bar{f}_{np}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{n\downarrow})+n_{p\downarrow}\bar{f}_{np}^{\downarrow\downarrow}(\vec{k}_{n\downarrow})\right)}{\left(\vec{k}_{n\downarrow}-\vec{k}_{n\uparrow}\right)^2}, \quad (5)$$

$$\Delta n_{nn}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{n\downarrow})=\frac{2\pi\left(n_{n\downarrow}\bar{f}_{nn}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{n\uparrow})+n_{p\downarrow}\bar{f}_{np}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{n\uparrow})+n_{p\uparrow}\bar{f}_{np}^{\uparrow\uparrow}(\vec{k}_{n\uparrow})\right)}{\left(\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right)^2}, \quad (6)$$

$$\Delta n_{pp}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{p\downarrow},\vec{k}_{p\uparrow})=\frac{2\pi\left(n_{p\uparrow}\bar{f}_{pp}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{p\downarrow})+n_{n\uparrow}\bar{f}_{pn}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{p\downarrow})+n_{n\downarrow}\bar{f}_{pn}^{\downarrow\downarrow}(\vec{k}_{p\downarrow})\right)}{\left(\vec{k}_{p\downarrow}-\vec{k}_{p\uparrow}\right)^2}, \quad (7)$$

$$\Delta n_{pp}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{p\uparrow},\vec{k}_{p\downarrow})=\frac{2\pi\left(n_{p\downarrow}\bar{f}_{pp}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{p\uparrow})+n_{n\downarrow}\bar{f}_{pn}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{p\uparrow})+n_{n\uparrow}\bar{f}_{pn}^{\uparrow\uparrow}(\vec{k}_{p\uparrow})\right)}{\left(\vec{k}_{p\uparrow}-\vec{k}_{p\downarrow}\right)^2}, \quad (8)$$

$$\Delta n_{np}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{p\uparrow})=\frac{2\pi\left(n_{n\uparrow}\bar{f}_{nn}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{n\downarrow})+n_{p\uparrow}\bar{f}_{np}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{n\downarrow})+n_{p\downarrow}\bar{f}_{np}^{\downarrow\downarrow}(\vec{k}_{n\downarrow})\right)}{\left(\vec{k}_{n\downarrow}-\vec{k}_{p\uparrow}\right)^2}, \quad (9)$$

$$\Delta n_{np}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{p\downarrow})=\frac{2\pi\left(n_{n\downarrow}\bar{f}_{nn}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{n\uparrow})+n_{p\downarrow}\bar{f}_{np}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{n\uparrow})+n_{p\uparrow}\bar{f}_{np}^{\uparrow\uparrow}(\vec{k}_{n\uparrow})\right)}{\left(\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{p\downarrow}\right)^2}, \quad (10)$$

$$\Delta n_{pn}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{p\downarrow},\vec{k}_{n\uparrow})=\frac{2\pi\left(n_{n\uparrow}\bar{f}_{pn}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{p\downarrow})+n_{p\uparrow}\bar{f}_{pp}^{\downarrow\uparrow}(\vec{k}_{p\downarrow})+n_{n\downarrow}\bar{f}_{pn}^{\downarrow\downarrow}(\vec{k}_{p\downarrow})\right)}{\left(\vec{k}_{p\downarrow}-\vec{k}_{n\uparrow}\right)^2}, \quad (11)$$

$$\Delta n_{pn}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{p\uparrow},\vec{k}_{n\downarrow})=\frac{2\pi\left(n_{n\downarrow}\bar{f}_{pn}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{p\uparrow})+n_{p\downarrow}\bar{f}_{pp}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{p\uparrow})+n_{n\uparrow}\bar{f}_{pn}^{\uparrow\uparrow}(\vec{k}_{p\uparrow})\right)}{\left(\vec{k}_{p\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right)^2}, \quad (12)$$

$$\Delta n_{np}^{\uparrow\uparrow}(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{p\uparrow})=\frac{2\pi\left(n_{p\uparrow}\bar{f}_{np}^{\uparrow\uparrow}(\vec{k}_{n\uparrow})+n_{p\downarrow}\bar{f}_{np}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{n\uparrow})+n_{n\downarrow}\bar{f}_{nn}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}_{n\uparrow})\right)}{\left(\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{p\uparrow}\right)^2}, \quad (13)$$

$$\Delta n_{np}^{\downarrow\downarrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{p\downarrow}\right)=\frac{2\pi\left(n_{p\downarrow}\bar{f}_{np}^{\downarrow\downarrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow}\right)+n_{n\uparrow}\bar{f}_{nn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow}\right)+n_{p\uparrow}\bar{f}_{np}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow}\right)\right)}{\left(\vec{k}_{n\downarrow}-\vec{k}_{p\downarrow}\right)^2}, \tag{14}$$

$$\Delta n_{pn}^{\uparrow\uparrow}\left(\vec{k}_{p\uparrow},\vec{k}_{n\uparrow}\right)=\frac{2\pi\left(n_{n\uparrow}\bar{f}_{pn}^{\uparrow\uparrow}\left(\vec{k}_{p\uparrow}\right)+n_{p\downarrow}\bar{f}_{pp}^{\uparrow\downarrow}\left(\vec{k}_{p\uparrow}\right)+n_{n\downarrow}\bar{f}_{pn}^{\uparrow\downarrow}\left(\vec{k}_{p\uparrow}\right)\right)}{\left(\vec{k}_{p\uparrow}-\vec{k}_{n\uparrow}\right)^2}, \tag{15}$$

$$\Delta n_{pn}^{\downarrow\downarrow}\left(\vec{k}_{p\downarrow},\vec{k}_{n\downarrow}\right)=\frac{2\pi\left(n_{n\downarrow}\bar{f}_{pn}^{\downarrow\downarrow}\left(\vec{k}_{p\downarrow}\right)+n_{p\uparrow}\bar{f}_{pp}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{p\downarrow}\right)+n_{n\uparrow}\bar{f}_{pn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{p\downarrow}\right)\right)}{\left(\vec{k}_{p\downarrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right)^2}. \tag{16}$$

В отличие от формулы (4), где усреднение по импульсам производится относительно лабораторной системы, в (5)–(16) усреднение по импульсам остальных нуклонов производится в системе центра масс 2 основных нуклонов. Формулы (5)–(16) применимы, если поправки к показателям преломления намного меньше единицы. При наличии спиновой поляризации поправки (5) и (6), (7) и (8), (9)–(12), (13)–(16) не равны друг другу, т.к. $n_{p\uparrow}\neq n_{p\downarrow}$, $n_{n\uparrow}\neq n_{n\downarrow}$. В случае 2-частичных амплитуд можно взять средние арифметические, соответственно, от (5) и (6), (7) и (8), (9) и (12), (10) и (11), (13) и (15), (14) и (16). При прохождении нуклонами некоторого расстояния учет (5)–(16) должен привести к дополнительному фазовому сдвигу по отношению к (2). Это расстояние можно связать либо с комптоновской длины волны пиона, либо с эффективным радиусом взаимодействия в соответствующем спиново-изоспиновом состоянии (учитывая, что все эти величины одного порядка). При выборе 2-го варианта в случае 2 нейтронов получаем:

$$\Delta\delta_{nn}^{\downarrow\uparrow}=\Delta\delta_{nn}^{\uparrow\downarrow}=\left|\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right|\cdot r_{0n}\cdot\frac{\Delta n_{nn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{n\uparrow}\right)+\Delta n_{nn}^{\uparrow\downarrow}\left(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{n\downarrow}\right)}{2}=\frac{\pi r_{0n}}{\left|\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right|}\times$$
$$\times\left(n_{n\uparrow}\bar{f}_{nn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow}\right)+n_{p\uparrow}\bar{f}_{np}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow}\right)+n_{p\downarrow}\bar{f}_{np}^{\downarrow\downarrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow}\right)+n_{n\downarrow}\bar{f}_{nn}^{\uparrow\downarrow}\left(\vec{k}_{n\uparrow}\right)+n_{p\downarrow}\bar{f}_{np}^{\uparrow\downarrow}\left(\vec{k}_{n\uparrow}\right)+n_{p\uparrow}\bar{f}_{np}^{\uparrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\uparrow}\right)\right). \tag{17}$$

Для других случаев поправки распишутся аналогично:

$$\Delta\delta_{pp}^{\downarrow\uparrow}=\Delta\delta_{pp}^{\uparrow\downarrow}=\left|\vec{k}_{p\uparrow}-\vec{k}_{p\downarrow}\right|\cdot r_{0p}\cdot\frac{\Delta n_{pp}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{p\downarrow},\vec{k}_{p\uparrow}\right)+\Delta n_{pp}^{\uparrow\downarrow}\left(\vec{k}_{p\uparrow},\vec{k}_{p\downarrow}\right)}{2}, \tag{18}$$

$$\Delta\delta_{np}^{\downarrow\uparrow(t)}=\Delta\delta_{pn}^{\uparrow\downarrow(t)}=\left|\vec{k}_{p\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right|\cdot r_{0t}\cdot\frac{\Delta n_{np}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{p\uparrow}\right)+\Delta n_{pn}^{\uparrow\downarrow}\left(\vec{k}_{p\uparrow},\vec{k}_{n\downarrow}\right)}{2}, \tag{19}$$

$$\Delta\delta_{np}^{\downarrow\uparrow(s)}=\Delta\delta_{pn}^{\uparrow\downarrow(s)}=\left|\vec{k}_{p\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right|\cdot r_{0s}\cdot\frac{\Delta n_{np}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{p\uparrow}\right)+\Delta n_{pn}^{\uparrow\downarrow}\left(\vec{k}_{p\uparrow},\vec{k}_{n\downarrow}\right)}{2}, \tag{20}$$

$$\Delta\delta_{pn}^{\downarrow\uparrow(t)}=\Delta\delta_{np}^{\uparrow\downarrow(t)}=\left|\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{p\downarrow}\right|\cdot r_{0t}\cdot\frac{\Delta n_{pn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{p\downarrow},\vec{k}_{n\uparrow}\right)+\Delta n_{np}^{\uparrow\downarrow}\left(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{p\downarrow}\right)}{2}, \tag{21}$$

$$\Delta\delta_{pn}^{\downarrow\uparrow(s)}=\Delta\delta_{np}^{\uparrow\downarrow(s)}=\left|\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{p\downarrow}\right|\cdot r_{0s}\cdot\frac{\Delta n_{pn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{p\downarrow},\vec{k}_{n\uparrow}\right)+\Delta n_{np}^{\uparrow\downarrow}\left(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{p\downarrow}\right)}{2}, \tag{22}$$

$$\Delta\delta_{np}^{\uparrow\uparrow}=\Delta\delta_{pn}^{\uparrow\uparrow}=\left|\vec{k}_{p\uparrow}-\vec{k}_{n\uparrow}\right|\cdot r_{0t}\cdot\frac{\Delta n_{np}^{\uparrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{p\uparrow}\right)+\Delta n_{pn}^{\uparrow\uparrow}\left(\vec{k}_{p\uparrow},\vec{k}_{n\uparrow}\right)}{2}, \tag{23}$$

$$\Delta\delta_{np}^{\downarrow\downarrow}=\Delta\delta_{pn}^{\downarrow\downarrow}=\left|\vec{k}_{p\downarrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right|\cdot r_{0t}\cdot\frac{\Delta n_{np}^{\downarrow\downarrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{p\downarrow}\right)+\Delta n_{pn}^{\downarrow\downarrow}\left(\vec{k}_{p\downarrow},\vec{k}_{n\downarrow}\right)}{2}. \tag{24}$$

Тогда уравнение для амплитуды (1) примет вид:

$$f_{nn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{n\uparrow}\right)=\frac{1}{2}\left|\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right|\left(ctg\left(\delta_{nn}\left(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{n\downarrow}\right)+\Delta\delta_{nn}^{\downarrow\uparrow}\right)-i\right)^{-1}. \tag{25}$$

С учетом (17) получаем, что (25), в отличие от (1), устанавливает взаимосвязь между различными 2-частичными амплитудами рассеяния. Запишем уравнения для амплитуд рассеяния нуклонов в других спин-изоспиновых состояниях:

$$f_{pp}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{p\downarrow},\vec{k}_{p\uparrow}\right)=\frac{1}{2}\left|\vec{k}_{p\uparrow}-\vec{k}_{p\downarrow}\right|\left(ctg\left(\delta_{pp}\left(\vec{k}_{p\uparrow},\vec{k}_{p\downarrow}\right)+\Delta\delta_{pp}^{\downarrow\uparrow}\right)-i\right)^{-1}, \tag{26}$$

$$f_{np}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{p\uparrow}\right)=\frac{1}{2}\left|\vec{k}_{p\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right|\left(ctg\left(\delta_{pn}\left(\vec{k}_{p\uparrow},\vec{k}_{n\downarrow}\right)+\Delta\delta_{np}^{\downarrow\uparrow(t)}\right)-i\right)^{-1}+$$
$$+\frac{1}{2}\left|\vec{k}_{p\uparrow}-\vec{k}_{n\downarrow}\right|\left(ctg\left(\delta_{pn}\left(\vec{k}_{p\uparrow},\vec{k}_{n\downarrow}\right)+\Delta\delta_{np}^{\downarrow\uparrow(s)}\right)-i\right)^{-1}, \tag{27}$$

$$f_{pn}^{\downarrow\uparrow}\left(\vec{k}_{p\downarrow},\vec{k}_{n\uparrow}\right)=\frac{1}{2}\left|\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{p\downarrow}\right|\left(ctg\left(\delta_{pn}\left(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{p\downarrow}\right)+\Delta\delta_{pn}^{\downarrow\uparrow(t)}\right)-i\right)^{-1}+$$
$$+\frac{1}{2}\left|\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{p\downarrow}\right|\left(ctg\left(\delta_{pn}\left(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{p\downarrow}\right)+\Delta\delta_{pn}^{\downarrow\uparrow(s)}\right)-i\right)^{-1}, \tag{28}$$

$$f_{np}^{\uparrow\uparrow}\left(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{p\uparrow}\right)=\frac{1}{2}\left|\vec{k}_{n\uparrow}-\vec{k}_{p\uparrow}\right|\left(ctg\left(\delta_{np}\left(\vec{k}_{n\uparrow},\vec{k}_{p\uparrow}\right)+\Delta\delta_{np}^{\uparrow\uparrow}\right)-i\right)^{-1}, \tag{29}$$

$$f_{np}^{\downarrow\downarrow}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{p\downarrow}\right)=\frac{1}{2}\left|\vec{k}_{n\downarrow}-\vec{k}_{p\downarrow}\right|\left(ctg\left(\delta_{np}\left(\vec{k}_{n\downarrow},\vec{k}_{p\downarrow}\right)+\Delta\delta_{np}^{\downarrow\downarrow}\right)-i\right)^{-1}. \tag{30}$$

Уравнения (25) – (30) (с учетом (18)–(24), (5)–(16) и (3), (4)) образуют самосогласованную систему.

Заключение. Основные результаты

Рассмотрен вопрос о влиянии окружающих нуклонов на 2-частичную амплитуду рассеяния нуклона на нуклоне в рамках ядернооптического подхода. Получена самосогласованная система уравнений для эффективных амплитуд с учетом фазового сдвига нуклонной волны, обусловленного наличием нуклонной среды и поправки к показателю преломления, на расстоянии порядка эффективного радиуса взаимодействия пары нуклонов в соответствующем спин-изоспиновом s-состоянии.

Часть идей, лежащих в основе данной работы, принадлежит В.Г. Барышевскому и В.В. Тихомирову.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Левитов, Л.С. Функции Грина. Задачи и решения / Л.С. Левитов, А.В. Шитов // М. : Физматлит, 2003. – 392 с.

2. Eisenberg, J.M. Nuclear Theory : in 3 vol. / Microscopic Theory of the Nucleus / J.M. Eisenberg, W. Greiner. – Amsterdam, London : North-Holland Publishing Company, 1972. – Vol. 3 – 519 p.

3. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика : учеб. пособ. для вузов : в 10 т. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц / Статистическая физика : в 2 ч. Ч. 2. Теория конденсированного состояния / Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. – 3-е изд., стереот. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. – Т. IX – 496 с.

4. Ситенко, А.Г. Лекции по теории ядра / А.Г. Ситенко, В.К. Тартаковский // М. : Атомиздат, 1972. – 351 с.

5. Физическая энциклопедия: в 5 т. / Гл. ред. А.М. Прохоров; ред. кол. : Д.М. Алексеев [и др.]. – М. : Сов. энциклопедия, 1990. – Т. II. Добротность – Магнитооптика. – 703 с.

6. Соловьев, В.Г. Теория атомного ядра: Квазичастицы и фононы / В.Г. Соловьев. – М. : Энергоатомиздат, 1989. – 304 с.

7. Физическая энциклопедия : в 5 т. / Гл. ред. А.М. Прохоров; ред. кол. : Д.М. Алексеев [и др.]. – М. : Больш. Рос. энциклопедия, 1998. – Т. 5: Стробоскопические приборы – Яркость. – 691 с.

8. Ахиезер, А.И. К теории сверхтекучести ядерной материи на основе Ферми-жидкостного подхода / А.И. Ахиезер [и др.] // ЖЭТФ – 1997. – Т. 112, вып. 1(7). – С. 3–24.

9. Барышевский, В.Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В.Г. Барышевский. – М. : Энергоатомиздат, 1995. – 320 с.

A.I. Sery **On System of Self-Consistent Equations for Nucleon-Nucleon Scattering Amplitudes**

The question about the influence of surrounding nucleons on 2-particle nucleon-nucleon scattering amplitude in the framework of nuclear optics approach is considered. A self-consistent system of equations is obtained for effective amplitudes considering the phase shift of nucleon waves, which is caused by the presence of nucleon medium and by the correction to the index of refraction and take place at the distance of the order of effective radius of interaction of the couple of nuleons at corresponding spin-isospin s -state.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 24.10.2014