

Моделирование упругого рассеяния ${}^8\text{He}+p$ с использованием микроскопического оптического потенциала

Е.В. Земляная¹, К.В. Лукьянов¹, В.К. Лукьянов², Д.Н. Кадрев³, А.Н. Антонов³,
М.К. Гайдаров³

¹e-mail: elena@jinr.ru, Лаборатория информационных технологий, ОИЯИ, Дубна; ² Лаборатория теоретической физики, ОИЯИ, Дубна; ³Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София, Болгария

Модель оптического потенциала

По сравнению со стабильным ядром ${}^4\text{He}$ экзотические ядра ${}^6,8\text{He}$ характеризуются избытком соответственно двух и четырех нейтронов, которые, как считается, формируют “гало” на их далекой периферии. В работах [1, 2] было изучено, как влияет выбор различных функций распределения плотности ядра ${}^6\text{He}$ на расчет как самого оптического потенциала (ОП), так и вследствие этого на дифференциальные сечения рассеяния ${}^6\text{He}+p$. В работах в [3],[4] исследован механизм рассеяния ${}^8\text{He}+p$ и проявления в нем особенностей структуры экзотического ядра ${}^8\text{He}$ с большим избытком нейтронов. Сравнения сделаны с имеющимися экспериментальными данными при энергиях 15,7 [5], 26 [6], 32, 66 [7, 8] and 73 МэВ/нуклон [7, 8, 9]. Привычная схема обработки такого рода данных – это использование феноменологических многопараметрических ОП. Также в ряде работ используются полумикроскопические подходы, в которых рассчитывается только вещественная часть ОП, а мнимая задается феноменологически (см., например, [10, 11, 12]). В нашей модели вычисляются обе части ОП, то есть модель изначально не содержит свободных параметров. Для расчета вещественной части ОП используется стандартная схема модели свертки [13, 14, 15], где прямая и обменная части имеют вид

$$V^F(r) = V^D(r) + V^{EX}(r) = \int d^3r_2 \left[\rho(r_2) v_D(\rho, E, s) + \rho(|\mathbf{r} - \mathbf{s}/2|) \hat{j}_1(k_F(|\mathbf{r} - \mathbf{s}/2|)) j_0(k(r_2)s) v_{EX}(\rho, E, s) \right],$$

$$\mathbf{s} = \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}. \quad (1)$$

Здесь ρ – плотность ядра ${}^8\text{He}$, $k(r_2)$ – локальный ферми-импульс ядерного нуклона, $k(r)$ – локальный импульс относительного движения в системе ${}^8\text{He}+p$, j_0 – сферическая функция Бесселя. Выражение для функции \hat{j}_1 , вид эффективных нуклон-нуклонных потенциалов v_D и v_{EX} в прямой и обменной части интеграла свертки, их зависимость от энергии относительного движения и плотности ядра, а также необходимые пояснения и значения параметров расчетов можно найти в [14, 16].

Что касается мнимой части ОП, то она имеет другую природу, нежели его вещественная часть. Ниже мы берем ее из выражения для ОП, полученного в работах [17, 18] с помощью преобразования амплитуды высокоэнергетического приближения теории многократного рассеяния частиц Глаубера – Ситенко [19, 20]:

$$U^H = V^H + iW^H = -\frac{\hbar v}{(2\pi)^2} (\bar{\alpha}_{NN} + i) \bar{\sigma}_{NN} \int_0^\infty dq q^2 j_0(qr) \rho(q) f_{NN}(q). \quad (2)$$

Сюда входит формфактор плотности ядра $\rho(q)$ и амплитуда NN-рассеяния. В последней выделена часть $f(q)$, зависящая от импульса, и фактор, включающий полное сечение NN-рассеяния, а также отношение реальной к мнимой части амплитуды рассеяния вперед. Они зависят от энергии столкновения, и эту параметризацию мы брали из [21, 22]. Кроме того, поскольку NN-рассеяние происходит в ядерной среде, то эти величины $\bar{\sigma}_{NN}$ и $\bar{\alpha}_{NN}$ усреднены по изоспину ядра. Вместе с этим учитывается их зависимость от плотности ядра, и необходимые для этого корректирующие факторы приведены в [23].

Спин-орбитальную часть взаимодействия мы задаем в виде

$$U_{so}(r) = 2\lambda_\pi^2 \left[V_R \frac{1}{r} \frac{df(r_R)}{dr} + iW_I \frac{1}{r} \frac{df(r_I)}{dr} \right] (\mathbf{1} \cdot \mathbf{s}), \quad (3)$$

где $\lambda_\pi^2 = 2$ фм². $V_R f(r, R_R, a_R)$ и $W_I f(r, R_I, a_I)$ соответственно вещественная и мнимая части потенциала Вудса–Саксона с параметрами глубины V_R, W_I , радиуса $R_{R,I}$ и диффузности $a_{R,I}$. Эти параметры находят из подгонки сечений, рассчитанных на основе суммарного ОП, к экспериментальным данным.

Ниже на этой основе исследуются возможности представленного микроскопического ОП для объяснения имеющихся данных о дифференциальных сечениях упругого рассеяния ${}^8\text{He}+p$ в области сравнительно низких энергий до 100 МэВ/нуклон.

Результаты расчетов

Микроскопический оптический потенциал не содержит свободных параметров, но зависит от вводимых в расчет функций распределения плотности ядра ${}^8\text{He}$, что позволяет тестировать современные модели его структуры. Для этого ядра использовалась полуэмпирическая модель Танихаты [24], кластерно-орбитальная оболочечная модель COSMA (cluster-orbital shell model) [25] и модель LSSM (large-scale shell model), в которой учтен вклад большого числа оболочек [26]. На рис. 1 в логарифмическом и обычном масштабах показаны формы протонных, нейтронных и ядерных плотностей, полученные в рамках этих моделей. Среди них только модель LSSM имеет реалистичное экспоненциальное поведение на асимптотике, в то время как остальные имеют гауссову асимптотику.

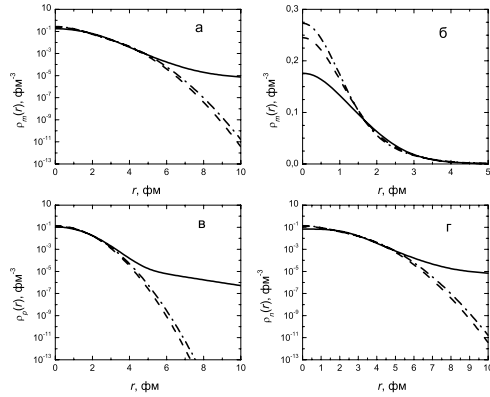


Рис. 1: Ядерные ((а) и (б)), протонные (в) и нейтронные (г) плотности ядра ${}^8\text{He}$, рассчитанные в рамках моделей LSSM [26] (сплошные кривые), Taniguchi et al. [24] (штриховые кривые), COSMA [25] (штрихпунктир)

На рис. 2 как пример показаны микроскопические ОП при разных энергиях столкновения. Они были рассчитаны для LSSM плотности ядра ${}^8\text{He}$. Здесь и в дальнейшем использовался эффективный парижский NN-потенциал с параметрами, приведенными в [14, 16], которые были установлены в ходе многочисленных подгонок сечений рассеяния нуклонов и ядер на стабильных ядрах.

На основе полученных микроскопических ОП вычислялись дифференциальные сечения упругого рассеяния ${}^8\text{He}+p$ с помощью программы DWUCK4 [27]. При этом в ходе сравнения с экспериментальными данным допускалось, как и в полумикроскопических моделях, варьирование “глубины” каждого из составных частей потенциала, то есть вводились и подгонялись корректирующие коэффициенты N_R , N_I , N_R^{so} , N_I^{so} в вы-

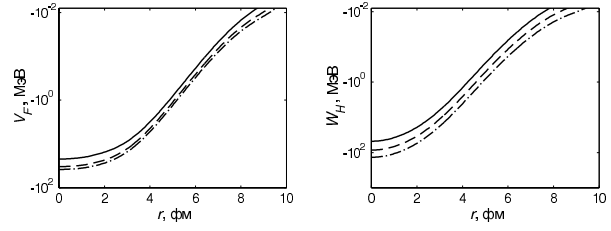


Рис. 2: Вещественная $V^F(r)$ и мнимая $W^H(r)$ части микроскопического оптического потенциала ${}^8\text{He}+p$, рассчитанного для плотности LSSM ядра ${}^8\text{He}$ при энергиях столкновения $E=73$ (сплошные кривые), 32 (штриховые кривые) и 15,7 МэВ/нуклон (штрихпунктирные)

ражении:

$$U_{opt} = N_R V^F + i N_I W^H + \left[N_R^{so} V_R \frac{1}{r} \frac{df(r_R)}{dr} + i N_I^{so} W_I \frac{1}{r} \frac{df(r_I)}{dr} \right] (1 \cdot s). \quad (4)$$

При этом расчет начинался с выбора $N_R = N_I = 1$, $N_R^{so} = N_I^{so} = 0$, затем варьировались коэффициент N_R , и потом по мере необходимости в подгонку последовательно включались остальные коэффициенты. На рис. 3 дано сравнение с экспериментальными данными расчетов на первой ступени с $N_R = N_I = 1$, $N_R^{so} = N_I^{so} = 0$, когда используется исходный ОП без учета ls -взаимодействия. Видно, что поведение сечений при данных энергиях столкновения и в исследуемой области углов рассеяния слабо чувствительны к выбору тестируемых моделей ядра ${}^8\text{He}$. Поэтому в дальнейшем будем осуществлять подгонку N-корректирующих коэффициентов только для одного потенциала, рассчитанного с LSSM плотностью, имеющей реалистичскую асимптотику.

Таблица 1. N-коэффициенты подгонки микроскопического ОП (Ф-ла (4)) для рассеяния ${}^8\text{He}+p$ (см. рис. 4) при разных энергиях. (В скобках указано, к каким - сплошным или штриховым - кривым относятся наборы $\{N\}$ и рассчитанные полные сечения реакции σ_R)

Энергия (МэВ/нуклон)	N_R	N_I	N_R^{so}	N_I^{so}	σ_R (мб)
73	0,875	0,02	0	0	14,8
66(сплошная)	0,876	0,071	0	0	55,7
66(штрихи)	0,854	0,086	0	0	65,9
32(сплошная)	0,438	0,036	0,386	0	71,9
32(штрихи)	1,0	0,374	0	0	419,5
26	0,409	0,105	0,389	0,04	277,7
15.7(сплошная)	1,0	0,236	0	0	603,6
15.7(штрихи)	0,9	0,1	0,427	0,161	693

При осуществлении процедуры подгонки в условиях ограниченного набора экспериментальных данных возникает известная проблема неоднозначности получаемых наборов

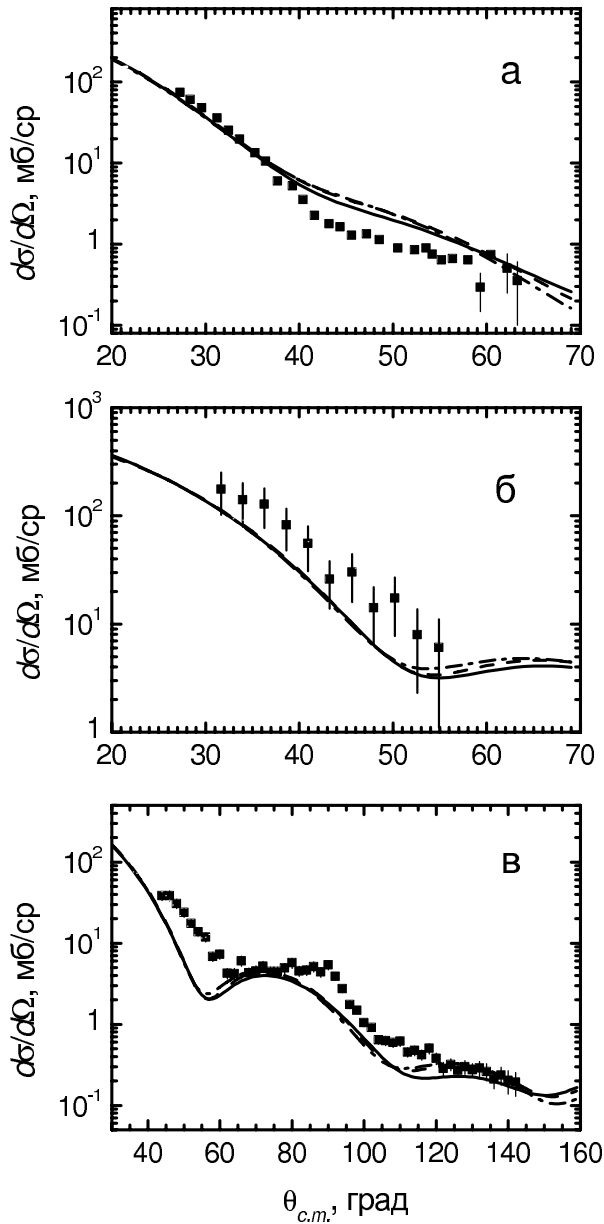


Рис. 3: Расчеты сечений упругого рассеяния ${}^8\text{He}+p$ с ОП в форме $U_{opt} = V^F + iW^H$ с использованием для ядра ${}^8\text{He}$ плотностей LSSM (сплошная кривая), Tanigata (штриховая кривая), COSMA (штрихпунктир) при энергиях $E=73$ МэВ/нуклон (рис. а), $E=32$ МэВ/нуклон (рис. б), $E=26$ МэВ/нуклон (рис. в). Ссылки на экспериментальные данные приведены в тексте статьи.

N-коэффициентов. Здесь могли бы помочь данные о полных сечениях рассеяния и реакций, но они отсутствуют при данных энергиях. (Нам известно полное сечение реакции только при высокой энергии 670 МэВ $\sigma_R \simeq 200$ мб из работы [28]). Далее, поскольку процедура подгонки относится к классу некорректно поставленных задач, то в любом случае необходимо накладыва-

вать некоторые физические ограничения для выбора какого-то одного набора N-коэффициентов. Известно, что подгонки феноменологических ОП к данным рассеяния протонов легкими ядрами отдают предпочтение потенциалам с мнимой частью, глубина которой значительно меньше реальной. На это обращалось внимание и в работах [1, 2]. В данном случае ${}^8\text{He}+p$ рассеяния мы также останавливаемся на результатах подгонки, которые приводят к микротяжелым потенциалам с “мелкой” мнимой частью. Кроме этого, мы считаем, что N-коэффициенты должны достаточно плавно изменяться с энергией. На рис. 4 приведены результаты такой подгонки, а соответствующие N-коэффициенты даны в Таблице 1. Следует отметить главное, а именно что в основном оказалось достаточно варьировать только объемную часть потенциала с N_R, N_I без включения спин-орбитальной части. Если же в подгонке участвуют сразу все члены ОП (4), то полученные кривые сечений оказываются очень близкими к представленным на рисунке, а различие возникает только в значениях полных сечений реакции. Так, для энергии 73 МэВ/нуклон при учете ls -членов получаются кривые, которые неразличимы с представленной на рис. 4, но для них полные сечения реакции находятся в интервале 12,2 - 14,8 мб. Для $E=66$ МэВ/нуклон приведены две близкие кривые, одна из которых - без учета ls -вклада, их полные сечения реакции отличаются примерно на 20%. В случае $E=32$ МэВ/нуклон из рисунка видно непосредственно, что обе кривые с учетом и без учета ls -взаимодействия проходят практически в пределах экспериментальных ошибок, в то время как их полные сечения реакции отличаются примерно в пять раз. Из Таблицы 1 также видно (случай $E=15.7$ МэВ/нуклон), что уменьшить вклад мнимой части объемного потенциала можно за счет включения в ОП ls -членов.

Заключение

Результаты сравнения с экспериментом показывают, что микроскопический ОП с мнимой частью, полученной в рамках высокоэнергетического приближения, можно считать вполне приемлемым для объяснения и анализа экспериментальных данных. По сравнению с феноменологическими многопараметрическими потенциалами он более обоснован, при подгонке он не меняет формы, но допускает перенормировку вклада своих слагаемых - объемного и спин-орбитального членов. Для согласия с имеющимися данными дифференциальных сечений упругого рассеяния ${}^8\text{He}+p$ в диапазоне энергий 15-73 МэВ/нуклон в основном оказывается до-

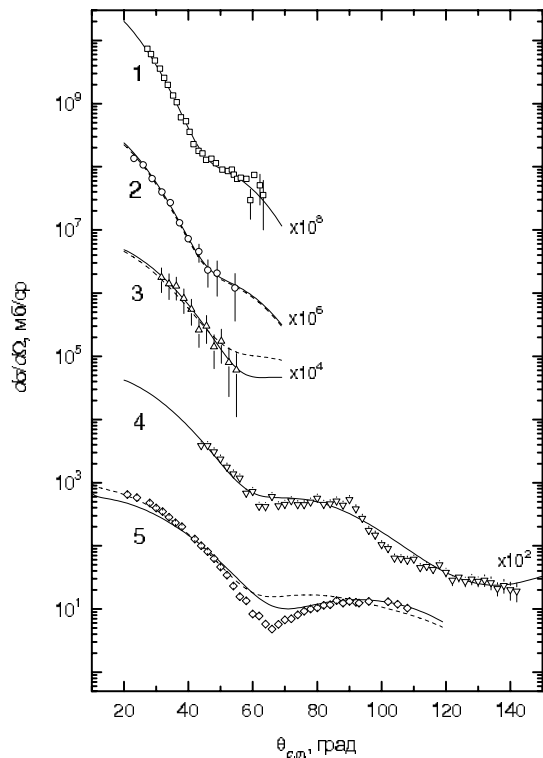


Рис. 4: Дифференциальные сечения упругого рассеяния ${}^8\text{He}+p$, рассчитанные с использованием микроскопического потенциала (4) с плотностью LSSM для разных энергий: (1) – $E=73$ МэВ/нуклон; (2) – $E=66$ МэВ/нуклон; (3) – $E=32$ МэВ/нуклон; (4) – $E=26$ МэВ/нуклон; (5) – $E=15,7$ МэВ/нуклон. Параметры подгоняемых N-коэффициентов, определяющих вклад отдельных членов ОП, даны в Таблице 1.

статочным варьировать вклад только вещественной и мнимой части потенциала без включения ls -взаимодействия. Чтобы более надежно определить величину вклада всех слагаемых микроскопического ОП, а также его зависимость от энергии, необходимо иметь бóльший объем экспериментальных данных, в частности, данные по полным сечениям реакций и рассеяния. Для более успешной интерпретации данных при более низких энергиях 26 и 15,7 МэВ/нуклон, по видимому, такой простой модели микроскопического ОП не достаточно, и его надо совершенствовать, учитывая поляризационные добавки за счет включения вклада виртуального возбуждения неупругих и распадных каналов реакций.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проекта Программы сотрудничества ОИЯИ (Дубна) – ИЯИЯЭ (София). Е.В.З. и К.В.Л. благодарят РФФИ за финансовую поддержку (грант 07-01-00770). А.Н.А., М.К.Г. и Д.Н.К. благодарят за поддержку Болгарский научный фонд (гранты Ф–1416 и Ф–1501).

Список литературы

- [1] Lukyanov K.V., Lukyanov V.K., Zemlyanaya E.V., Antonov A.N., Gaidarov M.K. // *European Phys. J. A.* 2007. V. 33. P. 389.
- [2] Лукьянов К.В., Земляная Е.В., Лукьянов В.К., Антонов А.Н., Гайдаров М.К. // *Изв.РАН, сер.физ.*, 2008. Т. 72. №6. С.903.
- [3] В.К.Лукьянов, Е.В.Земляная, К.В.Лукьянов, Д.Н.Кадрев, А.Н.Антонов, М.К.Гайдаров // *Изв. РАН сер. физ.* 2009. Т. 73. Вып. 6. С. 887
- [4] V.K.Lukyanov, E.V.Zemlyanaya, K.V.Lukyanov, D.N.Kadrev, A.N.Antonov, M.K.Gaidarov, S.E.Massen // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 80. P. 024609
- [5] Skaza F. et.al.// *Phys. Lett. B.* 2005. V. 619. P. 82.
- [6] Wolski R. et al. // *Nucl. Phys. A.* 2002. V. 701. P.29с.
- [7] Korshennikov A.A. et al.// *Nucl. Phys. A.* 1997. V. 616. P. 189с.
- [8] Korshennikov A.A. et al.// *Nucl. Phys. A.* 1997. V. 617. P. 45.
- [9] Korshennikov A.A. et al.// *Phys. Lett. B.* 1993. V. 316. P. 38.
- [10] M. Avrigeanu, G.S. Anagnostatos, Antonov A.N., Giapitzakis J. // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 62. P. 017001.
- [11] Avrigeanu M., X Anagnostatos V, Antonov A.N., Avrigeanu V. // *Int. J. Mod. Phys. E.* 2002. V. 11. P. 249.
- [12] Avrigeanu M., Antonov A.N., Lenske H., Stetcu I. // *Nucl. Phys. A.* 2001. V. 693. P. 616.
- [13] Satchler G.R., Love W.G. // *Phys. Rep.* 1979. V. 55. P. 183; Satchler R.J. // *Direct Nuclear Reactions*, (Clarendon, Oxford, 1983).
- [14] Khoa D.T., Satchler G.R. // *Nucl. Phys. A.* 2000. V. 668. P. 3.
- [15] Князьков О.М. // *ЭЧАЯ.* 1986. Т. 17. С. 318.
- [16] Лукьянов К.В. // *Сообщение ОИЯИ P11-2007-38*, Дубна, 2007.
- [17] Лукьянов В.К., Земляная Е.В., Лукьянов К.В. // *ЯФ*, 2006. Т. 69. N 2. С.262.
- [18] Shukla P. // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 67. P. 054607.
- [19] Glauber R.J., *Lectures in Theoretical Physics*. N.Y.: Interscience, 1959. P.315.
- [20] Ситенко А.Г. // *Укр.Физ. Журн.* 1959. Т.4. С.152.
- [21] Charagi S., Gupta G. // *Phys. Rev. C.* 1990. V. 41. P. 1610.
- [22] Shukla P. // *ArXiv: nucl-th/0112039*.
- [23] Cai Xiangzhou, Feng Jun, Shen Wenqing et al. // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 58. P. 572.
- [24] Tanihata I. // *Phys. Lett. B.* 1992. V. 289. P. 261.
- [25] Zhukov M.V., Danilin B.V., Fedorov D.V., Bang J.M., Thompson I.J., Vaagen J.S. // *Phys. Rep.* 1993. V. 231. P. 151.
- [26] Karataglidis S., Dortmans P.J., Amos K., Bennhold C. // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 61. P. 024319.
- [27] Kunz P.D., Rost E. *Computational Nuclear Physics V. 2* (Eds: Langanke K. et al.) Springer Verlag, 1993. P.88.
- [28] Alkhazov G.D. et al. // *Nucl. Phys. A.* 2002. V. 712. P. 269.