

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

*В. А. Карманов**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

Дан краткий обзор результатов, основанных на уравнениях Фаддеева, по описанию ядерных реакций в системах, содержащих до 4 нуклонов. Обсуждаются методы учета релятивистских эффектов и их влияние на наблюдаемые.

We give a brief review of the results, based on the Faddeev equation, on description of the nuclear reactions in the systems containing up to four nucleons. The methods of incorporating the relativistic effects and their influence on observables are discussed.

PACS: 21.45.Ff; 25.55.Ci; 11.80.Jy

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия постепенно был достигнут большой прогресс в изучении нерелятивистских малочастичных систем. Он в основном был следствием развития методов решения уравнений Фаддеева как в импульсном, так и в координатном пространствах, а также для комплексных значений переменных. Этот прогресс был достигнут благодаря усилиям нескольких групп ученых из разных стран (иногда работающих вместе). Упомянем здесь некоторые из них:

- Франция: J. Carbonell (Орсе), R. Lazauskas (Страсбург);
- Италия: A. Kievsky, M. Viviani et al. (Пиза);
- Польша: H. Witala et al. (Краков);
- Португалия: A. C. Fonseca et al. (Лиссабон);
- США: Ch. Elster (Огайо), W. Polyzou (Айова) et al.;
- Россия: Е. А. Колганова, А. К. Мотовилов и др. (Дубна).

Достигнутая точность решения уравнений Фаддеева вполне удовлетворительна. Точность получаемых результатов ограничивается неопределеннос-

*E-mail: karmanov@sci.lebedev.ru

тами в нуклон-нуклонном взаимодействии и нерелятивистским приближением. В данной работе сначала представлен краткий обзор нерелятивистских результатов. Затем обсуждаются методы учета и влияние релятивистских эффектов.

1. НЕРЕЛЯТИВИСТСКИЕ РАСЧЕТЫ

Трехчастичные амплитуды рассеяния (и аналогично трехчастичные волновые функции) зависят от двух векторных переменных или, в пересчете на модули векторов и углы между ними, от 5 скалярных. Поэтому достаточно точные численные расчеты весьма трудоемки и обычно выполняются на суперкомпьютерах (путем параллельных вычислений). Ниже мы приведем несколько примеров.

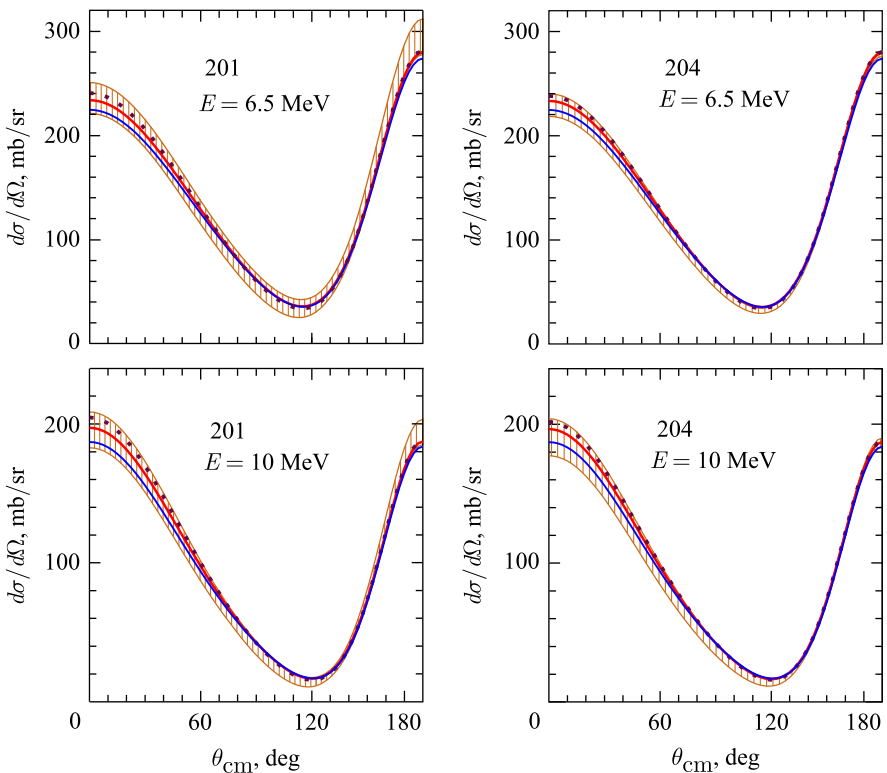


Рис. 1. Угловые распределения в упругом nd -рассеянии при лабораторных энергиях падающего нейтрона $E_{lab,n} = 6,5$ и 10 МэВ. Рисунок из статьи [1]

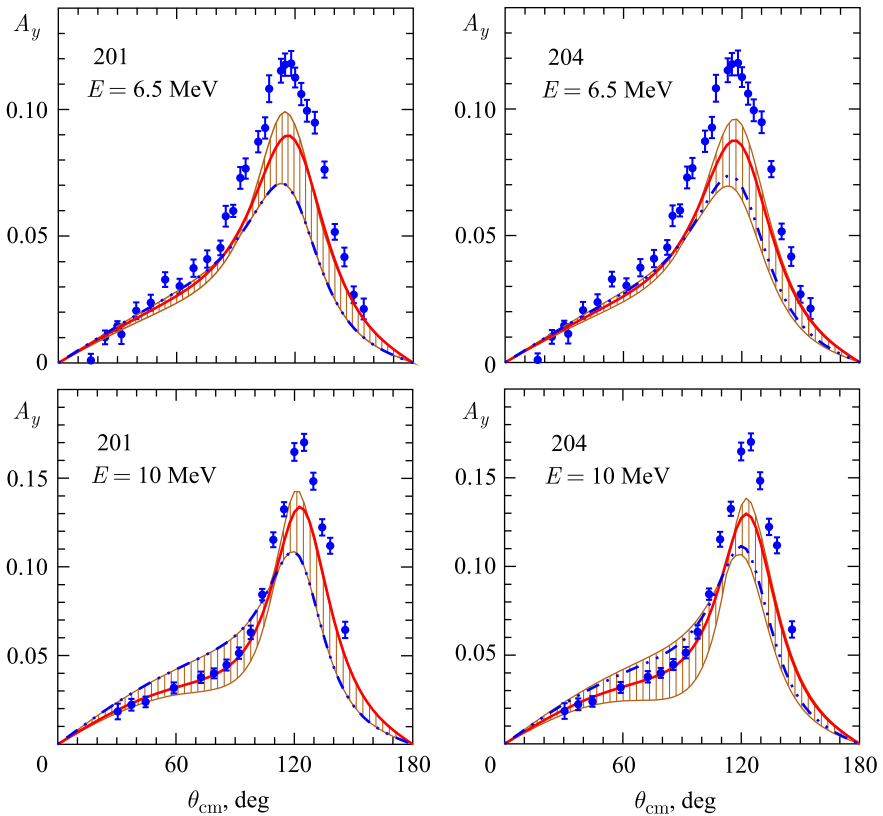


Рис. 2. Угловая зависимость упругой nd анализирующей способности A_y . Рисунок из статьи [1]

На рис. 1 показаны угловые распределения в упругом nd -рассеянии. Они были вычислены [1] с тремя вариантами нуклон-нуклонного потенциала: CD Бонн и кирального потенциала N^3LO в версиях 201 и 204. Заштрихованная область, содержащая экспериментальные точки, соответствует неопределенности теоретических расчетов, происходящей от неточностей в определении параметров нуклон-нуклонного потенциала, при которых, однако, энергия связи трития фиксирована и совпадает с наблюдаемым значением.

В работе [1] была вычислена также угловая зависимость одной из поляризационных наблюдаемых — упругой nd анализирующей способности A_y . Она показана на рис. 2. В любом подходе с парным нуклон-нуклонным взаимодействием теоретическое описание этой наблюдаемой, особенно в области максимума, неудовлетворительно (так называемый A_y -puzzle). Как отмечено

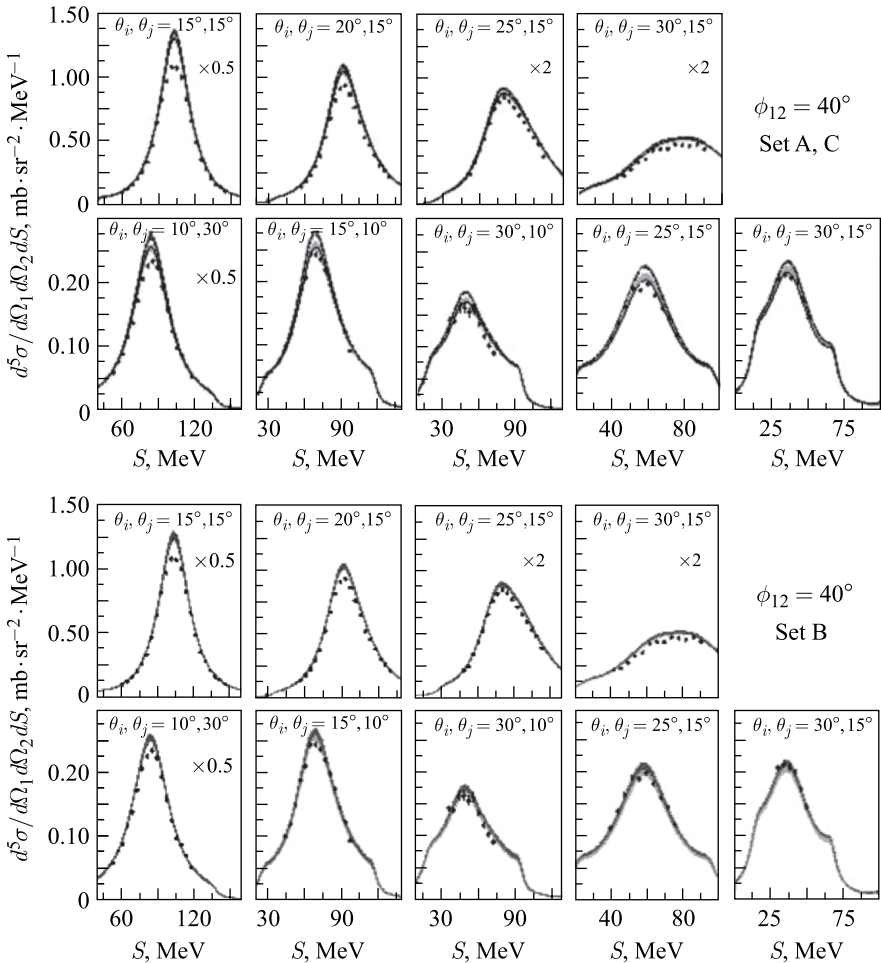


Рис. 3. Сечение расщепления дейтрона протоном в различных кинематических условиях. Верхняя часть — сравнение с предсказаниями на основе стандартных NN потенциалов. Нижняя часть — то же в сравнении с предсказаниями на основе киральных NN -потенциалов. Рисунок из статьи [3]

в [1], это противоречие могут устранить трехнуклонные короткодействующие силы. Отметим, что трехчастичные (и многочастичные) силы естественно генерируются в релятивистском подходе [2].

Сечения расщепления дейтрона нейтроном и протоном также хорошо описываются трехчастичными расчетами (рис. 3). Однако в специальных ки-

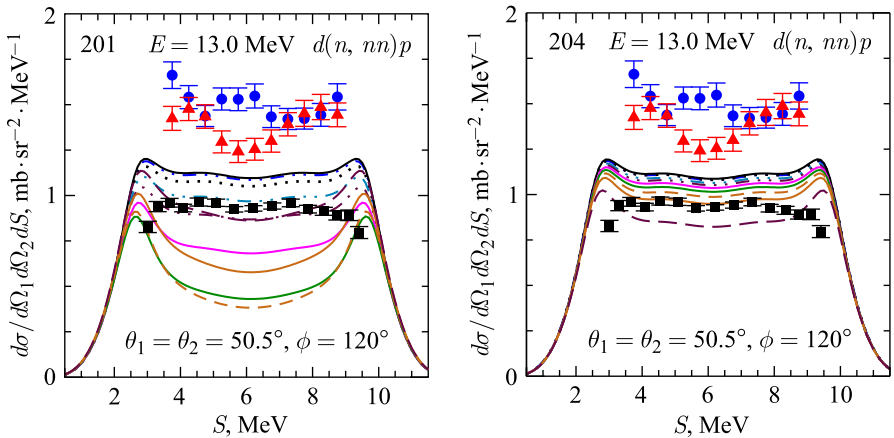


Рис. 4. Сечение расщепления дейтрона нейтроном в так называемой SST-конфигурации. Рисунок из статьи [1]

нематических конфигурациях, таких как SST (symmetric star configurations), до сих пор имеется расхождение между теорией и экспериментом. Пример расхождения показан на рис. 4.

Анализ эффекта Ефимова в системе, состоящей из 3 атомов ${}^3\text{He}$, выполнен в работе [4].

Значительный прогресс достигнут и в описании реакций с четырьмя частицами. В качестве примера на рис. 5 мы приводим сечение упругого dd -рассеяния [5]. Отметим также хорошее описание [6, 7], в рамках 4-частичных уравнений Фаддеева–Якубовского, данных по упругому рассеянию n и p на ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$.

Ввиду приведенных выше расчетов представляется уместным сделать следующее замечание. Несколько десятилетий назад, когда мощная вычислительная техника еще не существовала, была развита теория прямых ядерных реакций, основанная на анализе сингулярностей амплитуд, ближайших к физической области переменных (см. обзор [8]). Полные амплитуды не могли быть вычислены, но положение сингулярностей, их движение как функций кинематических переменных были доступны расчетам. Эти сингулярности во многом определяют поведение сечений и могут быть идентифицированы экспериментально. С этой точки зрения достигнутый впечатляющий прогресс состоит в том, что современные расчеты (например, показанные на рис. 1–5), позволяют найти полные амплитуды со всеми их сингулярностями. В настоящее время можно сказать, что в подходе и расчетах [8] был достигнут максимум, возможный для того времени.

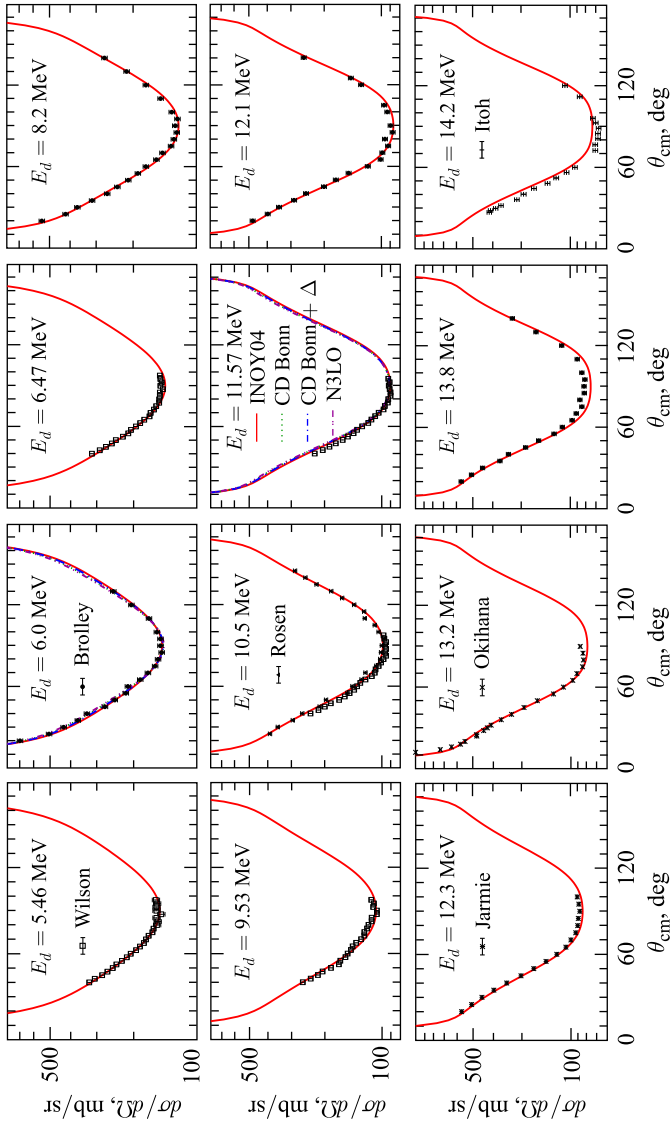


Рис. 5. Дифференциальное сечение упругого dd -рассеяния как функция угла рассеяния в с. ц. м. при различных фиксированных значениях энергии. Рисунок из статьи [5]

2. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Поскольку энергии связи ядер относительно невелики, иногда ошибочно ожидают, что и релятивистские эффекты должны быть малы. Это ожидание опровергается результатами работы [9]. На рис. 6 показана энергия связи системы 2 частиц с массами m , взаимодействующих обменом мезоном массой $\mu = t, 0,5t, 0,15t$, как функция константы связи α . Видно, что если μ не мало, то энергии связи, найденные в нерелятивистском и релятивистском подходах, значительно отличаются друг от друга. Когда одна из них (релятивистская) стремится к нулю, то другая (нерелятивистская) еще далека от нуля. Это происходит потому, что, как известно, релятивистские эффекты соответствуют отталкиванию и, следовательно, уменьшают энергии связи. Мы видим также, что при μ , не равном нулю, в нерелятивистском и релятивистском подходах нулевым энергиям связи соответствуют сильно различные константы связи. Они становятся близки к друг к другу только в пределе $\mu \rightarrow 0$. Этот предел не реализуется в NN -взаимодействии, поскольку в него значительный вклад вносят обмены тяжелыми мезонами. Например, массы ω - и ρ -мезонов составляют 0,8 массы нуклона. Обмен тяжелым мезоном создает узкую потенциальную яму, в которой средние импульсы и кинетическая энергия частиц имеют релятивистские значения. Малая энергия связи получается за счет компенсации кинетической и потенциальной энергий и не свидетельствует

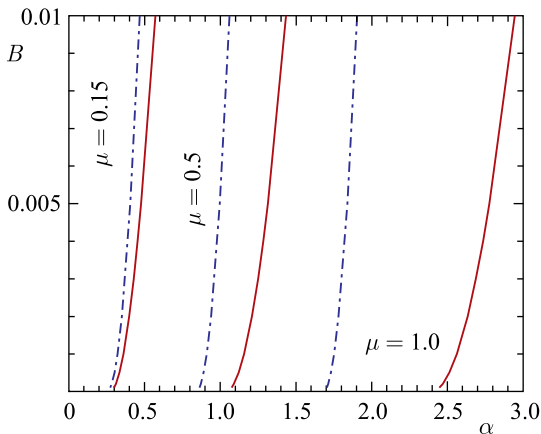


Рис. 6. Энергия связи $B = 2m - E$ двухчастичной системы с массами составляющих m , взаимодействующих обменом мезоном с массой $\mu = t, 0,5t, 0,15t$, как функция константы связи α . Штрихпунктирная кривая — нерелятивистский расчет (уравнение Шредингера), сплошная кривая — релятивистский расчет (уравнение Бете–Солпитера [10] и динамика на световом фронте [11], результаты неотличимы друг от друга). Рисунок из статьи [9]

о том, что система в целом нерелятивистская. Поэтому релятивистские эффекты в ядрах могут оказывать значительное влияние как на энергию связи, так и на другие наблюдаемые.

Существует несколько теоретических подходов к учету релятивистских эффектов в системах нескольких тел. Один из них опирается на уравнение Бете–Солпитера [10]. Это уравнение было решено как в евклидовом пространстве [13], так и в пространстве Минковского [14] как для связанных состояний [14], так и для состояний рассеяния [15].

Другой подход имеет дело с вектором состояния, разложенным на фокковские компоненты, отвечающие различным составляющим ядра. Например, для дейтрона это np -компонента, $np\pi$ и т.д. Если нерелятивистские волновые функции определены в данный момент времени t (обычно $t = 0$ и для связанного состояния с энергией E_n зависят от t посредством множителя $\exp(-iE_n t)$), то для описания релятивистского состояния вместо $t = 0$ удобно выбрать поверхность $t + z = 0$ (поверхность светового фронта). Такой подход был предложен Дираком [12] и называется «динамикой на световом фронте». Приложения к системам нескольких тел и теории поля можно найти в [16]. Уравнение $t + z = 0$ не ковариантно: в нем выделены две координаты t и z . Намного более удобно иметь дело с ковариантным уравнением. Чтобы использовать преимущества ковариантности, была развита явно ковариантная версия динамики на световом фронте (см. обзор [11]).

Этот последний подход был успешно применен к описанию формфакторов дейтрона при больших переданных импульсах. Релятивистская волно-

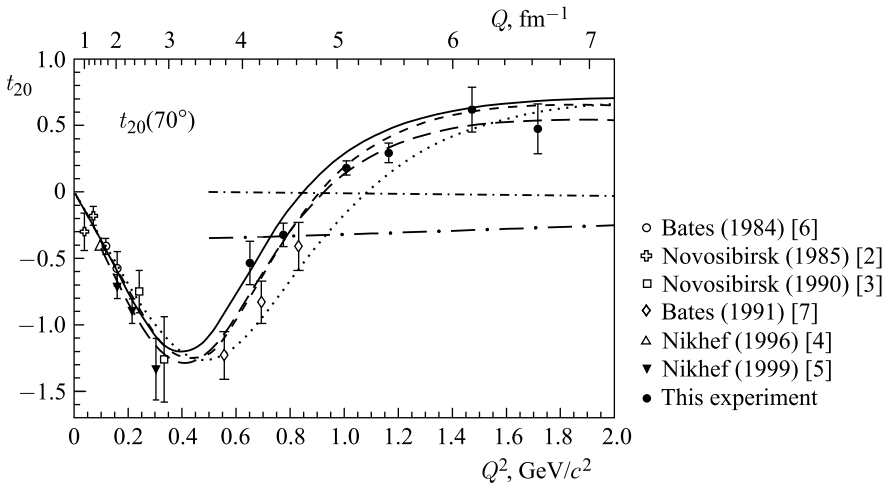


Рис. 7. Поляризационная наблюдаемая t_{20} в упругом ed -рассеянии как функция переданного импульса Q^2 . Предсказание [18] показано штриховой линией с длинными штрихами. Рисунок из статьи [19]

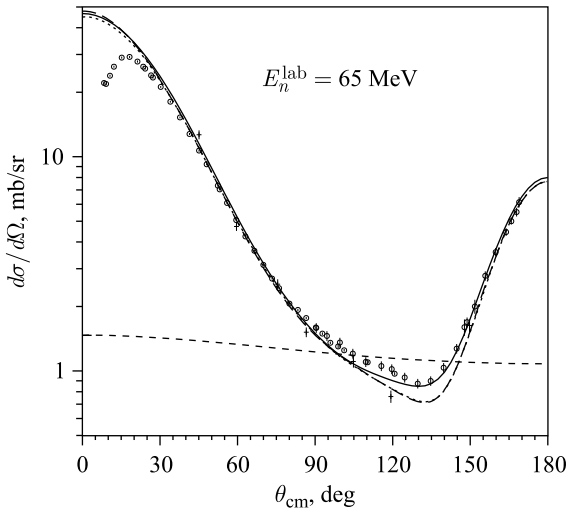


Рис. 8. Сечение упругого pd -рассеяния. Сплошная линия включает эффект трехчастичных сил. Рисунок из статьи [20]

вая функция дейтрона в нем содержит 6 спиновых компонент (в отличие от подхода Бете–Солпитера с 8 спиновыми компонентами). Все они были вычислены [17] в рамках взаимодействия ОВЕ без перехода к потенциальному приближению. С помощью найденной таким образом волновой функции были вычислены [18] формфакторы дейтрона. Отметим, что электромагнитная вершина дейтрона определяется 3 формфакторами: зарядовым, магнитным и квадрупольным. Одним из наиболее интересных и чувствительных к динамике объектов является поляризационная наблюдаемая t_{20} . Она представляет собой комбинацию трех формфакторов. Расчеты в нескольких теоретических подходах вместе с данными лаборатории JLAB [19] показаны на рис. 7. Предсказание [18], согласующееся с экспериментом, показано штриховой линией с длинными штрихами. Оно было сделано еще до появления экспериментальных данных и не содержит подгоночных параметров.

Влияние релятивистских эффектов и трехчастичных сил на сечения ядерных реакций и поляризационные наблюдаемые изучалось во многих работах. Эти эффекты улучшают описания сечений. Пример влияния трехчастичных сил показан на рис. 8.

Обсуждаемые выше подходы (уравнение Бете–Солпитера и динамика на световом фронте с обменом мезонами) опираются на теорию поля. В еще одном подходе — в релятивистской квантовой механике — релятивистская ковариантность обеспечивается конструированием генераторов группы Пуан-

каре не из квантованных полей, а из координат частиц (см. обзор [21]). Релятивистская квантовая механика также применялась для расчетов pd -рассеяния и электромагнитных формфакторов дейтрона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Golak J., Skibinski R., Topolnicki K., Witala H., Epelbaum E., Krebs H., Kamada H., Meißner Ulf-G., Bernard V., Maris P., Vary J., Binder S., Calci A., Hebeler K., Langhammer J., Roth R., Nogga A., Liebig S., Minossi D.* // *Eur. Phys. J. A.* 2014. V. 50. P. 177.
2. *Karmanov V. A., Maris P.* // *Few-Body Syst.* 2009. V. 46. P. 95.
3. *Kistryn St., Stephan E., Biegun A., Bodek K., Deltuva A., Epelbaum E., Ermisch K., Gloeckle W., Golak J., Kalantar-Nayestanaki N., Kamada H., Kis M., Klos B., Kozela A., Kuros-Zolnierczuk J. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 72. P. 044006.
4. *Kolganova E. A., Motovilov A. K., Sandhas W.* // *Few-Body Syst.* 2011. V. 51. P. 249.
5. *Deltuva A., Fonseca A. C.* // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 92. P. 024001.
6. *Carbonell J., Deltuva A., Fonseca A. C., Lazauskas R.* // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2014. V. 74. P. 55.
7. *Viviani M., Deltuva A., Lazauskas R., Fonseca A. C., Kievsky A., Marcucci L. E.* // *Phys. Rev. C.* 2017. V. 95. P. 034003.
8. *Колыбасов В. М., Лексин Г. А., Шапиро И. С.* // *УФН.* 1974. V. 113, P. 239.
9. *Mangin-Brinet M., Carbonell J.* // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 474. P. 237.
10. *Salpeter E. E., Bethe H. A.* // *Phys. Rev.* 1951. V. 84. P. 1232.
11. *Carbonell J., Desplanques B., Karmanov V. A., Mathiot J.-F.* // *Phys. Rep.* 1998. V. 300. P. 215.
12. *Dirac P. A. M.* // *Rev. Mod. Phys.* 1949. V. 21. P. 392.
13. *Dorkin S. M., Beyer M., Semykh S. S., Kaptari L. P.* // *Few-Body Syst.* 2008. V. 42. P. 1.
14. *Carbonell J., Karmanov V. A.* // *Eur. Phys. J. A.* 2010. V. 46. P. 387.
15. *Carbonell J., Karmanov V. A.* // *Phys. Rev. D.* 2014. V. 90. P. 056002.
16. *Brodsky S., Pauli H.-C., Pinsky S.* // *Phys. Rep.* 1998. V. 301. P. 299.
17. *Carbonell J., Karmanov V. A.* // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 581. P. 625.
18. *Carbonell J., Karmanov V. A.* // *Eur. Phys. J. A.* 1999. V. 6. P. 9.
19. *The JLAB t_{20} Collab.* // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 5053.
20. *Witala H., Gloeckle W., Hueber D., Golak J., Kamada H.* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 1183.
21. *Polyzou W. N., Elster Ch., Glöckle W., Golak J., Huang Y., Kamada H., Skibiński R., Witała H.* // *Few-Body Syst.* 2011. V. 49. P. 129.