

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ И СЛАБЫЕ ФОРМФАКТОРЫ ^3He И H^3 Electromagnetic and Weak Form-Factors of ^3He and H^3

Б. АХМАДХОДЖАЕВ*, В. Б. БЕЛЯЕВ, Е. ВЖЕЦИОНКО**

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики, Дубна

(Поступила в редакцию 28 апреля 1970)

Уравнения Фаддеева для задачи о связанном состоянии решаются с двумя „реалистическими” локальными нуклон-нуклонными потенциалами, описывающими фазы рассеяния в широком интервале энергий. Вычисляются электромагнитные формфакторы ядер ^3He и H^3 , а также матричные элементы $|\int \vec{\sigma}|^2$ и $|\int 1|^2$ определяющие β -распад трития и μ -захват на ^3He . Из экспериментов по μ^- -захвату определяется величина псевдоскалярной константы g_p .

Как известно, информация, извлекаемая из опытов по нуклон-нуклонному рассеянию не полностью характеризует взаимодействие между нуклонами. Это обстоятельство связано с тем, что в экспериментах измеряются фазы рассеяния и параметры смешивания, т.е. величины, связанные с амплитудой рассеяния на массовой поверхности. Эффекты немассовости могут проявиться только в системах, состоящих из числа частиц $n \geq 3$. Простейшим процессом такого рода является тормозное излучение в рассеянии нуклонов нуклонами. Однако, из-за малости сечения и сложности анализа в настоящее время отсутствуют надежные сведения об амплитуде этого процесса, поэтому для изучения немассового поведения 2-х нуклонной амплитуды мы с необходимостью приходим к исследованию свойств 3-х нуклонных систем.

Одной из возможных постановок задачи изучения эффектов немассовости является следующая: рассматривается совокупность „реалистических” нуклон-нуклонных потенциалов, по которым строятся 2-х частичные t -матрицы вне массовой поверхности. С этими t -матрицами решаются уравнения Фаддеева и вычисляются наблюдаемые характеристики 3-х нуклонных систем.

В данной работе проводился расчёт электромагнитных и слабых формфакторов ^3He и H^3 с двумя „реалистическими” потенциалами. Двухчастичная t -матрица вне массовой поверхности строилась в соответствии с процедурой, изложенной в работах [1]. Кроме электромагнитных и слабых формфакторов вычислялась при-

* Адрес: Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент, СССР.

** Адрес: Instytut Badań Jądrowych, Zakład VII, Warszawa, Hoża 69, Polska.

месь состояния смешанной симметрии P_S , а также энергия связи H^3 в потенциале (2).

Расчет формфакторов с потенциалом (2) проводился в 2-х вариантах: с учётом и без учёта кулоновского взаимодействия в He^3 . Учет кулоновского взаимодействия осуществлялся следующим приближённым* способом: так как протоны в He^3 взаимодействуют в синглетном состоянии, то кулоновское отталкивание должно привести к уменьшению глубины синглетного потенциала (2). Выбиралось такое изменение глубины синглетного потенциала, чтобы воспроизводилось экспериментальное значение кулоновской энергии, равное 0.76 Мэв.

Первый „реалистический“ потенциал — это потенциал Морзе [2], описывающий 3S_1 и 1S_0 — фазы нуклон-нуклонного рассеяния в интервале 0—400 Мэв:

$$V_I^{s,t} = V_0^{s,t} \left[e^{-2 \frac{r - r_0^{s,t}}{a_0^{s,t}}} - 2e^{-\frac{r - r_0^{s,t}}{a_0^{s,t}}} \right]. \tag{1}$$

Таблица параметров потенциала (1)

	$V_0(\text{Мэв})$	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$a(\text{fm})$	$\varrho(\text{fm})$
Синглет	61.99	0.9365	0.3957	-23.678 ± 0.028	2.44 ± 0.11
Триплет	119.49	0.8668	0.3408	5.397 ± 0.011	1.727 ± 0.013

a и ϱ — длина рассеяния и эффективный радиус.
С потенциалом (1) в работе [1с] вычислялась энергия связи ядра H^3 , оказавшаяся равной 9 . 12 Мэв.

Второй „реалистический“ потенциал [3], описывает 3S_1 и 1S_0 — фазы рассеяния в интервале 0—300 Мэв:

$$V_{II}^{s,t} = \lambda_1^{s,t} \frac{e^{-\mu_1^{s,t} r}}{r} + \lambda_2^{s,t} \frac{e^{-\mu_2^{s,t} r}}{r}. \tag{2}$$

Таблица параметров потенциала (2)

	λ_1	λ_2	$\mu_1(\text{fm}^{-1})$	$\mu_2(\text{fm}^{-1})$	$a(\text{fm})$	$\varrho(\text{fm})$
Синглет	-2.64	7.39	1.55	3.11	-23.3	2.8
Триплет	-3.22	7.39	1.55	3.11	5.45	1.8

Энергия связи ядра H^3 , рассчитанная с потенциалом (2), оказалась равной 8.56 Мэв.

Ниже приводится таблица рассчитанных с потенциалами (1) и (2) „Body“ — формфакторов $F_{OC}(q^2)$ и $F_{LC}(q^2)$ в варианте без учёта кулоновского взаимодействия. (Определение величин $F_{OC}(q^2)$ и $F_{LC}(q^2)$ можно найти, например, в работе [5].)

* Математически корректная постановка задачи учёта кулоновского взаимодействия в задаче 3-х тел дана в работе [4].

ТАБЛИЦА I

$q^2(\text{fm}^{-2})$	Теория				Эксперимент	
	V_I		V_{II}		F_{OC}	F_{LC}
	F_{OC}	F_{LC}	F_{OC}	F_{LC}		
1	0.7573	0.7104	0.6964	0.6483	0.731 ± 0.237	0.649 ± 0.077
1.5	0.6746	0.6229	0.5901	0.5346	0.479 ± 0.098	0.481 ± 0.026
2	0.6043	0.5473	0.5036	0.4456	0.422 ± 0.054	0.396 ± 0.016
3	0.5440	0.4487	0.3738	0.3180	0.380 ± 0.064	0.293 ± 0.026
4	0.4018	0.3179	0.2829	0.2324	0.314 ± 0.059	0.219 ± 0.028
5	0.3139	0.2353	0.2173	0.1729	0.145 ± 0.031	0.134 ± 0.015
6	0.2752	0.1975	0.1690	0.1305		
7	0.2238	0.1524				
8	0.1850	0.1208				
9	0.1534	0.0957	0.0843	0.0593		
10	0.1278	0.0765	0.0678	0.0461		

Из таблицы видно, что при $q^2 > 2$ формфакторы, рассчитанные с потенциалом V_I идут заметно выше экспериментальных значений. Тенденция к завышенным значениям формфакторов была обнаружена также в расчётах с потенциалом прямоугольной ямы в работе [7]. Так как потенциал V_I , тем не менее, описывает экспериментальные величины на массовой поверхности до 400 Мэв, необходимо сделать заключение о некорректном поведении потенциала $V_I(k, k')$ вне массовой поверхности при больших значениях k и k' .

Таким образом, видно, что сравнение рассчитанных формфакторов с экспериментом, может быть дополнительным критерием, сужающим класс используемых „реалистических“ потенциалов.

В таблице II приведены рассчитанные и экспериментальные значения средне-квадратичных радиусов ядер H^3 и He^3 , вес состояния смешанной симметрии $P_{S'} = \int (\psi'^2 + \psi''^2) dV$ аксиальный матричный элемент $|\int \vec{\sigma}|^2$ для β -распада $\text{H}^3 \rightarrow \text{He}^3 + e^- + \bar{\nu}$ и энергия связи H^3 .

ТАБЛИЦА II

	Теория		Эксперимент
	V_I	V_{II}	
$\Delta(\text{fm}^2)$	10.24	11.24	11.10 ± 0.58
$R_m^{\text{He}^3}(\text{fm})$	1.48	1.70	1.74 ± 0.05
$R_m^{\text{H}^3}(\text{fm})$	1.52	1.71	1.7 ± 0.05
$P_{S'}$	4.7%	2%	
$ \int \vec{\sigma} ^2$	2.63	2.83	2.84 ± 0.06
$E_{\text{H}^3}(\text{Мэв})$	9.12	8.56	8.48

Здесь величина $\Delta = 4R_{LC}^2 - R_{OC}^2 + 3\tau_{PC}^2 = 4R_{CH^3}^2 - R_{CH^3}^2$ введена для того, чтобы исключить из выражений для зарядовых радиусов He^3 и H^3 :

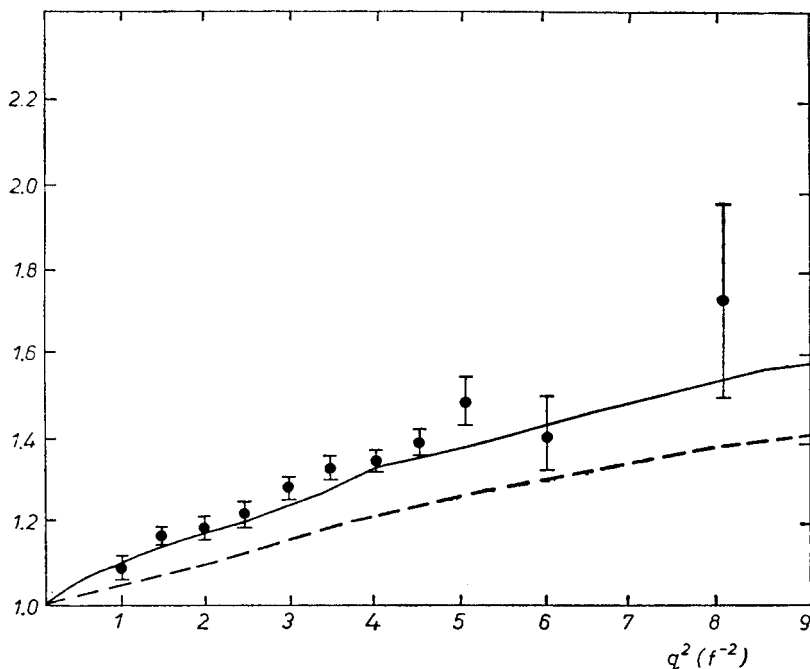
$$R_{CH^3}^2 = R_{LC}^2 + \tau_{PC}^2 + \frac{1}{2}\tau_{NC}^2$$

$$R_{CH^3}^2 = R_{OC}^2 + \tau_{PC}^2 + 2\tau_{NC}^2$$

зарядовый радиус нейтрона τ_{NC} , который плохо определяется из эксперимента; $\tau_{PC}^2 = 0,672 \text{ fm}^2$ — зарядовый радиус протона [8].

Итак, решение уравнений Фаддеева с потенциалом позволяет найти волновую функцию связанного состояния 3-х нуклонной системы, наиболее полно описывающую характеристики ядер He^3 и H^3 .

Как уже отмечалось выше, один вариант расчёта электрического формфактора ядра He^3 (с потенциалом V_{II}) проводился с приближенным учётом кулонов-



Сплошная кривая — отношение формфакторов $F_{H^3}(q^2)/F_{He^3}(q^2)$ с учетом кулоновского взаимодействия, пунктирная кривая — тоже отношение без учета кулоновского взаимодействия

ского взаимодействия. На рис. даётся отношение зарядовых формфакторов $F_{H^3}(q^2)/F_{He^3}(q^2)$ в предположении, что зарядовый формфактор нейтрона равен нулю, в этом случае

$$F_C^{H^3}/F_C^{H^3} = F_{OC}/F_{LC}.$$

Из рисунка видно, что учёт кулоновского взаимодействия улучшает согласие с экспериментальными данными.

Рассмотрим теперь реакции β -распада и μ -захвата $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu$. Как известно, вероятности этих процессов определяются значениями фермиевского $|\int 1|^2$ и Гамов-Теллеровского $|\int \vec{\sigma}|^2$ матричных элементов и величинами констант слабого взаимодействия g_A , g_V , g_P . В β -распаде трития выполняется условие $q^2 \simeq 0$, поэтому $|\int 1|^2 = 1$. Кроме того, из-за условия $q^2 \simeq 0$, вероятность β -распада практически не зависит от константы наведенного псевдоскалярного взаимодействия g_P . Комбинируя данные по β -распадам $\text{H}^3 \rightarrow \text{He}^3$, $n \rightarrow p$ и $\text{O}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ авторы работы [9] нашли для матричного элемента $|\int \vec{\sigma}|^2$ в β -распаде H^3 значение, равное 2.84 ± 0.06 . При этом, значения для констант g_A и g_V оказались следующими:

$$g_V = (1.404 \pm 0.004) 10^{-49} \text{ эрг.см}^3$$

$$(g_A/g_V)^2 = 1.545 \pm 0.028.$$

Как видно из таблицы II расчет матричного элемента $|\int \vec{\sigma}|^2$ с использованием потенциала V_1 приводит к значению 2.63, расчёт с потенциалом (2) даёт значение 2.83, что находится в хорошем согласии с экспериментальным значением. Исходя из этого обстоятельства, а также из того факта, что электромагнитные формфакторы при малых q^2 являются гладкими функциями q^2 естественно предположить, что значения аксиального и векторного матричных элементов при $q^2 = 0.273 \text{ fm}^{-2}$, также хорошо будут вычисляться, если пользоваться потенциалом (2). Это означает, что с большой надёжностью мы можем извлечь из эксперимента по μ -захвату на He^3 величину псевдоскалярной константы g_P слабого взаимодействия.

Воспользовавшись средним экспериментальным значением вероятности μ -захвата на He^3 в канале $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu$ равном $1468 \pm 40 \text{ сек}^{-1}$, для псевдоскалярной константы найдем:

$$\frac{g_P}{g_A} = 5.33$$

что находится в соответствии с результатами расчета работы [10] в варианте, в котором использовалась вариационная волновая функция Гауссовского типа, а примесь S' -состояния принималась равной 2%.

Таким образом, расчеты с локальным потенциалом (2) позволяют последовательно и без дополнительных предположений описать многие свойства 3-х нуклонных систем. Следует отметить также, что триплетный потенциал (2) является эффективным потенциалом в том смысле, что он эффективно учитывает смешивание (из-за тензорного взаимодействия) триплетной S и D волн. Это означает, что эффективное описание примесей высших конфигураций при расчете рассмотренных выше эффектов является достаточным (чего могло бы не быть при рассмотрении, например, парциальных сечений фоторасщепления He^3).

Авторы выражают благодарность В. Н. Ефимову, Ю. А. Симонову и А. М. Бадалян за интерес к работе и полезное обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] В. Б. Беляев, Е. Вжеционко, *Препринт ОИЯИ Р4—4144*, Дубна 1968;
Б. Ахмадходжаев, В. Б. Беляев, Е. Вжеционко, *ЖЭТФ (Письма)*, **9**, 692 (1969);
Б. Ахмадходжаев, В. Б. Беляев, Е. Вжеционко, *Ядерная Физика*, **2**, 5 (1970).
- [2] G. Darewich, A. E. S. Green, *Phys. Rev.*, **164**, 1324 (1967).
- [3] R. A. Malfliet, J. A. Tjon, *Nuclear Phys.*, **A127**, 161 (1969).
- [4] A. M. Veselova, *Preprint ITF 69-85*, Kiev 1969.
- [5] L. I. Schiff, *Phys. Rev.*, **133**, B802 (1964).
- [6] L. I. Schiff, H. Collard, R. Hofstadter, A. Johansson, M. R. Yearian, *Phys. Rev. Letters*, **11**, 387 (1963).
- [7] А. М. Бадалян, *Препринт ИТЭФ*, № 614, Москва 1968.
- [8] E. Lehman, *DESY 69/21*, July 1969.
- [9] R. C. Salgo, H. H. Staub, *Nuclear Phys.*, **A138**, 417 (1969).
- [10] R. Pascual, P. Pascual, *Nuovo Cimento* **44B**, 434 (1966)