

Напомним, что в калибровочной теории гравитации согласно принципу эквивалентности гравитация описывается как гольдстоуновское поле [6]. Причем в отличие от других гольдстоуновских полей оно не устраняется калибровкой, поскольку калибровочная группа $GL(4, R)$, редукции которой к группе Лоренца гравитационное поле обязано своим существованием, является структурной группой касательного расслоения над пространственно-временным многообразием X^4 .

Аналогичным путем можно строить и супергравитацию. Роль пространства-времени при этом играет супермногообразие $X^{n,m}$, покрытое областями, изоморфными открытым подмножествам пространства $B^{n,m}$, которое наделено евклидовой топологией, согласованной с нормой

$$\|\xi\| = \sum |a^{i_1 \dots i_k}|, \quad \xi = \sum_{k=0}^L \sum_{i_1 \dots i_k} a^{i_1 \dots i_k} \xi_{i_1 \dots i_k}$$

на алгебре Грассмана. Чтобы супергравитация включала в себя обычную гравитацию, надо положить $n=m=4$. В этом случае супералгебра Ли $gl(4, 4)$, отвечающая супергруппе Ли $GL(4, 4)$ — группе изоморфизмов $B^{4,4}$, и структурной группе касательного расслоения к $X^{4,4}$, будет содержать в качестве вещественной формы супералгебру $osp(4, 2)$, которую с некоторыми оговорками можно интерпретировать как суперобобщение алгебры Ли группы Лоренца. Супермногообразие $X^{4,4}$ содержит в себе обычное пространственно-временное многообразие X^4 , но размерность даже его четной части за счет размерности алгебры Грассмана превышает размерность X^4 . Это и в супергравитации ставит проблему интерпретации индексов алгебры Грассмана, и в данном случае их едва ли следует связывать с такой характеристикой, как «цвет».

Таким образом, указанная проблема является ключевой для теории суперсимметрий. В частности, она делает невозможным, казалось бы, естественный (путем сужения суперсимметрий до обычных симметрий) переход от теории суперсимметрий к обычной теории поля, в которой индексы алгебры Грассмана имеют ясный физический смысл.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Огиевецкий В. И., Мезинческу Л. УФН, 1975, 117, с. 637. [2] Haber H., Kane G. Phys. Reports, 1985, 117, p. 76. [3] Березин Ф. А. Введение в алгебру и анализ с антикоммутирующими переменными. М.: Изд-во МГУ, 1983. [4] Rogers A. J. Math. Phys., 1980, 21, p. 1352. [5] Владимиров В. С., Волович И. В. ТМФ, 1984, 59, с. 3. [6] Иваненко Д. Д., Пронин П. И., Сарданашвили Г. А. Калибровочная теория гравитации. М.: Изд-во МГУ, 1985.

Поступила в редакцию
19.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 3

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.172.2

ПРОТОНЫ И ДЕЙТРОНЫ ИЗ ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИЯ ^{12}C ПРИ $E_e = 250$ МэВ

А. Х. Шарданов *, Б. А. Юрьев

(НИИЯФ)

В работе [1] было отмечено наличие пика при энергии 17,5—18 МэВ в спектре дейтронов, испускаемых при электрорасщеплении ^{12}C . Для получения более достоверных данных по спектрам протонов и дейтронов из электрорасщепления ^{12}C мы повторили эксперимент, увеличив набранную статистику в 2,5 раза и сдвинув границы

* Кабардино-Балкарский государственный университет, г. Нальчик.

измеряемого спектра на ~ 10 МэВ в сторону меньших импульсов, чтобы сместить указанный пик к середине спектра.

Эксперименты проводились на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-300 ФТИ АН УССР. Мишень из естественного углерода (98,9% ^{12}C) имела толщину 0,147 г/см². Методика эксперимента описана в работе [2].

Для идентификации и спектрометрии продуктов электрорасщепления использовался магнитный спектрометр с регистрацией частиц ядерной эмульсией (пластинки типа Р-400). Отличие данной методики от обычно используемой [1] заключалось в том, что применялся дополнительный поглотитель клинообразной формы, который помещался перед эмульсией, располагаемой в фокальной плоскости спектрометра. Конфигурация этого поглотителя выбиралась такой, чтобы выравнять энергии частиц определенного типа на входе их в эмульсию. Клинообразный поглотитель был изготовлен нами из набора алюминиевых фольг толщиной 40 мкм. Условия эксперимента таковы, что тритоны и α -частицы останавливались в поглотителе, протоны проходили сквозь эмульсию, а дейтроны и ^3He имели примерно одинаковый пробег в эмульсии. Из-за того, что удельная ионизация ^3He примерно в три раза выше удельной ионизации дейтронов, толщина треков ^3He была значительно больше толщины дейтронных треков. Вдоль одной дорожки наблюдалось два-три трека ^3He .

Энергетические спектры протонов и дейтронов были измерены в интервале импульсов от 227,5 до 302 МэВ/с. Начальная энергия электронов составляла $E_e = 250$ МэВ. Угол вылета частиц из мишени был равен $\sim 60^\circ$. Отношение числа дейтронов к числу протонов, усредненное по всему измеренному интервалу импульсов, составило 6,4%.

Полученный спектр дейтронов имеет структуру; в нем четко выделяются пики при 18,7; 20,3; 23,7; 26,5 и 29,8 МэВ (возможно, имеется пик при 22,4 МэВ). В протонном спектре также заметно выделяются четыре пика при энергиях $\sim 32,8$; ~ 37 ; ~ 45 и ~ 50 МэВ. Достоверность пиков не вызывает сомнения, так как они достаточно обоснованы статистически, а методика (использование магнитного спектрометра с разрешением лучше 100 кэВ во всем исследованном интервале энергий) позволяет надежно выделять пики с такой шириной.

В таблице представлены энергии, соответствующие выделенным пикам в спектре дейтронов, а также предполагаемые энергетические уровни ядра ^{12}C , распад которых может приводить к испусканию таких дейтронов в предположении, что конечное ядро ^{10}B остается в первом, втором или третьем возбужденном состоянии с $T=1$.

Пики, наблюдаемые в спектре протонов, возможно, также связаны с возбуждением отдельных состояний ядра ^{12}C , происходящим при поглощении виртуальных фотонов. Указанным выше максимумам в спектре протонов (32,8; ~ 37 , (~ 45) и ~ 50 МэВ) можно сопоставить состояния с энергиями возбуждения при $\sim 51,8$; $\sim 56,4$; (~ 65) и ~ 71 МэВ, если их распад происходит на основное состояние конечного ядра ^{11}B . Эти уровни также проявляются и в спектре дейтронов.

При EL -поглощении γ -квантов ($L=1, 2, 3$) коллективные состояния с изоспином $T=1$, возбуждаемые в ядре ^{12}C , находятся довольно высоко. Согласно работе [3], состояния с изоспином $T=1$, возбуждаемые при изовекторном $E2$ -поглощении γ -квантов, расположены в области энергии $E_{\text{трес}} = (120-135) A^{-1/3}$ МэВ и для ядра ^{12}C $E_{\text{трес}} = (50-60)$ МэВ. В этот интервал энергии попадают обнаруженные нами уровни возбуждения в ядре ^{12}C . Распад этих уровней с испусканием дейтронов может происходить только в том случае, если конечное ядро ^{10}B переходит в состояние с изоспином $T=1$. Из таблицы видно, что с большей вероятностью можно утверждать о существовании возбужденного состояния ^{12}C с $T=1$ при ~ 52 МэВ, так как при его распаде могут возникнуть дейтроны трех обнаруженных нами групп (18,7; 20,3 и (22,4) МэВ). Также велика вероятность существования уровня в районе 58,5 МэВ, дающего при распаде дейтроны четырех наблюдаемых групп (20,3; (22,4); 23,7 и 26,5 МэВ), а также уровня при 62,3 МэВ, дающего при распаде группы дейтронов при 23,7; 26,5 и 29,8 МэВ. Отметим также, что возбужденное состояние ^{12}C при 52 МэВ может давать протоны с энергией 32,8 МэВ. В литературе практически нет данных о состоянии ^{12}C при столь высоких возбуждениях. Можно лишь отметить, что при исследовании реакции $^{14}\text{N}(\pi^+, 2p)^{12}\text{C}$ в спектре возбуждения ^{12}C также обнаружены пики в районе 51 и 57-60 МэВ, изоспин которых не противоречит значению $T=1$ [4].

Предполагаемые уровни или группы уровней ядра ^{12}C , возбуждаемые при EL^* -поглощении виртуальных γ -квантов и испускающие при распаде дейтроны определенной энергии (МэВ)

Энергия дейтронов в максимуме, МэВ	Предполагаемые состояния конечного ядра ^{10}B с $T=1$		
	1,74 МэВ	5,37 МэВ	8,9 МэВ
18,7	49	52,6	56,5
20,3	51,8	54,6	58,4
(22,4)	(53,8)	(57,3)	(60,9)
23,7	55,2	58,8	62,3
26,5	58,5	62,3	65,9
29,8	62,4	66,3	69,9

* $L=1, 2, 3$.

Значительная часть протонов и дейтронов, по-видимому, обязана прямому процессу, т. е. непосредственному выбиванию этих частиц из ядра ^{12}C . Подтверждением этого является то, что расчетная кривая (рис. 1, сплошная линия), полученная в импульсном приближении для одночастичного механизма реакции [5], хорошо воспроизводит гладкую часть экспериментального спектра протонов (оболочечные параметры

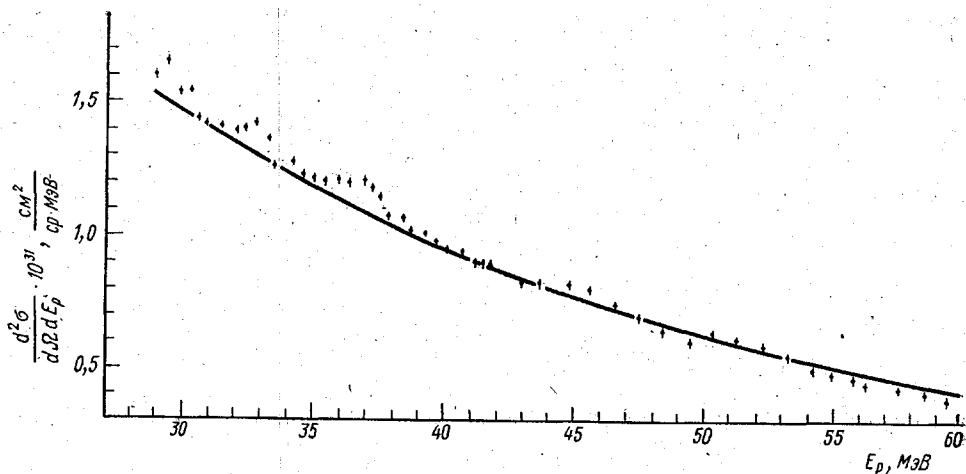


Рис. 1. Спектр протонов из электрорасщепления ядра ^{12}C ($E_e=250$ МэВ, $\theta_p=60^\circ$). Сплошная линия — результат расчета в импульсном приближении для одночастичного механизма испускания [7]

были выбраны равными: $\alpha_n=150$ МэВ/с и $\alpha_p=90$ МэВ/с). С другой стороны, в работе [6] по теории подхвата вычислены сечения реакции (γ, d) для легких ядер. В случае углерода ^{12}C имеем $\sigma(\gamma, d) \approx 10$ мкб для $E_d \geq 20$ МэВ без учета кулоновского барьера. Учет последнего фактора несколько увеличивает сечение реакции (γ, d) . В нашей работе при $E_d=20,3$ МэВ (рис. 2) сечение реакции (γ, d) составляет

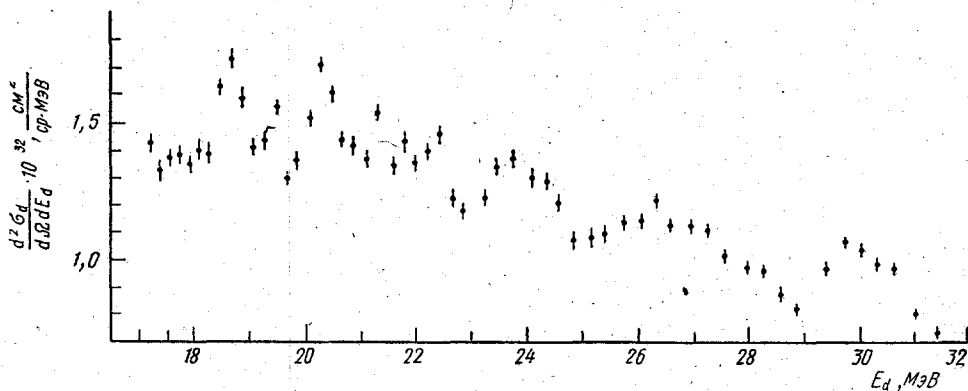


Рис. 2. Спектр дейтронов из электрорасщепления ^{12}C : $E_e=250$ МэВ, $\theta_d=60^\circ$

~ 13 мкб в случае, когда поглощение γ -кванта ядром имеет чисто дипольный характер (E1), и ~ 10 мкб, если поглощение фотонов имеет электрический квадрупольный характер.

В заключение можно сказать, что испускание протонов и дейтронов из ядра ^{12}C при электровозбуждении с энергией 50—70 МэВ имеет сложный характер. Часть этих частиц испускается за счет прямых процессов, часть — за счет распада коллективных резонансных состояний ядра ^{12}C . Для получения более определенных выводов необходимы измерения угловых распределений протонов и дейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Афанасьев Н. Г., Савицкий Г. А., Шарданов А. Х. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия Физика высоких энергий и атомного ядра. Вып. 2(14). Харьков, 1975, с. 25. [2] Афанасьев Н. Г., Савицкий Г. А., Шарданов А. Х. Там же, с. 23. [3] Борзов И. Н., Камерджиев С. П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, 41, с. 4. [4] Гисматулин Ю. Р. Там же, 1981, 45, с. 674. [5] Афанасьев Н. Г. и др. ЖЭТФ, 1967, 37, с. 1671. [6] Madson V. A., Henley E. M. Nucl. Phys., 1962, 33, p. 1. [7] Высоцкий Г. Л., Высоцкая А. В. Ядерная физика, 1969, 9, с. 1177.

Поступила в редакцию
10.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА, СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 3

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.87:621.371

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНИХ ЛУЧЕВЫХ ТРАЕКТОРИЙ В ИОНОСФЕРНОМ СЛОЕ С ИЗОТРОПНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

В. Д. Гусев, И. Г. Васильева

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследования последнего времени показывают, что случайные неоднородности среды играют большую роль при ионосферном распространении радиоволн [1, 2]. При распространении в случайно-неоднородной среде волна подвергается возмущающему воздействию неоднородностей и траектория луча может отклоняться от невозмущенной. Данная работа посвящена исследованию средних лучевых траекторий в ионосферном слое с изотропными неоднородностями во втором приближении геометрической оптики (ГО).

Для последующих расчетов используются лучевые уравнения в стандартной форме [1]:

$$dp/d\sigma = \nabla n, \quad (1)$$

где σ — путь вдоль траектории луча; $p = nS$, S — единичный вектор, касательный к траектории луча; n — показатель преломления среды. Для случайно-неоднородной среды с рефракцией диэлектрическая проницаемость записывается в виде

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0(z) + \varepsilon_1(x, y, z),$$

$\varepsilon_0(z)$ — детерминированная, а ε_1 — случайная функция координат, причем $\sigma_{\varepsilon_1} \ll \varepsilon_0$. Ограничимся линейной аппроксимацией детерминированной части диэлектрической проницаемости: $\varepsilon_0(z) = 1 - z/z_0$.

Рассмотрим наклонное падение волны на слой, выбирая в качестве плоскости падения плоскость XZ и используя x и z в качестве независимых переменных для соответствующих компонент вектора p . Тогда из (1) с учетом соотношения $S = dr/d\sigma$ можно получить следующие решения:

$$p_x = \sqrt{p_{x0}^2 + \int_0^x \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial x} dx}, \quad p_z = \sqrt{p_{z0}^2 + \int_0^z \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} dz}, \quad p_y = \frac{1}{2} \int_0^x \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial y} \frac{dx}{p_x}, \quad (2)$$

где $p_{x0}^2 = \sin^2 \theta_{00}$; $p_{z0}^2 = \cos^2 \theta_{00} - z/z_0$; $p_{y0} = 0$; θ_{00} — угол падения волны на слой. Учитывая (2), запишем условие отражения луча от слоя $p_z = 0$ в развернутом виде:

$$\cos^2 \theta_{00} - \frac{z_{\text{отр}}}{z_0} + \int_0^{z_{\text{отр}}} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} dz = 0. \quad (3)$$

Из (2) следует, что уровень отражения возмущенной траектории в общем случае не совпадает с уровнем отражения невозмущенной траектории $z_0 \cos^2 \theta_{00}$. Пусть уро-