

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 70, ВЫПУСК 9
10 НОЯБРЯ, 1999

Письма в ЖЭТФ, том 70, вып.9, стр.561 - 564

© 1999г. 10 ноября

**О ЛЕВО-ПРАВОЙ АСИММЕТРИИ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
 α -ЧАСТИЦ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ
НЕЙТРОНАМИ**

Г.В.Данилян

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117259 Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 сентября 1999 г.

Обсуждаются некоторые экспериментальные возможности установления природы недавно обнаруженной T -нечетной угловой корреляции в тройном делении ядер ^{233}U поляризованными нейтронами. В частности, исследование зависимости коэффициента корреляции от энергии нейтронов при тройном делении ядер ^{239}Pu и ^{235}U может внести некоторую ясность в осуждаемую проблему.

PACS: 24.80.-x

В поисковом эксперименте, поставленном на пучке поляризованных холодных нейтронов высокопоточного реактора Института Лауэ-Ланжевена сотрудничеством ИТЭФ – Тюбингенский университет – НИЯФ – Технический университет Дармштадта – Курчатовский институт – Институт Лауэ-Ланжевена, обнаружена T -нечетная угловая корреляция в тройном делении ядер ^{233}U [1]:

$$W = \text{const}(1 + DS[\mathbf{P}_{LF} \times \mathbf{P}_\alpha]). \quad (1)$$

где D – коэффициент корреляции, \mathbf{S} – единичный вектор в направлении поляризации нейтронов, \mathbf{P}_{LF} и \mathbf{P}_α – единичные векторы в направлениях импульсов легкого осколка и длиннопробежной α -частицы, соответственно.

Измеренное значение коэффициента корреляции D оказалось равным $3 \cdot 10^3$. На самом деле в выражении (1) вместо \mathbf{S} необходимо поставить \mathbf{I} – единичный вектор в направлении поляризации делящегося ядра и коэффициента D должен быть приведен к 100-процентной поляризации ядра. Степень поляризации компаунд-ядра, образованного при захвате поляризованных s -нейтронов неполяризованными ядрами, определяется выражениями

$$P_N = +(Pn/3)\{1 + 2/(2J + 1)\} \quad \text{при} \quad I = J + 1/2 \quad (2)$$

$$P_N = -(Pn/3) \quad \text{при} \quad I = J - 1/2, \quad (3)$$

где P_n – степень поляризации пучка нейтронов, J – спин ядра-мишени. Отрицательный знак в (3) означает, что ядра поляризованы в направлении, противоположном направлению поляризации пучка нейтронов.

Заселение спиновых состояний зависит от энергии нейтронов, и, следовательно, средняя поляризация компаунд-ядер также зависит от E_n :

$$\langle P_N \rangle = \{\sigma(+)P_N(+) + \sigma(-)P_N(-)\} / \{\sigma(+) + \sigma(-)\}, \quad (4)$$

где $\sigma(\pm)$ – соответствующие спиновые парциальные сечения деления ядра, зависящие от E_n .

К сожалению, для ядра-мишени ^{233}U данных по $\sigma_+(E_n)$ нет и определить действительное значение D невозможно. Очевидно, что при $E_n = 0.0017\text{эВ}$ (20 К) оба спиновых состояния вносят вклад в сечение деления и, следовательно, $D > 3 \cdot 10^{-3}$.

Поиск аналогичных эффектов проводился для распада поляризованных нейтронов [2] и в (n, γ_0) -реакции [3], однако в обоих случаях был установлен лишь верхний предел на коэффициент корреляции: $|D| < 10^{-3}$.

Корреляции типа (1) запрещены инвариантностью взаимодействий относительно обращения времени лишь приближенно, когда амплитуда взаимодействия много меньше единицы. Сильное и электромагнитное взаимодействия продуктов распада в конечном состоянии могут имитировать T -нечетную корреляцию. Теоретические оценки величин таких эффектов в случаях распада нейтрона и в (n, γ) -реакции по порядку величины составляют 10^{-5} . Что же касается эффектов взаимодействия в конечном состоянии процесса деления ядер, то из-за большого ($\sim 10^{10}$) многообразия конечных состояний и необходимости суммирования эффектов по всем состояниям едва ли возможна реалистическая оценка величины эффекта. Более того, между процессом распада нейтрона, когда в корреляции фигурируют импульсы электрона и антинейтрино (или протона), и процессом деления, когда в корреляции (1) входит импульс легкого (или тяжелого) осколка, есть существенное различие. На возможность проявления корреляции между импульсом легкого осколка и спином ядра указывалось в работе Владимирского и Андреева [4], инициировавшей постановку поискового эксперимента по исследованию несохранения пространственной четности в бинарном делении ядер [5]. Оказалось, что вследствие нарушения четности слабым взаимодействием на стадии образования компаунд-ядра легкие осколки (все!) действительно коррелируют со спином делящего ядра:

$$W = \text{const}(1 + \alpha \mathbf{I} \mathbf{P}_{LF}). \quad (5)$$

где α такого же порядка ($10^{-4} - 10^{-3}$), как и в (n, γ_0) -реакциях [6], то есть легкий осколок, независимо от A, Z и своих квантовых характеристик, ведет себя в угловых корреляциях так же, как и гамма-квант определенного перехода в ядре. Объяснение этому феномену было дано Сушковым и Фламбаумом [7] в рамках теории угловых распределений осколков Бора и Струтинского [8] при дополнительном предположении, что в квазистационарных переходных состояниях "холодное" сильно деформированное ядро имеет грушевидную форму и благодаря корреляции "груши" со спином ядра, обусловленной примесью противоположной четности к основной четности квазистационарного состояния, все будущие легкие осколки, определяемые формой "груши", и на бесконечности сохраняют первоначальную корреляцию относительно направления поляризации делящегося ядра. Ясно, что этот механизм определяет и все квантовые числа осколков в конечном состоянии таким образом, что при сумми-

ровании по конечным состояниям не происходит нивелирования корреляции. Совсем иная картина имеет место при тройном делении, когда в момент разрыва "шейки", соединяющей два осколка, образуется еще и легкая заряженная частица (в основном, это α -частица). Трудно представить себе некий механизм, который бы обеспечивал синфазность всех мод тройного деления (множество квантовых состояний трех частиц!) и это подтверждается экспериментами. В то время, как осколки тройного деления проявляют ту же самую P -нечетную асимметрию, которая характерна для осколков бинарного деления [9], в угловом распределении α -частиц тройного деления P -нечетной асимметрии не обнаружено [10]. Этот экспериментальный факт представляется косвенным указанием на то, что корреляция (1) в тройном делении есть следствие взаимодействия в конечном состоянии. Однако, конечно, это должно быть установлено экспериментально.

Взаимодействие в конечном состоянии, по определению, не должно зависеть от начального состояния, за исключением возможной зависимости от спина (магнитного момента) делящегося ядра. В частности коэффициент корреляции D , приведенный к 100-процентной поляризации делящегося ядра, не должен зависеть от энергии нейтронов, вызывающих деление ядер. Но, как уже отмечалось, заселение двух возможных спиновых состояний при захвате s -нейтронов определяется энергией нейтронов.

Таким образом, исследование энергетической зависимости $D(E_n)$ может внести определенную ясность в обсуждаемую проблему. Для этого имеются две возможности: 1) измерение коэффициента корреляции D для ядра-мишени ^{239}Pu при тепловой энергии нейтронов и в резонансе 0.3 эВ и 2) такие же измерения для ядра-мишени ^{235}U . В первом случае при захвате s -нейтронов ядрами ^{239}Pu ($J = 1/2$) заселяются спиновые состояния $i = 0^+$ и $I = 1^+$. Сечение деления в интервале энергий нейтронов до 0.5 эВ определяется, в основном, резонансом при $E_n = 0.297$ эВ ($I = 1^+$) и отрицательными резонансами со спином $I = 0^+$. Очевидно, что последние не могут вносить вклад в корреляцию (1). Таким образом, если корреляция (1) обусловлена взаимодействием в конечном состоянии, то коэффициент корреляции D не должен зависеть от энергии нейтронов в интервале 0 – 0.3 эВ, поскольку только одно спиновое состояние может давать вклад в корреляцию, то есть в случае ^{239}Pu исключается возможная зависимость от энергии нейтронов через зависимость от спина делящегося ядра.

В случае ^{235}U ($J = 7/2$) при захвате s -нейтронов заселяются спиновые состояния 3 и 4^- и имеются данные по парциальным спиновым сечениям деления [11]. Следовательно, в измерениях зависимости $D(E_n)$ в интервале энергий нейтронов до 0.3 эВ может проявиться зависимость от спина (магнитного момента) делящегося ядра. Это ядро интересно еще тем, что средняя поляризация делящегося ядра обращается в нуль при энергии нейтронов ~ 0.3 эВ. Естественно, и коэффициент D должен обратиться в нуль.

До сих пор рассматривался захват нейтронов только в s -волне. Несмотря на пренебрежимо малое сечение захвата в p -волне, в экспериментах проявляются корреляции, обусловленные интерференцией s - и p -волн. В частности, обнаружена левая-правая асимметрия углового распределения осколков бинарного деления ядер поляризованными медленными нейтронами:

$$W = \text{const}(1 + BS[\mathbf{P}_n \times \mathbf{P}_{LF}]), \quad (6)$$

где \mathbf{P}_n – единичный вектор в направлении импульса захваченного ядром нейтрона. Коэффициент асимметрии B по порядку величины составляет $10^{-4} - 10^{-3}$ и существенно зависит от энергии нейтронов. Вследствие разной зависимости парциальных нейтронов ширины в s - и p -волнах от энергии нейтронов, в среднем он оказывается пропорциональным скорости нейтрона. Прямой вклад корреляция (6) в измеряемую корреляцию (1) исключен геометрией постановки эксперимента (измерения проводились на продольно поляризованном пучке нейтронов, при котором корреляция (6) в среднем обращается в нуль). Более того, измерения проводились на пучке холодных нейтронов (20 К), для которых коэффициент B должен быть в несколько раз меньше, чем для тепловых нейтронов. Поэтому представляется крайне маловероятным, чтобы обнаруженный эффект в тройном делении можно было объяснить sr -интерференцией. Тем не менее поскольку данные по энергетической зависимости коэффициента B для бинарного деления для ядер-мишеней ^{239}Pu и ^{235}U имеются (а sr -интерференционный эффект для тройного деления и бинарного должен быть один и тот же), они могут быть учтены при фитировании результатов измерений энергетической зависимости коэффициента D .

Подведем итог обсуждению. В эксперименте обнаружен формально T -нечетный эффект в тройном делении ядер поляризованными нейтронами. Он может быть проявлением примеси взаимодействия, инвариантного относительно обращения времени. Однако более вероятно, что он обусловлен взаимодействием в конечном состоянии. Теоретически оценить величину эффекта взаимодействия в конечном состоянии или величину эффекта, обусловленного sr -интерференцией во входном канале, практически невозможно из-за сложности решения задачи взаимодействия трех тел, да еще при большом многообразии конечных состояний. Экспериментальные возможности также крайне ограничены. Предлагаемые в настоящей статье исследования энергетической зависимости эффекта могут исключить гипотезы о возможной зависимости эффекта от спина делящегося ядра и об sr -интерференционной природе обнаруженной корреляции. В случае, если в измерениях на ядре ^{239}Pu будет обнаружена зависимость от энергии нейтронов, которую невозможно будет объяснить эффектом интерференции s - и p -волн в нейтронном захвате, то, очевидно, можно будет утверждать, что обнаружена примесь взаимодействия, инвариантного относительно обращения времени.

-
1. P.Jesinger, G.V.Danilyan, A.M.Gagarski et al., ЯФ **62**, (1999).
 2. Б.Г.Ерозолимский, Ю.А.Мостовой, В.П.Федунин и др., ЯФ **28**, 98 (1978).
 3. M.I.Bulgakov, G.V.Danilyan, A.D.Gulko et al., Phys. Lett. **42B**, 351 (1978).
 4. В.В.Владимирский, В.Н.Андреев, ЖЭТФ **41**, 663 (1961).
 5. Г.В.Данилян, УФН **131**, 329 (1981).
 6. Ю.Г.Абов, П.А.Крупчицкий, УФН **118**, 141 (1976); Г.В.Данилян, В.В.Новицкий, В.С.Павлов и др., Письма в ЖЭТФ **24**, 380 (1976).
 7. О.П.Сушнов, В.В.Фламбаум, УФН **136**, 3 (1982).
 8. О.Бор, Материалы международной конференции по мирному использованию атомной энергии, т.2, Женева, 1955, с.175; В.М.Струтинский, ЖЭТФ **30**, 606 (1956); АЭ **2**, 508 (1957).
 9. А.В.Велозеров, А.Г.Беда, Л.Н.Бондаренко и др., Письма в ЖЭТФ **51**, 10 (1990).
 10. А.Я.Александрович, Г.В.Вальский, Т.К.Звездкина и др., Препринт ЛИЯФ, №1057 (1985).
 11. W.I.Furman, Yu.N.Korach, A.B.Popov et al., ISINN-6, Dubna, 1998, p.260.