

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ МОЩНОГО НЕЙТРИННОГО ИСТОЧНИКА

Н.Г.Басов, В.Б.Розанов

Обсуждается возможность конверсии нейтронов, возникающих при импульсной термоядерной реакции, в нейтрино и антинейтрино в результате различных ядерных реакций.

Длительное время обсуждаются различные эксперименты, связанные с возможностью не сохранения электронных и мюонных лептонных чисел и существования нейтринных осцилляций в вакууме¹⁻³. В качестве источника для таких экспериментов рассматриваются ядерные реакторы, ускорители, Солнце, космические нейтрино, обсуждается использование космических и солнечных нейтрино для различных экспериментов при расположении детекторов глубоко под землей или под водой³⁻⁵. Ниже представлены ориентировочные характеристики указанных источников.

Источник	Частица	Диапазон энергий (МэВ)	Интенсивность (с^{-1})	Диапазон потоков ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$)
Реактор	$\bar{\nu}_e$	1 ÷ 2	10^{19}	$10^{12} \div 10^{13}$
Ускорители	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	$(1 \div 200) \cdot 10^3$	$10^8 - 10^{10}$	—
Солнце	ν_e	0 ÷ 1,44	—	$7 \cdot 10^{10}$ ³
	ν_e	14,1	—	$5 \cdot 10^6$
Космос	$\nu_e + \bar{\nu}_e, \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$	10^3	—	1 ⁵

В данной работе мы хотели обратить внимание на возможность создания исключительно яркого (в земных, лабораторных условиях) импульсного источника электронных нейтрино или антинейтрино при конверсии нейтронов, возникающих при импульсной термоядерной реакции, инициируемой лазерным излучением (или пучками частиц), в нейтрино или антинейтрино в результате различных ядерных реакций. В⁶ обсуждалась возможность индуктивного ускорения частиц при микровзрыве и генерации мезонных нейтрино.

Применение такого источника с длительностью импульса от долей секунды до нескольких минут дает дополнительную возможность использовать при детектировании временную селекцию событий, что может улучшить разрешение и точность эксперимента.

Сейчас в численных расчетах лазерных термоядерных мишеней с помощью программ, проверенных на различных экспериментах, показано, что при энергии лазерного излучения несколько мегаджоулей термоядерное энерговыделение может составить $10^3 - 10^4$ МДж^{7, 8},

что соответствует выходу ДТ-нейтронов в импульсе длительностью $3 \cdot 10^{-11}$ с — $3,5 \cdot 10^{20}$ — $3,5 \cdot 10^{21}$.

Известны ряд ядерных реакций, в которых при β -распаде ядра, возникающего в результате реакции, генерируются электронные нейтрино или антинейтрино: $\text{Be}^9 n \alpha \text{He}^6$; $\text{Li}^6 n p \text{He}^6$; $\text{C}^{12} n p \text{B}^{12}$; $\text{B}^{11} n \gamma \text{B}^{12}$; $\text{B}^{11} n \alpha \text{Li}^8$; $\text{Li}^7 n \gamma \text{Li}^8$; $\text{C}^{12} p n \text{N}^{12}$; $\text{Al}^{27} n 2n \text{Al}^{26}$; $\text{Si}^{28} n 2n \text{Si}^{27}$; $\text{S}^{32} n 2n \text{S}^{31}$

Кроме того, при реакции деления U, Th, Pu образуются нейтронно-избыточные ядра, которые при β -распаде генерируют антинейтрино, причем часть распадов (например изотопов I, Xe, Rb и др.) происходит с малым периодом полураспада. Из приведенных наибольший интерес представляют реакции, ведущие к распадам B^{12} (период полураспада $T_{1/2} = 0,027$ с) и N^{12} ($T_{1/2} = 0,0125$ с), в результате которых возникают частицы с максимальной энергией ($E_{\text{max}} = 13,43$ и $16,6$ мэВ) и реакция $\text{Al}^{27} n 2n \text{Al}^{26}$ ($T_{1/2} = 6,3$ с, $E_{\text{max}} = 3$ мэВ в результате которой рождаются нейтрино. Сечения нейтронных реакций можно найти в ⁹. Заметим, что в связи с рассматриваемой проблемой весьма желательно уточнение поведения сечений, так как имеющиеся данные неполны и не всегда согласуются между собой (например, для $\text{B}^{11} n \gamma$).

Пороги реакций $n p$, $n \alpha$ и $n 2n$ близки к 14 мэВ, порог $\text{C}^{12} p n$ реакции равен 20 МэВ, сечения нейтронных реакций для 14 МэВ-ных нейтронов имеют порядок величины $10^3 - 10^{-2}$ бн. Из величины сечений видно, что конверсия нейтронов в ν и $\bar{\nu}$ является непростой задачей и для генерации этих частиц в лазерном термоядерном реакторе необходимо создание специальных "нейтринных" мишеней. Эти мишени могут быть изготовлены в виде сферического слоя вещества, в центре которого осуществляется микровзрыв. Внутренний радиус слоя определяется условиями неразрушения мишени (например, нагревом только до расплавления), а толщина — сечениями реакций. Для реакций $n p$, $n \alpha$ и $n 2n$ толщина определяется транспортным пробегом 14 МэВ нейтронов. В случае реакции $n \gamma$ потери нейтронов на вылет из мишени и на поглощение примесями должны быть малы по сравнению с полезным процессом. Например, если в мишени из B^{11} ($\sigma_{n \gamma} \approx 0,01$ бн) примесью является B^{10} ($\sigma_{n \gamma} \approx 10^3$ бн), то его количество не должно превышать 10^{-5} . Оценивая вылет нейтронов в диффузионном приближении, мы получим условия на толщину слоя $\Delta \gtrsim \sqrt{\frac{\pi^2}{12} L_t L_{n \gamma}}$, где L_t — полный пробег нейтронов, $L_{n \gamma}$ — пробег для реакции $n \gamma$. Оценки показывают, что для $E_{\text{т.я.}} = 10^4$ МДж внутренний радиус нейтринных мишеней следует выбрать равным $1 \div 1,5$ м (для различных веществ), а толщину — 10 — 15 см для реакций $n p$, $n \alpha$ и $n 2n$ и примерно $1 \div 1,5$ м для реакции $n \gamma$.

В рассмотренных примерах выход ν в реакции $\text{Al}^{27} n 2n$ и $\bar{\nu}$ в реакциях $n p$ и $n \alpha$ составит долю от полного числа нейтронов, равную отношению сечения реакции к транспортному сечению (1/65 для Al^{27} или $5 \cdot 10^{19}$ нейтрино). В случае реакции $n \gamma$ количество антинейтрино может быть равным числу замедлившейся и захваченных нейтронов, т. е. $3,5 \cdot 10^{21}$. Поскольку время замедления и захвата нейтрона составляет примерно 10^{-3} с, интенсивность источника будет определяться периодом полураспада конечного ядра.

Для осуществления генерации антинейтрино с помощью реакции деления можно использовать схему лазерного гибридного реактора ¹⁰. Считается возможным достичь от одного до нескольких делений на один 14 МэВ нейтрон, это дает возможность генерировать $\approx 10^{23}$ антинейтрино при $E_{\text{т.я.}} = 10^4$ МДж.

Использование реакции $\text{C}^{12} p n \text{N}^{12}$ в принципе возможно, поскольку при горении мишени имеется ряд процессов, в которых образуются протоны с энергией свыше 20 МэВ, однако их количественные оценки недостаточно надежны и мы не будем их здесь рассматривать.

Общая схема нейтринной установки — "лазерной нейтринной фабрики" — может быть представлена следующим образом. Во взрывной камере, радиусом 5 — 7 метров, с соответствующей защитой, системой ввода лазерного излучения, лазерных термоядерных мишеней и т. п. собирается та или иная нейтринная мишень из полусфер (или частей сферы) через отверстия в стенках взрывной камеры. Полный нейтронный поток можно набрать как в одном

микровзрыве, так и в серии последовательных микровзрывов. При обеспечении остывания, нейтринная мишень может быть использована многократно.

Приведем возможные параметры нейтринных источников (для $E_{\text{т.я.}} = 10^4$ МДж, поток дается на расстоянии от реактора $R = 10$ м)

Реакция	ν или $\bar{\nu}$	Характерное время (с)	Макс. энергия (МэВ)	Количество	Поток = ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$)
$\text{B}^{11}n\gamma\text{B}^{12}$	$\bar{\nu}$	0,027	13,43	$3,5 \cdot 10^{21}$	10^{16}
$\text{Al}^{27}n2n\text{Al}^{26}$	ν	6,3	2 – 3	$5 \cdot 10^{19}$	10^{12}
Unf	$\bar{\nu}$	1 – 100	1 – 2	10^{23}	10^{16}

Представляется, что источники нейтрино и антинейтрино с указанными параметрами могли бы быть полезными в решении проблемы осцилляций нейтрино (в установлении угла и длины смешивания).

В заключение заметим, что с помощью недавно запущенного лазера "Нова" ¹¹ можно рассчитывать на получение $3 \cdot 10^{16}$ нейтронов. Тогда при использовании наиболее экономичной реакции $\text{B}^{11}n\gamma\text{B}^{12}$ можно прогнозировать достижение потока антинейтрино на расстоянии 10 м от взрывной камеры $10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Авторы благодарны за полезные обсуждения С.Ю.Гуськову и В.И. Манько (ФИАН СССР), а также Х.М.Сантолая (Мадридский Политехнический университет).

Литература

1. Понтекорво Б. ЖЭТФ, 1957, 33, 549.
2. Понтекорво Б. ЖЭТФ, 1967, 53, 1718.
3. Биленский С.М., Понтекорво Б.М. УФН, 1977, 123, 181.
4. Марков М.А. Нейтрино, М.: Наука, 1964.
5. Science Underground (Los Alamos, 1982), AIP Conference Proceedings, Series Editor: Hugh C. Wolfe, Number 96 New -York, 1983.
6. Аскарьян Г.А. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 322.
7. Басов Н.Г. и др. Препринт №89 ФИАН СССР, 1984, Кв. электроника, 1985, 12, 1289.
8. Laser Program Annual Report Lawrence Livermore National Lab. UCRL-50021-81.
9. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат 1981.
10. Basov N.G. et al. P. N. Lebedev Physical Inst. Preprint N 214, Moscow 1983.
11. Speck D.R., Godwin R.O., Simons W.W. CLEO'85. Invited paper YhY1.