Письма в ЖЭТФ, том 97, вып. 12, с. 769 – 771

Пучок моноэнергетических нейтронов для калибровки детектора темной материи

А. Н. Макаров, С. Ю. Таскаев[1)]

Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 10 апреля 2013 г.

После переработки 30 апреля 2013 г.

Предложен новый способ получения пучка моноэнергетических нейтронов с энергиями практически любой величины. Описано получение пучка для калибровки детектора темной материи с жидким аргоном в качестве рабочего вещества.

DOI: 10.7868/S0370274X13120035

В настоящее время целый ряд экспериментальных наблюдений (кривые вращения галактик [1], гравитационные линзы [2], температурные флуктуации реликтового излучения [3] и изобилие легких ядер [4]) указывает на возможное существование "темной материи", составляющей основную массу Вселенной. Наиболее подходящими кандидатами для объяснения всей совокупности данных считаются слабовзаимодействующие частицы WIMP [5]. Это частицы холодной темной материи. Они являются нерелятивистскими. Их масса находится в районе 10 ГэВ. Они могут быть обнаружены, поскольку Земля движется относительно центра Галактики, а холодная темная материя предполагается неподвижной. К настоящему времени рядом детекторов зарегистрированы сигналы, которые могут быть связаны с ионизацией атомов детектирующего вещества частицами WIMP [6–9]. Поскольку солнечная система вращается вокруг центра Галактики со скоростью 220–250 км/с, а Земля – вокруг Солнца со скоростью 30 км/с, передаваемый импульс не превышает нескольких килоэлектронвольт. Для интерпретации полученных результатов необходимо знать, какая часть полной энергии ядер отдачи идет на ионизацию (*quenching factor*). Она может быть измерена при рассеянии моноэнергетических нейтронов с энергией в десятки килоэлектронвольт.

Моноэнергетические нейтронные пучки, используемые в метрологических целях, перекрывают область от 2 кэВ до 390 МэВ. В области низких энергий используют преимущественно реакции $^7\mathrm{Li}(p,n)^7\mathrm{Be}$ и $^{45}\mathrm{Sc}(p,n)^{45}\mathrm{Ti}$ или ядерный реактор с фильтром из железа и получают пучки с энергиями 2, 8, 24, 27, 70 и 144 кэВ [10–12].

[1)]e-mail: taskaev@inp.nsk.su

В данной работе предложен способ формирования пучка моноэнергетических нейтронов с практически любыми энергиями. Описано его применение для калибровки детектора темной материи с жидким аргоном в качестве рабочего вещества.

Генерация нейтронов осуществляется при сбросе протонного пучка с энергией более 1.882 МэВ на литиевую мишень в результате реакции $^7\mathrm{Li}(p,n)^7\mathrm{Be}$. Последняя характеризуется быстрым ростом сечения вблизи порога, относительно большим сечением (0.3–0.6 б) и относительно мягким спектром генерируемых нейтронов (при энергии протонного пучка 2 МэВ средняя энергия нейтронов равна 75 кэВ). Для моноэнергетического протонного пучка в случае малого изменения его энергии при прохождении нейтроногенерирующего слоя энергия и угол испускания нейтрона однозначно определяются кинематическими отношениями. На рис. 1 представлена связь энергии нейтрона в лабораторной системе координат с полярным углом испускания при разных энергиях протонов [13]. Видно, что при энергии протонов выше порога реакции, 1.882 МэВ, но ниже 1.920 МэВ нейтроны испускаются только в переднюю полусферу и характеризуются двумя моноэнергетическими линиями. При энергии протонов выше 1.920 МэВ нейтроны излучаются во все направления и характеризуются лишь одной моноэнергетической линией. Из рис. 1 следует, что варьируя энергию протонов и угол наблюдения, больший 90°, можно создавать моноэнергетические нейтронные пучки с любой энергией. Вылетающие назад нейтроны не проходят через охлаждаемую подложку литиевой мишени, которая хоть и минимизирована по толщине, но неизбежно приводит к рассеянию и деформации спектра. Зависимость энергии этих нейтронов от угла и от энергии протонов достаточно слабая.

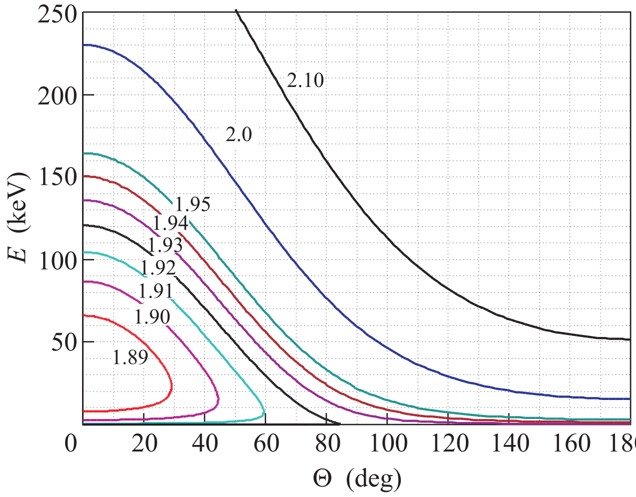

Рис. 1. Зависимости энергии нейтрона E от угла вылета Θ (в лабораторной системе координат) при разных энергиях протонов (в МэВ). Угол 0° совпадает с направлением протонного пучка

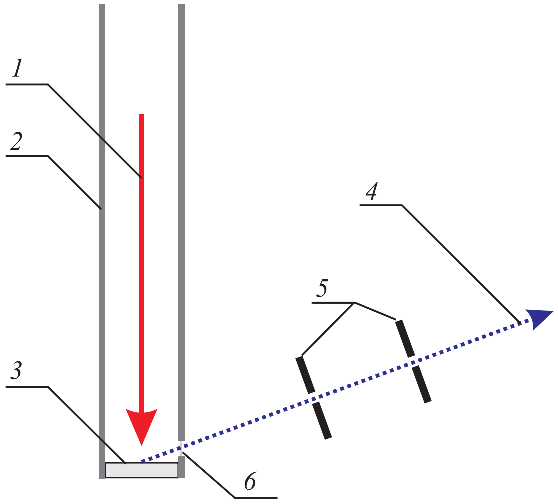

Рис. 2. Устройство для получения пучка моноэнергетических нейтронов: *1* – пучок протонов, *2* – вакуумная камера, *3* – нейтроногенерирующая мишень, *4* – пучок моноэнергетических нейтронов, *5* – коллиматор, *6* – окно

Это позволяет обеспечить высокую монохроматичность.

Монохроматичность испускаемых нейтронов определяется толщиной литиевого слоя, поскольку по мере его прохождения протоны тормозятся и энергия испускаемых нейтронов уменьшается. Так, после прохождения 1 мкм лития энергия протона уменьшается с начальных 2 МэВ на 3.1 кэВ [14] и энергия нейтронов, испускаемых под углом 110°, снижается на 1.5 кэВ. Таким образом, литиевый слой толщиной 1 мкм приводит к уширению энергетического распределения нейтронов на 2%. Монохроматичность определяется и телесным углом: при энергии протонов 2 МэВ и угле испускания 110° вариации угла в 1° приводят к изменению энергии нейтронов на 1.4 кэВ, т.е. также к 2-процентному уширению.

Практическая реализация предложенного способа формирования пучка моноэнергетических нейтронов может быть осуществлена на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов, созданном для развития методики бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей [15]. Схематически формирование пучка проиллюстрировано на рис. 2. Моноэнергетические протоны *1* с энергией выше 1.920 МэВ, распространяясь в вакуумной камере *2*, падают на мишень *3*. Мишень состоит из охлаждаемой подложки, на которую со стороны протонного пучка напылен тонкий слой лития [16]. Взаимодействие протонов с ядрами лития приводит к генерации нейтронов, испускаемых во все стороны. Для формирования пучка моноэнергетических нейтронов *4* коллиматором *5* используются нейтроны, испущенные назад (по отношению к направлению движения протонов).

Таким способом можно получать моноэнергетические нейтроны практически с любой энергией. Из рис. 3 видно, что на ядрах аргона (рабочего вещества детектора) максимально эффективно рассеиваются нейтроны с энергией 77 кэВ, которые при угле испускания 110° получаются при энергии протонного пучка 2.070 МэВ. Для дополнительной монохроматизации пучка нейтронов предлагается использовать фильтр из серы из-за его прозрачности для нейтронов с заданными энергиями, что демонстриру-

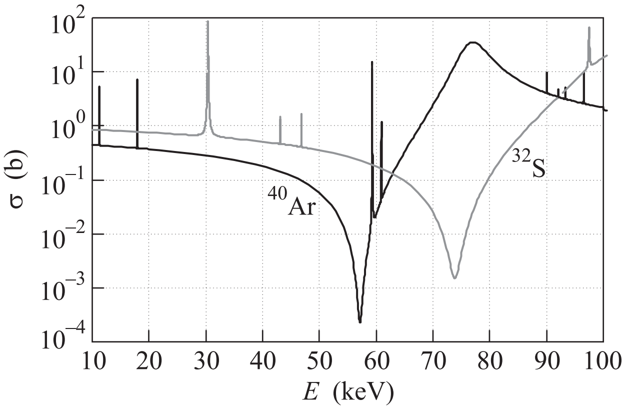

Рис. 3. Сечение упругого рассеяния нейтрона на ^{40}Ar и ^{32}S (база данных ENDF/B-VII.1)

ет представленная на рис. 3 энергетическая зависимость сечения рассеяния нейтронов на ^{32}S.

В настоящее время на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов используется мишень с литиевым слоем толщиной порядка 50 мкм [17]. На нем осуществляется генерация нейтронов для *in vitro* исследований. В направлении испускания 0° спектр нейтронов перекрывает всю область до 100 кэВ и характеризуется максимумом в области 40–80 кэВ [18]. При облучении аргонового детектора таким потоком нейтронов $2/3$ актов рассеяния будут связаны с нейтронами с энергией от 60 до 80 кэВ, что может быть использования при проведении предварительной калибровки.

Полезным при генерации моноэнергетических нейтронов может стать применение схемы мигающего источника, т.е. импульсной генерации нейтронов, которая позволяет осуществлять синхронизацию и измерять энергию нейтронов по времени пролета. При стационарном протонном пучке импульсная генерация нейтронов осуществляется следующим образом [19]. Протонный пучок имеет энергию ниже 1.882 МэВ (порога реакции $^7\mathrm{Li}(p,n)^7\mathrm{Be}$), поэтому генерации нейтронов не происходит. Однако подача отрицательного импульса напряжения в 50 кВ длительностью 200 нс на нейтроногенерирующую мишень, электрически изолированную от корпуса установки, приводит к увеличению энергии протонов и к импульсной генерации нейтронов.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 12-02-31402.

1. Y. Sofue and V. Rubin, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **39**, 137 (2001).
2. R. Cabanac, D. Valls-Gabaud, A. Jaunsen et al., Astron. Astrophys. **436**, L21 (2005).
3. D. Spergel, R. Bean, O. Dore et al., Astrophys. J. Suppl. **170**, 377 (2007).
4. S. Burles, K. Nollett, and M. Turner, Astrophys. J. **552**, L1 (2001).
5. N. Spooner, J. Phys. Soc. Jap. **76**, 111016 (2007).
6. R. Bernabei, P. Belli, A. Bussolotti et al., Nucl. Instr. Meth. A **592**, 297 (2008).
7. J. Angle, E. Aprile, F. Arneodo et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 021303 (2008).
8. M. Felizardo, T. Girald, A. Fernandes et al., J. Phys.: Conf. Ser. **375**, 012011 (2012).
9. D. Akerib, P. Barnes Jr., P. Brink et al., Nucl. Instr. Meth. A **592**, 476 (2008).
10. H. Harano, T. Matsumoto, Y. Tanimura et al., Radiation Measurements **45**, 1076 (2010).
11. V. Lacoste, Radiation Measurements **45**, 1083 (2010).
12. T. Matsumoto, H. Harano, J. Nishiyama et al., AIP Conf. Proc. **1099**, 924 (2009).
13. C. Lee and X. Zhou, Nucl. Instr. Meth. B **152**, 1 (1999).
14. *Hydrogen Stopping Powers and Ranges in all Elements* (ed. by H. N. Y. Andersen), Pergamon Press Inc., 1977.
15. А. С. Кузнецов, Г. Н. Малышкин, А. Н. Макаров и др., Письма в ЖТФ **35**(8), 1 (2009).
16. Б. Ф. Баянов, Е. В. Журов, С. Ю. Таскаев, ПТЭ **1**, 160 (2008).
17. B. Bayanov, V. Belov, and S. Taskaev, J. Phys. **41**, 460 (2006).
18. B. Bayanov, E.Kashaeva, A.Makarov et al., Appl. Radiat. Isot. **67**, S282 (2009).
19. V. Aleynik, B. Bayanov, A. Burdakov et al., Appl. Radiat. Isot. **69**, 1639 (2011).