

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Тормозная мишень для исследования фотоядерных реакций в области энергий гигантского дипольного резонанса

Б. С. Ишханов^{1,2}, С. Ю. Трощиев^{1,a}

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова. ¹Физический факультет, кафедра общей ядерной физики; ²НИИ ядерной физики имени Д. В. Скobelцына (НИИЯФ МГУ).

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^asergey.troschiev@gmail.com

Статья поступила 15.10.2009, подписана в печать 31.10.2009

Исследование механизма взаимодействия гамма-квантов с атомными ядрами в области энергии гигантского дипольного резонанса (ГДР) дает важную информацию о свойствах атомных ядер. Большое число экспериментов по исследованию структуры ГДР было выполнено на пучках тормозных гамма-квантов. В таких экспериментах сечения восстанавливаются по измеренным выходам реакций. Для восстановления сечения необходимо знать форму тормозного спектра и выбрать оптимальные характеристики тормозной мишени, на которой образуется тормозной спектр. Целью настоящей работы является выбор оптимальных характеристик тормозной мишени для экспериментов в области энергий $E < 30$ МэВ. Проведенный анализ на основе численного моделирования показал, что оптимальным является использование двухслойной тормозной мишени, первым слоем которой является вольфрам толщиной 2.5 мм, а вторым слоем — алюминиевый поглотитель толщиной 3 см.

Ключевые слова: тормозное излучение.

УДК: 539.1.076. PACS: 29.25.-t.

Введение

Исследование механизма взаимодействия гамма-квантов с атомными ядрами в области энергии гигантского дипольного резонанса (ГДР) ($E < 30$ МэВ) дает важную информацию о свойствах атомных ядер. Возбуждение и распад гигантского дипольного резонанса позволяет исследовать в фотоядерных реакциях такие свойства симметрии атомных ядер, как:

- 1) пространственная симметрия, которая проявляется в особенностях расщепления ядер, обусловленных их деформацией;
 - 2) однородность атомного ядра и ее нарушение, проявляющееся в оболочечной структуре и конфигурационном расщеплении ГДР;
 - 3) зарядовая симметрия ядра, нарушение которой приводит к изоспиновому расщеплению ГДР,
- а также исследовать механизм диссипации энергии между различными степенями свободы атомного ядра при распаде ГДР и ряд других свойств ядерной материи.

Большое число экспериментов по исследованию структуры ГДР было выполнено на пучках тормозных гамма-квантов. Типичная схема эксперимента на пучке тормозного гамма-излучения показана на рис. 1. Пучок ускоренных электронов с энергией E^m падает на тормозную мишень, в которой образуется тормозной спектр гамма-квантов $W(E, E^m)$, верхняя граница которого определяется энергией электронов E^m . В таких экспериментах измеряется выход реакции $Y(E^m)$, который связан с сечением фотоядерной реакции $\sigma(E)$

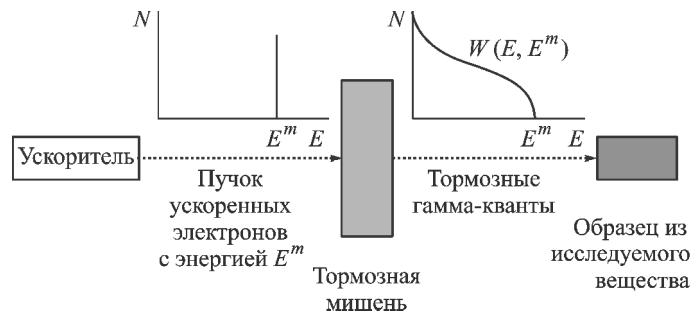


Рис. 1. Схема эксперимента на пучке тормозных гамма-квантов. Изображены спектры электронов на выходе из ускорителя и тормозных гамма-квантов интегральным уравнением

$$Y(E^m) = \alpha \int W(E, E^m) \sigma(E) dE, \quad (1)$$

где α — нормировочная константа, характеризующая интенсивность пучка гамма-квантов, число ядер мишени из исследуемого вещества, эффективность регистрации продуктов распада детектором и другие параметры эксперимента.

Форма спектра тормозных гамма-квантов, падающих на образец из исследуемого вещества для различных энергий электронов E^m , показана на рис. 2. На рис. 2 также в качестве примера сечения фотоядерной реакции в рассматриваемой энергетической области приведено сечение возбуждения ГДР на ядре ^{197}Au .

Измеряя выход реакции $Y(E^m)$ при различных значениях верхней границы тормозного спектра E^m , в результате решения системы интегральных уравнений (1) извлекают сечение реакции $\sigma(E)$. Решению системы

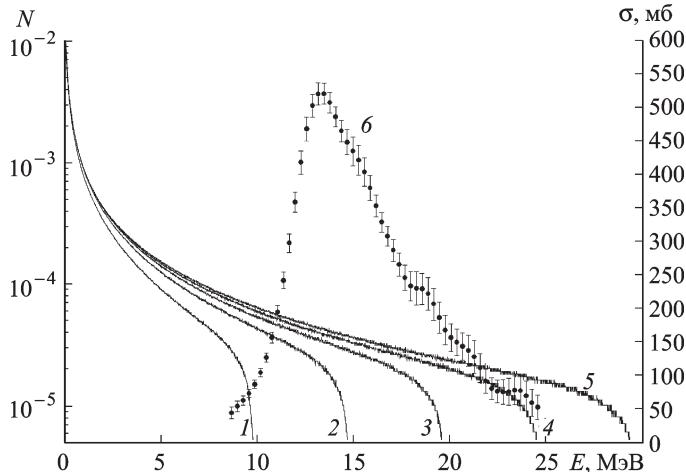


Рис. 2. Спектр тормозных гамма-квантов, падающих на образец из исследуемого вещества при толщине вольфрамовой тормозной мишени 0.1 мм. Кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют энергиям электронов $E'' = 10, 15, 20, 25$ и 30 МэВ соответственно; 6 — сечение возбуждения ГДР на ядре ^{197}Au . Левая шкала соответствует кривым 1–5, правая — сечению возбуждения ГДР на ядре ^{197}Au

уравнений (1) и восстановлению сечения фотоядерной реакции посвящен целый ряд исследований, среди которых в первую очередь следует выделить работы [1, 2].

Для восстановлений сечения реакции необходимо знать форму тормозного спектра и выбрать оптимальные характеристики тормозной мишени, на которой образуется тормозной спектр [3].

Непосредственное измерение формы тормозного спектра гамма-квантов $W(E, E'')$ представляет собой чрезвычайно сложную задачу. Поэтому в большинстве экспериментов толщина тормозной мишени подбирается так, чтобы пренебречь процессами вторичного рассеяния электронов и гамма-квантов в тормозной мишени. В этих случаях в качестве функции $W(E, E'')$ обычно используют результаты теоретических расчетов для бесконечно тонких мишеней [4]. Эти данные собраны в таблицах. Однако, как показал анализ сечений фотоядерных реакций, полученных в различных лабораториях, неточности в определении функции $W(E, E'')$ и в эффективности регистрации продуктов реакции приводят к значительным различиям в полученных сечениях фотоядерных реакций [5–7].

Поэтому использование функции $W(E, E'')$, максимально соответствующей условиям проведения эксперимента, является одной из ключевых проблем анализа данных фотоядерных реакций.

Целью настоящей работы является изучение влияния толщины тормозной мишени на форму спектра тормозных гамма-квантов, выбор в результате численного моделирования оптимальных характеристик тормозной мишени для экспериментов в области энергий $E < 30$ МэВ, расчет формы тормозного спектра — функции $W(E, E'')$, соответствующей параметрам выбранной тормозной мишени.

1. Подбор толщины тормозной мишени

Для увеличения выхода тормозных гамма-квантов тормозная мишень обычно изготавливается из тугоплавкого материала с большим зарядом ядра Z . Обычно это мишень из вольфрама ($Z = 74$) или платины ($Z = 78$). На ускорителе RTM-70 в качестве материала тормозной мишени используется вольфрам. Для исследования фотоядерных реакций в области $E < 30$ МэВ используются электроны, ускоренные на разрезном микротроне RTM-70 до энергии $E'' = 30$ МэВ. После выбора материала тормозной мишени и энергии электронов наиболее важным параметром, влияющим на форму спектра тормозных гамма-квантов, является толщина вольфрамовой тормозной мишени H .

Пороговая энергия фотоядерной реакции для большинства ядер составляет около 8 МэВ, но встречаются изотопы, для которых порог реакции снижается до 3–5 МэВ. Однако, так как спектр тормозных гамма-квантов является функцией, спадающей к высоким энергиям для любой толщины тормозной мишени H , количество гамма-квантов в области низких энергий 3–10 МэВ превышает число гамма-квантов в области 10–30 МэВ. Поэтому в качестве критерия выбора толщины мишени H проводилась оптимизация количества гамма-квантов с энергией $10 \text{ МэВ} < E < 30 \text{ МэВ}$, попадающих на образец из исследуемого вещества.

Для исследования влияния толщины тормозной мишени на спектр тормозных гамма-квантов было проведено численное моделирование фотоядерного эксперимента при помощи пакета библиотек GEANT4 [8]. Пучок электронов с энергией 30 МэВ падал на тормозную мишень из вольфрама, толщина которой варьировалась от 0.01 до 4 мм. Образец из исследуемого вещества в форме цилиндра диаметром 10 см располагался непосредственно за тормозной мишенью. Рассчитывалось количество гамма-квантов в различных энергетических диапазонах, попавших на образец из исследуемого вещества. Все расчеты нормированы на попадание одного электрона из ускорителя на тормозную мишень. Результаты численного моделирования представлены на рис. 3. На рис. 4 показана зависимость количества гамма-квантов с энергией больше 10 МэВ, попавших на образец из исследуемого вещества, от толщины вольфрамовой тормозной мишени.

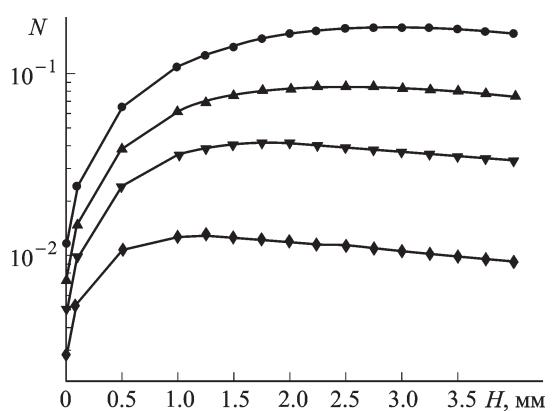


Рис. 3. Зависимость количества гамма-квантов в энергетических диапазонах 10–15 МэВ (●), 15–20 МэВ (▲), 20–25 МэВ (▼), 25–30 МэВ (◆), попадающих на образец из исследуемого вещества, от толщины вольфрамовой тормозной мишени

Видно, что количество гамма-квантов в различных энергетических диапазонах при изменении толщины тормозной мишени изменяется неодинаково: при толщине тормозной мишени H больше 3 мм количество гамма-квантов с энергией выше 20 МэВ уменьшается, тогда как при толщине мишени меньше 2 мм, напротив, уменьшается количество гамма-квантов с малой энергией.

Оптимальным является выбор толщины тормозной мишени $H = 2.5$ мм. При толщине тормозной мишени больше 2.5 мм наблюдается уменьшение числа гамма-квантов с энергией 20–30 МэВ, что влияет на точность определения сечений фотоядерных реакций в области за максимумом гигантского резонанса, представляющих особый интерес при исследовании распадных характеристик ГДР.

2. Двухслойная мишень

Однако при выборе толщины $H = 2.5$ мм в тормозной мишени не происходит полного поглощения электронов и часть высокоэнергетических электронов из ускорителя проходит сквозь тормозную мишень и попадает на образец из исследуемого вещества (рис. 4), что искажает результаты эксперимента, так как может привести к образованию тормозных гамма-квантов непосредственно в образце из исследуемого вещества, изменяя величину выхода реакций, что приводит к систематическим ошибкам в рассчитанных величинах сечений реакций.

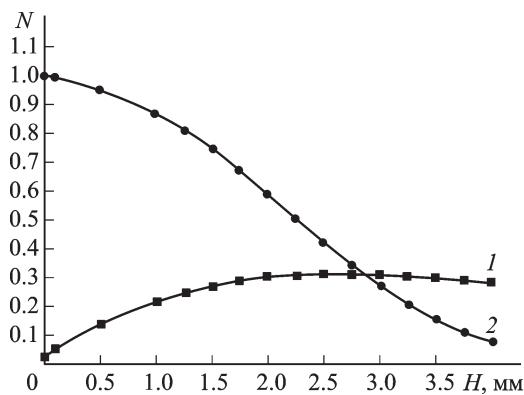


Рис. 4. Зависимость количества гамма-квантов и электронов, попадающих на образец из исследуемого вещества, от толщины тормозной мишени. Кривая 1 соответствует гамма-квантам с энергией $E > 10$ МэВ, кривая 2 — электронам с энергией $E > 10$ МэВ

Для более подробного исследования этой проблемы при помощи численного моделирования была исследована зависимость количества электронов с энергией E_e больше 10 МэВ, попадающих на образец из исследуемого вещества, от толщины вольфрамовой тормозной мишени. Эта зависимость представлена на рис. 4. Видно, что при толщине тормозной мишени 2.5 мм количество высокоэнергетических электронов, попадающих на образец из исследуемого вещества, со-поставимо с количеством гамма-квантов, образующихся в тормозной мишени.

Для того чтобы уменьшить число электронов, попадающих на образец из исследуемого вещества, без зна-

чительного ослабления интенсивности пучка тормозных гамма-квантов с энергией больше 10 МэВ, исследовалась мишень, состоящая из двух слоев: вольфрамового слоя толщиной 2.5 мм и поглотителя электронов из вещества с малым зарядом ядра Z , расположенного между вольфрамовым слоем и образцом из исследуемого вещества. Требование малости заряда Z вытекает из необходимости сохранять интенсивность пучка гамма-квантов. Такой поглотитель может в несколько раз ослабить пучок электронов, практически не влияя на величину интенсивности пучка тормозных гамма-квантов. Материалом для поглотителя может служить алюминий ($Z = 13$) или углерод ($Z = 6$).

Была получена зависимость спектра электронов, попадающих на образец из исследуемого вещества, от толщины алюминиевого и углеродного поглотителей h при толщине вольфрамового слоя H , равной 2.5 мм. Толщина поглотителя h варьировалась от 1 до 6 см с шагом 1 см.

На рис. 5 представлена зависимость коэффициента поглощения k гамма-квантов и электронов с энергией больше 10 МэВ в алюминиевом и графитовом поглотителях от толщины поглотителя h . Интенсивность прошедшего пучка электронов или гамма-квантов определяется соотношением $(100\% - k) \cdot I_0$, где I_0 — интенсивность пучка электронов или гамма-квантов без поглотителя.

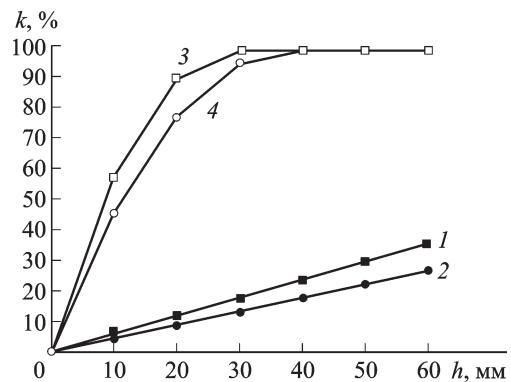


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения k от толщины поглотителя H . Кривая 1 соответствует ослаблению пучка гамма-квантов с энергией больше 10 МэВ в алюминиевом поглотителе, кривая 2 — в углеродном поглотителе, кривая 3 — ослаблению пучка электронов с энергией больше 10 МэВ в алюминиевом поглотителе, кривая 4 — в графитовом поглотителе

Для обоих поглотителей между тормозной мишенью и образцом из исследуемого вещества происходит ослабление пучка гамма-квантов в поглотителе электронов.

Оптимальным является использование алюминиевого поглотителя толщиной 3 см или графитового поглотителя толщиной 4 см. Из рис. 5 видно, что при таком выборе поглотителей пучок электронов с энергией больше 10 МэВ ослабляется более чем на 98%. Пучок гамма-квантов при этом ослабляется на 17%. Так как в экспериментах исследуются, в частности, каналы возбуждения ГДР с относительно малой величиной парциального сечения, дальнейшее ослабление пучка гамма-квантов нежелательно. В качестве материала для

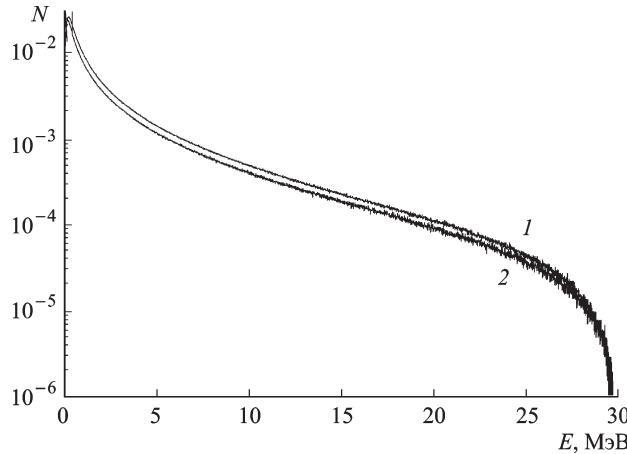


Рис. 6. Спектр тормозных гамма-квантов при толщине вольфрамовой тормозной мишени 2.5 мм. Кривая 1 соответствует тормозному излучению без алюминиевого поглотителя, кривая 2 — с алюминиевым поглотителем толщиной 3 см

поглотителя электронов был выбран алюминий как более удобный в работе. Таким образом, в качестве окончательного варианта тормозной мишени была выбрана двухслойная тормозная мишень, состоящая из вольфрама толщиной 2.5 мм и алюминиевого поглотителя толщиной 3 см. Спектр гамма-квантов, соответствующий этой мишени, показан на рис. 6.

Заключение

Проведенный анализ формы и интенсивности спектра тормозных гамма-квантов на основе численного

моделирования показал, что для исследования фотоядерных реакций в области энергий до 30 МэВ оптимальным является использование двухслойной тормозной мишени, первым слоем которой является вольфрам толщиной 2.5 мм, а вторым слоем — алюминиевый поглотитель толщиной 3 см. Полученный в результате численного моделирования спектр тормозных гамма-квантов используется для расчета выходов фотоядерных реакций. При такой конфигурации тормозной мишени пучок электронов не влияет на выход фотоядерной реакции.

Список литературы

1. Тихонов А.Н. Об обратных задачах // Собрание научных трудов. М., 2009. Т. 3. С. 532; О методе регуляризации обратных задач // Там же. С. 566.
2. Тихонов А.Н. // ДАН СССР. 1963. **151**, № 3. С. 501.
3. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. М., 2008.
4. Schiff L.I. // Phys. Rev. 1951. **83**. P. 252.
5. Berman B.L., Pywell R.E., Dietrich S.S. et al. // Phys. Rev. C. 1987. **36**. P. 1286.
6. Варламов В.В., Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. № 1–2. 2003. **48**.
7. Ishkhanov B.S., Varlamov V.V. // Ядерная физика. 2004. **67**, № 9. С. 1691.
8. Agostinelli S, Allison J., Amako K. et al. // Nuclear Instruments and Methods A. 2003. **506**. P. 250.

Bremsstrahlung target for studying photonuclear reactions in the giant dipole resonance energy region

B. S. Ishkhanov^{1,2}, S. Yu. Troschiev^{2,a}

¹Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics; ²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.
E-mail: ^asergey.troschiev@gmail.com.

Studying of interaction mechanism between gamma-quanta and atomic nuclei in the giant dipole resonance energy region gives us significant information about atomic nuclei. Large amount of experiments for studying giant dipole resonance structure was accomplished on bremsstrahlung gamma-quanta. In such experiments cross-sections of interactions are retrieved from reaction yields. To retrieve cross-section one needs to know the shape of the bremsstrahlung spectrum and to choose optimal characteristics of the bremsstrahlung target. Purpose of this article is to choose optimal characteristics of the bremsstrahlung target for experiments in energy region $E < 30$ MeV. Carried out analysis based on numerical simulation has shown that optimal bremsstrahlung target consists of two parts. The first part is tungsten plate 2.5 mm thick. The second part is aluminum plate 3 cm thick.

Keywords: bremsstrahlung.

PACS: 29.25.–t.

Received 15 October 2009.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2010).

Сведения об авторах

1. Ишханов Борис Саркисович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой физического ф-та МГУ, гл. науч. сотр. НИИЯФ МГУ; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
2. Трошиев Сергей Юрьевич — аспирант; e-mail: sergey.troschiev@gmail.com.