

Член-корреспондент НАН Украины **И. И. Залюбовский, Н. П. Дикий, Д. В. Медведев, И. Д. Федорец**

Диагностика интенсивных протонных пучков на основе ядерной реакции $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$

A nuclear physics method to determine the intense proton beam characteristics by detecting the alpha particles emitted due to the $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$ reaction is presented. This method has been successfully used in the diagnostics of high-current proton beams on a collective accelerator.

Параметры интенсивных пучков ускоренных ионов должны определяться в условиях сопровождающего их генерацию большого фона из жесткого рентгеновского (тормозного) излучения и высокого уровня электромагнитных помех. Это сильно усложняет применение электрофизических и оптико-физических методов, которые должны дополняться ядерно-физической диагностикой, считающейся в настоящее время наиболее надежной, а в целом ряде случаев — безальтернативной. Каждый из методов, используемых в ядерно-физической диагностике, также имеет свою область наиболее эффективного применения и для ее расширения нуждается в усовершенствовании.

Когда энергия ионов достаточна для того, чтобы вызвать ту или иную ядерную реакцию, характеристики пучка можно определять, измеряя выход продуктов из соответствующей реакции. Поскольку энергия сильноточных ионных пучков, генерируемых отражательными системами, и коллективно ускоренных ионных сгустков часто находится в интервале от десятков до сотен кэВ, этот диапазон оказывается недостаточно обеспеченным уже разработанными ядерно-физическими методами диагностики. Чтобы использовать для этой цели подходящую в конкретных условиях эксперимента ядерную реакцию, прежде всего необходимо иметь соответствующую мишень, стойкую к повреждающему действию падающих на нее интенсивных пучков. Предпринимаемые меры и средства по ослаблению такого действия, как правило, существенно усложняют диагностику. Сечение используемой реакции должно быть хорошо известным, а выход продуктов — эффективно измеряемым в сложных фоновых условиях.

Если на мишень, содержащую n атомов на 1 см^2 какого-либо изотопа, падает пучок из N частиц с энергией E , то число частиц N_0 , образующихся в результате вызываемой этими частицами ядерной реакции, определяется выражением

$$N_0(E) = nN\sigma(E),$$

где $n = N_A\rho\Delta x/A$; N_A — число Авогадро; ρ — плотность вещества мишени; A — масса атома мишени; Δx — толщина мишени. Предполагается, что толщина Δx достаточно мала, чтобы энергия E не изменялась заметным образом при прохождении частиц через мишень. Если $N_0(E)$ измерено, можно определить число упавших на мишень частиц. Для измерений с интенсивными импульсными пучками, как правило, используются мишени с толщиной, превышающей пробег налетающих частиц. Поэтому выход реакции необходимо проинтегрировать по толщине мишени, учитывая энергетические потери dE/dx за счет торможения. Процедура интегрирования существенно упрощается для резонансных ядерных реакций,

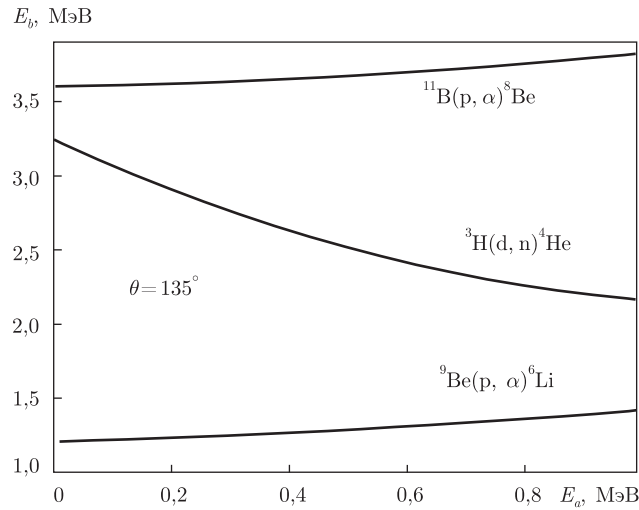


Рис. 1. Кинематическое соотношение между энергией E_b испущенных под углом $\theta = 135^\circ$ частиц и энергией E_a налетающих ионов для реакций $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$, $^9\text{Be}(p, \alpha)^6\text{Li}$ и $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$

благодаря резонансному поведению $\sigma(E)$. Эффективное сечение резонансной реакции максимально при резонансной энергии E_R . Сечение в окрестности резонанса шириной Γ описывается выражением

$$\sigma(E) = \frac{\Gamma}{4} \frac{\sigma_R}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}},$$

где σ_R — эффективное сечение в максимуме резонанса. Для узкого резонанса, при условии, что энергия ионов существенно превышает резонансную (т.е. $E - E_R \gg \Gamma$), процедура интегрирования упрощается еще больше и выражение для выхода из толстой мишени будет следующим:

$$Y = \frac{1}{\varepsilon(E_R)} \frac{\pi}{2} \sigma_R \Gamma,$$

где $\varepsilon(E_R) = (1/n)dE/dx$ — эффективное сечение торможения для резонансной энергии.

В работе предлагается для определения параметров интенсивных пучков низкоэнергетичных ионов использовать ядерную реакцию $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$ с регистрацией выхода α -частиц. В энергетической зависимости сечения этой реакции $\sigma(E)$ наблюдаются [1] резонансы при энергиях налетающих протонов 162,8 и 675 кэВ. Для диагностики предлагается использовать более низкоэнергетичный резонанс 162,8 кэВ с относительно низким сечением $\sigma_R = 10$ мбн, но с достаточно малой шириной $\Gamma = 5,3$ кэВ. Резонанс при энергии 675 кэВ имеет ширину $\Gamma = 150$ кэВ.

Энергия E_b образовавшейся в результате реакции $A(a, b)B$ частицы b зависит от энергии E_a налетающей частицы a , массы частиц a и b , массы ядер A и B , а также от угла вылета частицы b . Энергия E_b определяется кинематическими соотношениями и энергетическим балансом реакции. На рис. 1 для сравнения приведены зависимости $E_b(E_a)$, вычисленные из кинематических соотношений для реакций $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$, $^9\text{Be}(p, \alpha)^6\text{Li}$ и $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$. Две последние реакции имеют характеристики, более благоприятные для использования их в диагностике пучков ионов низкой энергии, чем первая. Так, сечение реакции $^9\text{Be}(p, \alpha)^6\text{Li}$ при

энергии протонов 350 кэВ равно 300 мбн [2], а энергия испускаемых α -частиц не превышает 1,5 МэВ. Большой выход и относительно низкая энергия α -частиц создают благоприятные условия для их детектирования. Однако реакция ${}^9\text{B}(p, \alpha){}^6\text{Li}$ с широким резонансом в функции возбуждения при $E_p = 350$ кэВ [2] эффективно может быть использована только для диагностики пучков ионов с энергией, превышающей 300 кэВ. Сечение реакции ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ при энергии дейтронов 107 кэВ равно 4950 мбн [3]. На коллективном ускорителе для диагностики низкоэнергетичных ионов можно было бы использовать эту реакцию с применением тритиевой мишени и инъекцией дейтериевой плазмы в область виртуального катода.

Несмотря на то что метод диагностики пучков по выходу нейтронов относительно прост, по точности и надежности он значительно уступает ранее развитому активационному методу, который, в свою очередь, часто дает заниженные оценки интенсивности потока ионов из-за частичного испарения тонкого слоя мишени с активированными ядрами. К тому же ионы плазменной установки могут кроме мишени бомбардировать и другие материалы, вызывая побочные реакции с выходом нейтронов. Однако основной причиной, усложняющей использование реакций ${}^9\text{B}(p, \alpha){}^6\text{Li}$ и ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$, является ряд пока еще не решенных проблем, связанных с применением бериллиевых и тритиевых мишеней.

Материалом для мишени при использовании реакции ${}^{11}\text{B}(p, \alpha){}^8\text{Be}$ может служить карбид бора B_4C . Поскольку в естественный состав бора входит 81,3% изотопа ${}^{11}\text{B}$, вещество мишени в этом случае не нуждается в обогащении. В работе использовалась полученная методом синтеза при высоком давлении и температуре мишень, которая отличалась повышенной стойкостью к повреждающему воздействию токов большой плотности. Это избавляло от необходимости использования ослабляющих пучок защитных экранов.

Учитывая довольно низкий выход α -частиц из реакции ${}^{11}\text{B}(p, \alpha){}^8\text{Be}$, имеющих, к тому же, энергию около 3 МэВ, необходимо было обеспечить высокую эффективность их регистрации. В работе это достигается с помощью соответствующего выбора детектора и оптимизации процедуры детектирования. Наиболее целесообразным представлялось использование достаточно высокоэффективного трекового твердотельного детектора, стягивающего максимально большой телесный угол. Увеличивающееся при этом воздействие рассеянного пучка на детектор исключает применение часто используемого для регистрации продуктов ядерных реакций пластика CR-39, поскольку это сопровождалось бы появлением большого количества фоновых треков от рассеянных протонов и модификацией счетных характеристик такого детектора рассеянными электронами [4]. Поэтому для регистрации α -частиц был выбран стягивающий большой телесный угол твердотельный детектор на основе майлара ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$), обладающего существенно более высоким порогом детектирования, чем традиционно используемые пластик CR-39 и нитроцеллюлоза. Детектор в виде усеченного конуса находился под углом $\theta = 135^\circ$ по отношению к пучку протонов и стягивал телесный угол в 2стерадиана. Образовавшиеся в результате реакции ${}^{11}\text{B}(p, \alpha){}^8\text{Be}$ α -частицы падали на майларовый детектор под прямым углом (в пределах погрешности $\pm 10^\circ$), что позволяло пренебречь зависимостью эффективности детектирования от угла входа регистрируемой частицы в детектор.

Необходимо отметить, что майлар обладает наименьшим критическим углом регистрации треков — 6° , тогда как, например, пластик CR-39 — 37° [5]. После попадания на мишень трех импульсов пучка коллективно ускоренных протонов пленка майлара извлекалась из установки и подвергалась травлению десятипроцентным водным раствором едкого калия (KOH), нагретым до 70°C . Для снижения порога чувствительности к первичной удельной ионизации, при которой начинают проявляться треки, в раствор добавлялся этанол. Добав-

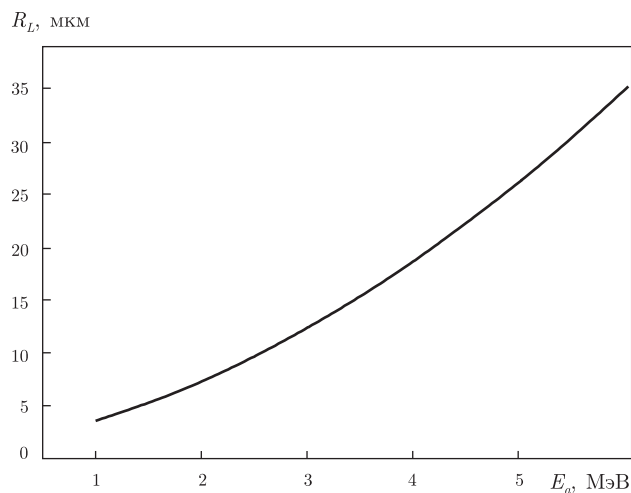


Рис. 2. Зависимость пробега α -частиц в майларе от их энергии

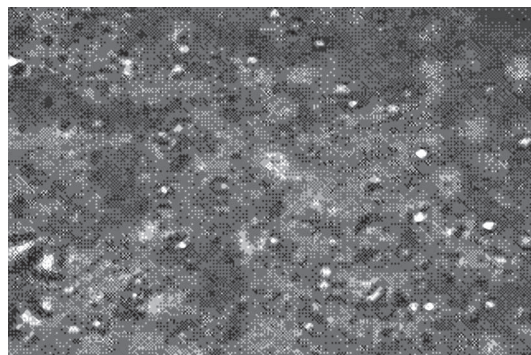


Рис. 3. Треки альфа-частиц из реакции $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$ в пленке майлара толщиной 10 мкм

ление туда же нескольких капель гипохлорита (ClO^-) должно было приводить к усилению активности окислительных процессов. При травлении проводилось постоянное перемешивание раствора и облучение его ультрафиолетовым излучением для повышения скорости этого процесса. Нарботка гипохлорита проводилась электролитическим способом из раствора хлористого натрия (NaCl) в течение 1 часа непосредственно перед началом эксперимента. Анодом служил пирографит, катодом — спектрально чистый графит. Электролиз проводился в кварцевой кювете, помещенной на магнитную мешалку. При плотности тока 15 mA/cm^2 и напряжением $5,5 \text{ V}$, рН наработанного гипохлорита составляло $8,2$. Время травления зависит также от температуры и концентрации раствора для травления. В нашем случае оно составляло 3 мин. Треки в майларе исследовались с помощью микроскопа МББ-1. Поскольку необходимо было регистрировать α -частицы с энергией около 3 MeV , для ускорения процесса травления и получения сквозных каналов в пленке майлара, ее толщина, в соответствии с приведенной на рис. 2 зависимостью пробега α -частиц от их энергии, была выбрана равной 10 мкм . Полученные в ней треки от α -частиц из реакции $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$ показаны на рис. 3.

Одинаковый диаметр треков, равный $6\text{--}7 \text{ мкм}$, указывает на моноэнергетичность вызвавших их частиц и свидетельствует о том, что в этой реакции участвует только один резонанс. Выход α -частиц для резонанса при $E_p = 162,8 \text{ кэВ}$ был равным $3 \cdot 10^4$ на один протон. Рав-

ная $3 \cdot 10^4$ треков/см² плотность треков обусловлена падением на мишень 10^{13} протонов за один импульс. При длительности импульса 80 нс это соответствует току в импульсе 30 А. Энергия налетающих на мишень протонов в этом эксперименте не превышала 270 кэВ. По выходу α -частиц из реакции $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$, измеренному при различной энергии налетающих протонов, изменяющейся с помощью помещенных на пути пучка соответствующих фольг, можно рассчитать энергетический спектр ускоренных ионов.

Предложенный метод успешно применялся в исследованиях новых методов ускорения ионов с использованием коллективных полей пространственного заряда [6], обеспечивающих одновременную радиально-фазовую устойчивость ускоряемого пучка и позволяющих увеличить ток пучка и темп ускорения. Использование в этих исследованиях сверхмощной высоковольтной импульсной техники сопряжено с высоким уровнем электромагнитных помех, что делало применение ядерно-физических методов для диагностики ионных пучков в этих условиях практически безальтернативным.

1. *Ajzenberg-Selove F.* Energy levels of light nuclei $A = 5-10$ // Nucl. Phys. – 1984. – **A413**. – P. 1–214.
2. *Pronko P. P., Okamoto P. R., Wiedersich H.* Low energy p-Be nuclear reactions for depth-profiling Be in alloys // Nucl. Instr. Meth. – 1978. – **149**. – P. 77–82.
3. *Власов Н. А.* Нейтроны. – Москва, 1971. – 552 с.
4. *Bashir S., Rafique S., Ul-haq F.* Laser ablation of ion irradiated CR-39 // Laser and Particle Beam. – 2007. – **25**. – P. 181–191.
5. *Tusek K.* Registration efficiency of charged particles in polymer track detectors // Acta Politechnica. – 1999. – **38**, No 3. – P. 153–157.
6. *Churikov P. T., Medvedev D. V., Onishchenko I. N. et al.* Experimental investigations on interaction of supercritical electron beams with plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Ser. “Plasma Physics”. – 2002. – No 4(7). – P. 132–134.

ННЦ “Харьковский физико-технический институт”
НАН Украины
Харьковский национальный университет
им. В. Н. Каразина

Поступило в редакцию 19.11.2007