

О НОВЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ МИКРОТРОНА

К. А. Беловинцев, А. Я. Беляк, В. И. Гридасов, П. А. Черенков

Эффективность микротрона η можно определить как отношение полезной мощности P_n , потребляемой на ускорение резонансных электронов, к минимальной величине мощности высокочастотного генератора P_r , необходимой для обеспечения устойчивой работы ускорителя в заданном режиме. Выражение для η можно записать в развернутом виде:

$$\eta = \frac{P_n}{P_r} \approx \frac{nN\Delta E}{P_T + P_D + \frac{n\Delta E}{k} + n\Delta E(N-1)}, \quad (1)$$

где n — число ускоренных электронов в единицу времени; N — число орбит; ΔE — прирост энергии на оборот; P_T — потери мощности в волноводном тракте; P_D — омические потери в стенках резонатора; k — коэффициент захвата, определяемый как отношение числа электронов в пучке к числу инжектированных электронов.

В микротронах на небольшие энергии порядка 6 Мэв ($N = 12$) достигнутые к настоящему времени значения η не превышают 7%, что обусловлено, во-первых, отводом значительной доли мощности в стабилизирующую водяную нагрузку [$P_T \approx (0,5 \div 0,6) P_r$] (см., например, работу [1]) и, во-вторых, невысокой величиной $k \approx 3\%$.

Для уменьшения значения P_T и упрощения конструкции волноводного тракта ускорителя на микротроне фотомезонной лаборатории Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР в качестве согласующего и развязывающего элемента между магнетронным генератором и ускоряющим резонатором вместо обычной системы с водяной нагрузкой и фазовращателем был использован ферритовый вентиль [2]. Такая модификация волноводного тракта микротрона позволила увеличить его эффективность примерно в два раза (при этом $P_T \approx 0,25 P_r$), а развязка магнетронного генератора от нагрузки заметно повысила стабильность работы высокочастотного тракта в целом.

Уменьшение длины волноводного тракта и числа переходных соединений позволило также полностью вакуумировать волноводную систему и тем самым значительно увеличить ее электрическую прочность. С другой стороны, поскольку ферритовый вентиль одновременно выполняет функции согласующего элемента, аттенуатора и фазовращателя, значительно упростилась и облегчилась настройка микротрона и управле-

ние им и, кроме того, улучшилась стабильность его работы.

Дальнейшее повышение эффективности микротрона, как следует из выражения (1), может быть осуществлено путем увеличения k , чего можно достичь, подавая на катод инжектора микротрона положительное смещение. При этом уменьшаются ширина фазовой области эмиссионного тока и, следовательно, загрузка резонатора, а ширина рабочей области начальных фаз остается неизменной.

В наших опытах положительное смещение на катод подавалось автоматически за счет зарядки монтажной емкости цепи накала катода эмиссионным током. Величину смещения можно плавно регулировать, изменяя внутреннее сопротивление высоковольтного триода, включенного между катодом и землей, т. е. меняя сопротивление утечки.

Эксперименты показали, что k в первом приближении является линейной функцией величины положительного смещения, причем значение коэффициента линейности зависит от размеров инжекционного отверстия в резонаторе и положения катода.

В результате использования указанного метода коэффициент захвата удалось увеличить до $\sim 10\%$ при значениях положительного смещения $\sim 2-3$ кв. Освобождающаяся при этом высокочастотная мощность может быть использована для ускорения добавочного количества электронов.

Применение описанных методов на микротроне Физического института АН СССР позволило увеличить ток ускоренных электронов до ~ 110 ма в импульсе при энергии 6,5 Мэв.

В заключение следует отметить, что дальнейшее повышение предельного тока микротрона посредством предложенных методов потребует разработки новых конструкций катодов, поскольку уже при достигнутых токах происходит интенсивное испарение вещества катода в результате его перекаливания.

Поступило в Редакцию 25/X 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. П. Капица, В. П. Быков, В. Н. Мелехин. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 41, 368 (1961).
2. К. А. Беловинцев и др. «Атомная энергия», 14, 359 (1963).

УДК 539.17

Установка для изучения поляризации быстрых нейтронов

Н. В. Алексеев, У. Р. Арифханов, Н. А. Власов, В. В. Давыдов, Л. Н. Самойлов

Исследования поляризации нуклонов и легких ядер при рассеянии и в ядерных реакциях представляют большой интерес как для выяснения спиновой зависимости ядерных сил, так и для определения спинов ядер в различных состояниях. Методы исследования поляризации нейтронов средних энергий до сих пор находятся в стадии разработки и развиваются во многих ядерно-

физических лабораториях. Систематические исследования с поляризованными быстрыми нейтронами проводятся пока в довольно узком интервале энергий 0,3—3 Мэв [1].

В циклотронной лаборатории ордена Ленина Института атомной энергии им. И. В. Курчатова предполагаются исследования с поляризованными нейтронами

в интервале энергий 5—40 Мэв. В настоящей работе описана аппаратура, подготовленная для этих работ и результаты измерений поляризации нейтронов из реакции $T(p, n)He^3$, проведенных с этой аппаратурой.

На рис. 1 показана общая схема установки. Для анализа поляризации нейтронов P используется рассеяние их на He^4 под углом 123° . На основе имеющихся результатов анализа рассеяния нуклонов на He^4 [2] ожидается сильная асимметрия рассеяния в этом направлении в широкой области энергий нейтронов. Газообразный He^4 с примесью 3—5% ксенона заполняет камеру сферической или цилиндрической формы со стеклянным окном с одной стороны. Гелиевая камера является скintиллятором. Световые вспышки от α -частиц отдаче регистрируются фотоумножителем ФЭУ-36. Давление газа в камере около 100 атм. Рассеянные нейтроны

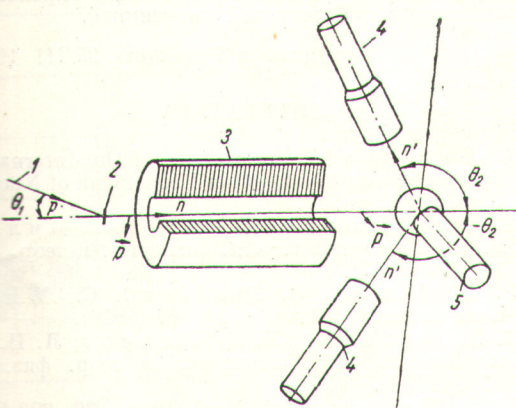


Рис. 1. Схема установки:

1 — пучок циклотрона; 2 — мишень (Т); 3 — соленоид; 4 — нейтронный счетчик; 5 — гелиевый рассеиватель.

регистрируются скintилляционными счетчиками, состоящими из цилиндрических образцов активированного полистирола размером 70×100 мм и ФЭУ-36. Гелиевая камера и нейтронные счетчики включены в схему быстро-медленных совпадений, позволяющую исключить искомые случаи n — α -рассеяния от различных фонов и одновременно измерить многоканальными амплитудными анализаторами спектры α -частиц отдачи, выбранные схемой совпадений. Установка двух счетчиков позволяет одновременно регистрировать интенсивность рассеяния «направо» и «налево».

Для исключения неизбежных в опытах этого типа ошибок, связанных с геометрической асимметрией установки, используется схема, позволяющая поворачивать на 90° спин поляризованных нейтронов на пути от мишени циклотрона до гелиевой камеры. Поворот осуществляется при помощи соленоида, создающего на пути нейтронов продольное магнитное поле. Плоскость рассеяния нейтронов образует с плоскостью реакции угол 40° . Перемена направления рассеяния с «левого» на «правое» или наоборот осуществляется путем изменения направления тока в соленоиде. Этот метод предложен впервые Хилман [3].

Соленоид имеет 1000 витков и набран из 50 секций. Приводом в соленоиде служит медная трубка, охлаждаемая проточной водой. В схеме охлаждения 50 секций расположены параллельно. Общая длина обмотки катушки соленоида равна 71 см. Длина соленоида с внешним экраном из мягкой стали равна 80 см; внутренний диа-

метр 10 см. При токе 500 а напряженность поля в центре соленоида равна $9,3$ кэ, а линейный интеграл $\int H dl = 6,62 \cdot 10^5$ э·см, что достаточно для поворота на 90° спина нейтрона с энергией 30 Мэв. Сопротивление обмотки соленоида $0,82$ ом.

При помощи этой установки проведены измерения величины и знака поляризации нейтронов из реакции $T(p, n)He^3$ при $E_p = 10,5$ Мэв под углом 40° в лабораторной системе координат. Из измерений, проведенных

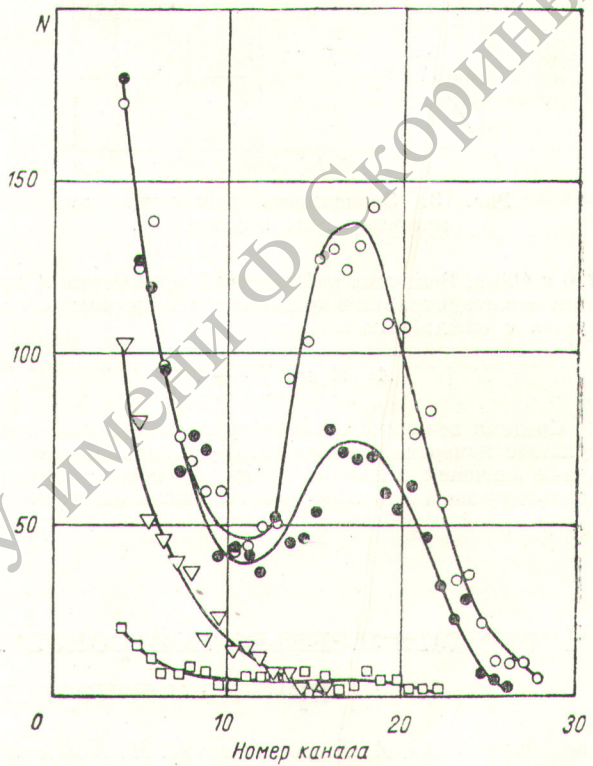


Рис. 2. Спектры α -частиц отдачи в гелиевой камере, зарегистрированных на совпадения с нейтронным счетчиком, при разных направлениях тока в соленоиде: \circ, \bullet — число отсчетов для тока «вправо» и «влево» соответственно; ∇ — фон; \square — случайные совпадения.

методом обратных реакций [4] и подтвержденных в Висконсинском университете [5], было известно, что в этих условиях можно получить нейтроны со степенью поляризации около 30%.

На рис. 2 показаны спектры импульсов от α -частиц, зарегистрированных гелиевой камерой и совпадающих с импульсами нейтронного счетчика, при двух направлениях магнитного поля. В области спектра, соответствующего энергии α -частиц отдачи от нейтронов из реакции $T(p, n)He^3$, интенсивности спектров при двух направлениях поля заметно отличаются друг от друга, что и следовало ожидать для поляризованных нейтронов при разных направлениях поля соленоида. Измерения были проведены как справа, так и слева от пучка протонов под углом 40° . При этом, как и предполагали, направление тока соленоида, соответствующее более интенсивному спектру α -частиц, меняло знак, а величина

асимметрии сохранялась в пределах точности измерений. Ток в соленоиде I_0 , соответствующий повороту спина нейтронов на 90° , в данном случае равен 260 а. Для контроля были проведены измерения при токах

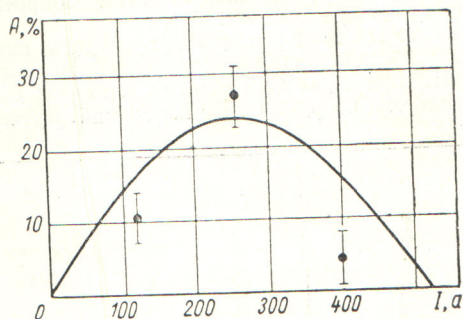


Рис. 3. Зависимость асимметрии от величины тока в соленоиде.

120 и 400 а. Величина наблюдаемой асимметрии A при этом меньше (рис. 3) и в пределах точности опыта согласуется с ожидаемым законом

$$A = A_0 \sin \frac{\pi}{2} \cdot \frac{I}{I_0}.$$

Средняя величина асимметрии A_0 , найденная в результате измерений, равна $(27,4 \pm 3,9)\%$. Для получения значения поляризации можно воспользоваться анализирующей способностью гелиевого анализатора, приведенной в работе [2]. Усреднение по интервалу

углов рассеяния для геометрических условий опыта (диаметр гелиевой камеры 11 см, нейтронного счетчика 7 см, расстояние между ними 40 см) дает значение асимметрии анализатора 0,96. Для поляризации нейтронов из реакции $T(p, n)He^3$ при $E_p = 10,5$ Мэв под углом $\theta_1 = 40^\circ$ значение $P = (-28,6 \pm 4,1)\%$ *.

Эта величина удовлетворительно согласуется с прежними результатами [4, 5] и уточняет их. Кроме того, она свидетельствует о правильности работы установки как анализатора поляризации нейтронов и о пригодности последней для дальнейших измерений. Более подробное описание установки изложено в препринте Института атомной энергии им. И. В. Курчатова.

* Определение знака поляризации произведено в соответствии с Базельской конвенцией.

Поступило в Редакцию 25/III 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Varschall. Proceedings of the International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleus, Basel, 1961, p. 227.
2. И. И. Девинтов, А. В. Миллер, В. Н. Шамшев. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 32, 274 (1957).
3. P. Hillman, G. Stafford, C. Whitehead. Nuovo Cimento, IV, 67 (1956).
4. К. П. Артемов, Н. А. Власов, Л. Н. Самойлов. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 1184 (1959).
5. R. L. Walter et al. Nucl. Phys., 30, 292 (1962).

УДК 539.17

Число мгновенных нейтронов и кинетическая энергия осколков при низкоэнергетическом делении U^{235}

Ю. А. Блюмкина, И. И. Бондаренко, В. Ф. Кузнецов, В. Г. Нестеров, В. Н. Околович, Г. Н. Смиренин

В последнее время появилось несколько сообщений [1—3] об отклонениях энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}$ и средней кинетической энергии осколков \bar{E}_K от принимавшихся до сих пор представлений об этих характеристиках процесса деления. Представления основывались на гипотезе Фаулера о независимости \bar{E}_K от энергии возбуждения делящегося ядра и вытекающем из этого предположения линейном возрастании $\bar{\nu}$ при увеличении энергии нейтронов E_n , вызывающих деление [4]. Известно, что эти закономерности удовлетворительно выполняются при достаточно больших E_n [2, 5]. Однако при небольших E_n , когда энергия возбуждения в седловой точке делящегося ядра E^* порядка расстояния между каналами деления 0,7—0,8 Мэв [6], могут иметь место эффекты, связанные с дискретностью их спектра, которая раньше не учитывалась.

Впервые теоретические соображения о поведении зависимости $\bar{\nu}$ и \bar{E}_K от E_n с учетом дискретного спектра каналов деления были высказаны В. Н. Андреевым

[7], который предсказал отклонение энергетической зависимости $\bar{\nu}(E_n)$ от линейного роста.

Более тщательному изучению возможных нерегулярностей в ходе $\bar{\nu}$ и \bar{E}_K от E_n и посвящена настоящая работа. Экспериментальное исследование энергетической зависимости $\bar{\nu}$ и \bar{E}_K , помимо большого практического значения, может помочь понять природу каналов деления и механизм распределения реализующейся энергии.

В настоящей работе для ядра-мишени U^{235} были изучены энергетические зависимости $\bar{\nu}(E_n)$ для $E_n = 0 \div 1,0$ Мэв и $\bar{E}_K(E_n)$ для $E_n = 0 \div 2,5$ Мэв. Измерения проводились на электростатическом генераторе с использованием реакции $T(p, n)$.

Величина $\bar{\nu}$ определялась в два этапа: сначала находили относительный ход зависимости $\bar{\nu}(E_n)$, затем градуировали полученные значения по величине $\bar{\nu}_T$ для деления тепловыми нейтронами. Относительный ход измеряли путем регистрации нейтронов, испускаемых