

Рис. 1. Осциллограмма сигнала с индукционных электродов при многооборотной инжекции без ускорения.

Большие импульсы в начале и в середине осциллограммы — передний и задний фронты импульса тока инжекции. Масштаб по горизонтали 0,5 мксек/см.

устройств, обеспечивающих подавление амплитуд колебаний или быстрое отодвигание орбит. При этом с первых же оборотов пучок оказывался модулированным по плотности в азимутальном направлении. На рис. 1 приведена осциллограмма сигнала с индукционных электродов при многооборотной инжекции без применения каких-либо устройств, обеспечивающих «промахивание» электронов мимо инжектора. Отчетливо видно, что «оторвавшийся» модулированный по азимуту пучок появляется сразу после переднего фронта импульса тока из инжектора и существует как во время импульса длительностью около 2,5 мксек, так и после него. Уменьшение сигнала во времени, по видимому, связано с разгруппированием пучка, поскольку измеренное время жизни «оторвавшегося» пучка при энергии инжекции составляет около 200 мксек. Включение форсировочного бетатронного напряжения заметно увеличивает число захваченных частиц лишь при недостаточно хорошей юстировке инжектируемого пучка.

Для индикации пучка в процессе инжекции и ускорения применялась различная аппаратура (сетки, покрытые люминофорами, цилиндры Фарадея, сигнальные электроды, сцинтилляционный счетчик и пр.).

При ускорении до максимальной энергии электроны вначале ускоряются вихревым электрическим полем одного сердечника до энергии 400 кэв, затем захватываются в режим фазotronного ускорения и увеличивают свою энергию до 10 Мэв; это значение соответствует концу области «подобного» магнитного поля, создаваемого распределенными обмотками. Дальнейшее ускорение (до энергии 25—30 Мэв) должно быть осуществлено после настройки магнитного поля в области профилированных полюсных наконечников. Потеря частиц в фазotronном режиме, в том числе в области перехода через критическую энергию, невелики. На рис. 2 приведены осциллограммы, характеризующие режим фазotronного ускорения до 10 Мэв. Переход через критическую энергию осуществляется перебором фазы. В каждом цикле захватывается и ускоряется $\sim 2 \cdot 10^9$ электронов, что при частоте повторения 200 гц соответствует среднему току $4 \cdot 10^{11}$ частиц/сек.

В работах, связанных с запуском ускорителя КФ, помимо авторов принимали участие В. С. Воронин,

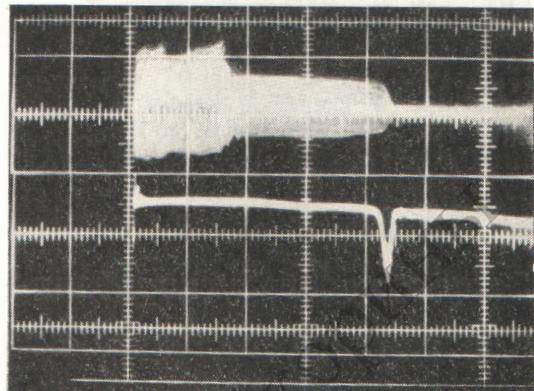


Рис. 2. Осциллограмма сигнала с индукционных электродов при фазotronном ускорении.

Верхняя осциллограмма — сигнал с индукционных электродов, нижняя — сигнал с фотоумножителя. Масштаб по горизонтали 500 мксек/см, по вертикали $1,5 \cdot 10^9$ электронов/см.

Д. Д. Красильников, А. Н. Лебедев, О. А. Смирнов, В. М. Гапанович, Н. В. Платонов, Г. Т. Пономарев, В. А. Рябов, Е. Ф. Троицкий, Г. И. Харламова, Л. Н. Чеканова, а также группа техников и механиков, которым мы выражаем глубокую благодарность. Выражаем искреннюю благодарность проф. Н. А. Добротину за внимание к работе.

Поступило в Редакцию 31/III 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Коломенский, В. А. Петухов, М. С. Рабинович. В сб. «Некоторые вопросы теории циклических ускорителей». М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 7.
2. А. А. Коломенский. ЖЭТФ, 33, 298 (1957); «Атомная энергия», 3, 492 (1957).
3. В. Н. Канунников и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963 г.)», М., Атомиздат, 1964, стр. 653.
4. С. Curtis et al. Там же, стр. 620.
5. В. А. Петухов и др. «Атомная энергия», 9, 491 (1960).

Зависимость асимметрии фотodelения U^{235} от максимальной энергии тормозного излучения

М. Я. КОНДРАТЬКО, К. А. ПЕТРЖАК

УДК 539.173.3

К настоящему времени сравнительно хорошо исследованы массовые распределения осколков фотodelения четных тяжелых ядер. В то же время аналогичных данных для нечетных ядер (U^{233} , U^{235} , Pu^{239}) очень мало. В настоящей работе получены величины отноше-

Отношения выходов осколков асимметричного и симметричного фотоделений урана.

Максимальная энергия тормозного излучения E_0 , $M\text{эв}$	Отношения выходов U^{235} (γ, f)					Отношение выхо- дов U^{238} (γ, f)
	$\frac{Y_{\text{Ba}^{139}}}{Y_{\text{Cd}^{115}}}$	$\frac{Y_{\text{Ba}^{140}}}{Y_{\text{Cd}^{115}}}$	$\frac{Y_{\text{Ba}^{139}}}{Y_{\text{Cd}^{117m}}}$	$\frac{Y_{\text{Ba}^{140}}}{Y_{\text{Cd}^{117m}}}$	$\frac{Y_{\text{Sr}^{91}}}{Y_{\text{Cd}^{115}}} [4]$	
10,0	131 ± 28	124 ± 22	134 ± 25	127 ± 18	—	150
12,0	$52,2 \pm 8,3$	$50,8 \pm 8,1$	$60,1 \pm 8,0$	$58,5 \pm 7,9$	—	25
14,0	$30,8 \pm 3,4$	$28,5 \pm 3,2$	$35,6 \pm 2,1$	$33,1 \pm 1,8$	—	—
16,0	$24,6 \pm 2,4$	$20,4 \pm 1,9$	$26,4 \pm 2,0$	$25,0 \pm 1,1$	—	—
18,0	$20,3 \pm 2,8$	$16,5 \pm 1,7$	$22,7 \pm 2,4$	$18,5 \pm 0,9$	—	—
20,0	$13,7 \pm 1,1$	$13,6 \pm 1,0$	$17,0 \pm 0,9$	$16,9 \pm 0,8$	20	—
22,0	$13,2 \pm 1,7$	$11,9 \pm 1,3$	$16,7 \pm 1,4$	$15,0 \pm 0,7$	—	14
25,2	$11,3 \pm 1,6$	$10,3 \pm 0,9$	$15,6 \pm 1,9$	$14,2 \pm 0,7$	—	—

ний выходов осколков асимметричного и симметричного типов (отношения «пика к долине») при делении U^{235} под действием тормозного излучения с максимальной энергией спектра $10-25 M\text{эв}$.

Облучение проводилось на бетатроне с максимальной энергией электронов до $30 M\text{эв}$. Мишень помещалась в специальный стакан, который вводился снаружи в вакуумную камеру бетатрона без нарушения герметичности последней. Электронный пучок сбрасывался на донную часть стакана, тормозное излучение генерировалось в стенках стакана, усиленных надетым на них вольфрамовым радиатором, а также непосредственно в самой мишени.

Максимальная энергия тормозного излучения контролировалась и изменялась при помощи электронной схемы, задававшей фазовый сдвиг между импульсами инжекции электронов в камеру и сброса их на мишень. Схема была прокалибрована в значениях энергии по известным величинам порогов фотонейтронных реакций в пределах от $8,8 M\text{эв}$ для реакции $\text{Ag}^{109} (\gamma, n) \text{Ag}^{108}$ до $18,7 M\text{эв}$ для $\text{C}^{12} (\gamma, n) \text{C}^{11}$. В этих пределах калибровочная зависимость оказалась линейной, что позволило экстраполировать ее в область больших энергий. Погрешность измерения энергии с учетом нестабильности напряжения на обмотке электромагнита составляла приблизительно $\pm 0,15 M\text{эв}$.

Изотоп U^{235} наносился посредством вжигания тонких ($\sim 0,25 \text{ мкг}/\text{см}^2$) слоев закиси-окиси на обе стороны алюминиевых подложек толщиной $5,4 \text{ мкг}/\text{см}^2$. Мишень представляла собой стопку, состоящую из 50 таких двусторонних препаратов урана, переложенных коллекторными слоями алюминиевой фольги ($6,5 \text{ мкг}/\text{см}^2$). Продукты деления, вылетающие при облучении из слоев урана, улавливались в коллекторах. Затем они растворялись и подвергались радиохимическому анализу при помощи стандартных осадительных методов. Конечные осадки рабочим образом наносились на тонкие алюминиевые подложки и взвешивались, после чего на проточном метановом счетчике в 4π -геометрии измерялась β -активность полученных образцов. Измеренные активности были близки к абсолютным. Для введения небольших поправок на самопоглощение и поглощение в подложке ($1,35 \text{ мкг}/\text{см}^2$ алюминия) использовались калибровочные кривые самопоглощения и поглощения, полученные в том же 4π -счетчике для изотопов с различной энергией β -излучения [1]. При регистрации конверсионных электронов аналогичные поправки определялись расчетным путем.

Спад активности образцов прослеживался в течение 5–10 периодов полураспада исследуемого изотопа. В качестве осколочных изотопов, характерных для асимметричного и симметричного типов деления были выбраны Ba^{139} , Ba^{140} , Cd^{115} и Cd^{117} . Кривые радиоактивного распада, полученные для этих изотопов, анализировались графическим и аналитическим способами; наблюдалось хорошее согласие результатов со схемами распада, взятыми из таблиц Б. С. Джелепова [2]

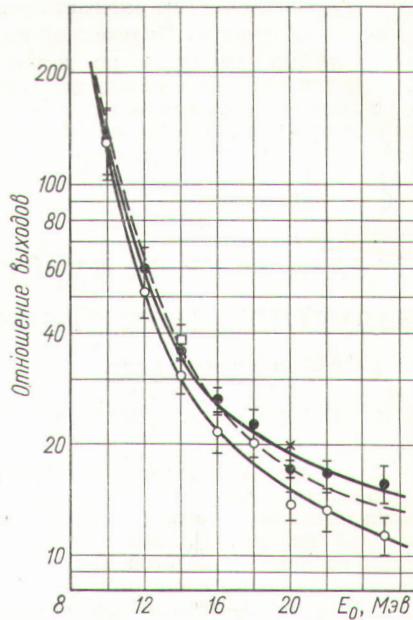


Рис. 1. Отношение «пика к долине» для фотоделения изотопов урана:

○ — $\frac{Y_{\text{Ba}^{139}}}{Y_{\text{Cd}^{115}}}$; ● — $\frac{Y_{\text{Ba}^{139}}}{Y_{\text{Cd}^{117m}}}$;
 □ — $\frac{Y_{\text{Ba}^{139}}}{Y_{\text{Ag}^{113}}}$ [для $\text{U}^{235} (\gamma, f)$ — даны на настоящей работе]; × — $\frac{Y_{\text{Sr}^{91}}}{Y_{\text{Cd}^{115}}}$ для $\text{U}^{235} (\gamma, f)$ [4]; — — — $\frac{Y_{\text{Ba}^{139}}}{Y_{\text{Cd}^{115}}}$ для $\text{U}^{238} (\gamma, f)$ [5].

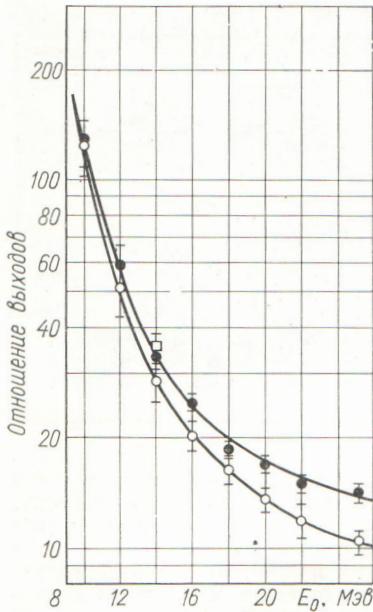


Рис. 2. Отношение «пика к долине» для фотоделения изотопа U^{235} (данные настоящей работы):
 ○ — $Y_{\text{Ba}^{140}}/Y_{\text{Cd}^{115}}$;
 ● — $Y_{\text{Ba}^{140}}/Y_{\text{Cd}^{117m}}$;
 □ — $Y_{\text{Ba}^{140}}/Y_{\text{Ag}^{113}}$.

и обзора Каткова [3]. Абсолютные активности пересчитывались на бесконечное время облучения. При этом учитывалось завышенное значение фактора накопления Ba^{139} за счет того, что его предшественник Cs^{139} ($T_{1/2} = 9,5$ мин) не успевает полностью распасться за время облучения. Полученный выход Cd^{115} ($T_{1/2} = 53$ ч) был исправлен по данным схемы распада [2, 3], так что приведенные ниже данные характеризуют полный выход цепочки с $A = 115$. В схеме цепочки с $A = 117$ неизвестно соотношение ветвей распада Ag^{117} , поэтому ниже приведены относительные выходы изомера Cd^{117m} ($T_{1/2} = 3$ ч).

Отношения выходов изотопов Ba и Cd приведены в таблице и на рис. 1,2. Показаны также определенные в настоящей работе отношения выходов Ba и Ag при максимальной энергии тормозного излучения 14 МэВ. Получены следующие значения: $Y_{\text{Ba}^{139}}/Y_{\text{Ag}^{111}} = 38,5 \pm 3,4$; $Y_{\text{Ba}^{139}}/Y_{\text{Ag}^{113}} = 38,4 \pm 3,8$; $Y_{\text{Ba}^{140}}/Y_{\text{Ag}^{111}} = 35,3 \pm 2,8$; $Y_{\text{Ba}^{140}}/Y_{\text{Ag}^{113}} = 35,1 \pm 3,1$.

В таблице для сравнения приведены результаты предыдущих работ. Отношение выходов Sr^{91} и Cd^{115} при делении U^{235} тормозным излучением с максимальной энергией 20 МэВ взято из работы [4]. Результат соответствует большей асимметрии деления, хотя в общем и не сильно отличается от значений, полученных в настоящей работе. Кроме того, приведен энергетический ход отношения выходов Ba^{139} и Cd^{115} для фотоделения U^{238} [5]. Сравнение показывает, что отношения «пика к долине» для фотоделения изотопов U^{235} и U^{239} имеют близкие значения как по порядку величины, так и по характеру энергетической зависимости.

Поступило в Редакцию 14/I 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Я. Кондратько, О. П. Никотин, К. А. Петржак. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 47 (1964).
2. Б. С. Джалепов, Л. К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958.
3. Б. С. Джалепов, Л. К. Пекер, В. О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер. А > 100. М., Изд-во АН СССР, 1963.
4. S. Katcoff, Nucleonics, 18, No. 11, 201 (1960).
5. R. Duffield, R. Schmitt, R. Sharg. Доклад № 678, представленный на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
6. L. Katz et al. Phys. Rev., 99, 98 (1955).

Оценка степени турбулентности плазмы по собственному излучению и комбинационному рассеянию электромагнитных волн в СВЧ-диапазоне

Б. А. ДЕМИДОВ, С. Д. ФАНЧЕНКО

УДК 533.9

В работе [1] описаны эксперименты, в которых было обнаружено комбинационное рассеяние электромагнитных волн на электронных колебаниях турбулентной плазмы. Плазма облучалась электромагнитными волнами с частотой Ω_0 ; при этом наблюдались рассеянные волны с частотой $\Omega_0 + \omega_{ep}$ — «фиолетовый сателлит» (ω_{ep} — плазменная частота)*. Некогерентное рассеяние электромагнитных волн плазмой исследовалось и в работах [2—4], с тем, однако, отличием от эксперимента, описанного в работе [1], что рассеяние происходило либо не на электронных плазменных

колебаниях, либо на регулярных электронных колебаниях, возбуждаемых в плазме внешним источником.

Эффект, обнаруженный в работе [1], позволяет оценить степень турбулентности плазмы [5, 6]. Для такой оценки были проведены опыты на экспериментальной установке, описанной в работах [1, 7]. В плазме торoidalной конфигурации, находящейся в магнитном поле напряженностью до 3,5 кгс, создается продольное электрическое поле с частотой 5 мгц и амплитудой 50 в/см, намного превышающей критическое поле Дрейсера. При этом в плазме, имеющей аномальное активное сопротивление, протекает ток до 50—70 а/см², который, как подробно описано в работе [7], раскачивает электронные плазменные колебания и нагревает электроны. Эти явления сопровождаются интенсивным рентгеновским и СВЧ-излу-

* Недавно результаты, аналогичные описанным в работе [1], получены Н. Ф. Перепелкиным [Н. Ф. Переぺлкин: «Письма ЖЭТФ», 3, 258 (1966)].