

## Накопление позитронов и получение встречных электрон-позитронных пучков в синхротроне

Ю. М. АДО, К. А. БЕЛОВИЦЕВ, Е. Г. БЕССОНОВ,  
В. А. ЧЕРЕНКОВ, В. С. ШИРЧЕНКО

УДК 621.384.612

В ранее выполненных работах [1, 2] была доказана практическая осуществимость метода накопления электронов в синхротроне. Нами проведен следующий этап работы, задача которого состояла в том, чтобы одновременно с электронами накапливать позитроны и получать встречные электрон-позитронные пучки. Наряду с этим исследовались некоторые особенности накопления частиц в переменном магнитном поле (влияние квантовых флуктуаций синхротронного излучения, условия захвата и пр.). Экспериментально изучена возможность перевода синхротрона-накопителя в режим работы с постоянной энергией. Эксперименты проводились на синхротроне ФИАН на энергию 280 Мэв. Основные параметры синхротрона:

Радиус равновесной орбиты . . . . .	82,5 см
Показатель магнитного поля . . . . .	0,6
Частота переменного магнитного поля . . . . .	50 гц
Максимальная энергия частиц . . . . .	200 Мэв
Минимальная энергия частиц . . . . .	7,0 Мэв
Энергия инжекции электронов и позитронов . . . . .	7,5 Мэв
Производная магнитного поля в момент инжекции . . . . .	$1,5 \cdot 10^5$ э/сек
Амплитуда ускоряющего ВЧ-напряжения . . . . .	1,7 кэ
Глубина модуляции амплитуды ВЧ-напряжения в момент инжекции . . . . .	20%
Размер рабочей области . . . . .	$16 \times 8$ см <sup>2</sup>

Схема установки приведена на рис. 1. Электроны, как и в работе [1], инжектировались от микротрона М-1 на энергию 7,5 Мэв через мишень-рассеиватель. Для получения позитронов использовался электронный пучок с энергией 14 Мэв от микротрона М-2 [3]. Конверсия электронов в позитроны осуществлялась в мишени из тантала (толщиной 2 мм), установленной внутри вакуумной камеры синхротрона-накопителя. Канал транспортировки пуч-

ка частиц от микротрона М-2 в синхротрон аналогичен каналу микротрона М-1. С 20-й орбиты микротрона М-2 выводилось и фокусировалось на конвертере в пятно площадью 08, см<sup>2</sup> около 70% электронов. Число накопленных частиц измерялось и регистрировалось по синхротронному излучению при помощи фотоумножителя. Основные параметры микротронов М-1 и М-2 приведены в таблице.

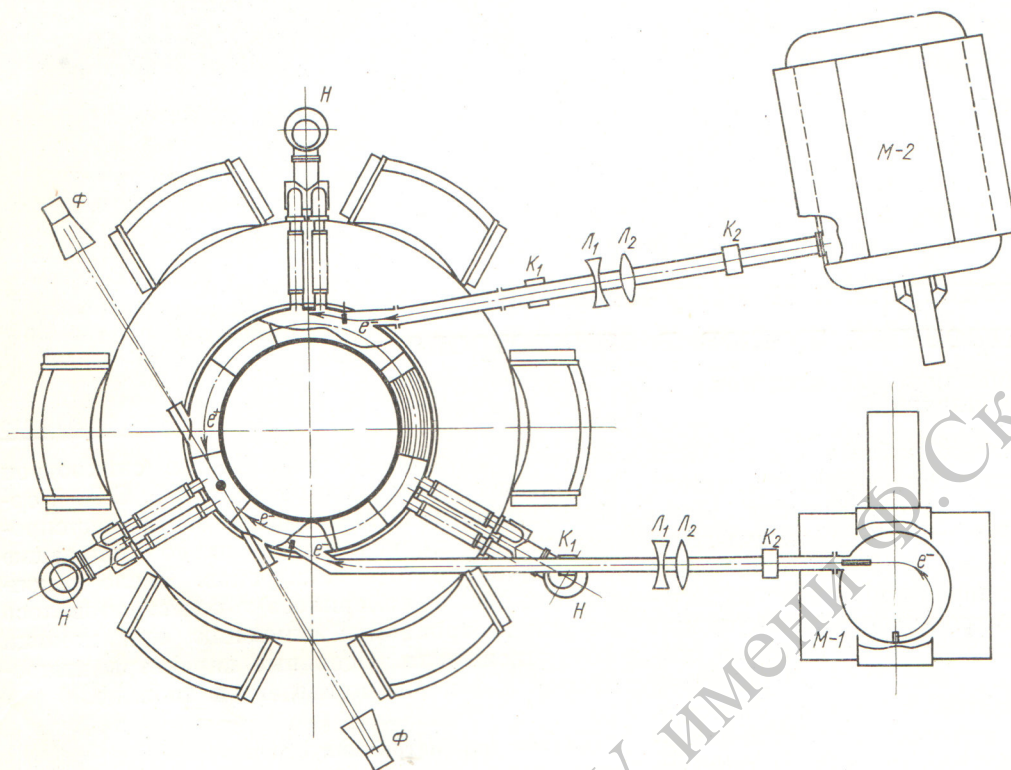
Основные параметры микротронов

Параметры микротронов	М-1	М-2
Энергия ускоренных электронов	7,5 Мэв	14,0 Мэв
Число орбит	10	20
Число электронов в импульсе	$2 \cdot 10^{11}$ частиц	$10^{11}$
Длительность импульса	2 мксек	2 мксек

В результате за 100 периодов изменения магнитного поля синхротрона (время жизни частиц 2 сек) во встречных электрон-позитронных пучках накапливалось  $10^4$  позитронов и  $10^8$  электронов. Однако полученные интенсивности встречных пучков далеко не предельны. В ближайшее время предполагается увеличить число накопленных частиц (до  $10^{10}$  —  $10^{11}$  электронов и  $10^7$  —  $10^8$  позитронов), главным образом в результате улучшения вакуума и повышения эффективности инжекции.

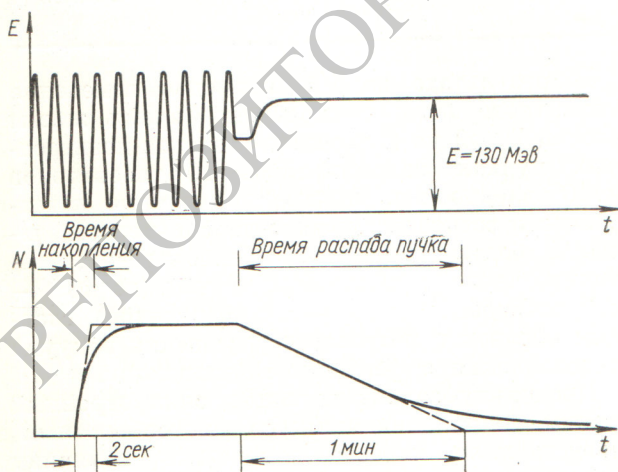
Поскольку захват частиц в синхротронный режим накопления является многооборотным, представляло интерес определить величину «промашки» и число эффективных оборотов  $K$  [4]. С этой целью измерялась зависимость интенсивности пучка накопленных электронов





Р и с. 1. Схема инжекции электронов и позитронов в синхротрон:  
 H — насосы; K<sub>1</sub>, K<sub>2</sub> — корректоры; L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub> — линзы; Ф — фотоумножители.

от радиального положения конвертера. Величина промашки оказалась равной 3 мм, а число эффективных оборотов 20. Примерно четырехкратное увеличение  $K$  объясняется обходом частицами рассеивателя в вертикальном направлении.



Р и с. 2. Изменение энергии и интенсивности частиц при работе синхротрона в режиме накопления.

После накопления частиц при переменной энергии синхротрон-накопитель переводился в режим работы с постоянной энергией. Переменная составляющая магнитного поля снималась, и дальнейшее движение частиц происходило в постоянном магнитном поле (рис. 2). Величина постоянной составляющей магнитного поля могла быть установлена произвольной в соответствии с характером эксперимента и возможностью системы питания ускорителя. Переход к режиму с постоянной энергией приводит к значительному увеличению времени жизни накопленных частиц.

На рис. 3 приведены осциллограммы изменения числа накопленных электронов и позитронов со временем после перехода к режиму с постоянной энергией 130 Мэв. Время жизни частиц увеличилось от 2 сек до 1 мин. Осциллограммы были получены на шлейфовом осциллографе с одновременной записью по двум каналам. Сигналы на осциллограф поступали от фотоумножителей, регистрирующих световое излучение позитронного и электронного пучков.

Время жизни частиц измерялось в режиме постоянной энергии при различных уровнях



энергии накопленных частиц. Сравнение полученной зависимости с теоретической позволило определить размеры части рабочей области синхротрона, ограниченной по вертикали вакуумной камерой и расстоянием от рассеивателя (конвертера) до средней орбиты по радиусу, а также эффективное давление остаточного газа в вакуумной камере. (При постоянной энергии основные потери частиц определяются однократными процессами тормозного излучения и кулоновского рассеяния на атомах остаточного газа.) Вычисленные размеры используемой части рабочей области совпали с истинными размерами, а эффективное давление остаточного газа оказалось равным  $2 \cdot 10^{-6}$  торр, что на порядок выше давления, измеренного ионизационным манометром. Это расхождение качественно объясняется присутствием паров масла, проникающих в вакуумную камеру при откачке диффузионными насосами.

Одна из особенностей накопителя с переменной энергией заключается в том, что из-за квантовых флуктуаций синхротронного излучения парциальное время жизни частиц  $\tau_{\text{КВ}}$  в таком накопителе намного меньше, чем в аналогичном накопителе с постоянной энергией. Это объясняется тем, что потери частиц, обусловленные раскачкой фазовых колебаний квантовыми флуктуациями синхротронного излучения, происходят при минимальной энергии частиц, в то время как колебания раскачиваются вблизи максимальной энергии. Этот механизм потерь частиц рассматривался в работе [2]. Используя результаты, полученные в этой работе, можно показать, что для ускорителя

со слабой фокусировкой при синусоидально меняющейся (с частотой  $f$ ) переменной составляющей энергии

$$\tau_{\text{КВ}} = \frac{1}{f} \exp \left[ \frac{3,1 \cdot 10^5 (3-4n)(1+\lambda) R}{q} \times \frac{\sqrt{E_1, V_1, V_2}}{E_2^{3,5}} \right],$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — минимальная и максимальная энергия частиц,  $Mэв$ ;  $V_1$  и  $V_2$  — амплитуды ускоряющего напряжения при энергиях  $E_1$  и  $E_2$ ,  $кэв$ ;  $q$  — кратность ускорения;  $n$  — показатель магнитного поля;  $R$  — радиус равновесной орбиты,  $м$ ;  $\lambda = \frac{L}{2\pi R}$ ;  $L$  — суммарная длина прямолинейных промежутков.

Зависимость  $\tau_{\text{КВ}}$  от  $E_2$  проверялась экспериментально. Полученные результаты отмечены крестиками на рис. 4. Сплошной линией показана расчетная зависимость, нормированная к экспериментальной точке при промежуточной энергии  $E_2 = 220 Mэв$ . Как видно, опытные данные хорошо согласуются с расчетными.

Вследствие сильной зависимости  $\tau_{\text{КВ}}$  от  $E_2$  предельное значение  $E_2$  при работе ускорителя в режиме накопления практически полностью определяется эффектом квантовых флуктуаций. Величину  $E_2$  целесообразно выбирать такой, чтобы  $\tau_{\text{КВ}}$  было больше парциального времени жизни частиц, определяемого рассеянием на атомах остаточного газа. Так, например, для синхротрона ФИАН ( $V = 1,7 кэв$ ;  $q = 1$ ;  $\lambda = 0$ ;  $E_1 = 7 Mэв$ ) значение  $E_2$  не превышает  $200 Mэв$ .

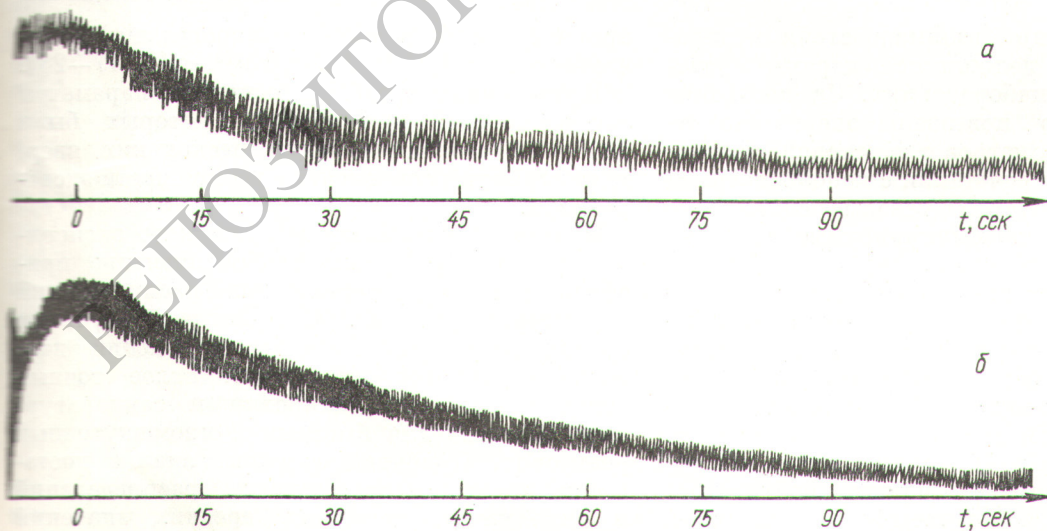
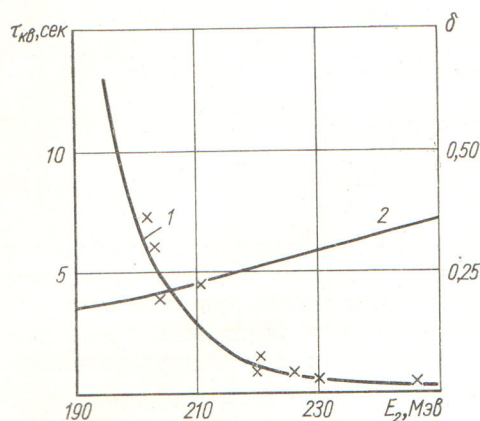


Рис. 3. Осциллограммы сигналов с фотоумножителей, иллюстрирующие процесс распада пучка позитронов (а) и электронов (б) при энергии  $130 Mэв$ .





Р и с. 4. Зависимость  $\tau_{кв}$  и  $\delta$  от  $E_2$  (кривые 1 и 2 соответственно).

Вместе с тем снижение  $E_2$  приводит к увеличению характерного времени затухания фазовых колебаний  $\tau_3$ , так как  $\tau_3 \approx 1/E_2^3$  [5]. Если при этом  $\tau_3$  становится больше периода  $T = 1/f$ , то фазовые колебания к моменту инжекции следующей порции частиц не успеют затухнуть до установившейся величины и часть фазового объема не будет использована. Это приводит к снижению темпа накопления и соответствующему уменьшению предельного числа накопленных частиц. На рис. 4 приведена зависимость затухания амплитуд фазовых коле-

баний частиц от энергии  $E_2$  за цикл  $\delta = 1 - e^{-T/\tau}$ .

В синхротронах-накопителях потери частиц возникают также и вследствие квантовой раскачки бетатронных колебаний. Причем можно показать, что в накопителях при энергии порядка 1 Гэв и выше потери частиц из-за квантовых флуктуаций синхротронного излучения обусловлены главным образом раскачкой не фазовых, а бетатронных колебаний.

Авторы выражают искреннюю благодарность за помощь в подготовке и проведении настоящей работы сотрудникам лаборатории А. Я. Беляку, В. А. Скорику, И. В. Лебедеву, А. В. Борисову, А. М. Иванову, О. Б. Демьяновскому, С. И. Костюкову, В. С. Малофееву, а также другим сотрудникам, принимавшим участие в выполнении работы.

Поступила в Редакцию 18/X 1966 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Адо и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 355.
2. Ю. М. Адо, Е. Г. Бессонов, П. А. Черенков. «Атомная энергия», 18, 104 (1965).
3. К. А. Беловинцев и др. Препринт ФИАН СССР, А-132, 1965.
4. И. С. Данилкин, М. С. Рабинович. ЖТФ, 28, 351 (1958).
5. Ю. М. Адо. «Атомная энергия», 12, 54 (1962).

## Параметры резонансных уровней делящихся ядер

(Обзор)

И. В. КИРПИЧНИКОВ

УДК 539.17.013+539.172.4

Измерения сечений взаимодействия медленных нейтронов с делящимися ядрами проводятся во многих лабораториях. За последние годы значительно повышены энергетическое разрешение спектрометров и интенсивность нейтронных пучков. В сочетании с использованием эффективных детекторов (газовые сцинтилляционные камеры, сцинтилляционные счетчики для регистрации нейтронов деления и  $\gamma$ -излучения, полупроводниковые детекторы) это позволило провести детальные измерения сечений вплоть до энергий нейтронов порядка сотен электронвольт и получить параметры десятков резонансных уровней наиболее важных в практическом отношении изотопов:  $U^{233}$ ,  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  [1—16]. Известны работы, посвященные измерениям и анализу нейтронных сечений изотопов, получаемых в настоящее

время в малых (милли- и микрограммы) количествах,  $Am^{241}$ ,  $U^{232}$ ,  $Pu^{241}$ ,  $Th^{229}$ ,  $Pu^{238}$  [17—28].

Приведенные в табл. 1 основные параметры спектрометров, при помощи которых были измерены сечения деления нескольких ядер, иллюстрируют современные возможности эксперимента.

В связи с накоплением обширного экспериментального материала особое значение приобрел анализ статистических распределений параметров уровней. С практической точки зрения выяснение вида распределений дает возможность для проведения более точных оценок эффектов блокировки и температурных эффектов для быстрых и промежуточных реакторов. С другой стороны, анализ достаточно полных статистических распределений и определение надежных средних значений