

Значения $0 < \vartheta < \pi$ находятся на участке гиперболы, расположенном между шкалами $\vartheta_{1(2)}$ и $\vartheta_{1(2)}^H$. Величина интервала углов ϑ_1 и ϑ_2 , не охватываемого номограммой, зависит от отношения μ_1/μ_2 и уменьшается при

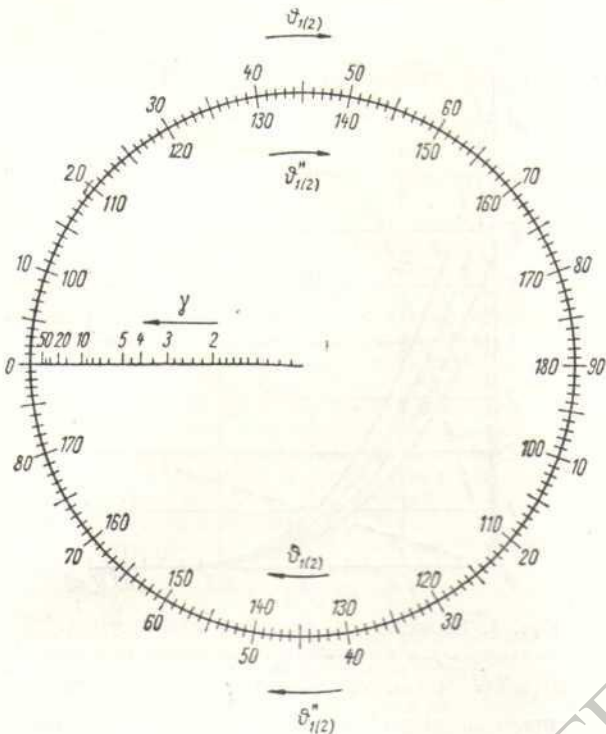


Рис. 2. Номограмма из выравненных точек для уравнения (9). Правило пользования номограммой: найди на соответствующих шкалах две заданные величины, проводи через них прямую; пересечение проведенной прямой с третьей шкалой определит ответ.

возрастании отношения μ_1/μ_2 . Составная номограмма при $\frac{\mu_1}{\mu_2} = 2$ представлена на рис. 1, б.

В релятивистском случае система (1) принимает вид

$$\frac{1}{\gamma} \operatorname{ctg} \vartheta_1 = \frac{Q_1 + \cos \vartheta}{\sin \vartheta}; \quad \frac{1}{\gamma} \operatorname{ctg} \vartheta_2 = \frac{Q_2 - \cos \vartheta}{\sin \vartheta}. \quad (8)$$

Введя при помощи равенства

$$\operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)} = \gamma \operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)}^H \quad (9)$$

номографические углы $\vartheta_{1(2)}^H$ (в отличие от лабораторных углов $\vartheta_{1(2)}$), приводим систему (8) к виду (1). Для перевода углов из лабораторных в номографические и наоборот необходимо построить вспомогательную номограмму. Заметим, что уравнение (9) представляет собой уравнение третьего номографического порядка и записано в первой канонической форме. Наиболее удобной для этого уравнения является номограмма второго жанра со следующими уравнениями ее шкал:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{Dx}{1 + (\lambda_1 \operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)})^2}, & y_1 &= \frac{Dy \lambda_1 \operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)}}{1 + (\lambda_1 \operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)})^2}; \\ x_2 &= \frac{Dx}{1 + (\lambda_2 \operatorname{tg} \vartheta_{1(2)}^H)^2}, & y_2 &= \frac{-Dy \lambda_2 \operatorname{tg} \vartheta_{1(2)}^H}{1 + (\lambda_2 \operatorname{tg} \vartheta_{1(2)}^H)^2}; \\ x_3 &= \frac{Dx}{1 + \lambda_1 \lambda_2 \gamma}, & y_3 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Шкалы $\vartheta_{1(2)}$ и $\vartheta_{1(2)}^H$ находятся на эллипсе, шкала γ — на оси эллипса. Используя для построения номограммы простой геометрический прием, описанный в работе [3], получаем номограмму с окружностью, которая представлена на рис. 2.

Поступило в Редакцию 16/VII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Потетюнок. «Атомная энергия», 13, 588 (1962).
2. А. М. Балдин и др. Кинематика ядерных реакций. М., Физматгиз, 1959.
3. Б. А. Невский. Справочная книга по номографии. М.—Л., Гостехтеориздат, 1961, стр. 162, 190.

УДК 539.1.03:537.3

К расчету ядерных источников тока прямой зарядки

А. А. Кононович, М. Г. Мительман, Н. Д. Розенблюм

Среди методов прямого превращения энергии радиоактивного излучения в электрическую некоторый интерес представляет метод прямой зарядки [1, 2]. Еще в 1952 г. был проведен расчет напряжения [3], получаемого от ядерного источника прямой зарядки, для спектра β -частиц изотопа $\text{Sr}^{90} - \text{J}^{90}$. Других сообщений о теоретических работах, объясняющих механизм действия ядерного генератора, в литературе не было.

Ниже делается попытка провести общий расчет источника напряжения прямой зарядки. Принцип действия такого источника очень прост. Первичные β -частицы радиоактивного изотопа вылетают из эмит-

тера и собираются на коллекторе. Зарядный ток создает разность потенциалов между электродами, помещенными в высокий вакуум, и зависит от общей активности и спектра β -частиц применяемого радиоактивного препарата. Он зависит также от напряжения на электродах источника, геометрии электродов, тока утечки, создаваемого вторичной эмиссией β -частиц на коллекторе, утечки по изоляции и внешней нагрузки, самопоглощения β -частиц в слое, которое резко снижает эффективную активность препарата и смещает максимум спектра β -частиц в сторону более высоких энергий.

В общем виде зарядный ток

$$I = 0,5 eA \int_{eU}^{E_{\max}} \frac{N(E)}{E_{\max}} (1-K) \times \left(1 - \frac{eU}{E}\right) P(E) dE, \quad (1)$$

где A — активность радиоактивного препарата; e — заряд электрона; U — разность потенциалов между электродами; $N(E)$ — число частиц с энергией E ; K — коэффициент вторичной эмиссии электронов на коллекторе, равный (с некоторым занижением в области малых энергий первичных электронов) по данным работы [4]

$$K = a + \frac{9,2}{E - Ue + 10,2} \quad (2)$$

(здесь a — показатель, зависящий от материала коллектора); $\left(1 - \frac{eU}{E}\right)$ — множитель, учитывающий геометрию электродов и представляющий собой долю β -частиц с энергией E , долетающих до коллектора при плоских бесконечных электродах; $P(E)$ — фактор самопоглощения β -частиц в слое препарата.

Для определения спектра β -частиц на выходе из слоя после самопоглощения была принята следующая методика. Фактор самопоглощения частиц данной энергии приравнялся к фактору самопоглощения частиц β -спектра с энергией, равной средней энергии, считая $E_{\text{ср}} = \frac{1}{3} E_{\max}$. Затем были просуммированы факторы самопоглощения для каждого интервала энергии. Полученный результат с точностью 5% совпал со значением фактора самопоглощения для полного спектра Pm^{147} , полученного из таблиц обычным способом [5].

Расчет был проведен для Pm^{147} с содержанием примесей 1 мг/мкюри. Слой самопоглощения без учета склеивающей эпоксидной смолы составлял 17,6 мг/см². Графически интегрируя уравнение (1), получим ток зарядки ядерного источника. На рис. 1 показаны зависимости тока от напряжения для различных материалов коллектора при $A = 1$ мкюри, а также значения тока утечки ($I = \frac{U}{R}$) для различных сопротивлений R . Стационарное напряжение устанавливается при равенстве тока зарядки и тока утечки. Точки пересечения кривых зарядного тока с прямыми $I = \frac{U}{R}$ определяют максимальное достигаемое напряжение для данных условий (активности препарата, материала коллектора, толщины слоя, сопротивления изоляции и т. д.). Разность между ординатами кривой зависимости тока зарядки и тока утечки от напряжения дает величину зарядного тока при данном напряжении.

Из графика также видно, что при очень больших сопротивлениях утечки ($R > 10^{15}$) относительное влияние материала коллектора и сопротивления на напряжение уменьшается с ростом сопротивления R . Скорость зарядки ядерного источника определяется его емкостью и разностью между токами зарядки и утечки по сопротивлению. Дифференциальное уравнение зарядки ядерного источника имеет вид

$$dU = \frac{1}{C} \left(I_{\text{зар}} - \frac{U}{R} \right) dt. \quad (3)$$

Графически интегрируя это уравнение, получим кривую зарядки источника, которая представлена на рис. 2. Для экспериментальной проверки полученные результаты снимались кривые зарядки ядерного источника при $A = 600$ мкюри.

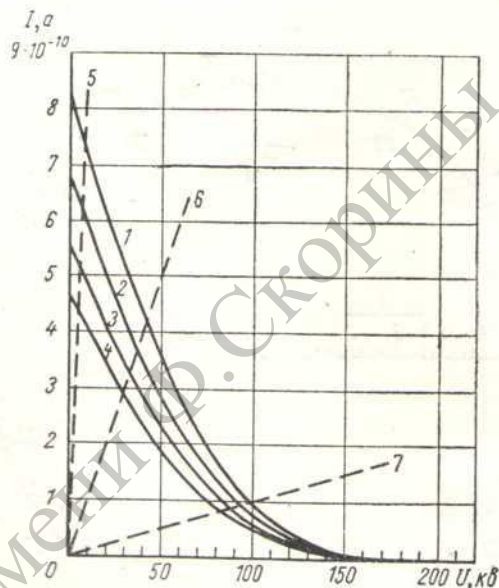


Рис. 1. Зависимость токов от напряжения: — ток зарядки для источника с коллектором из алюминия (1), меди (2), серебра (3), вольфрама (4); — ток утечки при $R = 10^{13}$ ом (5), $R = 10^{14}$ ом (6) и $R = 10^{15}$ ом (7).

Эмиттер представлял собой пластину размерами 100×60 мм; на ней закреплялись препараты Pm^{147} . Коллектором служил листовая дюралюминий, котрым были выложены стенки вакуумной камеры. Сопротивление изоляции порядка 10^{14} ом, емкость системы ~ 10 нФ. Экспериментальная кривая зарядки до напряжения 19 кВ также представлена на рис. 2. Сравнение экспериментальной кривой с расчетной, полученной по приведенной выше методике с учетом параметров экспериментальной установки, показывает, что до напряжения 19 кВ источник заряжается за время, на 30% большее расчетного. Расхождение результатов можно объяснить неточностью определения таких параметров, как сопротивление, емкость, активность и др.

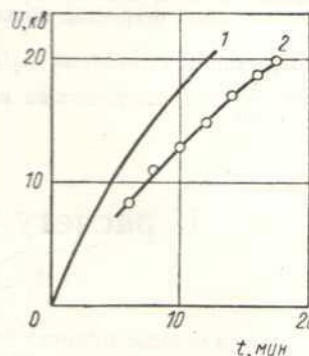


Рис. 2. Зависимость напряжения на источнике от времени зарядки:

1 — расчет; 2 — эксперимент

Поступило в Редакцию 14/III 1963 г

ЛИТЕРАТУРА

1. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева 1955). Т. 15. М., Машгиз, 1957.

2. П. В. Тимофеев, Ю. А. Симченко. «Атомная энергия», 6, 470 (1959).
3. E. Linder, S. Christian. J. Appl. Phys., 23, 1213 (1952).

4. B. Miller, W. Porter. J. Franklin Inst., 260, № 1 (1955).
5. Н. Г. Гусев. Справочник по радиоактивным излучениям и защите. М., Медгиз, 1956.

УДК 621.384.611.3

О возможности генерации и ускорения позитронов в микротроне

К. А. Беловинцев, Ф. П. Денисов

Для решения ряда актуальных задач современной физики элементарных частиц большой интерес представляет получение достаточно интенсивных пучков ускоренных позитронов и использование их для генерации монохроматического аннигиляционного γ -излучения, а также для реализации взаимодействия встречных электронно-позитронных пучков в различных накопительных установках. В последнее время в лабораториях Англии, Франции и США широко развернулись работы по получению позитронных пучков с помощью линейных ускорителей. Однако такая методика требует дорогого и громоздкого оборудования, а достигнутые интенсивности в требуемом диапазоне углов и энергий невысокие [1, 2].

В настоящей работе для получения ускоренных позитронов предлагается использовать микротрон. Последние достижения в разработке микротронов повышенной эффективности [3—6] позволяют надеяться, что предлагаемый метод обеспечит гораздо более высокие интенсивности позитронных пучков по сравнению с полученными в настоящее время при существенном снижении общей стоимости и затрат на оборудование.

Принципиальная схема метода показана на рисунке. Электроны, эмитированные из инжектора *И*, ускоряются электрическим полем высокочастотного резонатора [3] до предельной энергии, которую можно достичь на данном микротроне. На последней орбите электронный пучок проходит через два магнитных канала l_2 и l_1 , разность длин которых равна l_n — расстоянию электронного инжектора от оси резонатора: $l_2 - l_1 \approx l_n$. При этом электроны попадают на мишень *М*, расположенную симметрично по отношению к инжектору *И* на противоположной стенке резонатора. Тормозное излучение электронов в веществе мишени приводит к образованию электронно-позитронных пар. Общая длина магнитных каналов l_1 и l_2 выбирается так, чтобы вылетающие из мишени *М* позитроны попадали в область начальных фаз, пригодных для дальнейшего устойчивого ускорения в микротроне [3]:

$$l_1 + l_2 = \frac{\lambda}{2} + k\lambda,$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$, а λ — длина волны высокочастотного поля. Благодаря высоким значениям напряженности высокочастотного электрического поля ($e \approx 380 \text{ кВ/см}$) в месте расположения конвертора [3] значительная доля позитронов с начальными энергиями около нуля будет в этом случае захвачена в микротронный режим ускорения. Дальнейшее ускорение позитронов происходит одновременно с ускорением следующих порций электронов, и все орбиты, за исключением инжекционной и последней, пространственно совпадают. На последней орбите позитроны автоматически отклоняются той же системой магнитных каналов и для генерации

монохроматического аннигиляционного γ -излучения либо для ускорения до более высоких энергий могут быть выведены из микротрона. Экспериментальная проверка изложенного метода генерации и ускорения позитронов проводилась на микротроне фотомезонной лаборатории Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР.

В соответствии с опубликованными данными [1, 2, 7] мы выбрали толщину свинцового конвертора *М* рав-

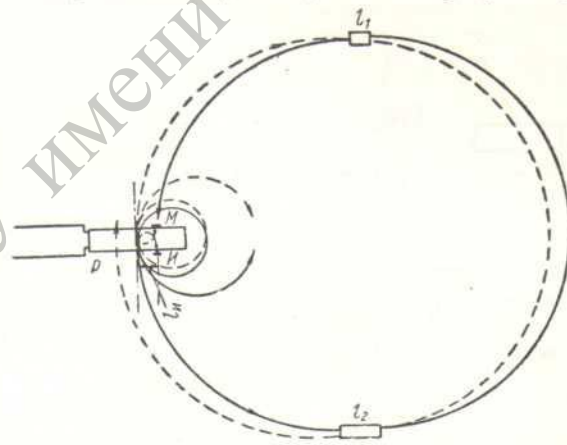


Схема устройства для получения позитронов высокой энергии в микротроне:

Р — резонатор; *И* — инжектор электронов; *М* — свинцовая мишень — конвертор. Орбиты электронов показаны сплошными линиями, орбиты позитронов — пунктиром.

ной 0,25 радиационной единицы, а для смещения максимума спектрального распределения позитронов на выходе из конвертора в область нулевых энергий использовали дополнительный графитовый замедлитель. Число позитронов в пучке определялось по интенсивности тормозного излучения, генерируемого позитронами в свинцовой мишени, расположенной на последней позитронной орбите. Интенсивность измерялась сцинтилляционным счетчиком. Аппаратура градуировалась по тормозному излучению из той же мишени, генерируемому электронным пучком с известной интенсивностью. Измеренный в этих опытах общий коэффициент конверсии электронного пучка в позитронный составляет $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ при расчетном значении $\sim 1 \cdot 10^{-6}$. Полученный таким способом позитронный пучок достаточно монохроматичен (энергетический разброс $\leq 40 \text{ кэВ}$) и обладает хорошими геометрическими и угловыми характеристиками, присущими микротронному способу ускорения.