

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ УСКОРЯЮЩИХ СИСТЕМ С БОЛЬШИМИ ПРОЛЕТНЫМИ ОТВЕРСТИЯМИ ДЛЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СИНХРОТРОНОВ

А. Н. ДИДЕНКО, Р. Г. КАМИНСКАЯ, Г. П. ФОМЕНКО, Ю. Г. ЮШКОВ

В электронных синхротронах на большие энергии требуются весьма высокие значения напряжения ускоряющего поля на оборот из-за необходимости компенсировать потери энергии электронов в виде интенсивного электромагнитного излучения. Повышение же напряжения на оборот с помощью увеличения числа ускоряющих резонаторов во многих случаях не представляется возможным.

Другим способом получения высокого напряжения на оборот является использование ускоряющих полей секций линейных ускорителей, расположенных в прямолинейных участках. При этом обычно возрастает кратность радиочастоты. С ростом кратности появляется возможность при заданной длине прямолинейных участков конструировать резонансные системы с большими значениями шунтового сопротивления. Необходимо, однако, отметить, что увеличение кратности будет влиять двояко на интенсивность синхротрона. С одной стороны, увеличение кратности увеличивает средний ток частиц, захваченных от инжектора, а с другой — увеличивает потери частиц, обусловленные влиянием квантовых флуктуаций излучения на фазовые колебания. В синхротронах на большие энергии преобладающее влияние будет оказывать фактор, обусловленный электромагнитным излучением релятивистских электронов при больших энергиях.

Данная статья посвящена теоретическому и экспериментальному рассмотрению возможности использования отрезков диафрагмированных волноводов с запердельными волноводами на концах в качестве ускоряющих систем электронных синхротронов на большие энергии.

При больших энергиях из-за квантового характера излучения происходит возбуждение бетатронных и синхротронных колебаний. Это приводит к потере значительной части ускоряемых электронов. Для уменьшения потерь электронов необходимо повысить амплитуду напряжения на ускоряющем промежутке. В синхротронах со слабой фокусировкой требования к величине ускоряющего поля резко повышаются при энергии больше 10^9 эв.

Число электронов, оставшихся в камере ускорителя к моменту времени t , можно определить по формуле [1, 2]

$$N = N_0 \exp\left(-\int_0^t \frac{dt}{\tau}\right), \quad (1)$$

где

τ — время «жизни» пучка электронов.

N_0 — число электронов в начале ускорения.

Для определения τ можно воспользоваться приближенной формулой, полученной с помощью уравнения диффузии электронов в фазовом пространстве

$$\tau = \frac{1}{\alpha_s} \left(\frac{\Delta U}{U_B} \right)' \left(e^{\frac{\Delta U}{U_B}} - 1 - \frac{\Delta U}{U_B} \right), \quad (2)$$

где ΔU — глубина потенциальной ямы. В случае синхротронных колебаний она определяется по формуле

$$\Delta U = \frac{2\Omega^2}{\sin \varphi_s} (\sin \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s), \quad (3)$$

где $U_B = \frac{1}{2} \bar{A}_s^2 \Omega^2$ — энергия синхротронных колебаний, возбужденных квантовыми флуктуациями излучения, α_s — коэффициент затухания синхротронных колебаний, Ω — частота синхротронных колебаний, φ_s — равновесная фаза, \bar{A}_s^2 — среднеквадратичная амплитуда синхротронных колебаний.

Как видно из приведенных формул, величина потерь электронов в данном ускорителе зависит от отношения $\frac{\Delta U}{U_B}$. Тогда для того, чтобы потери электронов для кратностей q_1 и q_2 были одинаковыми, необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\left(\frac{\Delta U}{U_B} \right)_{q_1} = \left(\frac{\Delta U}{U_B} \right)_{q_2} \quad (4)$$

или

$$\frac{\sin \varphi_{s1} - \varphi_{s1} \cos \varphi_{s1}}{q_1 \cos \varphi_{s1}} = \frac{\sin \varphi_{s2} - \varphi_{s2} \cos \varphi_{s2}}{q_2 \cos \varphi_{s2}}. \quad (5)$$

Проведенный расчет для электронного синхротрона НИИЯФ на энергию 1,5 ГэВ показал, что при $q = 4$ для потерь, не превышающих 10%, это отношение равняется 0,25. Тогда из (4) и (5) следует, что, например, при $q = 100$ (длина волны ускоряющего высокочастотного поля $\lambda = 33$ см) фаза φ будет такой, что необходимая амплитуда ускоряющего напряжения в конце цикла ускорения должна равняться 2,5 МВ.

Отсюда видно, что амплитуда ускоряющего напряжения растет с увеличением кратности. Однако переход к высоким кратностям позволяет использовать в качестве ускоряющей системы отрезки диафрагмированных волноводов, шунтовое сопротивление которых на 1—2 порядка может быть выше шунтового сопротивления резонаторов, работающих при низкой кратности. Поэтому возможны такие случаи, когда создать более высокое напряжение в ускоряющей системе с большим шунтовым сопротивлением проще, чем более низкое в системе с меньшим шунтовым сопротивлением.

Как известно, шунтовое сопротивление диафрагмированного волновода зависит от параметра нагрузки g/λ и сильно падает с ростом g/λ . По-видимому, с целью получения большого шунтового сопротивления имеет смысл использовать прямоугольный диафрагмированный волновод и расположить его в прямолинейных промежутках так, чтобы не уменьшать апертуру камеры в радиальном направлении. Поскольку диафрагмы не должны уменьшать апертуру камеры и по высоте,

то для каждой волны будет свое минимальное значение параметра g/λ . Например, для электронного синхротрона НИИ ЯФ минимальное значение параметра g/λ будет равно 0,254 при $q = 100$.

Отверстия для пролета пучка в торцевых стенках диафрагмированного волновода не могут быть выбраны большими, так как они будут уменьшать апертуру камеры. Для устранения влияния пролетных отверстий в работе [3] было предложено использовать запредельные волноводы на концах диафрагмированного волновода.

Для экспериментального исследования возможности со-

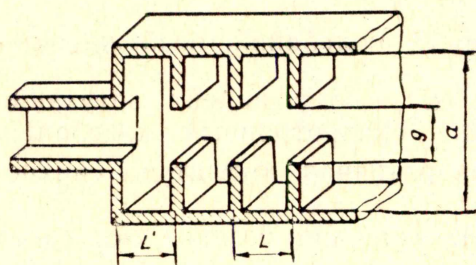


Рис. 1. Диафрагмированный резонатор с запредельными волноводами

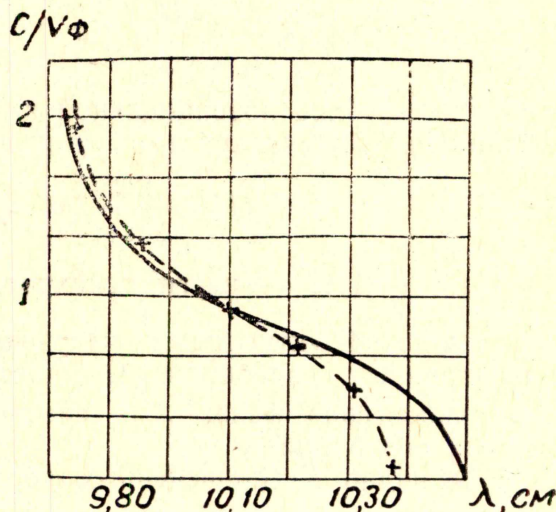


Рис. 2. Расчетная и экспериментальная дисперсионные характеристики волновода

здания таких ускоряющих систем для синхротрона на 1,5 Гэв был изготовлен диафрагмированный резонатор с запредельными волноводами на концах, показанный на рис. 1.

Расчет диафрагмированного волновода был проведен по формуле:

$$\frac{v_\phi}{c} = \frac{2\pi L}{i_{кр} \psi} \left[1 + \frac{\pi a^2 (1 - \cos \psi)}{2aL \left(1 + \frac{a^2}{b^2} \right)} \right], \quad (6)$$

где

$$\cos \psi = \cos \beta_0 L - \frac{\beta_0 a}{\pi} \left(\frac{a}{\pi g} \right)^2 \sin \beta_0 L$$

$$\beta_0^2 = \frac{\omega_0^2 - \omega_{кр}^2}{c^2}$$

ω_ϕ — критическая частота, определяемая как для прямоугольного волновода;

L — период структуры;

g — зазор между диафрагмами;

a — ширина резонатора;

b — высота резонатора.

Эксперименты проводились на волноводе 10-см диапазона. Размеры диафрагмированного волновода выбирались из условия наибольшего разнеса по частоте между различными видами колебаний ($a = 7,8$ см, $g = 2,6$ см, $b = 7,2$ см, $L = 2,5$ см). Расчетная и экспериментальная дисперсионные характеристики волновода приведены на рис. 2, из которого видно, что формула (6) дает сравнительно большое расхождение только в области длинных волн.

Определение видов колебаний и типа волны производилось с помощью магнитных и электрических зондов и пробных тел [4], перемещаемых вдоль оси z волновода.

В общем случае в диафрагмированном волноводе прямоугольного сечения существуют синфазные и противофазные волны типа LE и LM . Для ускорения же частиц, как показано в [5], можно использовать только синфазную волну LE_{11} . Остальные волны являются паразитными, из которых основную опасность представляет волна LE_{01} , являющаяся низшим типом диафрагмированного волновода. Для подавления этой волны в исследуемом резонаторе делались специальные разрезы в боковых стенках, не возмущающие поле основной волны LE_{11} .

Экспериментальное исследование распределения компонент поля волны LE_{11} по длине резонатора при различных поперечных размерах запредельных волноводов показало, что запредельные волноводы незначительно влияют на структуру поля в диафрагмированном волноводе. Длина запредельных волноводов во время эксперимента не изменялась, а затухание в них было не ниже 40 дБ.

Было проведено исследование влияния запредельных волноводов на величину шунтового сопротивления диафрагмального волновода. На рис. 3 приведены кривые $\frac{R_{ш}}{Q}$ на колебании $\frac{\pi}{2}$ вида в зависимости от ширины одной из стенок запредельного волновода для случаев соединения диафрагмированного волновода с запредельным, когда расстояние L' от начала запредельного волновода до первой диафрагмы равно периоду структуры L и $\frac{L}{2}$. Вторая стенка запредельного волновода оставалась постоянной и равной зазору между диафрагмами. Из рис. 3 видно, что при больших поперечных размерах запредельного волновода расстояние L' необходимо выбирать близким к периоду структуры. В этом случае шунтовое сопротивление диафрагмированного резонатора приближается к величине шунтового сопротивления резонатора без отверстий в торцевых стенках.

Известно, что шунтовое сопротивление диафрагмированного волновода постоянной длины пропорционально $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$. Тогда, исходя из эк-

спериментальных данных, полученных в 10-см диапазоне, можно оценить шунтовое сопротивление ускоряющей системы синхротрона для длины $\lambda = 33$ см и длины волновода ~ 1 м.

Данная длина волны хорошо согласуется с размерами апертуры камеры синхротрона НИИ ЯФ. Для приведенного выше примера, когда кратность $q = 100$ и параметр нагрузки $q/\lambda = 0,254$, шунтовое сопротивление диафрагмированной ускоряющей системы синхротрона будет равно 30 Мом. Нетрудно подсчитать, что для создания напряжения 2,5 Мв в системе с таким шунтовым сопротивлением необходим высокочастотный генератор мощностью ~ 100 квт. Отметим, что при использовании резонатора, работающего на частоте 365 мгц, для со-

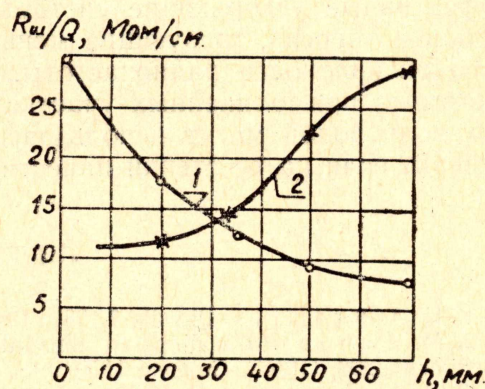


Рис. 3. Зависимость $\frac{R_{ш}}{Q}$ для колебания $\frac{\pi}{2}$ от ширины одной из стенок запредельного волновода при $L' = L$ и $L' = \frac{L}{2}$

здания напряжения ~ 250 кВ, которое необходимо для ускорения частиц с 10%-ными потерями от конечной энергии при кратности $q = 4$, в синхротроне НИИ ЯФ на 1,5 ГэВ используется в. ч. генератор мощностью 125 кВт.

Таким образом, в результате проведенных исследований показано, что, используя свойства запердельных волноводов, можно создать эффективные ускоряющие системы для электронных синхротронов на большие энергии, требующие меньшей мощности даже при работе при высокой кратности радиочастоты. При размещении таких ускоряющих систем на прямолинейных участках синхротрона в качестве запердельных волноводов могут использоваться участки вакуумной фарфоровой камеры, если на ее стенки нанести тонкий слой серебра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Крамерс. Physik, 7, 285, 1940.
 2. M. Sands. Proceedings of the Intern. Conf. on High-Energy Accelerators and Instrument, 298, CERN, Geneva, 1959.
 3. А. Н. Диденко, Р. Г. Каминская. ЖТФ, 11, 1969.
 4. Э. Л. Гинзтон. Измерения на сантиметровых волнах. Изд-во ИЛ, 1960.
 5. Е. С. Коваленко, В. И. Шиманский. Изв. вузов СССР, Радиотехника, 2, 153, 1960.
-