

**К РАСЧЕТУ ОПТИМАЛЬНЫХ РАЗМЕРОВ ГЛАДКИХ  
ВОЛНОВОДНЫХ УСКОРЯЮЩИХ СИСТЕМ ДЛЯ ЦИКЛИЧЕСКИХ  
УСКОРИТЕЛЕЙ**

Н. В. ПИСКОВ

(Представлена семинаром сектора СВЧ и ТУ НИИ ЯФ)

В последнее время все большее внимание уделяется волноводным ускоряющим системам при разработках циклических ускорителей. Так, в [1] предлагается использовать замкнутые изогнутые волноводы и отрезки волноводов для ускорения электронов. Проведенные исследования [1, 2] показали, что при больших энергиях наиболее целесообразно использовать диафрагмированные волноводы и различные штыревые структуры, а при энергиях порядка 10—50 Мэв в качестве ускоряющих систем могут использоваться гладкие изогнутые волноводы. В [3] было предложено использовать ускоряющие системы на основе отрезков диафрагмированных волноводов для ускорения протонов в кибернетическом ускорителе. Расчеты показали, что в этом случае наиболее перспективной является ускоряющая система, предложенная Шнеллем [4]. Однако необходимо отметить, что технология изготовления диафрагмированных волноводов довольно сложная. В связи с этим представляет интерес исследование вопроса об использовании ускоряющих систем на основе гладких волноводов в ускорителях не только на малые, но и сверхвысокие энергии. Исследованию этого вопроса и посвящена данная статья.

Использование гладких изогнутых волноводов в качестве ускоряющих систем электронных синхротронов на малые энергии возможно потому, что внутри волновода можно подобрать такой радиус, на котором фазовая скорость одной из волн будет равняться скорости частиц. Если стремиться выполнить такие условия в ускорителях на большие энергии, то необходимо с увеличением радиуса увеличивать и ширину волновода (ширина волновода всегда должна составлять примерно  $\frac{1}{3}$  от среднего радиуса волновода). При этом эффективность таких ускоряющих систем будет уменьшаться. Это приводит к тому, что, начиная с некоторых радиусов, использование гладких изогнутых волноводов в качестве ускоряющих систем будет нецелесообразным.

Положение изменится, если заменить гладкие изогнутые волноводы отрезками неизогнутых волноводов, расположенных на прямолинейных участках. В этом случае фазовые скорости всех волн будут больше скоростей ускоряемых частиц, и поэтому условие синхронизма между частицами и волнами не будет иметь места. Однако, если поперечные размеры волновода выбрать большими по сравнению с длиной волны, то фазовые скорости низших типов волн будут приближаться к скорости света. Если длина волновода будет такова, что сдвиг по фазе между

волной и ускоряемыми частицами  $\Delta\varphi \ll \pi$ , то частицы будут испытывать только ускоряющее воздействие волн, поэтому такие отрезки могут быть использованы для ускорения.

При фазовой скорости волны, не равной скорости света, фазовый сдвиг будет определяться

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda} \left( 1 - \frac{1}{\beta_\Phi} \right), \quad (1)$$

где  $L$  — длина волноводной секции,  
 $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве,

$$\beta_\Phi = \frac{1}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda}{\lambda_{кр}} \right)^2}}, \quad (2)$$

В [5] было показано, что наиболее предпочтительными для создания ускоряющих систем на большие энергии являются волноводы круглого сечения, работающие на волне типа  $E_{01}$ . Поэтому все дальнейшие расчеты были проведены для волны  $E_{01}$ .

Рассмотрим резонансную ускоряющую систему. Для нее

$$\lambda_0 = \frac{1}{\sqrt{\left( \frac{1}{2,62 R} \right)^2 + \left( \frac{p}{2L} \right)^2}}, \quad (3)$$

где  $p=0, 1, 2, \dots$  — продольное волновое число.

Из (1), (2), (3) получим выражение для величин  $\frac{L}{\lambda} = f(p_1 \Delta\varphi)$  и  $\frac{R}{\lambda} = f(p_1 \Delta\varphi)$ ,

$$\frac{L}{\lambda} = \frac{p\pi + \Delta\varphi}{2\pi}, \quad (4)$$

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{p\pi + \Delta\varphi}{\sqrt{2p\pi\Delta\varphi + (\Delta\varphi)^2}}. \quad (5)$$

Наконец, необходимо определить шунтовое сопротивление системы

$$R_{ш} = \frac{(LE_z)^2}{2P_r} \Big|_{R=0},$$

где  $P_r$  — мощность, вводимая в резонатор от высокочастотного генератора, которая в стационарном режиме равна мощности, рассеиваемой в стенках резонатора  $P$

$$P = \frac{c}{8\pi} \oint \operatorname{Re}[E_t H_t^*] df = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\frac{\omega\mu}{8\pi\sigma}} \oint |H_t|^2 df,$$

где  $\omega$  — круговая частота,  
 $\mu$  — магнитная проницаемость материала,  
 $\sigma$  — проводимость материала.  
 Нетрудно показать, что для волны  $E_{01}$

$$R_{ш} = \frac{v_{01}^2 \sqrt{\lambda} \lambda^2 L^2}{c \sqrt{\frac{\omega c}{\sigma} \pi^2 I_1^2(v_{01}) R^3 (L + 2R)}} \quad (6)$$

Выражение (6) можно привести к виду

$$R_{ш} = k \sqrt{\lambda} \left(\frac{\lambda}{R}\right)^3 \frac{\Delta\varphi}{\pi} \frac{1}{\left[1 + 4 \frac{\pi}{\Delta\varphi} \frac{R}{\lambda} \left(1 - \sqrt{1 - 0,146 \frac{\lambda^2}{R^2}}\right)\right] \left(1 - \sqrt{1 - 0,146 \frac{\lambda^2}{R^2}}\right)}$$

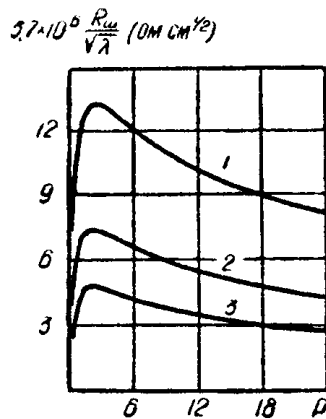


Рис. 1. Зависимость величины  $\frac{R_{ш}}{\sqrt{\lambda}}$  от продольного волнового числа  $\rho$ . 1— $\Delta\varphi = \pi$ ; 2— $\Delta\varphi = \frac{2}{3}\pi$ ; 3— $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ .

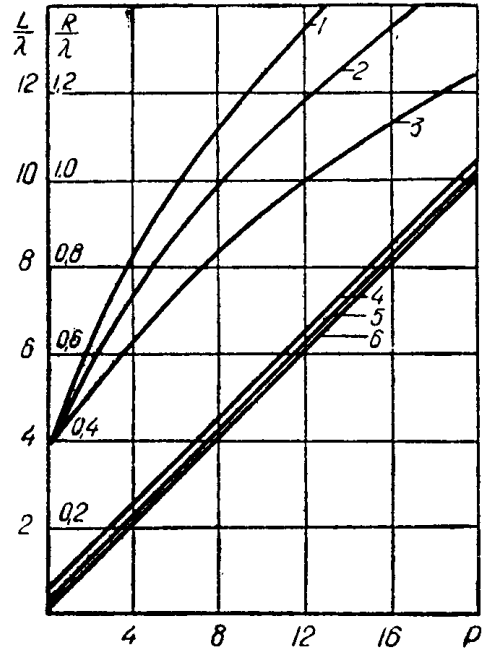


Рис. 2. Зависимость изменения относительных размеров ускоряющей секции от  $1 - \frac{R}{\lambda} \left(\frac{\pi}{2} = \pi\Delta\right)$ ;

$$\begin{aligned} 1 - \frac{R}{\lambda} \left(\frac{\pi}{2} = \pi\Delta\right); \\ 2 - \frac{R}{\lambda} \left(\Delta\varphi = \frac{2}{3}\pi\right); \quad 3 - \frac{R}{\lambda} \left(\Delta\varphi = \pi\right); \\ 4 - \frac{L}{\lambda} \left(\Delta\varphi = \pi\right); \quad 5 - \frac{L}{\lambda} \left(\Delta\varphi = \frac{2}{3}\pi\right); \\ 6 - \frac{L}{\lambda} \left(\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}\right). \end{aligned}$$

где

$$k = 0,5 \frac{v_{01}^2}{c \sqrt{\frac{\omega c}{\sigma} \pi^2 I_1^2(v_{01})}}$$

или с учетом (5)

$$R_{ш} = \frac{2,62^4 k [2\rho\pi\Delta\varphi + (\Delta\varphi)^2]}{\pi(\rho\pi + \Delta\varphi)^2 [4\pi + 2,62\sqrt{2\rho\pi\Delta\varphi + (\Delta\varphi)^2}]} \quad (7)$$

На рис. 1,2 приведены зависимости  $\frac{R_{ш}}{k\sqrt{\lambda}} = f(p)$  и  $\frac{L}{\lambda} = f(p), \frac{R}{\lambda} = f(p)$

при различных значениях  $\Delta\varphi$ . Из рис. 1 видно, что получившие большее распространение в ускорительной технике резонаторы, работающие на колебаниях  $E_{010}$ , менее эффективны по сравнению с резонаторами, работающими на волнах с повышенными продольными волновыми числами  $p$ . Наибольшим шунтовым сопротивлением обладает резонатор  $E_{012}$  типа колебаний. При дальнейшем возрастании  $p$  эффективность ускоряющих систем падает, стремясь в пределе к нулю. Это объясняется тем, что с ростом  $p$  поперечные размеры волновода увеличиваются (рис. 2), продольная компонента электрического поля  $E_z$  уменьшается, а шунтовое сопротивление падает.

Следует отметить, что реальные ускоряющие системы должны иметь в торцевых стенках довольно значительные отверстия для пролета частиц. В качестве эффективных закороток могут быть использованы запредельные волноводы, которые несущественно изменяют добротность резонатора [6].

Таким образом, при создании ускоряющих систем на основе гладких круглых волноводов ускорителей на большие энергии наиболее эффективными оказываются системы, работающие на  $E_{012}$  типе колебаний. При максимальном  $\Delta\varphi = \pi$  размеры системы  $L = 1,5\lambda$  и  $R = 0,513\lambda$ . При уменьшении  $\Delta\varphi$  длина системы уменьшается, а поперечное сечение увеличивается.

Итак, при применении ускоряющих секций на основе гладких волноводов оказывается, что длинные секции менее эффективны, чем короткие. Эффективность же коротких секций недостаточна при проектировании ускорителей на высокие энергии.

В заключение автор выражает благодарность А. Н. Диденко за интерес к работе и ряд полезных советов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев, А. Н. Диденко [и др.]. Волноводные синхротроны. Атомиздат, М., 1966.
2. А. А. Воробьев, А. Н. Диденко, Ю. Н. Потехин, В. Л. Каминский. ПТЭ № 3, 20, 1967.
3. О. А. Вальднер, А. В. Шальнов, Ю. А. Хлестков. Труды I Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ВИНТИ, т. 2, 149, 1970.
4. Schnell. Proc. V. International Conference on High Energy accelerators, Frascati, 1965, Rome, 1966.
5. Н. П. Диденко, Н. В. Писков. Труды научно-исследовательского института ядерной физики, электроники и автоматики (в печати).
6. А. Н. Диденко, Р. Г. Каминская. ЖТФ, 39, № 11, 2029, 1969.