

Рис. 1. Зависимость энергии ускоренных электронов от частоты питания.

Мощность на входе секции P (в Мвт): 1 — 1,2; 2 — 1,1; 3 — 1,0. Средний ток ускоренных электронов $I_{ср} = 60$ мкА.

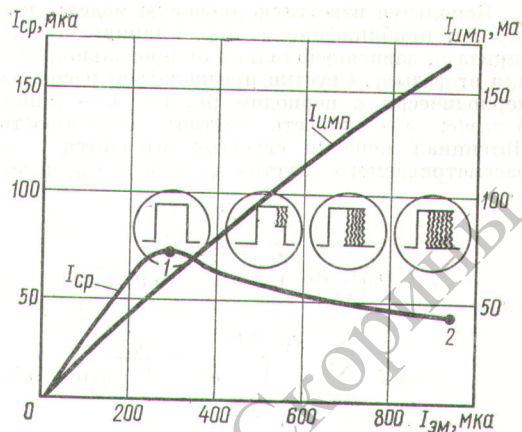


Рис. 2. Зависимости импульсного и среднего тока ускорителя от тока эмиссии инжектора, характеризующие явление «обрыва» импульса в условиях пониженной мощности питания ($P = 1,0$ Мвт; частота номинальная $f = f_0$).

Плавная регулировка энергии осуществляется изменением сдвига фазы ВЧ-поля между секциями при помощи фазовращателя. При изменении фазы поля на 100° энергия меняется от номинального значения до 4,5 Мэв. При снятии рабочих характеристик ускорителя наблюдалось явление обрыва импульса тока пучка. Это явление исследовалось с помощью прозрачного датчика резонаторного типа [6].

На рис. 2 представлены зависимости среднего и импульсного тока пучка электронов от тока эмиссии инжектора, а также осциллограммы импульсов тока, снятые с помощью датчика в условиях пониженной мощности питания. Точка 1 соответствует значению тока, при котором еще не происходит обрыва импульса и длительность его равна 3 мксек. Минимальная длительность импульса соответствует точке 2 и равна 0,8 мксек. При обрыве импульса появляется статистическая нерегулярность заднего фронта. Поэтому сокращение длительности импульса тока пучка электронов следует рассматривать в виде области, в которой возможны любые значения этих величин во время каждого отдельного импульса.

В настоящее время установки У-13 оборудуются дополнительными приспособлениями для стабилизации

выходного тока с точностью порядка 1% и стабилизации-монохроматизации энергии с точностью поддержания заданного уровня порядка 1,5—2%.

Поступило в Редакцию 14/XI 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. А. Вальднер и др. В сб. «Ускорители». Вып. XI. М., Атомиздат, 1969, стр. 16.
2. О. А. Вальднер. Линейные ускорители электронов, М., Атомиздат, 1966.
3. В сб. «Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями». Т. 2. М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 327.
4. В. Ф. Видулов и др. В сб. «Ускорители». Вып. IX. М., Атомиздат, 1967, стр. 66.
5. В. Ф. Гасс и др. Там же, вып. X. 1968, стр. 196.
6. N. A u s t i n, S. F u l t s. Rev. Sci. Instr., 30, No. 4. 284 (1959).

Ток протонов, достижимый при больших равновесных фазах в линейном ускорителе без потерь частиц

А. Д. ВЛАСОВ

Ток протонов в линейном ускорителе ограничивается продольным расталкивающим действием собственного заряда ускоряемых сгустков. В работе [1] была проведена оценка максимального тока, достижимого в линейном ускорителе без потерь частиц. Были рассмотрены сгустки, в которых частицы в начале ускорителя находятся в безразличном равновесии. Такие сгустки еще можно рассчитать в стационарном приближении (без учета возрастания их скорости) и аналитическими средствами.

В настоящей работе обобщаются результаты, полученные в [1] лишь для малых фаз, на случай любых рав-

новесных фаз от 0 до 90° . Используется нерелятивистское приближение.

Поле в ускорителе складывается из ускоряющего поля и поля собственного заряда сгустка. Потенциальная функция ускоряющего поля имеет вид

$$\Phi_0(\varphi) = \frac{\varphi \cos \varphi_{s0} - \sin \varphi}{\sin \varphi_{s0}}, \quad (1)$$

где φ — фаза ускоряющей волны; $\varphi_{s0} = \arccos(dw/eE_m dz)$ — номинальная равновесная фаза; e и W — заряд и энергия частицы; E_m — амплитуда ускоряющей волны; z — продольная координата.

УДК 621.384.64.01

Используя известную дисковую модель, представим сгусток приближенно в виде цилиндра с плотностью заряда ρ , зависящей только от продольной координаты или от фазы φ . Сгустки предполагаем расположенными периодически с периодом $\beta\lambda$, где λ — длина волны; $\beta = v/c$; v — скорость частиц; c — скорость света. Потенциал цепочки сгустков выразится в границах рассматриваемого сгустка $\varphi_H \leq \varphi \leq \varphi_K$ в виде

$$U(\varphi) = aG \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{|\varphi-\varphi'|}{a}} \rho(\varphi') d\varphi' = aG \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{\varphi_H+2\pi n}^{\varphi_K+2\pi n} e^{-\frac{|\varphi-\varphi'|}{a}} \rho(\varphi') d\varphi'. \quad (2)$$

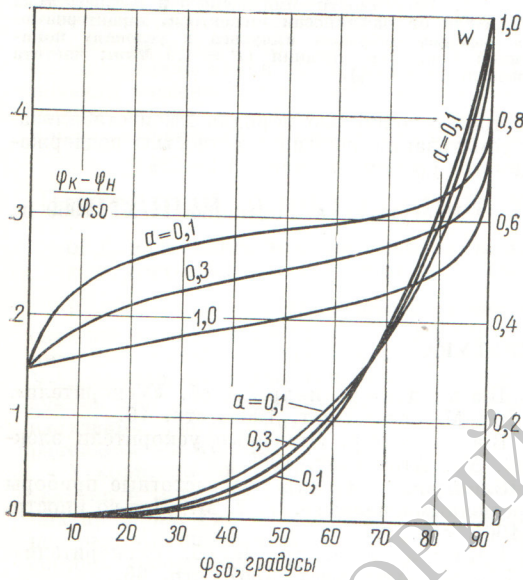


Рис. 1. Функция w и зависимость относительной длины сгустка от равновесной фазы.

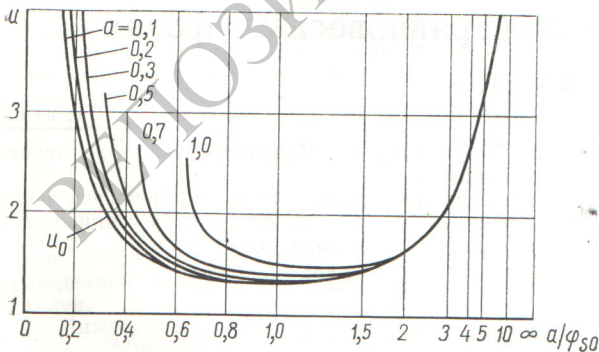


Рис. 2. Функция u и ее предельный вид при малых равновесных фазах.

Здесь

$$a = \frac{2\pi R}{k\beta\lambda \sqrt{\kappa}}; \quad G = \frac{\beta\lambda}{4\pi\epsilon_0 E_m \sin \varphi_{s0}};$$

k — коэффициент порядка единицы, характеризующий влияние трубок дрейфа и зависящий от отношения радиусов сгустка и трубок к величине $\beta\lambda$; $R/\sqrt{\kappa}$ — радиус сгустка (при квадрупольной фокусировке — среднее геометрическое поперечных полуосей сгустка, периодически колеблющихся от R до R/κ , где $\kappa \geq 1$). Выделив из стоящей в равенстве (2) суммы вклад рассматриваемого сгустка и просуммировав вклады остальных сгустков, образующие две бесконечные геометрические прогрессии, получим

$$U(\varphi) = aG \int_{\varphi_H}^{\varphi_K} e^{-\frac{|\varphi-\varphi'|}{a}} \rho(\varphi') d\varphi' + \frac{aG}{e^{\frac{2\pi}{a}} - 1} \int_{\varphi_H}^{\varphi_K} \left(e^{\frac{\varphi'-\varphi}{a}} + e^{\frac{\varphi-\varphi'}{a}} \right) \rho(\varphi') d\varphi'. \quad (3)$$

Безразличному равновесию частиц соответствует постоянство суммы потенциалов (1) и (3) в пределах сгустка:

$$\frac{\varphi \cos \varphi_{s0} - \sin \varphi}{\sin \varphi_{s0}} + aG \int_{\varphi_H}^{\varphi_K} \left(e^{-\frac{|\varphi-\varphi'|}{a}} + \frac{\frac{\varphi'-\varphi}{a} + \frac{\varphi-\varphi'}{a}}{e^{\frac{2\pi}{a}} - 1} \right) \rho(\varphi') d\varphi' = \text{const.} \quad (4)$$

Плотность протонного заряда должна быть конечной и неотрицательной, а суммарный потенциал не должен иметь минимума (не должен образовывать яму) у задней границы сгустка:

$$0 \leq \rho(\varphi) < \infty, \quad (5)$$

$$\Phi_0''(\varphi_H - 0) + U''(\varphi_H - 0) \leq 0. \quad (6)$$

Поскольку $U''(\varphi) = a^{-2}U(\varphi) - 2G\rho(\varphi)$ и функции $\Phi_0''(\varphi)$, $U(\varphi)$ непрерывны, левая часть соотношения (6) равна

$$\Phi_0''(\varphi_H + 0) + U''(\varphi_H - 0) = -U''(\varphi_H + 0) + U''(\varphi_H - 0) = 2G\rho(\varphi_H + 0),$$

и условие (6) с учетом (5) принимает вид

$$\rho(\varphi_H) = 0. \quad (7)$$

Интегральное уравнение (4) с условиями (5), (7) имеет решение в замкнутой форме

$$\rho(\varphi) = \frac{(1+a^2)(\sin \varphi - \sin \varphi_H) - (\varphi - \varphi_H) \cos \varphi_{s0}}{2a^2 G \sin \varphi_{s0}}. \quad (8)$$

При этом, как можно убедиться подстановкой решения (8) в уравнение (4), фаза центра сгустка $\varphi_{ц} = (\varphi_H + \varphi_K)/2$ и его приведенная полудлина $\varepsilon =$

$= (\varphi_{\text{К}} - \varphi_{\text{Н}})/2a$ связаны с a и φ_{s0} уравнениями:

$$a \cos \varphi_{s0} =$$

$$= \frac{e^{\frac{2\pi}{a}} (\sin a\varepsilon + a \cos a\varepsilon) + e^{2\varepsilon} (\sin a\varepsilon - a \cos a\varepsilon)}{e^{\frac{2\pi}{a}} (\varepsilon + 1) + e^{2\varepsilon} (\varepsilon - 1)} \cos \varphi_{\text{Ц}}, \quad (9)$$

$$\varepsilon \cos \varphi_{s0} = \frac{1 + a^2}{a} \sin a\varepsilon \cos \varphi_{\text{Ц}} -$$

$$- \frac{e^{\frac{2\pi}{a}} (\sin a\varepsilon) + a \cos a\varepsilon + e^{2\varepsilon} (\sin a\varepsilon - a \cos a\varepsilon)}{e^{\frac{2\pi}{a}} - e^{2\varepsilon}} \sin \varphi_{\text{Ц}}. \quad (10)$$

Хотя заданы a и φ_{s0} , а ищутся $\varphi_{\text{Ц}}$ и ε , вычисления удобнее вести, находя φ_{s0} и $\varphi_{\text{Ц}}$ в зависимости от a и ε . Разделив уравнение (10) на (9), найдем $\text{tg } \varphi_{\text{Ц}}$, а затем из уравнения (9) получим φ_{s0} . В двух крайних случаях $\varepsilon \rightarrow 0$ и $\varepsilon = \pi/a$ получаем соответственно

$$\varphi_{s0} = \sqrt{2} \varphi_{\text{Ц}} = \sqrt{2} a\varepsilon, \quad \varphi_{s0} = \varphi_{\text{Ц}} = \frac{\pi}{2}.$$

Фазовая протяженность ступка с увеличением φ_{s0} от нуля до $\pi/2$ возрастает от $\sqrt{2} \varphi_{s0}$ до $4\varphi_{0s}$, т. е. от нуля до 2π (рис. 1).

Ток протонов при безразличном равновесии ступков, следующих один за другим с частотой c/λ , составляет

$$I_{\text{б}} = \frac{c}{\lambda} \cdot \frac{\pi R^2}{\kappa} \cdot \frac{\beta \lambda}{2\pi} \int_{\varphi_{\text{Н}}}^{\varphi_{\text{К}}} \rho(\varphi) d\varphi.$$

В работе [1] это выражение было приведено к виду

$$I_{\text{б}} = \frac{\beta R E_m \varphi_{s0}^2 \sin \varphi_{s0}}{120\pi \sqrt{\kappa}} k u(a, \varphi_{s0}), \quad (11)$$

где

$$u(a, \varphi_{s0}) = \frac{aG}{\varphi_{s0}^2} \int_{\varphi_{\text{Н}}}^{\varphi_{\text{К}}} \rho(\varphi) d\varphi.$$

При $\varphi_{s0} \leq 45^\circ$, когда $a/\varphi_{s0} \gg 4a/\pi$, функция u приближенно совпадает с вычисленной в работе [1] функцией u_0 , зависящей только от a/φ_{s0} и в широком диапазоне близкой к $3/2$ (рис. 2). Однако при $\varphi_{s0} > 45^\circ$ функция u более сложна, зависит также от a и при больших a существенно отличается от u_0 . В двух крайних случаях $\varphi_{s0} \rightarrow 0$, $\varphi_{s0} = \pi/2$ получаем

$$u(a, \varphi_{s0}) \approx \frac{a}{2\varphi_{s0}}, \quad u\left(a, \frac{\pi}{2}\right) = \frac{4}{\pi} \left(a + \frac{1}{a}\right).$$

Целесообразно ввести функцию

$$w(\varphi_{s0}, a) = \frac{\varphi_{s0}^2 \sin \varphi_{s0} u(a, \varphi_{s0})}{\pi \left(a + \frac{1}{a}\right)} = \frac{a^2 G \sin \varphi_{s0}}{\pi (1 + a^2)} \int_{\varphi_{\text{Н}}}^{\varphi_{\text{К}}} \rho(\varphi) d\varphi,$$

равную единице при $\varphi_{s0} = \pi/2$. Тогда

$$I_{\text{б}} = \frac{\beta^2 E_m \lambda k^2 (1 + a^2)}{240\pi} w(\varphi_{s0}, a). \quad (12)$$

На рис. 1 приведены кривые w в зависимости от φ_{s0} для значений параметра a от 0,1 до 1. В диапазоне $25^\circ \leq \varphi_{s0} \leq 90^\circ$, $0,1 \leq a \leq 1$ с точностью до нескольких процентов

$$w(\varphi_{s0}, a) \approx \frac{2}{\pi} \varphi_{s0} \sin \varphi_{s0} \times$$

$$\times [1 - (0,6 + 0,28a) \sqrt{\cos \varphi_{s0}} - (0,44 - 0,49a) \cos \varphi_{s0}].$$

Во всех действующих сейчас линейных протонных ускорителях $\varphi_{s0} \leq 45^\circ$. Токи $I_{\text{б}}$ в этих ускорителях, как показано в работе [1], заметно превышают предельные токи при устойчивых ступках ($I_{\text{М}}$) и значительно выше фактически достигнутых токов. Увеличение равновесной фазы, согласно кривым рис. 1, позволяет существенно повысить токи $I_{\text{б}}$, достижимые при безразличном равновесии ступков в начале ускорителя.

Так, в ускорителе И-100, инжекторе протонного синхротрона в Серпухове $\beta_{\text{Н}} = 0,039$, $\lambda = 2,02$ м, $R/\sqrt{\kappa} = 4,75$ мм, $k = 1,2$, $a = 0,315$ и $E_m = 1,58$ МэВ. Для этого ускорителя при существующем значении $\varphi_{s0} = 37^\circ$ можно получить ток $I_{\text{б}} = 366$ ма, фактически же достигнут ток 140 ма. Если увеличить равновесную фазу до 85 и 90° , то при неизменных остальных параметрах ток $I_{\text{б}}$ возрастет соответственно до 7,7 и 10,2 а, т. е. в 21 и 28 раз.

В ускорителе И-2 (ИТЭФ), отличающемся от И-100 значениями $E_m = 1,27$ МэВ и $\varphi_{s0} = 45^\circ$, фактически достигнут ток 130 ма, увеличение равновесной фазы до 85 и 90° позволило бы повысить ток $I_{\text{б}}$ от 570 ма до 6,1 и 8,2 а, т. е. в 11 и 14 раз.

Ток $I_{\text{б}}$ при максимальной равновесной фазе $\varphi_{s0} = 90^\circ$, как видно из выражения (12), в случае $a^2 \ll 1$ пропорционален энергии инжекции протонов (β^2), амплитуде ускоряющей волны E_m , длине волны λ и коэффициенту k^2 . С увеличением радиуса ступков a ток этот сначала медленно, а затем все быстрее возрастает.

Разумеется, увеличение равновесной фазы связано с соответствующим удлинением начальной части ускорителя или увеличением амплитуды ускоряющего поля.

Поступило в Редакцию 29/1 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. В л а с о в. «Атомная энергия», 28, 220 (1970).

Худож. ред. А. С. Александров.

Техн. ред. Е. И. Мазель.

Корректор Е. П. Пьянкова.

Сдано в набор 3.VI 1970 г. Подписано к печати 13.VII 1970 г. Т-09590. Тираж 2720 экз. Зак. изд. 69211. Формат 84×108/16. Усл. печ. л. 8,4 + вклейка. Уч.-изд. л. 10,36. Цена 1 руб. Зак. тип. 298

Московская типография № 16 Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР. Москва, Трехпрудный пер., 9