

К ВЫБОРУ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ РЕЛЬСОТРОННОГО УСКОРИТЕЛЯ ПЛАЗМЫ

Л. В. Дубовой и Ю. А. Березин

Несмотря на значительное количество работ, посвященных изучению динамики плазменного сгустка в ускорителях рельсотронного типа [1-4], в литературе отсутствует методика выбора оптимальных параметров такого рода устройств. Широкое использование рельсотронных ускорителей плазмы в качестве инжектирующих устройств в магнитные ловушки при разработке элементов плазменных двигателей и магнитогидродинамических преобразователей привело к большому разнообразию конструкций, связанных с конкретным применением их в различных опытах, и это естественно затрудняет разработку общей схемы оптимизации параметров рельсотронов. Тем не менее можно выделить ряд наиболее важных требований, которым должны удовлетворять все ускорители рельсотронного типа, независимо от их назначения. К таковым относятся, например, требование минимальных размеров системы и ее высокого кпд ϵ , определяемого как отношение энергии $E = \frac{mv^2}{2}$ направленного движения сгустка к энергии $W = \frac{C_0 V_0^2}{2}$, запасенной в батарее конденсаторов (здесь m — масса плазменного сгустка; v — скорость его направленного движения; C_0 — емкость батареи; V_0 — начальное напряжение на батарее). В принципе, используя весь процесс разрядки конденсаторной батареи питания ускорителя, кпд рельсотрона может быть доведен до единицы при достаточно большом времени ускорения. В действительности время ускорения плазменного сгустка не может быть сделано сколь угодно большим по следующим причинам: 1) вследствие наличия активных потерь; 2) в связи с тем, что в плазменных ускорителях рассматриваемого типа отсутствуют силы, препятствующие поперечному расширению сгустка, а время процесса ускорения не должно превышать времени жизни сгустка, так как в противном случае резко увеличатся потери частиц. Естественно считать, что время жизни сгустка определяется движением частиц в радиальном направлении и по порядку величины равно

$$t_p = \frac{\Delta R}{v_{\perp}}, \quad (1)$$

где ΔR — разность радиусов внешнего и внутреннего электродов рельсотрона; v_{\perp} — радиальная скорость ионов в сгустке, обусловленная их тепловым движением; 3) время ускорения $t_{эф.}$ не должно превышать также времени t_m диффузии магнитного поля токового слоя, по порядку величины равного

$$t_m = \mu_0 \sigma l^2, \quad (2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ гн/м; σ — проводимость плазмы; l — размер сгустка. Оценим возможный вклад каждого из приведенных выше факторов в эффективность процесса ускорения. Как показывают количественные оценки, активные потери в электрических цепях схемы можно сделать

достаточно малыми надлежащим выбором конструкции, поэтому в дальнейшем их можно не учитывать. Напомним, что проводимость для наиболее интересного случая дейтериевой плазмы может быть оценена как

$$\sigma = 8 \cdot 10^{-4} T^{3/2} (\text{ом} \cdot \text{м})^{-1}, \quad (3)$$

(где температура T выражена в градусах Кельвина) или

$$\sigma = 6 \cdot 10^{-10} v_{\perp}^3 (\text{ом} \cdot \text{м})^{-1}. \quad (4)$$

Тогда из (1)–(4) видно, что при заданных ΔR и l имеются оптимальные значения v_{\perp} и σ , при которых величина $t_{\text{эф.}}$ имеет максимальное значение $t_{\text{эф.}}^0$. При отклонении от оптимальных условий $t_{\text{эф.}} < t_{\text{эф.}}^0$ и определяется меньшей из величин t_p , t_m .

Для большинства экспериментов [1–4] в качестве характерных значений можно принять $\Delta R \sim 10^{-2}$ м, $l \sim 10^{-1}$ м, и, решая задачу на экстремум, из (1)–(4) для оптимальных условий получаем $v_{\perp}^0 \sim 10^4$ м/сек., $t_{\text{эф.}}^0 \sim 10^{-6}$ сек.

Так как в связи с вышесказанным эффективное время ускорения сгустка в рельсотроне ограничено временем $t_{\text{эф.}}^0$, возникает задача о выборе параметров рельсотрона, обеспечивающих передачу основной части запасенной в конденсаторной батарее энергии сгустку за времена, сравнимые с $t_{\text{эф.}}$.

Для решения этой задачи в качестве исходных удобно воспользоваться системой уравнений [5], описывающих процесс ускорения плазменного сгустка в рельсотроне при отсутствии активных потерь

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 y}{d\tau^2} &= q \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right)^2, \\ \varphi &= - \frac{d}{d\tau} \left[(1+y) \frac{d\varphi}{d\tau} \right] \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

с начальными условиями $y(0) = 0$, $\frac{dy}{d\tau}(0) = 0$, $\varphi(0) = 1$, $\frac{d\varphi}{d\tau}(0) = 0$, где $y = \frac{L_1}{L_0} x$, $\varphi = \frac{V}{V_0}$, $\tau = \omega_0 t$, $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$, $q = \frac{L_1^2 C_0^2 V_0^2}{2mL_0}$;

L_0 — начальная индуктивность контура; L_1 — приращение индуктивности системы при передвижении сгустка на 1 м пути; V — напряжение на батарее; C_0 — емкость батареи; m — масса сгустка.

Анализ системы (5) показывает, что характер процесса ускорения существенно зависит от величины параметра q . В работе [5] система уравнений (5) решена для $0.25 \leq q \leq 8$. В вычислительном центре СО АН СССР было проведено подробное решение системы (5) для области значений параметра $0.25 \leq q \leq 170$. На рис. 1–3 представлены эти решения для нескольких наиболее важных значений q . Из полученных решений можно найти время τ_0 (в безразмерных единицах) передачи сгустку некоторой

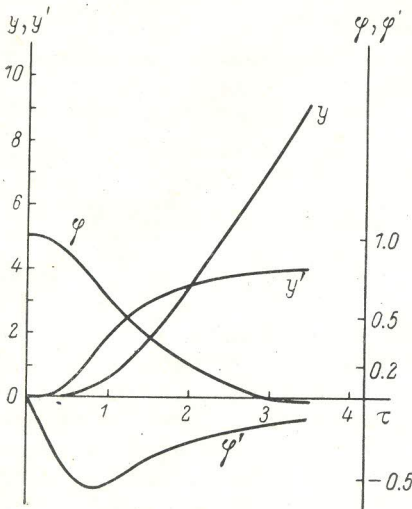


Рис. 1.
 $q = 10$.

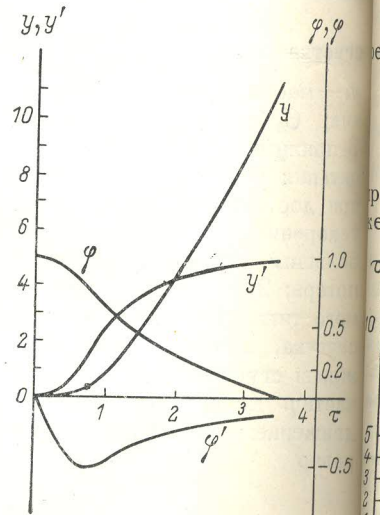


Рис. 2.
 $q = 15$.

насти энергии, запасенной в батарее конденсаторов. Для определенности нами было вычислено время τ , соответствующее передаче плазменному сгустку 50 и 75% энергии батареи. Графики зависимости τ_0 от величины параметра q для значений $\varepsilon = \frac{mv^2}{C_0 V_0^2} = \frac{1}{2}$ и $\varepsilon = \frac{3}{4}$ приведены на рис. 4.

Кривая $\tau = \tau_0(q)$ для $\varepsilon = \frac{1}{2}$ имеет слабо выраженный минимум в области $q \approx 10 \div 20$, значение τ_0 в минимуме τ_{\min} равно 1.7.

Для $\varepsilon = \frac{3}{4}$ минимум кривой $\tau_0(q)$ становится более резким, расположен при $q \approx 10$ и $\tau_{\min} = 2.8$. Согласно полученным решениям, процесс разрядки батареи в течение времени ускорения в области оптимальных значений q носит аperiодический характер, что представляется весьма выгодным с точки зрения предотвращения вторичных пробоев.

Полученные соотношения позволяют определить оптимальную частоту собственных колебаний батареи, которая может быть найдена из условия $\omega_0 t_{\text{эф.}} = \tau_{\min}$, или

$$(L_0 C_0)_{\text{opt}} \leq \left(\frac{t_{\text{эф.}}^0}{\tau_{\min}} \right)^2, \quad (6)$$

поскольку необходимо, чтобы $t_{\text{эф.}} \leq t_{\text{эф.}}^0$.

Обозначая оптимальное значение q через q_0 , получаем

$$\left(\frac{C_0^2}{L_0} \right)_{\text{opt}} = \frac{2mq_0}{L_1^2 V_0^2}. \quad (7)$$

Обычно начальное напряжение V_0 , масса плазменного сгустка m и приращение индуктивности L_1 можно считать заданным, поэтому выражения (6) и (7) могут служить для определения оптимальных значений емкости батареи C_0 и индуктивности L_0

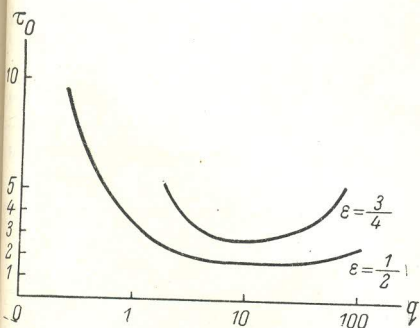


Рис. 4.

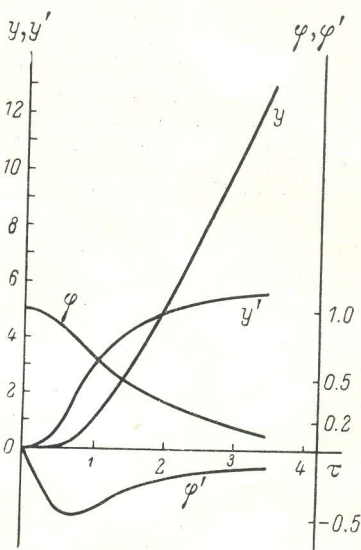


Рис. 3.
 $q = 20$.

$$(C_0)_{\text{opt}} < \left(\frac{2mq_0 t_{\text{эф.}}^2}{L_1^2 V_0^2 \tau_{\min}^2} \right)^{1/3},$$

$$(L_0)_{\text{opt}} < \left(\frac{L_1^2 V_0^2 t_{\text{эф.}}^4}{2mq_0 \tau_{\min}^4} \right)^{1/3},$$

или (после подстановки численных значений)

$$(C_0)_{\text{opt}} < 0.6 \cdot 10^{-4} \left(\frac{mq_0}{L_1^2 V_0^2} \right)^{1/3}, \quad (8)$$

$$(L_0)_{\text{opt}} < 0.2 \cdot 10^{-8} \left(\frac{L_1^2 V_0^2}{mq_0} \right)^{1/3}. \quad (9)$$

Условие (6) для собственной частоты батареи питания рельсотрона является весьма жестким и выполнялось лишь в единичных случаях для источников энергии, использовавшихся при исследовании быстрых процессов в плазме. Ни одна из описанных в настоящее время установок по электродинамическому ускорению плазмы полученному условию не удовлетворяет. Так, например, для одной из лучших конструкций [2]

$q = 0.2$. Этому значению q соответствует время передачи сгустку половины энергии батареи $\tau_0 = 10$, в то время как для плазменной пушки^[2] $\omega_0 \sim 10^6$ сек.⁻¹, т. е. параметры установки выбраны далеко не оптимальным образом и процесс ускорения происходит недостаточно эффективно.

В заключение авторы выражают благодарность Л. П. Ковачевич за помощь при проведении численного решения системы уравнений (5).

Литература

- [1] L. C. Burkhardt, R. H. Lovberg. *Phys. Fluids*, 5, 341, 1962. —
[2] D. M. Wetstone. *Phys. Fluids*, 5, 981, 1962. — [3] D. C. Hagerman,
J. E. Osher. *Rev. Sci. Instr.*, 34, 56, 1963. — [4] В. Ф. Демичев, В. Д. Матюхин. *ДАН СССР*, 150, 279, 1963. — [5] Л. А. Арцимович, С. Ю. Лукьянов, И. М. Подгорный, С. А. Чуватин. *ЖЭТФ*, 33, 3, 1957.

Поступило в Редакцию

10 ноября 1963 г.

В окончательной редакции

10 апреля 1964 г.