

Сильноточный линейный ускоритель ионов

Н.М. Гаврилов, Д.А. Богаченков, Д.А. Комаров, Ю.Н. Струков
 Московский государственный инженерно-физический институт
 (технический университет), Россия

Стремление повысить ток пучка в линейных ускорителях ионов привело к созданию так называемых многоканальных структур. Одна из подобных систем была запатентована [1]. Преимущества ее были показаны на качественном уровне. Дальнейшая разработка должна была бы опираться на эксперимент, но сложившаяся экономическая ситуация остановила разработку ускорителя. В этой связи была поставлена задача расчетным путем провести исследования данной системы с целью выявления ее достоинств и недостатков по сравнению с имеющимися ускоряющими структурами. Основными вопросами при анализе были: исследование спектра частот собственных колебаний структуры, возможность настройки структуры на заданную резонансную частоту в широком диапазоне энергий ионов, получение дисперсионной характеристики структуры. Следующим пунктом исследования был вопрос о ВЧ-питании ускорителя, осуществляемом с помощью электронного пучка. В данной работе излагаются результаты проведенных исследований.

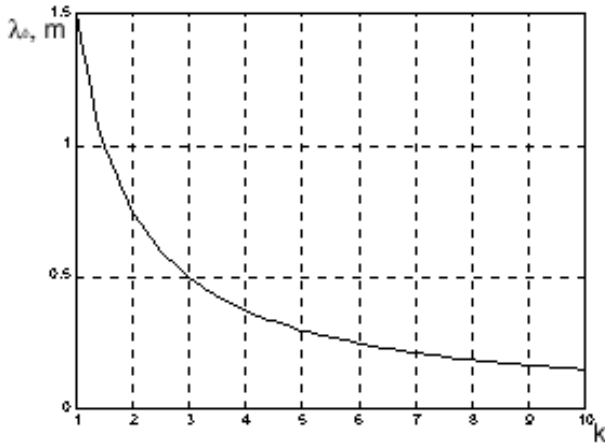


Рис. 1: Спектр собственных длин волн.

Электродинамический анализ подобной структуры довольно сложен. Однако возможен более простой подход основанный на эквивалентной замене ячейки МУМ схемой полосового фильтра, дисперсионное уравнение для которого имеет вид [3]

$$\cos \varphi = \cos \theta_0 - 0.4 \frac{\theta_0 \sin \theta_0}{F^2}, \quad (1)$$

где $\varphi = \frac{2\pi i}{N}$; $i = 0, 1, \dots, N$ — сдвиг фазы на азимутальный период ячейки; N — число ТД по азимуту; $\theta_0 = \frac{2\pi T F}{\lambda_0}$; T — азимутальный период; λ_0 — длина волны ненагруженной структуры; $F = \sqrt{1 - (\frac{\lambda_0}{\lambda_{td}})^2}$; λ_{td} — длина волны нагруженной структуры. Под ненагруженной структурой понимают ячейку без ТД.

Рассмотрим ячейку, состоящую из двух ТК без ТД с ЦПК. Считая, что ТК вносят малые возмущения в электромагнитное поле, т.е. толщина ТК много меньше расстояния между ними, можно аппроксимировать ячейку МУМ коаксиальным резонатором, частотный спектр которого определяется из соотношения, полученного с помощью [2].

$$\frac{N_p(k_r b)}{J_p(k_r b)} = \frac{N_p(k_r a)}{J_p(k_r a)}, \quad (2)$$

где N_p, J_p — функции Бесселя порядка p ; k_r — поперечное волновое число; b — внешний радиус ячейки; a — радиус ЦПК. Аналитическое решение (2) возможно в приближении $k_r a \gg 1$; $k_r b \gg 1$. Для резонансных длин волн оно будет иметь вид

$$\lambda_0 = \frac{2(b-a)}{k}; \quad (3)$$

$k = 1, 2, 3, \dots$ — число вариаций поля по радиусу.

Зависимость представлена на рис.1, где принято $b = 80$ см, $a = 5$ см. Наиболее удобным, с точки зрения возбуждения, является вид колебаний E_{010}° с $\lambda_0 = 1.5$ м. Следует отметить, что подобная аппроксимация при определении собственных длин волн не является слишком грубой и используется, например в структурах типа Альвареца [2], где ее точность оценивают порядка 15%.

Для ответа на вопрос о возможности настройки структуры на заданный вид колебаний необходимо исследовать связь резонансной длины волны с геометрическими размерами ячейки. Запишем общее решение волнового уравнения для областей I, II, III в виде рядов Фурье-Бесселя, согласно [4]:

$$\begin{aligned} E_z^I &= E_{01} J_0(kr) + E_{20} N_0(kr) + \sum_{s=1}^{\infty} (E_{1s} I_0(k_s r) + E_{2s} K_0(k_s r)) \cos \frac{s\pi}{c} z; \\ E_z^{II} &= A_0 \left(\frac{N_0(kr) J_0(kb) - N_0(kb) J_0(kr)}{N_0(kr_0) J_0(kb) - N_0(kb) J_0(kr)} \right) + \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left(\frac{K_0(k_n r) I_0(k_n b) - K_0(k_n b) I_0(k_n r)}{K_0(k_n r_0) I_0(k_n b) - K_0(k_n b) I_0(k_n r_0)} \right) \cos \frac{n\pi}{h} z; \\ E_z^{III} &= B_0 \left(\frac{N_0(kr) J_0(ka) - N_0(ka) J_0(kr)}{N_0(kr_1) J_0(ka) - N_0(kr_1) J_0(kr)} \right) + \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} B_m \left(\frac{K_0(k_m r) I_0(k_m a) - K_0(k_m a) I_0(k_m r)}{K_0(k_m r_1) I_0(k_m a) - K_0(k_m a) I_0(k_m r_1)} \right) \cos \frac{m\pi}{h} z, \end{aligned} \quad (4)$$

где J_0, N_0 — функции Бесселя действительного аргумента, I_0, K_0 — функции Бесселя мнимого аргумента, a, r_0, r_1 — радиусы ТК больший и меньший соответственно; c — расстояние между ТК с учетом их толщины; h — наибольший размер ячейки; λ_0 — резонансная длина волны.

$$\begin{aligned} k_n &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\left(\frac{n}{\beta}\right)^2 - 1}, & k_m &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\left(\frac{m}{\beta}\right)^2 - 1}, \\ k_s &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\left(\frac{s}{\alpha\beta}\right)^2 - 1}, & \alpha &= \frac{c}{h}. \end{aligned} \quad (5)$$

Составляющие H_ψ, E_r могут быть выражены из (4) обычным способом [6], разложив E_z^I в ряд Фурье по периоду h и сшив поля на границе, можно получить систему уравнений с бесконечным определителем. Ограничиваясь первыми тремя членами ряда и приравняв определитель нулю, получим связь с геометрией структуры. Решение представлено на рис.2.

Определив параметры ненагруженной структуры, можно из уравнения (1) получить решение в виде зависимости $\frac{\lambda_0}{\lambda_{td}} = \xi(\varphi)$ (рис.3) при $N = 30$.

Проанализируем полученные результаты. Дисперсионное уравнение позволяет говорить о том, что в ячейке могут возбуждаться виды колебаний с $\varphi = 0$; $\varphi = \pi$; $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Для каждого из этих видов можно записать однозначную связь $\lambda_0 = \lambda_{td} \zeta$, где ζ — некий числовой коэффициент, который может быть найден с помощью рис. 3. Подобное соотношение позволяет

рассматривать зависимость на рис. 2 в терминах длины волны нагруженной структуры. Из этого следует, что настройка структуры на заданную частоту возможна только путем изменения размеров ТК без изменения продольных и поперечных размеров ТД, что позволяет обеспечить фокусировку квадрупольями на постоянных магнитах на всем протяжении ускорителя. Диапазон скоростей, для которых возможна настройка, довольно широк $\beta \in [0.01; 0.5]$, что позволяет говорить о возможности ускорения частиц с момента инжекции и до энергии выхода.

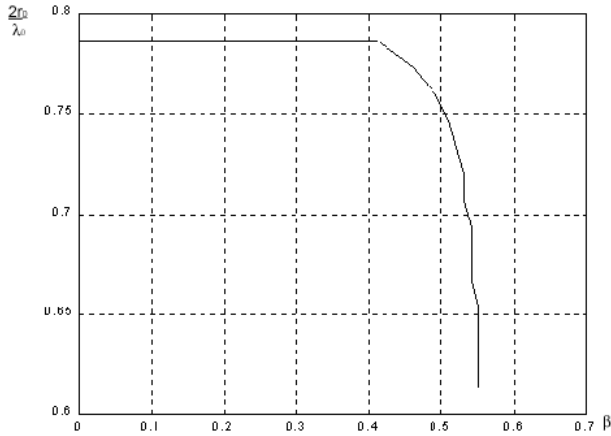


Рис. 2: Зависимость резонансной длины волны от геометрии структуры.

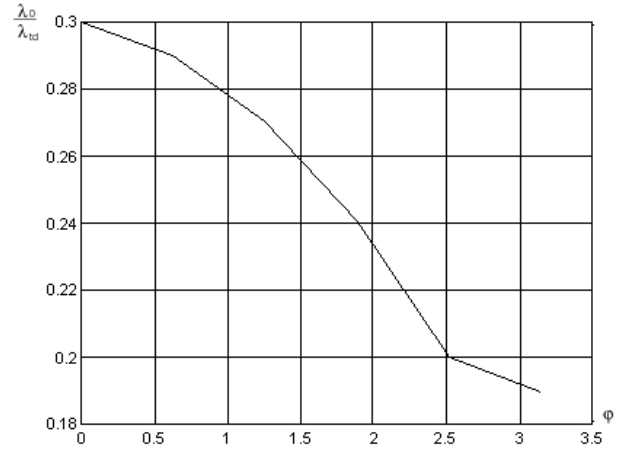


Рис. 3: Дисперсионная кривая.

Наличие вида колебаний $\varphi = \frac{\pi}{2}$ позволяет говорить о возможности одновременного ускорения по разным каналам ионов разных знаков. Такая возможность может представлять интерес в технологии, в частности в твердотельной электронике [10]. Таким образом, можно говорить об уникальных свойствах структуры МУМ, которые делают ее универсальным аппаратом для физических исследований и для технологических процессов. Однако, поперечные размеры структуры на Е виде колебаний довольно велики (порядка λ_0). Другим недостатком и, пожалуй, самым важным является невысокая добротность структуры, связанная с увеличением активной нагрузки в виде ТК. Следуя работе [5], ее можно оценить в диапазоне добротности (200; 300).

Существенной особенностью данной системы является модульное совмещение ускорителя и генератора. ЦПК является, по сути, пространством дрейфа электронного пучка, который модулируется в первом зазоре собственным наведенным полем по скорости, а в пространстве дрейфа группируется в отдельные сгустки с частотой, равной резонансной частоте ячейки, с тем, чтобы во втором зазоре накачать электромагнитное поле. Данная конфигурация является генератором клистронного типа с той лишь разницей, что модулирующим сигналом служит само поле индуцированного излучения пучка электронов.

Трудность в данном случае представляет тот факт, что излучение должно приходиться на метровый диапазон длин волн, что накладывает ограничения на скорость инжекции электронов [11].

Считая пучок электронов цилиндром радиуса R и длины l_1 , спектральную плотность тока, следуя [6], можно представить в виде

$$\delta_z(\omega) = \frac{2Ne}{(2\pi R)^2} \frac{\sin(\frac{\omega l_1}{2v_e})}{\frac{\omega l_1}{2v_e}} e^{j\frac{\omega}{v_e}z}, \quad (6)$$

где e — заряд; m_e — масса электрона; v_e — скорость инжекции потока электронов.

Следуя работам [7, 8, 9], можно получить общую систему дифференциальных уравнений, описывающих процесс накачки энергии в одномодовом приближении в виде

$$(1 + \beta\alpha u(X, \Phi_{0j})) \frac{\partial u(X, \Phi_{0j})}{\partial X} = 2F_c \Gamma_1 I_0 J_1(X) \sin(\Phi - \Phi_{0j}), \quad (7)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial X} = \frac{2}{\beta\alpha} \left(\frac{1}{1 + u(0, \Phi_{0j})} - \frac{1}{1 + \alpha u(X, \Phi_{0j})} \right),$$

$$\Gamma_1 = \sum_{m=a}^{\infty} \frac{4J_1^2(\frac{\lambda_{m0}R}{a})}{\lambda_{m0}^2 J_1^2(\lambda_{m0})}; \quad \Phi_{0j} = \frac{2\pi}{m} j; \quad j = 1, \dots, m; \quad \beta = \frac{\sin(\frac{\Phi_{0j}}{2})}{(\frac{\Phi_{0j}}{2})}, \quad (8)$$

$$F_c = \frac{-16|\eta|I_0\lambda e}{R^2\beta^2\alpha^2 v_e \omega_0 4\pi\epsilon_0}; \quad u(0, \Phi_{0j}) = 0,$$

где (J_1, J_0) — функции Бесселя, (λ_{m0}) — m -ый корень функции Бесселя нулевого порядка; I_0 — ток инжекции электронов, коэффициент зазора $\alpha = \left(\frac{I_0 \sin(\frac{\omega_0 l_1}{2v_e})}{(2\pi R)^4 (\frac{\omega_0^2 l_1}{2v_e}) \epsilon_0 b J_1(p_{02})} \right) \frac{\cos \tau_q}{u_a}$; p_{02} — второй корень функции Бесселя J_0 ; z_0 — длина зазора; τ_q — время пролета; u_a — потенциал анода. Следует отметить, что уравнения (7) записаны в нормализованных переменных [7]

$$X = \left(\frac{\beta\alpha\omega_0}{2v_e} \right) z,$$

$$v_z = v_e (1 + \beta\alpha u(X, \Phi_{0j})). \quad (9)$$

Данная система позволяет решить вопрос о накачке энергии электронным пучком.

В заключение следует отметить, что полученные результаты не отменяют численного моделирования при расчете и при решении создавать ускоритель на базе МУМ экспериментальной проверки.

Литература

1. Н.М. Гаврилов, С.А. Минаев, А.В. Шальнов. Патент N2059346 Р.Ф. г. Москва, 1996.
2. Каретников Д.В. и др. Линейные ускорители ионов. — М.: Госатомиздат, 1962.
3. Boyd M.K. "IRE. Trans", vol ED-9, N3, 1962.
4. Андреев В.Г. // ЖТФ. Т XXXVIII, в.8, 1968.
5. Приезжев Г.М. // РЭ. Сер. "Электроника", в.7, 1964.
6. Бурштейн Э.Л., Воскресенский Г.В. Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками. — М.: Энергоатомиздат, 1970.
7. Роу Дж. Теория нелинейных процессов в приборах СВЧ. — М.: Сов.радио, 1969.
8. Дулин В.Н. Электронные и квантовые приборы СВЧ. — М.: Энергия, 1972.
9. Масунов Э.С. Эффекты нагрузки током в ускорителях заряженных частиц. — М.: МИФИ, 1999.
10. Першинков В.С. и др. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем. — М.: Атомиздат, 1988.
11. Гаврилов Н.М. и др. Ускорение ионов в поле излучения фокусирующего электронного пучка. Методы расчета и экспериментальные исследования систем линейных ускорителей. — М.: Энергоатомиздат, 1987.