



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

2081 / 2-80

12/5-80

P9 - 13056

Ю.И.Алексахин, Э.А.Перельштейн

КОГЕРЕНТНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
В ЛИНЕЙНОМ ИНДУКЦИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ
С ФЕРРИТОВЫМИ ИНДУКТОРАМИ

Направлено в ЖТФ

1980

Вопросы устойчивости сильнооточного электронного пучка, движущегося по каналу в магнитоэлектрике, представляют интерес в связи с развитием линейных индукционных ускорителей наносекундного диапазона^{1/}, использованием магнитоэлектрических замедляющих структур для автоускорения электронов^{2/}, ускорения ионов в электронных лучках^{3/}, а также усиления и генерации СВЧ полей. Неустойчивость продольного движения электронов как в замагниченном^{4/}, так и ненасыщенном магнитоэлектрике^{4,5/} изучалась теоретически и наблюдалась экспериментально^{6,7/}.

В настоящей работе рассматривается устойчивость когерентных поперечных колебаний электронного пучка, движущегося по каналу в магнитоэлектрике при наличии фокусирующего продольного магнитного поля, а также продольная устойчивость пучка при взаимодействии с ферритом, находящимся в стадии импульсного перемагничивания сильным магнитным полем.

1. Пусть электронный пучок /с невозмущенным током I_0 / движется по каналу радиуса d в неограниченном изотропном магнитоэлектрике, характеризующемся магнитной μ и диэлектрической ϵ проницаемостями ($\epsilon, \mu \gg 1$). Дисперсионное уравнение, связывающее частоту ω и постоянную распространения k_z длинноволнового возмущения продольного тока пучка $\tilde{I} = e^{-i(k_z z - \omega t)}$, было получено в работах^{4,5/}:

$$(\omega - k_z v_0)^2 = \frac{4c^2}{d^2} \cdot \frac{\nu}{\gamma_0^3} \cdot \frac{1}{1 + \frac{2i\alpha}{\kappa}} \quad /1/$$

где v_0 - скорость электронов в невозмущенном пучке, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$, $\beta_0 = \frac{v_0}{c}$, $\nu = \frac{eI_0}{mc^2 v_0}$, параметры κ и α имеют следующий вид:

$$\kappa = \frac{\omega d}{v_0 \gamma_0}, \quad \alpha = \frac{\epsilon}{\gamma_0 \sqrt{\epsilon \mu \beta_0^2 - 1}}$$

В случае бездисперсной среды и $\alpha \ll 1$ максимальное значение коэффициента нарастания амплитуды волны $\Gamma = -\text{Im} k_z$ достигается на частоте

$$\omega_{\max} = \frac{2c}{\sqrt{3} d} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \quad /2/$$

и равно

$$\Gamma_{\max} = \frac{1}{\beta_0 d} \sqrt{\frac{1}{2\gamma_0^3}} \quad /3/$$



Дисперсионное уравнение, описывающее поперечные возмущения плотности электронного пучка $\bar{\rho} \sim e^{i(k_z z + s\theta - \omega t)}$, $s = \pm 1$, при наличии продольного фокусирующего магнитного поля B_{z0} /создаваемого внутренним соленоидом радиуса $d_s < d$ и не замагничивающего феррит/ приводится к виду

$$(\omega - k_z v_0)^2 + s \frac{e B_{z0}}{m c \gamma_0} (\omega - k_z v_0) + \frac{2 \nu c^2}{\gamma_0 d^2} \frac{1 + \beta_0^2}{1 - i \frac{\omega d}{c} \frac{\mu + \epsilon}{n}} = 0, \quad /4/$$

где $n = \sqrt{\epsilon \mu}$. Решая его относительно k_z , получим

$$k_z = \frac{\omega}{v_0} + s \frac{e B_{z0}}{2 m c^2 \beta_0 \gamma_0} \pm \sqrt{\left(\frac{e B_{z0}}{2 m c^2 \beta_0 \gamma_0} \right)^2 - \frac{2 \nu c^2}{\beta_0^2 \gamma_0 d^2} \frac{1 + \beta_0^2}{1 - i \frac{\omega d}{c} \frac{\mu + \epsilon}{n}}}. \quad /5/$$

Из /5/ следует, что неустойчивость возможна и в пределе очень больших длин волн ($\omega \rightarrow 0$), когда излучение несущественно, если фокусирующее поле B_{z0} меньше критического

$$B_{кр} = \frac{2 m c^2}{|e| d} \sqrt{2 \nu \gamma_0 (1 + \beta_0^2)}. \quad /6/$$

Неустойчивость в этом случае связана с дефокусирующим влиянием зарядовых и токовых изображений пучка в магнитодиэлектрике с $\epsilon, \mu \gg 1$. При больших энергиях электронов $\gamma_0 \gg \frac{d}{a}$, где a - радиус пучка/ критическое поле /6/ значительно превосходит значение, необходимое для компенсации кулоновского расталкивания, и растет с увеличением энергии. Значениям $I_0 = 500$ А, $d = 5$ см, $\gamma_0 = 3$, например, соответствует $B_{кр} = 400$ Гс. Если фокусирующее магнитное поле создается внутренним соленоидом, то радиальное электрическое поле экранируется его витками*. С учетом этого обстоятельства

$$\bar{B}_{кр} = \frac{2 m c^2}{|e|} \nu 2 \nu \gamma_0 \left(\frac{1}{d_s^2} + \frac{\beta_0^2}{d^2} \right),$$

где d_s - внутренний радиус соленоида ($d_s < d$). При $d_s = 3$ см $\bar{B}_{кр} = 544$ Гс.

Далее будем предполагать, что условие $|B_{z0}| > B_{кр}$ выполнено. Коэффициент нарастания амплитуды поперечных колебаний как функция частоты в отсутствие дисперсии ϵ и μ имеет максимум при

* Аналогичный эффект, связанный с дефокусирующим влиянием зарядов, индуцированных на металлических диафрагмах, изучался в работе /8/.

$$\omega_{max} = \frac{c}{d} \cdot \frac{\pi}{\mu + \epsilon} \cdot \sqrt{\frac{1 - \frac{3}{4} \left(\frac{B_{кр}}{B_{z0}} \right)^2}{1 - \frac{1}{4} \left(\frac{B_{кр}}{B_{z0}} \right)^2}}. \quad /7/$$

Максимальное значение коэффициента нарастания

$$\Gamma_{max} = \frac{|e| B_{кр}}{8 m c^2 \beta_0 \gamma_0} \left[\left(\frac{B_{z0}}{B_{кр}} \right)^2 - \frac{1}{2} \right]^{-1/2} \quad /8/$$

монотонно убывает с ростом B_{z0} *

Для приведенных выше параметров и $B_{z0} = 1,2$ кГс, $\frac{\mu}{\epsilon} = 10$, $\Gamma_{max}^{-1} = 3$ м, $\Gamma_{max} = \frac{\omega_{max}}{2\pi} = 300$ МГц, в то время как из формул /2/, /3/ для продольной неустойчивости следует $\Gamma_{max}^{-1} = 2$ м, $\Gamma_{max} = 350$ МГц

2. Ускоряющее электрическое поле в линейных индукционных ускорителях создается за счет импульсного перемагничивания индукторов, которое описывается уравнением /9/

$$\frac{dM_\theta}{dt} = \eta \frac{|e| M_s}{m c} \left(1 - \frac{M_\theta}{M_s} \right) (H_\theta(t) - H_0), \quad /9/$$

где M_s - намагниченность феррита, M_s - намагниченность насыщения, H - напряженность магнитного поля, H_0 - пороговое поле, η - коэффициент, характеризующий магнитную вязкость феррита. Решение уравнения /9/ имеет вид

$$M_\theta(t) = M_s \operatorname{th} \left[\eta \frac{|e|}{m c} \int_0^t (H_\theta - H_0) dt' + \operatorname{arth} \frac{M_\theta(0)}{M_s} \right]. \quad /10/$$

Магнитное поле, действующее на феррит, является суперпозицией поля, создаваемого токами в первичной обмотке и невозмущенным пучком ($H_\theta^{(0)}$), и поля, связанного с модуляцией тока пучка ($H_\theta^{(1)} = e^{-i\omega t}$, $|H_\theta^{(1)} / H_\theta^{(0)}| \ll 1$).

Для высокочастотных возмущений $\omega \tau \gg 1$, где τ - время перемагничивания феррита/, линеаризуя /10/ по малому параметру $\frac{e H_\theta^{(1)}}{m c \omega}$ получим эффективную магнитную проницаемость:

$$\mu = \mu_{\theta\theta} = 1 + 4\pi \frac{M_\theta^{(1)}}{H_\theta^{(1)}} = 1 + \frac{4\pi i \eta}{\omega} \frac{|e| M_s}{m c} \left[1 - \left(\frac{M_\theta^{(0)}}{M_s} \right)^2 \right],$$

* Приведенные формулы справедливы, когда экранированием ВЧ поля витками соленоида можно пренебречь.

оказывающуюся комплексной величиной, зависящей от времени /через $M_{\theta}^{(0)}(t)$ /. При прохождении пучка по каналу индукционное поле /пропорциональное $dM_{\theta}^{(0)}/dt$ / близко к максимальному, так что $(\frac{M_{\theta}^{(0)}}{M_s})^2 \ll 1$, и можно положить

$$\mu = 1 + i \frac{\Omega}{\omega}, \quad /11/$$

где $\Omega = \eta \frac{4\pi |e| M_s}{mc}$. Для ферритов, используемых в ЛИУ, $\eta \approx 0,5$, $4\pi M_s \approx 4$ кГс, так что $\Omega \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

Для длинноволновых возмущений $1/\tau \ll \omega \ll \Omega$; решая дисперсионное уравнение /1/ с магнитной проницаемостью /11/, нетрудно показать, что максимальное значение коэффициента усиления соответствует частоте $\omega_{\max} = \frac{c^2}{\Omega d^2} \cdot \frac{4\epsilon}{2 + \sqrt{3}}$ и приблизительно равно $\Gamma_{\max} \approx \frac{0,32}{\beta_0 d} \sqrt{\frac{v}{y_0^3}}$, что вдвое меньше максимального значения /3/ в случае бездисперсной среды. Для рассмотренных выше значений параметров электронного пучка и канала амплитуда модуляции тока возрастает в e раз на длине 5 м. Таким образом, продольная неустойчивость пучка, движущегося по каналу в перематываемом феррите, не приводит к заметному ухудшению параметров пучка при токах $I_0 = 0,5 \div 1$ кА и длине взаимодействия с ферритом $5 \div 10$ м.

Авторы признательны А.П.Беляеву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вахрушин Ю.П., Анацкий А.И. Линейные индукционные ускорители. Атомиздат, М., 1978.
2. Насонов Н.Н. ЖТФ, 1977, XLIII, с.2343.
3. Гришин В.К. ЖТФ, 1975, XLV, с.672.
4. Насонов Н.Н., Шендерович А.М. Изв. ВУЗов - Радиофизика, 1977, XX, с.444.
5. Алексахин Ю.И., Беляев А.П., Перельштейн Э.А. Изв. ВУЗов - Радиофизика, 1977, XX, с.592.
6. Закутин В.В. и др. Тезисы докл. 4 Всесоюзного семинара по линейным ускорителям. ХФТИ АН УССР, Харьков, 1976, с.46.
7. Ракитянский А.А. ХФТИ АН УССР, 78-56, Харьков, 1978.
8. Woods С.Н. Rev.Sci.Instr., 1970, v.41, p.959.
9. Богатырев Ю.К. Импульсные устройства с нелинейными распределенными параметрами. "Сов. радио", М., 1974, с.11.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1979 года.