

С 345А



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

1497/83

21/3-83  
P9-82-843

Ю.И.Алексахин

ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА  
ИСКУССТВЕННЫХ ЛИНИЙ  
С СИЛЬНОЙ ИНДУКТИВНОЙ СВЯЗЬЮ

1982

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из возможных областей применения замедляющих линий с сосредоточенными параметрами является коллективный метод ускорения ионов электронными кольцами<sup>/1/</sup>. Бегущая магнитная пробка, создаваемая распространяющимся по линии импульсом тока, может служить для контролируемого предускорения электронно-ионных колец, компрессии электронных колец в пространственно нарастающем статическом магнитном поле<sup>/2/</sup>, а также при многократном использовании электронных колец<sup>/3/</sup> для их возвращения в исходное состояние после сброса ускоренных ионов.

Схематический вид замедляющей линии, предназначенной для указанных целей, показан на рис.1. Характерной особенностью такой линии является сильная индуктивная связь каждого из витков не только с двумя соседними\*, но и с большой группой витков, расположенной на расстояниях  $|z| \leq b/2$  от данного. Это приводит к частотной дисперсии и искажениям распространяющегося по линии импульса. Например, в выбранной в работе<sup>/2/</sup> линии значительное искажение формы токового импульса

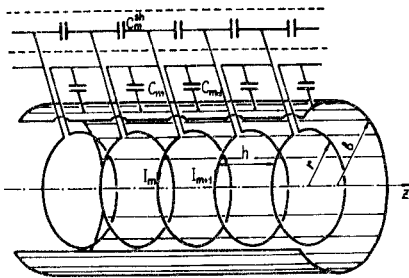


Рис.1. Схематический вид искусственной замедляющей линии.

происходит за время, сравнимое с его длительностью. В ускорителе челночного типа импульсная линия должна обеспечить продвижение электронного кольца в области растущего магнитного поля на расстояние, на порядок большее, чем в статическом адгезаторе<sup>/2/</sup>. Для оптимизации параметров линии необходим анализ ее дисперсионных свойств, чему и посвящена настоящая работа. В разделе 2 рассматривается распространение токового импульса по неограниченной линии с постоянными параметрами и анализируется зависимость дисперсионных характеристик линии от геометрических соотношений. В разделе 3 обсуждается возможность компенсации индуктивной связи и устранения благодаря этому частотной дисперсии, а также определяются омические потери в линии в зависимости от ее параметров.

\*Линии с индуктивной связью между ближайшими витками рассмотрены в монографиях<sup>/4,5/</sup>

## 2. ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИНИИ С СИЛЬНОЙ ИНДУКТИВНОЙ СВЯЗЬЮ

Квазистационарные токи в витках  $I_m$  и напряжения на конденсаторах  $U_m$  в изображенной на рис.1 линии удовлетворяют /в отсутствие активных потерь/ системе уравнений

$$C_m \dot{U}_m = -I_{m+1} + I_m, \quad /1/$$

$$\frac{1}{c^2} \sum_{\ell} M_{m\ell} \dot{I}_{\ell} = U_{m-1} - U_m, \quad /2/$$

где  $M_{m\ell}$  - матрица коэффициентов взаимной индукции витков,  $C_m$  - емкости конденсаторов /существенно превосходящие собственную емкость витков/,  $c$  - скорость света в вакууме /в работе используется гауссова система единиц/, точка означает производную по времени.

Для линии с постоянными параметрами, совершая стандартную подстановку  $I_{m+\ell} = I_m \cdot e^{i\ell\phi}$ ,  $I_m \sim e^{-i\omega t}$ , получим дисперсионное уравнение, связывающее фазовый сдвиг токов в соседних витках  $\phi$  с частотой  $\omega$ :

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \frac{4 \sin^2 \frac{\phi}{2}}{C(L_0 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} M_m \cos m\phi)}, \quad /3/$$

где  $L_0 = M_{\ell\ell}$  - коэффициент самоиндукции витков,  $M_m = M_{\ell, \ell \pm m}$ . Частота  $\omega_{max}$ , ограничивающая полосу пропускания линии, соответствует фазовому сдвигу  $\phi = \pi$  и равна

$$\omega_{max} = \frac{2c}{\sqrt{C(L_0 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m M_m)}}. \quad /4/$$

В области малых фазовых сдвигов ( $\phi \ll 1$ ) и соответственно низких частот ( $\omega/\omega_{max} \ll 1$ ), раскладывая входящие в /3/ тригонометрические функции в ряд, получим приближенное уравнение

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \frac{\phi^2}{C(L - M\phi^2)}, \quad /5/$$

где  $L = L_0 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} M_m$  - эффективная индуктивность витка,

$$M = \sum_{m=1}^{\infty} m^2 M_m - \quad /6/$$

коэффициент, характеризующий влияние индуктивной связи на дисперсионные свойства линии. Уравнение /5/, справедливое для  $\phi \leq 1/\ell_{max}$ , где  $\ell_{max}$  - номер максимального члена ряда в /6/, является харак-

теристическим для непрерывного аналога системы уравнений /1',2'/:

$$C\dot{U} = -h \frac{\partial I}{\partial z},$$

$$\frac{1}{c^2} (LI + Mh^2 \frac{\partial^2 I}{\partial z^2}) = -h \frac{\partial U}{\partial z}, \quad /7/$$

где  $h$  - расстояние между соседними витками линии /рис.1/.

Для волн низкой частоты можно ввести постоянную распространения  $k = \phi/h$  и фазовую скорость

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{k} = \frac{v_{\phi 0}}{\sqrt{1 - \kappa h^2 k^2}} = v_{\phi 0} \sqrt{1 + \kappa \frac{\omega^2 h^2}{v_{\phi 0}^2}}, \quad /8/$$

где  $\kappa = M/L$  - коэффициент дисперсии и

$$v_{\phi 0} = ch/\sqrt{LC}. \quad /9/$$

Определим зависимость коэффициента дисперсии от геометрических параметров линии. Коэффициент взаимной индукции двух витков радиуса  $r$ , помещенных в идеально проводящий цилиндрический кожух радиуса  $b$  на расстоянии  $mh$  друг от друга /рис.1/, дается формулой

$$M_m = \frac{8\pi^2 r^2}{b} \sum_{s=1}^{\infty} e^{-\mu_{1s} mh/b} \frac{J_1^2(\mu_{1s} r/b)}{\mu_{1s} J_0^2(\mu_{1s})}, \quad /10/$$

где  $\mu_{1s} = \pi(s+1/4)$  - корни уравнения  $J_1(\mu_{1s}) = 0$ ,  $J_{\nu}(x)$  - функция Бесселя порядка  $\nu$ . Собственную индуктивность экранированного витка представим в виде

$$L_0 = L'_0 - \frac{8\pi r^2}{b} \int_0^{\infty} I_1^2(x \frac{r}{b}) \frac{K_1(x)}{I_1(x)} dx, \quad /11/$$

где  $L'_0 = 4\pi r^2 [\ln(8r/a) - 7/4]$  - коэффициент самоиндукции незэкранированного витка с сечением радиуса  $a$ ,  $I_{\nu}(x)$  и  $K_{\nu}(x)$  - модифицированная функция Бесселя и функция Макдональда порядка  $\nu$ . При  $r \geq b/3$ , пользуясь асимптотическими выражениями для бесселевых функций в /10/, приближенно получим

$$M_m = 4\pi r^2 \sqrt{p} \left[ \frac{1}{2} \sin \frac{\pi r}{2b} \cdot \ln(1 - 2p \cos \frac{2\pi r}{b} + p^2) - \ln(1-p) - \cos \frac{\pi r}{2b} \cdot \operatorname{arctg} \frac{p \sin \frac{2\pi r}{b}}{1 - p \cos \frac{2\pi r}{b}} \right], \quad /12/$$

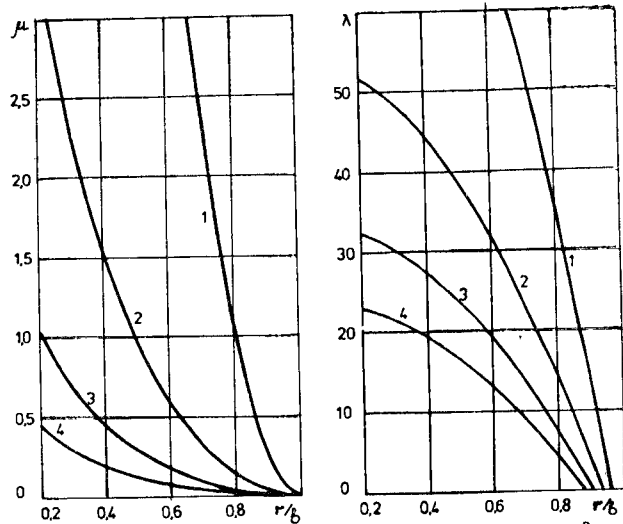


Рис.2. Зависимость безразмерных величин  $\mu = 10^{-3} M / 2\pi r$  и  $\lambda = \Delta L / 2\pi r$  от  $r/b$  при значениях  $h/r$ : 1 - 0,5; 2 - 1,0; 3 - 1,5; 4 - 2,0.

где  $p = \exp(-\pi mh/b)$ . Сравнение с расчетом по формуле /10/ показывает, что выражение /12/ дает удовлетворительную точность /наибольшая ошибка /до 25%/ имеет место при  $mh/r \geq 1/$ .

Результаты выполненного с применением точных формул /10,11/ расчета коэффициента связи  $M$  и поправки  $\Delta L = L - L_0$  к эффективной индуктивности витка, учитывающей как связь между витками ( $\Delta L_c$ ), так и изменение коэффициента самоиндукции за счет экранирования кожухом ( $\Delta L_s$ ), представлены на рис.2. В области радиусов  $0,7 \leq r/b < 1$  хорошо работает аппроксимация /при вычислении полной индуктивности положено  $L_0 = 20\pi r/$ :

$$L \approx \frac{20\pi r^2}{h} \left(1 - \frac{r}{b}\right), \quad \frac{M}{L} \approx \frac{1}{3} \left(\frac{r}{h}\right)^2 \left(1 - \frac{r}{b}\right). \quad /13/$$

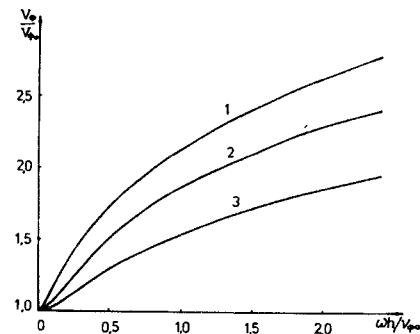
Заметим, что пропорциональность  $M \sim h^{-3}$ ,  $L \sim h^{-1}$  сохраняется во всем диапазоне радиусов. Приведем также приближенное выражение для поправки к коэффициенту самоиндукции, входящей в формулу /4/ для частоты отсечки:

$$\Delta L_s + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m M_m \approx -16r \sqrt{\frac{r}{h}}. \quad /14/$$

Интересно, что поправка /14/ практически не зависит от радиуса экрана  $b$ .

Графики на рис.2, а также приближенные соотношения /13/ показывают, что при  $r/b$ , не слишком близких к единице, эффективная

Рис.3. Зависимость относительной фазовой скорости  $v_{\phi}/v_{\phi 0}$  от безразмерной частоты  $\omega h/v_{\phi 0}$  при  $h/r = 0,1$  и значениях  $r/b$ : 1 - 0,2; 2 - 0,6; 3 - 0,8. Соответствующие значения  $M/L$ : 5,9; 15; 6.



индуктивность витка определяется в значительной мере связью с соседними витками /5/ и что отношение  $M/L$  существенно превосходит единицу /обращаясь в бесконечность при  $r/b \rightarrow 0/$ .

Расходимость ряда /6/ для коэффициента  $M$  при удалении кожуха ( $b \rightarrow \infty$ ) не приводит, однако, к неограниченным фазовым скоростям, так как приближенное уравнение /5/ справедливо только для  $\phi \leq \phi_{\max} \approx 2h/b$ , произведение  $M\phi_{\max}^2$  остается конечным при  $b \rightarrow \infty$ . Это иллюстрируется рис.3, на котором показана зависимость фазовой скорости ( $v_{\phi} = \omega h/\phi$ ) от частоты, полученная из решения точного уравнения /3/.

Для того чтобы магнитное поле, создаваемое токами в линии, и его градиент были достаточно гладкими функциями  $z$ , фазовый сдвиг на основной частоте должен быть в пределах  $\phi \leq 0,1 \div 0,2$ , поэтому при не слишком больших значениях коэффициента дисперсии  $\kappa = M/L$  можно пользоваться приближенными соотношениями /5-8/. Эволюция импульса с ограниченным спектром ( $kh < \sqrt{L/M}$ ) описывается тогда интегральным оператором

$$I(\zeta, t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\zeta - \zeta'; t - t') I(\zeta', t') d\zeta', \quad \zeta = z - v_{\phi 0} t \quad /15/$$

с ядром

$$G(z; t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos k \left( z - \frac{1}{2} v_{\phi 0} t \kappa h^2 k^2 \right) dk,$$

которое является интегралом Эйри и выражается через цилиндрические функции /6/:

$$G(z; t) = \frac{x}{2|z|} \cdot \begin{cases} J_{-1/3}(x) + J_{1/3}(x), & z > 0, \\ \frac{\sqrt{3}}{\pi} K_{1/3}(x), & z < 0, \end{cases} \quad /16/$$

где  $x = \frac{2}{3} \left( \frac{2}{3\kappa} \cdot \frac{|z|^3}{h^2 v_{\phi 0} t} \right)^{1/2}$ . На рис.4 показано изменение формы токового импульса с начальным распределением  $I(z) = I_0 \exp(-z^2/2\Delta^2)$  в за-

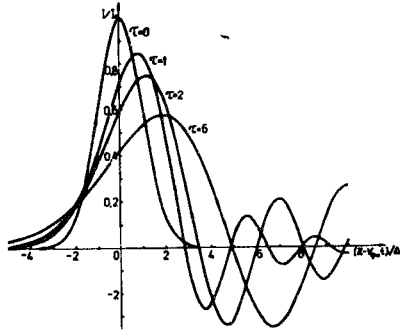


Рис.4. Эволюция импульса гауссовой формы.

зависимости от значений безразмерной переменной  $\tau = \kappa h^2 v_{\text{фот}} t / \Delta^3$ . Как следует из рисунка, искажение импульса за время, соответствующее значению  $\tau = 2$ , является вполне допустимым\*. Уменьшение максимального значения действующего на электронное кольцо радиального компонента магнитного

поля /пропорционального градиенту тока/, составляет  $\approx 17\%$ . Расстояние, пройденное волной за это время, приблизительно равно

$$z_{\text{max}} = \frac{2\Delta^3}{\kappa h^2} \quad /17/$$

Проведем численную оценку. Пусть  $h/\tau=0,1$ ,  $\tau/b=0,8$ , так что  $M/L = 6$ . Выбирая  $\Delta = \tau = 10$  см ( $\phi \approx 0,1$ ), из /17/ получим  $z_{\text{max}} \approx 3,3$  м.

Увеличить расстояние, которое волна проходит без искажений, можно, как это следует из /13/ и /17/, приблизив экран к виткам линии и/или/ увеличивая длительность импульса. Растягивание импульса нежелательно, так как это приведет к уменьшению градиента тока и, следовательно, действующего на электронное кольцо радиального компонента магнитного поля. Возможность приближения экрана к виткам ограничена по ряду причин. Согласно /13/ эффективная индуктивность  $L$  уменьшается пропорционально  $(1-\tau/b)$ , поэтому для сохранения скорости волны неизменной следует увеличивать  $C \sim L^{-1}$ , при этом волновое сопротивление линии  $\rho$  падает  $\sim L$ . Хотя уменьшение  $\rho$  и соответственно увеличение амплитудного значения тока  $I \sim \rho^{-1}$  при фиксированном напряжении генератора/ и компенсирует экранирование магнитного поля кожухом\* ( $B \sim [1-(\tau/b)^2] I$ ), при малых  $\rho$  резко возрастает роль омических потерь в экране. Кроме того, значения  $I$  ограничены возможностями коммутаторов.

\* Графики построены для случая  $\kappa > 0$ . В линиях с доминирующей емкостной связью /например, в спиральных волноводах /4/ /  $\kappa < 0$ . Соответствующие кривые получаются из представленных на рис.4 инверсией относительно оси ординат. Из графиков следует, что при  $\kappa > 0$  градиент максимален на фронте импульса, при  $\kappa < 0$  - на его срезе.

\*\* В работах /7,8/ предпринята попытка учесть влияние экрана на магнитное поле, создаваемое импульсом тока в замедляющей линии рассматриваемого типа. Однако основные эффекты, связанные с изменением коэффициентов само- и взаимной индукции, в этих работах не рассмотрены.

### 3. КОМПЕНСАЦИЯ ИНДУКТИВНОЙ СВЯЗИ

В традиционных спиральных линиях /4/ дисперсия в области низких частот незначительна, что можно объяснить наличием помимо индуктивной и емкостной связи между витками. В линии рассматриваемого типа электрические заряды практически полностью сосредоточены в конденсаторах, так что емкостная связь "выключена". Ее тем не менее можно ввести /5/ с помощью дополнительных конденсаторов  $C_m^{\text{sh}}$ , обведенных на рис.1 пунктиром.

В модифицированной таким способом линии уравнение /2/ сохраняет силу; в уравнение /1/ вместо токов в витках  $I_m$  следует подставить полные токи  $I_m^{\text{tot}}$  через LC-контуры, образованные витками и шунтирующими их емкостями  $C_m^{\text{sh}}$ . Учитывая равенство напряжений на витке и шунтирующей емкости, найдем:

$$I_m^{\text{tot}} = I_m + \frac{1}{c^2} C_m^{\text{sh}} \sum_{\ell} M_{m\ell} \ddot{I}_{\ell} \quad /18/$$

Для линии с постоянными параметрами из /1,2,18/ нетрудно вывести дисперсионное уравнение

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \frac{4 \sin^2 \phi / 2}{(C + 4C^{\text{sh}} \sin^2 \phi / 2)(L - 4 \sum_m M_m \sin^2 m \phi / 2)} \quad /19/$$

приравнявая в котором коэффициенты при  $\phi^2$ , получим коэффициент дисперсии в модифицированной линии:

$$\kappa = M/L - C^{\text{sh}} / C \quad /20/$$

Условие компенсации индуктивной связи в области низких частот имеет, таким образом, вид

$$C^{\text{sh}} \approx C \frac{M}{L} \quad /21/$$

На рис.5 показана зависимость фазовой скорости от частоты при величинах шунтирующих емкостей в интервале  $/0,2 \div 1/ \text{CM/L}$ . Из графиков видно, что введение дополнительных емкостей хотя и сужает

полосу пропускания линии /в  $\sqrt{1+4C^{\text{sh}}/C}$  раз/, диапазон рабочих частот, благодаря уменьшению дисперсии, расширяется.

Отметим также одно интересное, хотя и очевидное обстоятельство. Так как токи в витке и шунтирующей емкости направлены в противофазе, то ток в витках оказывается больше полного тока, текущего по линии. Из /18/ и /19/ нетрудно получить

$$I = (1 + 4C^{\text{sh}} / C \sin^2 \phi / 2) I^{\text{tot}} \quad /22/$$

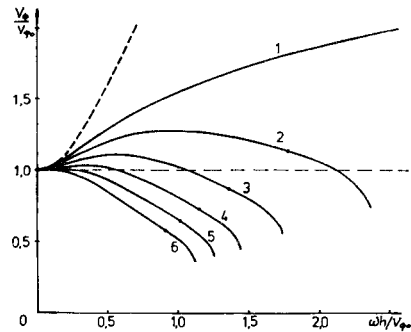


Рис.5. Зависимость относительной фазовой скорости  $v_{\phi}/v_{\phi 0}$  от безразмерной частоты  $\omega h/v_{\phi 0}$  при  $h/\tau = 0,1$ ;  $\tau/b = 0,8$  и значениях параметра  $C^{sh}L/MC$ : 1 - 0,0; 2 - 0,2; 3 - 0,4; 4 - 0,6; 5 - 0,8; 6 - 1,0. Пунктиром показана приближенная зависимость /8/. Кружками отмечены точки, соответствующие фазовому сдвигу  $\phi = \pi/2$ .

При  $\phi \geq \pi/2$  и  $C^{sh}/C \sim M/L \gg 1$  из /22/ следует  $I/I^{tot} \approx 2C^{sh}/C \gg 1$ , что можно трактовать как резонанс токов в LC-контурах.

Вследствие этого резонанса должно происходить обострение импульса и, с другой стороны, увеличение омических потерь.

Интересуясь только низкими частотами, при определении омических потерь в модифицированной линии будем исходить из системы уравнений /7/, в левую часть второго из которых следует добавить слагаемое  $R_w I$ , где  $R_w$  - эффективное сопротивление витка, учитывающее также потери в кожухе, а в первое в соответствии с замечаниями, сделанными при выводе уравнения /19/, вместо  $I$  подставить полный ток  $I^{tot}$  и добавить слагаемое, учитывающее активное сопротивление конденсатора  $R_C$ . Находя  $I^{tot}$  из /18/, получим с точностью до производных третьего порядка:

$$CU = -h \frac{\partial I}{\partial z} - \frac{1}{c^2} LC^{sh} h \frac{\partial^2 I}{\partial z^2} - R_C C h \frac{\partial I}{\partial z}, \quad /23/$$

$$\frac{1}{c^2} (L \dot{I} + M h^2 \frac{\partial^2 \dot{I}}{\partial z^2}) + R_w I = -h \frac{\partial U}{\partial z}.$$

Определим сначала волновое сопротивление линии при  $R_C, R_w \rightarrow 0$ . Для бегущей волны вида  $I \sim \exp(ikz - i\omega t)$  из /22,23/ найдем

$$\rho(\omega) = \frac{U}{I^{tot}} = \frac{h}{v_{\phi}(\omega) C} \approx \rho_0 \frac{v_{\phi 0}}{v_{\phi}(\omega)}, \quad /24/$$

где  $v_{\phi 0}$  и  $v_{\phi}(\omega)$  даются формулами /8,9/ с коэффициентом дисперсии /20/.

Таким образом, дополнительные емкости, уменьшая дисперсию фазовой скорости, уменьшают и зависимость волнового сопротивления от частоты, что облегчает согласование линии с активной нагрузкой, необходимое для предотвращения отражения импульса от конца линии.

Декремент затухания волны в линии нетрудно получить из характеристического уравнения системы /23/. При  $R_w/\rho_0, R_C/\rho_0 \ll 1$  он равен

$$\text{Im} k(\omega) = \frac{v_{\phi 0}}{2 v_{\phi}(\omega) h \rho_0} \left( R_w + \frac{\omega^2 h^2}{v_{\phi}^2} R_C \right). \quad /25/$$

Наличие малого множителя  $(\omega h/v_{\phi})^2 = \phi^2 \sim 10^{-2}$  при сопротивлении конденсатора объясняется тем, что через него течет разностный ток  $I_C \sim \phi I$ , соответственно мощность активных потерь пропорциональна  $R_C I_C^2 \sim \phi^2 R_C I^2$ . Эффективное сопротивление витка  $R_w$  складывается из собственного сопротивления витка ( $R_0 = \tau/a \delta_0 \sigma_0$ ,  $\sigma_0$  - проводимость,  $\delta_0$  - глубина скин-слоя/ и подводящих проводов, а также сопротивления  $\Delta R = (M_{cs}/L_s)^2 R_s$ , вносимого индуктивной связью с экраном. Для определения  $\Delta R$  воспользуемся следующими простыми соображениями. При шаге линии  $h \lesssim (b-\tau)$  и большой длине волны ( $\phi \ll 1$ ) распределение токов вдоль экрана практически однородно, при этом ток, приходящийся на шаг линии, равен  $I_s \sim -(r/b) I$ , то есть  $M_{cs}/L_s \approx (r/b)^2$ . Сопротивление соответствующего участка экрана для азимутальных токов равно  $R_s = 2\pi b/h \delta_s \sigma_s$ , где  $\delta = \min\{d, \delta_s\}$ ,  $d$  - толщина,  $\sigma_s$  - проводимость экрана,  $\delta_s$  - соответствующая глубина скин-слоя. Окончательно получим:

$$\Delta R = \frac{2\pi r^4}{b^3 h \delta_s \sigma_s}. \quad /26/$$

Проведем численную оценку. Пусть основная частота волны равна 40 кГц, глубина скин-слоя для меди на этой частоте  $\delta_0 \approx 0,03$  см. Полагая  $a/\tau = 0,02$ , получим  $R_0 \approx 2,7 \cdot 10^{-3}$  Ом. При  $\tau/b = 0,8$ ,  $h/\tau = 0,1$ ,  $d = 0,1$  см и  $\sigma_s/c \approx 4 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup> /нержавеющая сталь/, из /26/ найдем  $\Delta R \approx 2,4 \cdot 10^{-2}$  Ом, так что в рассматриваемом случае омические потери определяются преимущественно потерями в экране. Волновое сопротивление представим в удобном для анализа виде:

$$\rho_0 = \frac{v_{\phi 0} L}{c^2 h}. \quad /27/$$

Полагая  $v_{\phi 0}/c \approx 10^{-4}$  и находя  $L$  из /13/, для приведенных выше параметров получим  $\rho_0 = 3,8$  Ом. Длина, на которой амплитуда тока уменьшается в  $e$  раз, согласно /25/ при этом равна  $(\text{Im} k_0)^{-1} \approx 3$  м. Таким образом, основные ограничения на параметры линии связаны с требованием малости омических потерь. Для их снижения следует увеличивать волновое сопротивление линии и /или/ проводимость экрана /последнее допустимо, так как в установках, в которых могут найти применение искусственные замедляющие линии, используется статическое магнитное поле/.

Требования малости омических потерь и отсутствия частотной дисперсии, как легко видеть, взаимно противоречивы. Разумный компромисс может быть достигнут, если выбирать параметры линии исходя из требования малости омических потерь, а частотную дисперсию устранять введением шунтирующих емкостей.

Автор благодарен А.К.Красных за многочисленные и содержательные дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
2. Барабаш Л.С. и др. ОИЯИ, Р9-11776, Дубна, 1978.
3. Иовнович М.Л. и др. ОИЯИ, Р9-11686, Дубна, 1978.
4. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. "Сов. радио", М., 1966.
5. Ицхоки Я.С. Импульсные устройства. "Сов.радио", М., 1959.
6. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. "Наука", М., 1979, с.264.
7. Белошицкий П.Ф. и др. ОИЯИ, Р9-12830, Дубна, 1979.
8. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-80-625, Дубна, 1980.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
Д1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-385	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 декабря 1982 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Алексахин Ю.И.  
Дисперсионные свойства искусственных линий с сильной индуктивной связью

P9-82-843

Рассмотрены дисперсионные свойства замедляющих линий с сосредоточенными параметрами; прослежена зависимость их характеристик от геометрических соотношений, в частности от шага линии и радиуса экрана. Показано, что дисперсия фазовой скорости и волнового сопротивления линии может быть существенно ослаблена введением дополнительной емкостной связи. Рассмотрено затухание распространяющегося по линии импульса вследствие омических потерь в экране, витках и конденсаторах. Найдено, что доминирующими являются потери, связанные с конечной проводимостью экрана. Простые аналитические соотношения, полученные в работе, позволяют легко определить основные параметры линии.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Alexahin Yu.I.  
Dispersion Properties of Artificial Lines with Strong Inductive Coupling

P9-82-843

Dispersion properties of slow wave lines with lumped parameters are studied. The dependence of line characteristics on geometric parameters is followed, in particular, on the line step and screen radius. It is shown that dispersion of phase velocity and line impedance can be significantly decreased, by inserting the additional capacitive coupling. The propagating along the line pulse decay due to ohmic losses in the screen, coils and capacitors is considered. The losses owing to the finite screen conductivity are found to be dominating. The simple analytic relations obtained permit to determine easily the basic line parameters.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.