

01;04;12

Влияние дисперсии на работу пояса Роговского в короткоимпульсном режиме

© М.Б. Гойхман,¹ В.В. Кладухин,² Н.Ф. Ковалев¹

¹ Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия

² Специальное конструкторское бюро научного приборостроения УрО РАН,
620049 Екатеринбург, Россия
e-mail: skbnp@uran.ru

(Поступило в Редакцию 4 февраля 2005 г.)

Рассмотрены основные эффекты и условия, ограничивающие применение пояса Роговского для измерений ультракоротких импульсов тока. Предложен и исследован метод частичного восстановления формы импульсов измеряемого тока, что значительно расширяет возможности такого типа датчиков.

1. Как было показано в [1–4], для измерений больших токов с малой длительностью импульсов (τ_0) вплоть до нескольких наносекунд вполне применимы пояса Роговского (рис. 1), причем без каких-либо принципиальных усовершенствований в их конструкции. Однако работа пояса в этом режиме изменяется и весьма существенно. Обмотка (рис. 1) вместе с защитным экраном, имеющим узкую прорезь, становится волноведущей системой, в которой переменным магнитным полем измеряемого тока $\hat{J}_0(t)$ возбуждаются замедленные волны. И если длительность импульса τ_0 меньше времени его распространения по поясу (t_g), т.е. $\tau_0 < t_g$, то на нагрузке в общем случае наблюдается серия импульсов, первый из которых $\hat{U}_1(t)$ без дополнительного интегрирования близок по форме к $\hat{J}_0(t)$.

Искажения формы $\hat{U}_1(t)$, считающиеся несущественными при малых τ_0 [2] (!), обычно связываются с паразитными емкостью и индуктивностью в нагрузке и с потерями в проводах обмотки [1–3]. Вместе с этим очевидно, что с уменьшением τ_0 все более существенным будет становиться влияние дисперсии волноведущей системы пояса, поскольку спектр измеряемых импульсов расширяется ($\omega_{\max} \sim 2\pi/\tau_0$), а дисперсия в спиральных волноводах¹ на этих относительно низких частотах трудноустраняема [5]. В настоящем сообщении получены оценки погрешностей, связанных с дисперсией, и рассмотрен метод вычисления поправок, повышающий точность измерений коротких импульсов тока с помощью пояса Роговского.

2. В расчетах волноведущая система пояса, как и в [1,3], заменяется эквивалентной схемой из цепочки простых ячеек (рис. 2), которые даже внешне напоминают исследуемый спиральный волновод в экране (рис. 1). С целью учета дисперсии здесь применяется преобразование Фурье и соответственно уравнения записываются

для комплексных амплитуд

$$\frac{dU}{dx} = -ZJ + i\omega\kappa J_0,$$

$$\frac{dJ}{dx} = -YU, \quad (1)$$

где U — комплексная амплитуда напряжения между экраном и обмоткой; J — ток в ней; Z — погонный импеданс обмотки; Y — погонный адмиттанс, связанный с емкостью между проводами обмотки и экраном (адмиттанс Y и импеданс Z считаются не зависящими от продольной координаты x); J_0 — комплексная амплитуда измеряемого тока;

$$\kappa = \bar{\kappa}(x) \frac{N\mu_0 S}{2\pi r}; \quad (2)$$

μ_0 — магнитная проницаемость вакуума; N — плотность намотки витков; S — их эффективная площадь; r —

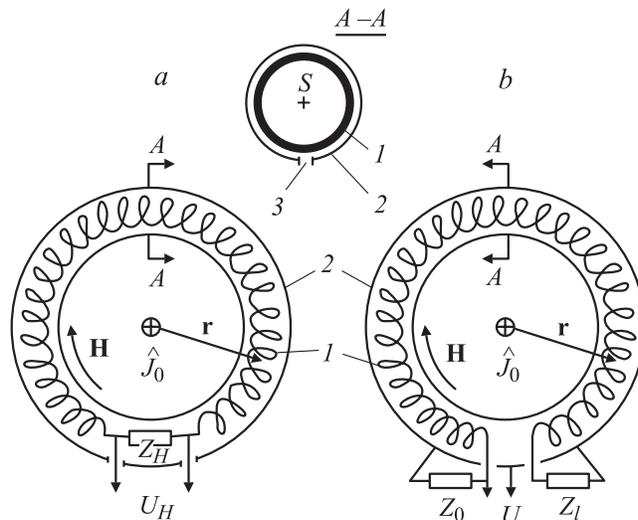


Рис. 1. Упрощенные схемы пояса Роговского с последовательным (а) и параллельным (б) присоединением нагрузки: 1 — обмотка пояса, 2 — защитный экран, 3 — узкая прорезь в экране.

¹ Как и в радиотехнике, под спиральным здесь понимается волновод, образованный металлическим проводом, намотанным по винтовой линии.

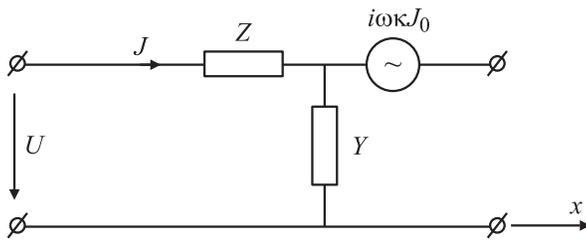


Рис. 2. Схема ячейки из эквивалентной цепочки для волнующей системы пояса Роговского.

радиус средней линии обмотки, которая предполагается выполненной в виде тора (рис. 1);

$$\bar{\kappa}(x) = \frac{2\pi r H_x(x)}{\oint H_x dx} \quad (3)$$

— нормированная величина магнитного поля, создаваемого измеряемым током J_0 на средней линии обмотки.

Изменение поля H_x в сечении витков считается незначительным, а его изменение вдоль средней линии обмотки (т.е. оси x) будет учтено только в общих соотношениях. Зависимость H_x от x возникает при несимметричном распределении тока J_0 по сечению тора ($\partial J_0/\partial \varphi \neq 0$), а также при несоосном расположении экрана. Зависимость от времени принята в виде $\exp(i\omega t)$.

Общее решение системы (1) находится элементарно:

$$U = \rho A e^{-ihx} + \rho B e^{ihx} + i\omega J_0 \int_0^x \kappa \cos h(x-x') dx',$$

$$J = A e^{-ihx} - B e^{ihx} + J_0 \frac{\omega}{\rho} \int_0^x \kappa \sin h(x-x') dx', \quad (4)$$

где A и B — постоянные интегрирования;

$$\rho = \sqrt{Z/Y} \quad (5)$$

— волновое сопротивление, отнесенное к клеммам ячеек, показанных на рис. 2;

$$h = -i\sqrt{ZY} \quad (6)$$

— волновое число; h и ρ — соответствуют основной волне экранированного спирального волновода и в общем случае являются комплексными.

Возможны два варианта подключения нагрузок к поясу Роговского:² последовательный, т.е. в разрыв провода обмотки (рис. 1, *a*), и параллельный, когда один из концов обмотки ($x = 0$) соединен с экраном через нагрузочное сопротивление Z_0 , а противоположный конец — через другое сопротивление Z_l (рис. 1, *b*).

² Допустимы и другие способы подключения нагрузок, если воспользоваться, например, обратным проводом, пропущенным вдоль оси спиральной обмотки. Однако волновод в этом случае становится двухмодовым, для описания которого системы (1) недостаточно и, что важно, необходим учет взаимного переизлучения мод на концах пояса.

Для первого варианта подключения (рис. 1, *a*) из (4) с использованием граничных условий

$$J(l) = J(0), \quad U(l) = U(0) + Z_H J(0) \quad (7)$$

следует интегральное выражение для напряжения U_H на нагрузке Z_H

$$U_H = \omega J_0 \frac{Z_H}{2\rho} \frac{\int_0^l \kappa [\sin h(l-x') + \sin hk'] dx'}{1 - \cos hl - i \frac{Z_H}{2\rho} \sin hl}. \quad (8)$$

Во втором варианте граничные условия другие:

$$U(0) = -Z_0 J(0), \quad U(l) = Z_l J(l), \quad (9)$$

соответственно из (4) получается и другое выражение для напряжения на нагрузке Z_0 :

$$U = 2i\omega J_0 \rho Z_0 \times \frac{\int_0^l \kappa [\cos h(l-x') + i \frac{Z_l}{\rho} \sin h(l-x')] dx'}{(Z_0 - \rho)(Z_l - \rho)e^{-ihl} - (Z_0 + \rho)(Z_l + \rho)e^{ihl}}. \quad (10)$$

В экспериментах первая схема (рис. 1, *a*) применяется редко в частности, из-за возможности возбуждения в ней высокодобротных колебаний, собственные частоты которых определяются дисперсионным соотношением, следующим из (8):

$$\sin h \frac{l}{2} = 0. \quad (11)$$

Комплексные частоты колебаний с меньшей добротностью находятся из другого дисперсионного соотношения:

$$\sin h \frac{l}{2} - i \frac{Z_H}{2\rho} \cos h \frac{l}{2} = 0.$$

Одной из причин возбуждения колебаний (11) является отмеченная выше (3) неоднородность продольной составляющей магнитного поля (H_x) вдоль пояса ($dk/dx \neq 0$), появляющаяся обычно при несимметричном распределении тока $\tilde{J}_0(t)$ по отношению к оси пояса (рис. 1, *a*). Менее критична к отклонениям от условия

$$\frac{d\kappa}{dx} = 0 \quad (12)$$

вторая схема (рис. 1, *b*), что позволяет в первом приближении считать для нее условие (12) выполненным и соответственно преобразовать (10) в функциональное уравнение

$$U = -\frac{\alpha}{2} J_0 (\beta_0 + 1) [1 - (\beta_l + 1)e^{-ihl} + \beta_l e^{-2ihl}] + U \beta_0 \beta_l e^{-2ihl}, \quad (13)$$

где $\alpha = (\omega\kappa)/h$ — параметр связи;

$$\beta_0 = \frac{Z_0 - \rho}{Z_0 + \rho}, \quad \beta_l = \frac{Z_l - \rho}{Z_l + \rho} \quad (14)$$

— коэффициенты отражений от концевых нагрузок Z_0 и Z_l .

Решение (13) представлено в виде двух рядов:

$$U = -\frac{\alpha}{2} J_0(\beta_0 + 1) + \frac{\alpha}{2} J_0(\beta_0 + 1)(\beta_l + 1) \sum_{n=0}^{\infty} \beta_0^n \beta_l^n e^{-i(2n+1)hl} - \frac{\alpha}{2} J_0(\beta_0 + 1)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \beta_0^{n-1} \beta_l^n e^{-2inh}, \quad (15)$$

которые сходятся при $|\beta_0 \beta_l| < 1$. К подобному виду преобразуется и выражение (8) в случае выполнения условия (12)

$$U_H = \alpha J_0(\beta + 1) + \alpha J_0(\beta + 1)^2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \beta^{n-1} e^{-inh}, \quad (16)$$

$$\beta = \frac{Z_H - 2\rho}{Z_H + 2\rho}.$$

После обратного преобразования Фурье каждому члену сумм (15) и (16) можно сопоставить отдельные импульсы, задержанные в соответствии с экспоненциальными множителями на разные времена³

$$t \approx nt_g, \quad t \approx (2n+1)t_g, \quad t \approx 2nt_g,$$

где

$$t_g = \lim_{\omega \rightarrow 0} \left(\frac{h}{\omega} l \right). \quad (17)$$

Если τ_0 — длительность токового импульса $\hat{J}_0(t)$ меньше времени его распространения по поясу, т.е. $\tau_0 < t_g$, и если искажения не слишком велики, то по крайней мере несколько первых импульсов последовательностей $\hat{U}_n(t)$ или $\hat{U}_{H,n}(t)$ разнесены во времени. Этим обстоятельством объясняются преимущества и удобства использования сумм (15), (16) при анализе работы пояса Роговского в короткоимпульсном режиме.

Для дальнейшего анализа дисперсионную характеристику $h = h(\omega)$ основной волны экранированного спирального волновода удобно упростить и представить в виде полинома (если нет особенностей на нулевой частоте $\omega = 0$)

$$h = -i\sigma + \frac{\omega}{v} + \gamma \frac{\omega^3}{v}, \quad (18)$$

где $\sigma = \lim_{\omega \rightarrow 0} ih$ — декремент затухания, $v = \lim_{\omega \rightarrow 0} (d\omega/dh)$ — групповая скорость на нулевой частоте,⁴

$$\gamma = \frac{v}{6} \lim_{\omega \rightarrow 0} (d^3h/d\omega^3)$$

— параметр дисперсии.

³ Похожий ряд можно было бы получить, используя результаты, приведенные в работе [4].

⁴ Применение общепринятого выражения для групповой скорости v здесь оправдано, поскольку предполагается выполнение условия $\text{Im}(dh/d\omega) = 0$ (см. (18)).

Коэффициент отражения β_0 будем ради простоты считать чисто действительным и не зависящим от частоты

$$d\beta_0/d\omega = 0, \quad (19)$$

хотя рассмотрение общего случая не представляет серьезных затруднений. Выполняя обратное преобразование Фурье для первого из (15) слагаемого, нетрудно получить соотношение, связывающее токовый импульс $\hat{J}_0(t)$ с первым из регистрируемых на нагрузке импульсом $\hat{U}_1(t)$

$$\hat{U}_1(t) + \sigma v \int_0^t \hat{U}_1(t') dt' - \gamma \frac{d^2 \hat{U}_1}{dt^2} = -\kappa v \frac{\beta_0 + 1}{2} \hat{J}_0(t). \quad (20)$$

Эта формула без слагаемого

$$\gamma \frac{d^2 \hat{U}_1}{dt^2}, \quad (21)$$

учитывающего дисперсию, была получена и исследована в [2]. Отсутствие (21) в работе [2] объясняется применением некорректного выражения для тока в короткозамкнутой обмотке на высоких частотах.

Соотношение (20) позволяет оценить степень отличия формы импульса $\hat{U}_1(t)$ от $\hat{J}_0(t)$ и сравнить влияние различных факторов на формирование $\hat{U}_1(t)$. Интегральный член в (20) дает поправку, обусловленную потерями в волноведущей системе, а (21) показывает, как влияет дисперсия. Видно, что ее влияние сильнее проявляется на фронте и спаде импульса, т.е. быстрые процессы подвержены большим искажениям, вопреки утверждениям работ [1–3]. С уменьшением τ_0 дисперсия в соответствии с (20) становится доминирующим фактором и с ней по существу следует связывать принципиальные ограничения на уменьшение τ_0 .

С другой стороны, соотношение (20) можно использовать для восстановления формы импульса $\hat{J}_0(t)$ по наблюдаемой (регистрируемой) на нагрузке осциллограмме импульса $\hat{U}_1(t)$, т.е. вычислить поправки к \hat{U}_1 и тем самым расширить диапазон применения пояса Роговского. Следует, однако, отметить, что возможности процесса восстановления ограничены необходимостью применения операции дифференцирования функциональных зависимостей, полученных экспериментально, с чем, очевидно, связано прогрессивное увеличение погрешностей.

3. Необходимые для операции восстановления импульсов $\hat{J}_0(t)$ параметры полинома (18) σ , v и γ находятся путем обработки осциллограмм импульсов. Более благоприятным для этой цели является режим с $\beta_l = 0$, т.е. с малыми отражениями от концевой нагрузки Z_l . В таком согласованном режиме из бесконечных сумм (15) остаются только два первых члена

$$U = U_1 + U_2 = -\frac{\alpha}{2} J_0(\beta_0 + 1) + \frac{\alpha}{2} J_0(\beta_0 + 1) e^{-ihl}, \quad (22)$$

причем при любой нагрузке Z_0 . В эксперименте такая ситуация хорошо моделируется перемыканием части прорези со стороны $x = l$. Но при этом после \hat{U}_1

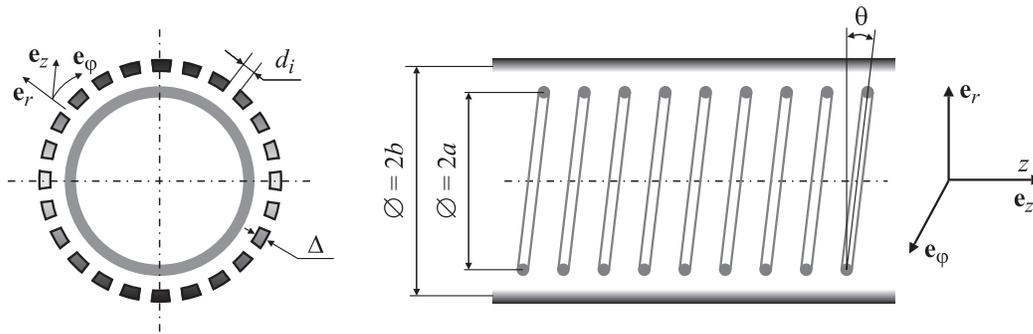


Рис. 3. Коаксиальный волновод с продольно проводящим внешним цилиндром и спирально проводящим внутренним цилиндром.

и \hat{U}_2 возможно возникновение ряда дополнительных импульсов.

Функции $U_1(\omega)$ и $U(\omega) = U_1 + U_2$, входящие в (22), являются фурье-образами первого отдельного $\hat{U}_1(t)$ и двойного $\hat{U}_1(t) + \hat{U}_2(t)$ импульсов, регистрируемых на нагрузке. Процедура выделения $\hat{U}_1(t)$ из полной осциллограммы неоднозначна, и, чтобы уменьшить ошибки, связанные с этой неопределенностью, нужно повышать отношение t_g/τ_0 . Требование увеличения t_g/τ_0 наряду с (21), очевидно, ограничивает возможности операций восстановления.

Формула (22) и представление (18) позволяют получить функционалы

$$\begin{aligned} \sigma l &= -\operatorname{Re} \left[\ln \left(1 - \frac{U}{U_1} \right) \right] \Big|_{\omega=0}, \\ t_g &= -\operatorname{Im} \left[\frac{d}{d\omega} \ln \left(1 - \frac{U}{U_1} \right) \right] \Big|_{\omega=0}, \\ 6\gamma t_g &= -\operatorname{Im} \left[\frac{d^3}{d\omega^3} \ln \left(1 - \frac{U}{U_1} \right) \right] \Big|_{\omega=0}, \end{aligned} \quad (23)$$

удобные для вычисления параметров дисперсионной зависимости $h(\omega)$ по фурье-образам от осциллограмм первых двух импульсов на нагрузке. Поскольку в (23) производные берутся на нулевой частоте ($\omega \rightarrow 0$), то функционалы в (23) обладают свойством фильтрации, т.е. стационарности, по отношению к быстроосциллирующим процессам и, следовательно, вполне применимы для обработки экспериментальных результатов.

Согласно (23), если импульсы \hat{U}_1 и \hat{U}_2 близки и по форме и по амплитуде, то $\sigma l \ll 1$, $8\pi^2\gamma t_g/\tau_0^3 \ll 1$ и конструкцию экранированного спирального волновода пояса можно считать правильной. За искажения в этом случае будут ответственны реактивные элементы в нагрузке и зависимость их от частоты.

Дополнительный контроль точности получаемых результатов можно осуществить еще и путем проведения сравнения t_g , рассчитанной по средней из формул (23), с

$$t_g = \sqrt{L_\Sigma C_\Sigma}, \quad (24)$$

где L_Σ и C_Σ — полные индуктивность обмотки и ее емкость по отношению к экрану, измеренные на малых частотах.

4. В короткоимпульсном режиме работы пояса Роговского экран, закрывающий обмотку (рис. 1), становится функциональным элементом волноведущей системы. От его конструкции и размеров зависят дисперсионные свойства пояса на низких частотах, т.е. величины γ , ν , и в конечном итоге качество измерений. В силу этого представляется необходимым оценить свойства спирального волновода в экране.

Задача о спирали, т.е. винтовой обмотке, в экране с одной узкой продольной прорезью весьма сложна и заменяется здесь на более простую модель спирально-проводящего цилиндра ($\varnothing = 2a$) внутри соосного ему круглого экрана ($\varnothing = 2b$) с несколькими продольными щелями (рис. 3). На поверхности $r = a$ предполагаются выполненными простейшие граничные условия

$$E_s(r = a - 0) = 0, \quad E_s(r = a + 0) = 0, \quad (25a)$$

$$E_t(r = a - 0) - E_t(r = a + 0) = 0, \quad (25b)$$

$$H_s(r = a - 0) - H_s(r = a + 0) = 0, \quad (25c)$$

а на поверхности $r = b > a$ в граничных условиях

$$E_z(r = b - 0), \quad E_z(r = b + 0) = 0, \quad (26a)$$

$$E_\varphi(r = b - 0) - E_\varphi(r = b + 0) = 0, \quad (26b)$$

$$H_z(r = b - 0) - H_z(r = b + 0) = 2\pi i \omega b C E_\varphi(r = b) \quad (26c)$$

учитывается погонная шунтирующая емкость щелей

$$C \simeq \varepsilon_0 \Delta / d, \quad (27)$$

поскольку их суммарная ширина $d = \sum_i d_i$ (d_i — ширина i -й прорези) предполагается существенно меньшей периметра экрана

$$d \ll 2\pi b. \quad (28)$$

В формулах (25) и (26) s — направление вдоль провода спиральной намотки, t — ортогональное к s направление в касательной к $r = a$ плоскости (рис. 3), тройка ортов \mathbf{e}_r , \mathbf{r}_s и \mathbf{r}_t — правая, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Воспользовавшись стандартной для подобных моделей методикой расчета (см., например, [5]), нетрудно получить дисперсионное соотношение для основной осесимметричной волны, являющейся замедленной ($k/h = v_\phi/c < 1$) и гибридной,

$$\begin{aligned} & \frac{p^2}{k^2} \operatorname{tg}^2 \vartheta \frac{I_0(pa)K_0(pa)}{I_1(pa)K_1(pa)} \\ & \times \left[1 - \frac{I_0(pa)K_0(pb)}{K_0(pa)I_0(pb)} \right] [1 - \chi K_1(pb)I_1(pb)] \\ & = 1 - \chi K_1(pb)I_1(pb) \left[1 - \frac{I_1(pa)K_1(pb)}{K_1(pa)I_1(pb)} \right], \quad (29) \end{aligned}$$

где $p = \sqrt{h^2 - k^2}$ и h — поперечное и продольное волновые числа; $k = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$; ϑ — угол намотки провода (рис. 3); I_m и K_m — модифицированные функции Бесселя и Макдональда m -порядка;

$$\chi = \frac{2\pi}{\varepsilon_0} k^2 b^2 C \quad (30)$$

— коэффициент шунтирования, пропорциональный погонной емкости C и квадрату частоты (ω^2).

Если ширина щелей (d) настолько мала, что коэффициент шунтирования становится большим ($\chi \gg 1$), то (29) переходит к известному из теории замедляющих систем [5] дисперсионному соотношению для спирали в сплошном идеально проводящем экране. Если же $\chi \ll 1$, т.е. мала, например, толщина стенок экрана ($\Delta/d \ll 1$), то (29) переходит в упрощенное дисперсионное соотношение

$$\frac{p^2}{k^2} \operatorname{tg}^2 \vartheta \frac{I_0(pa)K_0(pa)}{I_1(pa)K_1(pa)} \left[1 - \frac{I_0(pa)K_0(pb)}{K_0(pa)I_0(pb)} \right] = 1, \quad (31)$$

полученное в работе [6], также посвященной исследованию пояса Роговского.

С целью иллюстрации дисперсионных свойств электродинамической системы пояса Роговского и влияния на них экранов ниже приведены несколько простых зависимостей. На рис. 4 представлены кривые замедления (k/h) от частоты (ω) для спирали без экрана ($pb \rightarrow \infty$) и для той же спирали, помещенной в сплошной ($\chi \gg 1$) экран. Как видно, в низкочастотной области экраны значительно изменяют замедление и, что важно, влияние продольных щелей велико. Примечательно, что уменьшение поперечной проводимости экрана приводит к дополнительному замедлению и на низких частотах замедление может оказаться даже большим, чем его асимптотическое значение при $\omega \rightarrow \infty$.

На рис. 5 представлены более детальные кривые замедления для различных соотношений радиусов витков намотки и экрана с продольной проводимостью, т.е. с $\chi \ll 1$. Путем подбора геометрических параметров (рис. 5, *b*) дисперсионные характеристики волноводов с различными экранами могут быть сделаны одинаковыми.

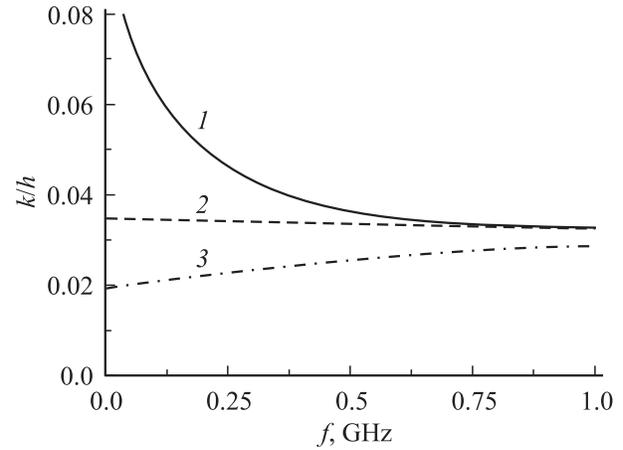


Рис. 4. Дисперсионные характеристики спиральных волноводов с шагом намотки $D = 1$ мм, диаметром витков $2a = 10D$ и диаметром внешнего экрана $2b = 2.4a$: 1 — спираль без экрана, для которой $(k/h)_{f=0} = 1$; 2 — спираль внутри сплошного экрана; 3 — спираль в продольно проводящем экране; для всех волноводов $\lim_{f \rightarrow \infty} k/h = 0.032$.

Это обстоятельство удобно использовать при разработке нерегулярных поясов и для согласования перехода к сплошному экрану (см. (22)).

Согласно (18), оценить величину относительной ошибки, возникающей из-за влияния дисперсии на форму $\hat{U}_1(t)$, можно по формуле

$$\delta \hat{U}_1 = \left| \frac{\Delta \hat{U}_1}{\hat{U}_1} \right| = \left| \frac{\Delta v}{v_{\text{cr}}} \right|, \quad (32)$$

где $\Delta v = v - v_{\text{cr}}$, $v_{\text{cr}} = \frac{\omega}{h} \Big|_{\omega=\omega_{\text{cr}}}$ — фазовая скорость основной волны пояса на $\omega_{\text{cr}} = 1/\tau_{\text{fr}}$; τ_{fr} — длительность фронта импульса тока.

Для дисперсионных кривых, представленных на рис. 5, *a*,

$$\delta \hat{U}_1^{(1)} = 17.1, \quad \delta \hat{U}_1^{(2)} = 0.006, \quad \delta \hat{U}_1^{(3)} = 0.11, \quad (33)$$

а на рис. 5, *b*

$$\delta \hat{U}_1^{(1)} = 17.1, \quad \delta \hat{U}_1^{(2)} = 0.11, \quad \delta \hat{U}_1^{(3)} = 0.09. \quad (34)$$

Как видно из этих оценок, дисперсия в ряде случаев приводит к значительным искажениям формы импульсов, однако изменением конструкции экрана эти искажения всегда можно уменьшить до приемлемой величины.

Из полученных результатов, очевидно не претендующих на полноту, все же можно сделать вывод не только о сильном влиянии экранов на дисперсионные характеристики, но и о возможности изменения параметров γ и v путем подбора размеров экрана и прорези в нем. Возможна также постановка задачи о нахождении условий реализации минимального значения параметра дисперсии (γ) и, следовательно, минимальных искажений, однако для этого нужна еще более строгая, чем принятая здесь, модель волновода.

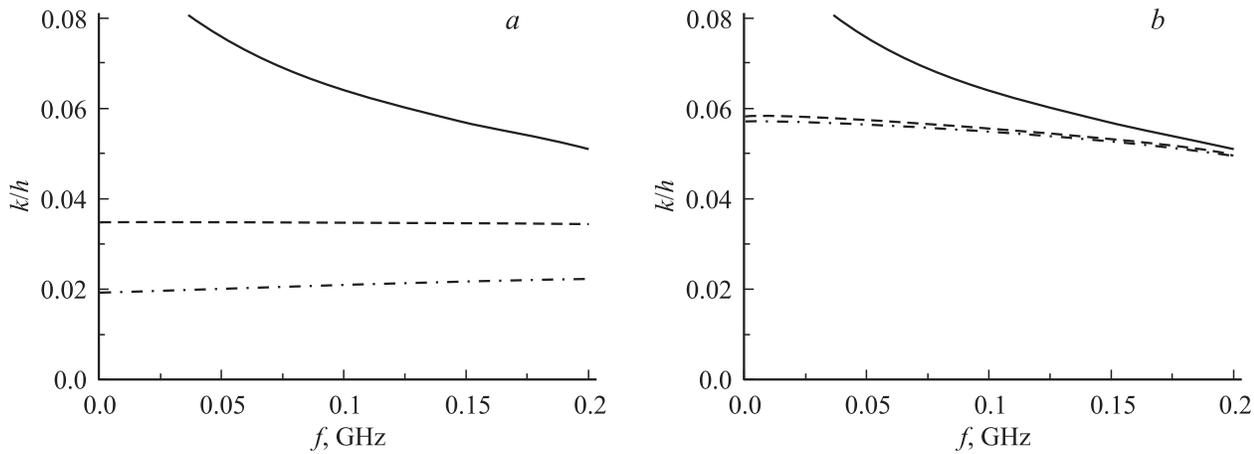


Рис. 5. Низкочастотные части дисперсионных характеристик спиральных волноводов с шагом намотки $D = 1$ мм: пунктир — спираль внутри сплошного экрана, штрихпунктир — спираль в продольно проводящем экране, сплошные линии — спираль без экрана. a — $2a = 10D$ и $2b = 2.4a$; b — $2a = 10D$ и $2b = 10a$. Для всех волноводов $\lim_{f \rightarrow \infty} k/h = 0.032$.

5. Учет в принятой модели (26с) шунтирующей емкости (C) позволяет более корректно оценить дисперсионные свойства основной волны и условия возникновения более высокочастотных волн, с возбуждением которых связаны дополнительные погрешности измерений токовых импульсов малой длительности.

Шунтирующая емкость C позволяет также оценить и разницу между измеряемым током J_{00} и током J_0 , входящим в формулы возбуждения (4). Разницу, связанную с азимутальными токами, протекающими по экрану, можно учесть подстановкой закона индукции

$$\varepsilon = -\pi b^2 \mu_0 \partial H_z / \partial t \quad (35)$$

в граничное соотношение (26с), записанное для физических величин

$$J_{00} = J_0 + \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial^2 J_0}{\partial t^2}, \quad (36)$$

$$\omega_0^2 \simeq 1/\pi b^2 \mu_0 C. \quad (37)$$

В случае малой емкости

$$(\omega_0 \tau_0)^2 \gg 1 \quad (38)$$

разница между токами J_{00} и J_0 невелика и поправку можно вычислить непосредственно из (36). Причем частоту ω_0 удобно вычислять не по (37), а определить по периоду „звона“, часто сопровождающего осциллограммы напряжения с выхода пояса [2]. При невысоких частотах $(\omega_0 \tau_0)^2 \simeq 1$ использование формулы (36) для восстановления формы импульса измеряемого тока некорректно и конструкцию пояса в этом случае следует считать неотработанной.

Заключение

Проведенный оценочный анализ короткоимпульсного режима работы пояса Роговского при принятых упрощениях и ограничениях позволяет сделать выводы

о необходимости учета явления дисперсии как при построении корректной теории, так и при обработке экспериментальных результатов; о том, что конструкция экрана в значительной степени определяет дисперсионные характеристики электродинамической системы пояса; о возможности определения основных параметров дисперсионной зависимости и резонансных частот путем обработки нескольких последовательных импульсов напряжения на нагрузке.

Полученные в статье расчетные соотношения имеют, очевидно, ограниченную область применения и для их обобщения желательно отказаться от эквивалентной схемы и использовать более общую электродинамическую теорию возбуждения волноводов нестационарными токами, что позволило бы более корректно учесть эффекты экранирования и многомодовости; учесть неоднородности в распределении индукционной эдс, т.е. $\kappa = \kappa(x)$, и рассмотреть возможность определения положения измеряемого тока в сечении пояса; учесть обратное влияние пояса на измеряемый ток.

Уместно также отметить, что полученные решения с небольшими уточнениями применимы к задаче о возбуждении и приеме поверхностных акустических волн пьезоакустическими преобразователями и к расчетам волоконных датчиков.

Список литературы

- [1] Cooper J. // Plasma Phys. 1963. Vol. 5. P. 285–289.
- [2] Вассерман С.Б. // ПТЭ. 1972. № 2. С. 99–103.
- [3] Nassisi V., Luches A. // Rev. Sci. Instrum. 1979. Vol. 50. N 7. P. 900–902.
- [4] Павловский А.И. и др. // ПТЭ. 1991. № 3. С. 111–114.
- [5] Силин Р.В., Сазонов В.П. Замедляющие системы. М., 1966. 632 с.
- [6] Krompholz H., Schoenbach K., Schaefer G. // Proc. IMTC–IEEE. Instrumentation and Measurement Technology Conf. 1985. С. 224–227.