

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Препринт ЕФИ-848(75)-85

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Э.И.КАРАГЕЗОВ

ОПТИМИЗАЦИЯ ФОРМЫ ОБМОТКИ СИЛЬНОТОЧНЫХ
СОЛЕНОИДОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СИЛЬНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

ЦНИИАтоминформ

ЕРЕВАН-1985

E.I. KARAGEZOV

THE OPTIMIZATION OF HIGH-CURRENT SOLENOID COIL FORM
FOR OBTAINING STRONG IMPULSIVE MAGNETIC FIELDS

The form of one-piece-turned spiral and band solenoids in which clarified acoustics is used to absorb the sound wave, is optimized. To strengthen the construction and minimize the number of contacts the final whorls of spiral solenoids go over to massive ripped washers. For the first time the form factor equations for the represented geometries are derived which are important while selecting the solenoids.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1985

Сильные импульсные магнитные поля (СИМП) находят все большее применение во многих областях физики. Первые успехи в получении СИМП принадлежат П.Л.Капице, применившему разряд батареи через катушку с малым сопротивлением, что позволило получить поле в 500 кГс [1,2,3]. В 1936-1939 гг. Ф.Биттер создал магниты, охлаждаемые водой, которые давали постоянные поля $\sim 100-200$ кГс в объема 25 см³. Ему же принадлежит идея создания цельноточенных спиральных соленоидов [4,5]. Следующим этапом в увеличении интенсивности магнитных полей было использование принципа сжатия магнитного потока [6,7,8]. Сжатие при помощи взрыва магнитные потоки использовали Г.Кнопфель и И.Линхарт [9]. А.М.Солов и Б.А.Дарионов описывают опыты по сжатию магнитного потока взрывом металлических фольг под действием электрического тока для создания мегатауссных полей [10]. Серию работ по продолжению опытов на цельноточенных спиральных Биттера провели С.Фонер и Х.Колм и получили рекордные поля ~ 750 кГс, используя многовитковые соленоиды [11], однако соленоиды с радиальной толщиной витка много больше его шага имеют ограниченное применение из-за присущих им технических недостатков, которые могут приводить к разрушению. Используя

одновитковые соленоиды, х.ферс, М.Левин и Р.Ванек создали поля более 1 МГс [12]. Современное развитие тематика сильных импульсных магнитных полей в одновитковых соленоидах различной геометрии и массы получила в работах Г.А.Шнеерсона. В его лаборатории получены поля порядка 4 МГс [13,14]. Для достижения таких полей были применены одновитковые массивные соленоиды, усиливаемые прочными вкладышами из стали и других подходящих материалов [15]. Многочисленные работы можно найти на международных конференциях, симпозиумах и школах. Последняя - Третья международная конференция по генерации мегагауссовых магнитных полей и родственным экспериментам была проведена в Новосибирске в 1983 году [13].

В предлагаемой работе обсуждаются соотношения, которыми связаны между собой магнитные поля, ток, плотность тока и мощность. При получении сильных магнитных полей, магнитопроводы не применимы, и желательно конструировать такие безжелезные соленоиды, которые позволяли бы при заданных физических параметрах магнитного поля оптимизировать геометрию обмотки относительно потребляемой мощности и удобства работы с ними. Режим работы таких соленоидов, как правило, находится на границе тепловой и механической прочности материалов обмотки. Определение оптимальной формы соленоида в зависимости от потребляемой мощности известно в литературе как задача об оптимизации формфактора [16, 17]. В работе рассматривается также распределение плотности тока, возникающее в спиральных соленоидах Биттер-Колма с большим отношением радиусов. Вычисляются формфакторы катушки с этим распределением тока и различными коническими срезами [14], которые до сих пор не рассматривались в литературе [15,17].

Проводится также сравнение с катушками той же формы при ленточной намотке различных типов, показанных на рис.1, где вертикальными штрихами отмечены спиральные обмотки (тип I), а горизонтальными - ленточные обмотки (тип II). Цифры I-I' относятся к катушкам с внутренней конусностью, 2-2' - внешней конусностью и 4-4' - двусторонней конусностью. Для сравнения показаны соленоиды без конусности (3-3'). Численные расчеты показывают, что влияние срезов на формфактор ленточных соленоидов существенно больше, чем в случае соленоидов со спиральными обмотками. Для последних разброс оптимальных значений формфактора в зависимости от формы среза незначителен, то-видимому, объясняется концентрацией тока у оси соленоида.

В общем случае мощность потерь P пропорциональна квадрату тока, поэтому магнитное поле H в произвольной точке \vec{r} на оси соленоида представляется в виде:

$$H(\vec{r}) = \left(\frac{P}{\rho_{эфф} \ell} \right)^{1/2} G(\vec{r}), \quad (I)$$

где ℓ - характерная длина рабочего объема соленоида (см. рис.2а,б);

$\rho_{эфф}$ - удельное сопротивление материала обмотки с учетом коэффициента заполнения λ ;

$\lambda = \frac{V_1}{V_1 + V_0}$ - коэффициент заполнения [17] ;

V_1 - объем проводящей среды;

V_0 - объем соленоида, незаполненного проводником.

При конструировании соленоидов и их сравнительной оценке исходят главным образом из этого соотношения.

Безразмерная функция $G(\bar{r})$ зависит от геометрии соленоида. Если катушка имеет центр симметрии в точке $\bar{r}_{ц.с.}$, и физические условия сводятся к получению максимального поля в центре, то величину $G(\bar{r}_{ц.с.})$ называют формфактором [16,17]. Обычно геометрию катушки выбирают таким образом, чтобы формфактор $G \equiv G(\bar{r}_{ц.с.})$ имел максимальное значение. Однако возможны также другие определения для функции $G(\bar{r})$. Например, при использовании безжелезных соленоидов для создания поворотных и фокусирующих магнитных полей в ускорителях, предназначенных для использования синхротронного излучения, физические условия определяются динамикой пучка частиц, что приводит к интегральным условиям на функцию $G(\bar{r})$.

В данной работе рассматриваются катушки, имеющие центр симметрии, с обмотками в виде сплошных спиралей (тип I) и в виде сплошных лент (тип II). Катушки I и II-го типов рассматриваются в четырех вариантах. Во всех вариантах плотность тока j зависит от радиуса. Эта зависимость возникает из-за изменения ширины обмоточной шины как функция ее длины. Точный расчет плотности тока связан с решением граничной задачи для постоянных токов [18,19]. В нашем случае, однако, возможно приближенное вычисление, основанное на следующих предположениях:

а) шаг спирали достаточно мал по сравнению с внутренним радиусом соленоида, так что направление тока можно считать перпендикулярным к оси катушки;

б) эффекты, связанные с наличием трапецеидальности, возникающие от линейного роста ширины обмоточной шины с ее длиной на концах обмотки, пренебрежимо малы, если этот рост достаточно мал. Длина участка постоянной ширины шины велика по сравнению

с этой шириной. Кроме того, всегда толщина шины много меньше ширины.

Чтобы вычислить плотность тока в одном витке плоскоспиральной катушки, заметим, что сопротивление R_{Δ} элемента витка Δ равно:

$$R_{\Delta} = \frac{\rho 2\pi r}{b \cdot \Delta},$$

где b - толщина шины, r - радиус витка.

Т.е. ток I_{Δ} , протекающий по этому элементу,

$$I_{\Delta} = \frac{V}{R_{\Delta}},$$

где V - падение напряжения на одном витке.

Следовательно, плотность тока j имеет вид:

$$j = \frac{I_{\Delta}}{b \cdot \Delta} = \frac{V}{b \cdot \Delta R_{\Delta}} = \frac{V}{2\pi r b} \quad (2)$$

Так как полный ток I равен сумме токов I_{Δ} , или

$$I = \int_{r_n}^{r_g} j b dr = \frac{b \cdot V}{2\pi r} \cdot \ln \frac{r_g}{r_n}, \quad (3)$$

где r_g - внутренний радиус катушки, r_n - наружный радиус катушки, то с учетом (2) получаем плотность тока, выраженную через полный ток I , в виде:

$$j = \frac{I}{b \cdot \ln \frac{r_g(x)}{r_n(x)}} \cdot \frac{1}{r}, \quad (4)$$

где функции $r_g(x)$ и $r_n(x)$ - соответственно внутренний и наружный радиусы обмотки, зависящие от расстояния x вдоль

оси катушки. Потери мощности в одном витке спирали P_{os} вычисляются по формуле:

$$P_{os} = \int_{z_n(x)}^{z_s(x)} \frac{\beta \cdot v^2 dz}{2\pi\rho z} = \frac{2\pi\rho I^2}{\beta \cdot \ln \frac{z_s(x)}{z_n(x)}}.$$

На элементе dx длины катушки укладывается dx/β витков, следовательно, полная мощность потерь P_s равна:

$$P_s = \int P_{os} \frac{dx}{\beta} = \frac{2\pi\rho I^2}{\beta^2} \int \frac{dx}{\ln \frac{z_s(x)}{z_n(x)}}. \quad (5)$$

В дальнейшем проводится сравнение формфакторов плоскоспиральных и ленточных катушек. Для последних сопротивление R_{IL} одного витка равно:

$$R_{IL} = \frac{2\pi\rho z}{\beta \cdot S(z)}, \quad (6)$$

где $S(z)$ - ширина ленты, как функция радиуса. Потери мощности одного витка P_{OL} имеют вид:

$$P_{OL} = I^2 R_{IL} = \frac{2\pi\rho I^2 z}{\beta S(z)}. \quad (7)$$

Следовательно, полная мощность потерь равна:

$$P_L = \int_{z_n}^{z_s} P_{OL} \frac{dz}{\beta} = \frac{2\pi\rho I^2}{\beta^2} \int_{z_n}^{z_s} \frac{z dz}{S(z)}. \quad (8)$$

Плотность тока вычисляется в приближении постоянного распределения тока по сечению ленты в виде:

$$j = \frac{I}{\beta \cdot S(z)}. \quad (9)$$

Формфактор G , характеризующий геометрию катушки, определяется по формуле (I) в виде:

$$G = H_0 \left(\frac{\rho}{\rho z_1} \right)^{-1/2}, \quad (10)$$

где z_1 - минимальный внутренний радиус катушки, H_0 - значение магнитного поля в центре симметрии.

Для вычисления H_0 используется формула [I6]

$$H_0 = 0,2\pi \iint j(x, z) \frac{z^2 dz dx}{(x^2 + z^2)^{3/2}}, \quad (11)$$

и интегрирование проводится по площади сечения катушки.

Для катушек с верхним (нижним) срезами уравнения секущих прямых (см. рис.2) имеют вид:

$$\frac{x-\ell}{K_1} \pm \frac{z-z_{2,1}}{K_2} = -1, \quad (12)$$

где K_1 - длина срезанной части обмотки по оси x ,

K_2 - длина срезанной части обмотки по оси y ,

2ℓ - длина обмотки,

z_2 - максимальный радиус катушки.

Используя формулы (4), (5), (8-II), можно написать для формфакторов следующие формулы:

I. Для ленточных катушек с одним верхним срезом (см. рис. I(2')):

$$G_L = 0,2\pi^{1/2} \left\{ \int_1^{\alpha-x_2} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + \beta^2}} + \int_{\alpha-x_2}^{\alpha} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + [\beta - x_1 + \frac{x_1}{\alpha}(\alpha - \xi)]^2}} \right\} \cdot \left\{ \frac{(\alpha - x_2)^2 - 1}{2\beta} - \frac{x_2^2}{x_1} + \frac{x_2}{x_1} \left(\frac{x_2}{x_1} \beta - x_2 + \alpha \right) \ln \frac{\beta}{\beta - x_1} \right\}^{1/2}, \quad (13)$$

где

$$x_{1,2} = \frac{K_{12}}{z_1}; \quad \alpha = \frac{z_2}{z_1}; \quad \beta = \frac{l}{z_1}.$$

2. Для ленточных катушек с одним нижним срезом (см. рис. I(1')):

$$G_L^H = 0,2\pi^{1/2} \left\{ \int_{-x_2}^{+x_2} \frac{d\xi}{\sqrt{[\beta - x_2 + \frac{x_2}{\alpha_1}(\xi-1)]^2 + \xi^2}} + \int_{-x_2}^{+x_2} \frac{d\xi}{\sqrt{\beta^2 + \xi^2}} \right. \\ \left. \frac{1}{\left\{ \frac{\alpha^2 - (\frac{\beta}{\alpha_1} + \frac{x_2}{\alpha_1})}{2\beta} + \frac{x_2}{\alpha_1} + \frac{x_2}{\alpha_1} \left(-\frac{x_2}{\alpha_1} \beta + x_2 + 1 \right) \ln \frac{\beta}{\beta - x_2} \right\}^{1/2}} \right\} \quad (I4)$$

3. Для спиральных катушек с одним верхним срезом (см. рис. I(2)):

$$G_S^B = 0,2\pi^{1/2} \left\{ \frac{1}{\ln \alpha} \ln \frac{\beta - x_2 + \sqrt{(\beta - x_2)^2 + (\beta - x_2)^2}}{\beta - x_2 + \sqrt{\alpha^2 + (\beta - x_2)^2}} + \int_{\beta - x_2}^{\beta} \frac{(1+x^2)^{-1/2} - \{[\alpha - x_2 + \frac{x_2}{\alpha_1}(\beta - x)]^2 + x^2\}^{-1/2} dx}{\ln [\alpha - x_2 + \frac{x_2}{\alpha_1}(\beta - x)]} \right. \\ \left. \frac{1}{\left\{ \frac{\beta - x_2}{\ln \alpha} + \int_{\beta - x_2}^{\beta} \frac{d\xi}{\ln [\alpha - x_2 + \frac{x_2}{\alpha_1}(\beta - \xi)]} \right\}^{1/2}} \right\} \quad (I5)$$

4. Для спиральных катушек с одним нижним срезом (см. рис. I(1)):

$$G_S^H = 0,2\pi^{1/2} \left\{ \frac{1 + \frac{1}{\ln \alpha} \ln \frac{\beta - x_2 + \sqrt{(\beta - x_2)^2 + (\beta - x_2)^2}}{\beta - x_2 + \sqrt{\alpha^2 + (\beta - x_2)^2}}}{\left\{ \frac{\beta - x_2}{\ln \alpha} + \int_{\beta - x_2}^{\beta} \frac{d\xi}{\ln \left\{ \alpha \left[1 + x_2 - \frac{x_2}{\alpha_1}(\beta - \xi) \right]^{-1} \right\}} \right\}^{1/2}} \right. \\ \left. \frac{\int_{\beta - x_2}^{\beta} \frac{[1 + x_2 + \frac{x_2}{\alpha_1}(x - \beta)]^2 + x^2\}^{-1/2} - (\alpha^2 + x^2)^{-1/2} dx}{\ln \left\{ \alpha \left[1 + x_2 - \frac{x_2}{\alpha_1}(\beta - x) \right]^{-1} \right\}} \right\} \quad (I6)$$

Для катушек с двумя срезами имеют место следующие формулы. Рассматривая двойной срез варианта 4 (см. рис. I), имеем два случая для спиральных соленоидов:

I. При $K_1^B > K_1^H$ (см. рис. I(4) и рис. 2) индексами B и H отмечены величины, относящиеся к верхнему и нижнему срезам соответственно. Для данного случая формфактор обозначается

10

через G_{15}^{BH} и имеет вид:

$$G_{15}^{BH} = 0,2\pi^{1/2} \left\{ \int_0^{\beta - x_2^B} \frac{dx}{\ln \alpha} \left(\frac{1}{\sqrt{1+x^2}} - \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + x^2}} \right) + \int_{\beta - x_2^B}^{\beta - x_2^H} \frac{dx}{\ln \left(\alpha - x_2^B + \frac{\beta - x}{\alpha_1^B} x_2^B \right)} x \right. \\ \left(\frac{1}{\sqrt{1+x^2}} - \frac{1}{\sqrt{\left(\alpha - x_2^B + \frac{\beta - x}{\alpha_1^B} x_2^B \right)^2 + x^2}} \right) + \int_{\beta - x_2^H}^{\beta} \frac{dx}{\ln \frac{\alpha - x_2^B + \frac{\beta - x}{\alpha_1^B} x_2^B}{1 + x_2^H - \frac{\beta - x}{\alpha_1^H} x_2^H}} x \\ \left. \left(\frac{1}{\sqrt{\left(1 + x_2^H - \frac{\beta - x}{\alpha_1^H} x_2^H \right)^2 + x^2}} - \frac{1}{\sqrt{\left(\alpha - x_2^B + \frac{\beta - x}{\alpha_1^B} x_2^B \right)^2 + x^2}} \right) \right\} x \\ \left\{ \frac{\beta - x_2^B}{\ln \alpha} \int_{\beta - x_2^B}^{\beta - x_2^H} \frac{dx}{\ln \left(\alpha - x_2^B + \frac{\beta - x}{\alpha_1^B} x_2^B \right)} + \int_{\beta - x_2^H}^{\beta} \frac{dx}{\ln \frac{\alpha - x_2^B + \frac{\beta - x}{\alpha_1^B} x_2^B}{1 + x_2^H - \frac{\beta - x}{\alpha_1^H} x_2^H}} \right\}^{-1/2} \quad (I7)$$

2. При $K_1^B < K_1^H$, формфактор обозначается через G_{25}^{BH} и имеет вид:

$$G_{25}^{BH} = 0,2\pi^{1/2} \left\{ \int_0^{\beta - x_2^H} \frac{dx}{\ln \alpha} \left(\frac{1}{\sqrt{1+x^2}} - \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + x^2}} \right) + \int_{\beta - x_2^H}^{\beta - x_2^B} \frac{dx}{\ln \frac{\alpha}{1 + x_2^H - \frac{\beta - x}{\alpha_1^H} x_2^H}} x \right. \\ \left(\frac{1}{\sqrt{\left(1 + x_2^H - \frac{\beta - x}{\alpha_1^H} x_2^H \right)^2 + x^2}} + \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + x^2}} \right) + \\ \left. \int_{\beta - x_2^B}^{\beta} \frac{dx}{\ln \frac{\alpha - x_2^B + \frac{\beta - x}{\alpha_1^B} x_2^B}{1 + x_2^H - \frac{\beta - x}{\alpha_1^H} x_2^H}} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{\left(1 + x_2^H - \frac{\beta - x}{\alpha_1^H} x_2^H \right)^2 + x^2}} - \right) \right\} \quad (I8)$$

II

$$-\frac{1}{\sqrt{(\alpha - \alpha_2^6 + \frac{\beta - x}{\alpha_1^6} \alpha_2^6)^2 + x^2}} \left\{ \int_0^{\beta - \alpha_1^H} \frac{dx}{\ln \alpha} + \int_{\beta - \alpha_1^H}^{\beta - \alpha_1^6} \frac{dx}{\ln \frac{\alpha}{1 + \alpha_2^H - \frac{\beta - x}{\alpha_1^H} \alpha_2^H}} \right\} + \int_{\beta - \alpha_1^6}^{\beta} \frac{dx}{\ln \frac{\alpha - \alpha_2^6 + \frac{\beta - x}{\alpha_1^6} \alpha_2^6}{1 + \alpha_2^H - \frac{\beta - x}{\alpha_1^H} \alpha_2^H}} \Bigg\}^{-1/2}$$

Для ленточной обмотки формула для формфактора катушки с двумя срезами примет вид:

$$G_L^{SH} = 0,2\pi^{1/2} \left\{ \int_1^{1+\alpha_2^H} \frac{d\xi}{\sqrt{(\beta - \alpha_1^H + \frac{\xi-1}{\alpha_1^H} \alpha_1^H)^2 + \xi^2}} + \int_{1+\alpha_2^H}^{\alpha - \alpha_2^6} \frac{d\xi}{\sqrt{\beta^2 + \xi^2}} + \frac{(\alpha - \alpha_2^6)^2 - (1 + \alpha_2^H)^2}{2\beta} + \frac{(\alpha_2^H)^2}{\alpha_1^H} + \frac{\alpha_2^H}{\alpha_1^H} \left(1 + \alpha_2^H - \frac{\alpha_2^H}{\alpha_1^H} \beta\right) \right\} \times \left\{ \int_{\alpha - \alpha_2^6}^{\alpha} \frac{d\xi}{\sqrt{(\beta - \alpha_1^6 + \frac{\alpha - \xi}{\alpha_1^6} \alpha_1^6)^2 + \xi^2}} + \ln \frac{\beta}{\beta - \alpha_1^H} - \frac{(\alpha_2^6)^2}{\alpha_1^6} + \frac{\alpha_2^6}{\alpha_1^6} \left(\alpha - \alpha_2^6 + \frac{\alpha_2^6}{\alpha_1^6} \beta \right) \ln \frac{\beta - \alpha_1^6}{\beta} \right\}^{1/2} \quad (19)$$

Результаты численных расчетов формфакторов для различных типов катушек представлены на рис.3. Замкнутые кривые являются изолиниями формфакторов, которые получены при оптимизации по всем параметрам, кроме α и β . Теоретически формфактор G достигает своего максимума, равного 0,272, а соленоид принимает бесконечную протяженность, если τ_1 , характеризующий рабочий

зазор, конечен. Такой соленоид именуется соленоидом Кельвина [17] с распределением плотности тока в виде:

$$j = \frac{1}{10\mu\rho} \cdot \frac{y}{(x^2 + y^2)^{3/2}},$$

где x - расстояние от центра витка до точки, в которой измеряется магнитное поле.

1. Спиральные соленоиды с двусторонней конусностью нескольких модификаций для получения СИМП были сконструированы и изготовлены в Ереванском физическом институте [20,22] (см. рис.2 (а,б)). Спиральная катушка одной модификации выточена из сплошного прутка бронзы диаметром 80 мм. Для получения параллельных торцевых плоскостей конструкции спираль на полшага ввинчена до упора в токонесущие пластины (ТП). ТП имеют вид плоских цилиндров, переходящих в стойки прямоугольного сечения, в торцах которых высверлены отверстия с резьбой для крепления токонесущих шин. Между ТП и стягивающими фланцами (СФ) из нержавеющей стали прокладывается стеклотекстолитовая шайба, склеенная с двух сторон слюдой. Для межвитковой изоляции использован стеклотекстолит, склеенный слюдой с двух сторон, со смещенным швом. Катушка затянута шестью болтами из нержавеющей стали, пропущенными через изолирующие втулки из фторопласта, которые вставлены в отверстия фланцев и зажаты с двух сторон гайками.

В настоящее время изготовлено 20 цельноточенных соленоидов (7 типов с двусторонней конусностью) с крайними витками, переходящими в массивные фланцы (см.рис.4(а)). Разработана технология производства таких соленоидов и конструкция по аксиальному компоундированию соленоидов. Конструкция токопроводов берется

коаксиальной с подводом радиочастотных кабелей (РК) по периметру. В торце конструкции токопровода применяется устройство по аксиальному затягиванию всей конструкции без перекосов и микротрещин в межвитковой изоляции. После сборки и тренировки катушек они компаундировались для предотвращения поверхностных пробоев и придания катушкам механической прочности. Необходимое механическое сжатие поддерживалось путем дальнейшего затягивания гаек при переходе в процессе испытаний к более сильным полям. При эксплуатации конструкции в максимальном поле дополнительное сжатие не требуется. Из-за отсутствия внешнего охлаждения необходимо следить за температурой катушки при больших токах, так как, если напряженность поля превосходит $10\% H_{\max}$, внутренние поверхности начинают плавиться [14]. Воздушное охлаждение происходит медленно, по этой причине срок службы катушки невелик. При испытании катушки не предпринимались попытки отсечки импульса, и вся энергия рассеивалась при колебательном разряде. Напряженность поля соленоида ограничена плавлением и прочностью металла. Соленоиды, изготовленные из бериллиевой бронзы, выдерживают многократные поля с напряженностью ~ 350 кГс.

2. Возможные причины разрушения соленоидов при получении сильных полей.

Серия испытаний описанных выше соленоидов проводилась в НИИЭФА и ЕРФИ. Отдельные образцы были разрушены токами, превышающими допустимые пределы (см. рис. 4(б)). Ниже приводятся три возможных механизма разрушения:

1. Пробой по поверхности изолятора.

При компаундировании цельноточенной спирали в специальной матрице с приданием ей определенной формы проводились испытания

при разряде конденсаторной батареи с частотой $200+400$ Гц при напряжении 50 кВ, а также испытывались разные диэлектрические материалы на пробой. Испытания конструкции, в которой суммарная протяженность диэлектрических зазоров составляет 2,4 см, показали, что максимальное пробивное напряжение составляет 12 кВ. Однако существует два эффекта, делающих эту величину не столь определенной. Во-первых, витки имеют острые кромки и, следовательно, поле неоднородно, во-вторых, направления векторов электрической индукции и магнитного поля не совпадают $[\vec{D} \times \vec{H}] \neq 0$ (из-за неточности прилегания поверхности диэлектрика, скруглений, неровности и неточности сборки), а в такой ситуации магнитное поле оказывает некоторое влияние на величину пробивного напряжения. Ответ на вопрос о пробое могут дать эксперименты, однако эта величина не будет значительно отличаться от приведенного значения. При пробое диэлектрика в образующейся плазме будет выделена энергия, причем рост давления может привести к механическому разрушению соленоида.

2. Перегрев скин-слоя

При импульсной запитке соленоида ток сосредоточен в достаточно узкой области скин-слоя. Если температура этой области будет достаточно высока, но ниже температуры плавления, то в слое возникнут термоупругие напряжения, которые могут привести к механическому разрушению. При этом на микротрещинах возникнут дуги, приводящие к испарению материала, росту давления и увеличению энерговыклада во внутренние области соленоида.

Из условия $i^2 R = m \lambda \frac{dT}{dt}$, где i — ток в соленоиде, R — сопротивление скин-слоя, равное $R = \rho l / a b$, m — масса соленоида, охваченная током $m = d \rho a b$, λ — удельная

теплоемкость материала, T - температура, ρ - удельное сопротивление, $1/\rho$ - проводимость, d - плотность материала, $l = 2\pi r_{\text{сн}} N$ - длина намотки соленоида, a - ширина витка, $\delta = (2/2\pi f \mu_0 \sigma)^{-1/2}$ - глубина проникновения тока, f - частота изменения тока, σ - проводимость, имеем:

$$T = \frac{\mu_0 i_0^2}{2da^2\lambda} \int_0^{2\pi t/\tau} \sin^2 \Psi d\Psi = \frac{\mu_0 i_0^2}{2da^2\lambda} \left(\frac{\pi t}{\tau} - \frac{1}{4} \sin \frac{4\pi t}{\tau} \right),$$

где принято $i = i_0 \sin(2\pi t/\tau)$, $\tau = 2\pi \sqrt{LC}$, L - индуктивность соленоида, C - емкость батареи, U - напряжение зарядки, $i_0 = U \sqrt{C/L}$ - амплитуда тока. Отсюда:

$$T = \frac{\mu_0 U^2 C}{2da^2\lambda L} \left(\pi \frac{t}{\tau} - \frac{1}{4} \sin \frac{4\pi t}{\tau} \right).$$

Например, для малых отношений $\frac{t}{\tau} \ll 1$, при значениях $Q = 1,5 \cdot 10^3$, $L = 0,9 \cdot 10^{-6}$, $C = 486 \cdot 10^{-6}$, $d = 9 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\lambda = 380 \text{ Дж/кг}$, $\tau = 130 \text{ мкс}$ имеем: $T = (0,18 \text{ кВ} \cdot t_{\text{мкс}})^2 \text{ (в } ^\circ\text{C)}$. Таким образом, для $U = 15 \text{ кВ}$, $t = 15 \text{ мкс}$, $T = 1656^\circ\text{C}$, что выше температуры плавления 1083°C . Правда, следует отметить, что при перегреве скин-слоя соленоид будет разрушаться постепенно, без катастрофического обрыва тока из-за его протекания по расплавленному материалу. Учет воздействия давления на расплавленный слой может привести к изменению его температуры плавления.

3. Возбуждение ударных волн

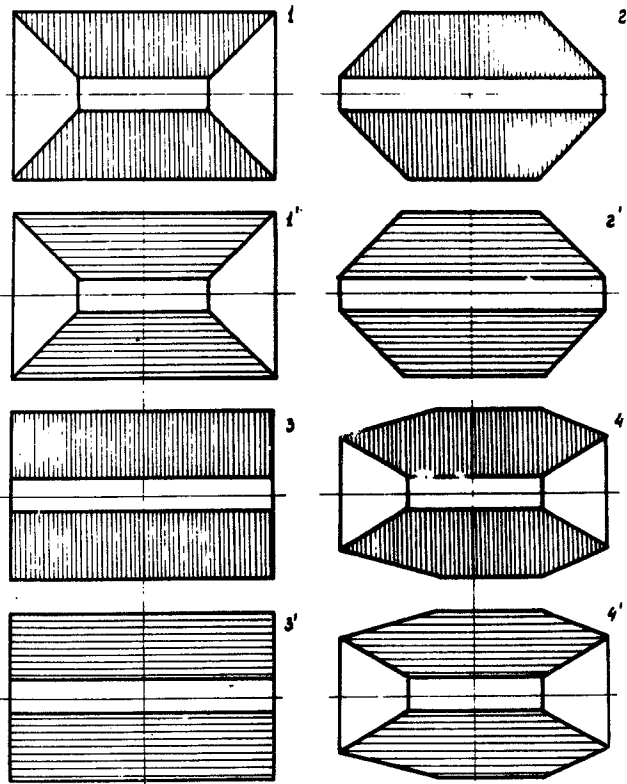
При воздействии импульса давления сложной (изменяющейся во времени) формы на внутреннюю поверхность соленоида в нем устанавливается режим ударно-волнового движения. При этом возмущение отражается

от внешней поверхности соленоида и через время $\Delta t = h/v_s$, где v_s - скорость звука в соленоиде, h - его толщина, снова достигает внутренней поверхности. При превышении одного из предельных значений давления происходит изменение состояния области, где усилия превышают предельные. Наиболее вероятными явлениями в этой ситуации могут быть процессы откола на наружной поверхности, потеря устойчивости внутри соленоида из-за интерференции падающей и отраженных волн, возникновения макроскопического течения при переходе за предел текучести. Результатом таких процессов будет разрушение соленоида с обрывом тока и выделением энергии конденсаторной батареи в его остатках.

3. Для уменьшения воздействия звуковой волны изготовлены четыре модификации просветленной акустики (звукопоглотителя) (см. рис. 5а-г). Предварительные эксперименты использованных конструкций способствовали созданию новых конструкций соленоидов, а изучение процессов, протекающих в витках соленоидов, способствует оптимизации и повышению надежности используемых конструкций [21, 22].

Результаты экспериментов будут изучены и опубликованы в следующих работах.

Автор выражает глубокую признательность А.В. Нетушилу, Г.А. Нагорскому за ценные замечания и конструктивную критику и В.Д. Дятлову за помощь в проведении анализа взорванных соленоидов.



1. I Разрез соленоидов разной геометрии двух типов: I - тип (1, 2, 3, 4) с вертикальной штриховкой - спиральные обмотки; II - тип (1', 2', 3', 4') с горизонтальной штриховкой - ленточные обмотки; 1'-1 - катушки с внутренней конусностью, 2 - 2' - с внешней конусностью, 3 - 3' - цилиндрические, 4 - 4' - с двусторонней конусностью

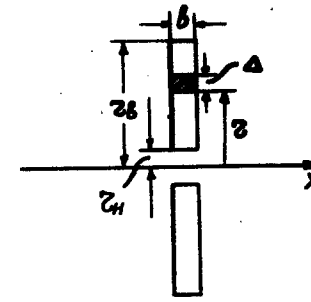


Рис. 2-а

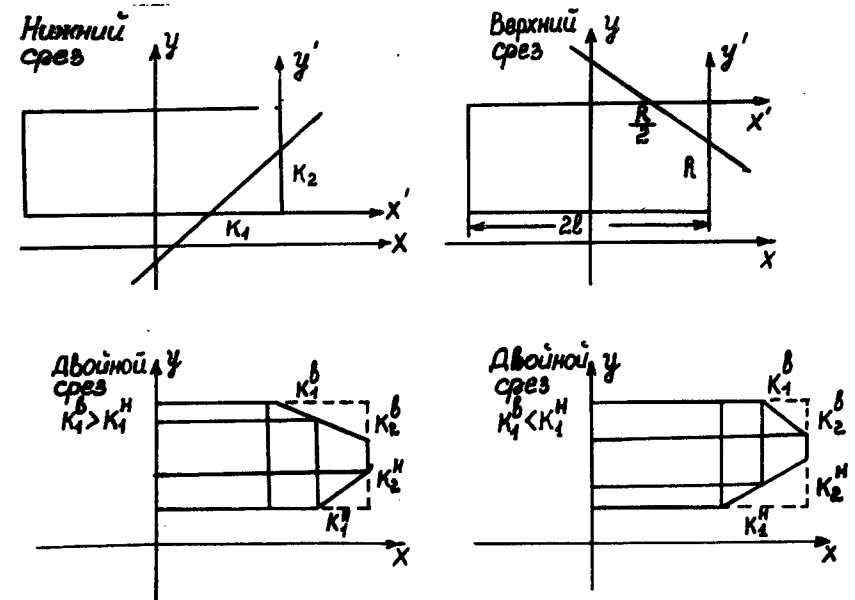


Рис. 2 б Аксиальные сечения витка и катушек с нижним, верхним и двусторонними срезами с соотношением срезов, как $K_1^b > K_1^H$ и $K_1^b < K_1^H$.

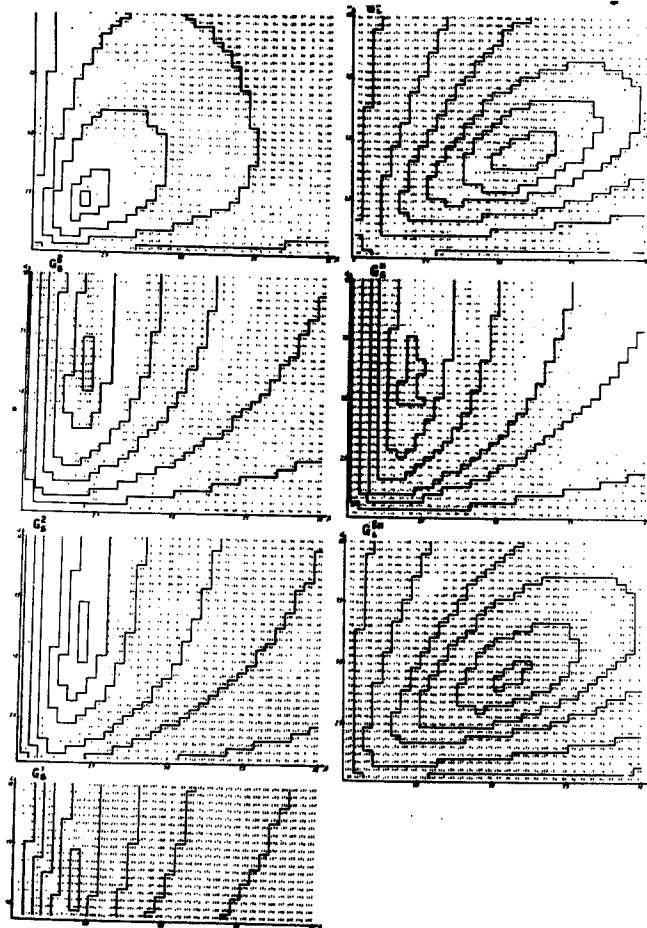


Рис.3 Результаты численных расчетов формфакторов различных типов соленоидов. Слева направо: 1 - ленточные катушки с верхним срезом; 2 - ленточные катушки с нижним срезом; 3 - спиральные катушки с верхним срезом; 4 - спиральные катушки с нижним срезом; 5 - спиральные катушки с двойным срезом $K_1^B < K_1^H$; 6 - ленточные катушки с двойным срезом; 7 - спиральные катушки с двойными срезами $K_1^B > K_1^H$

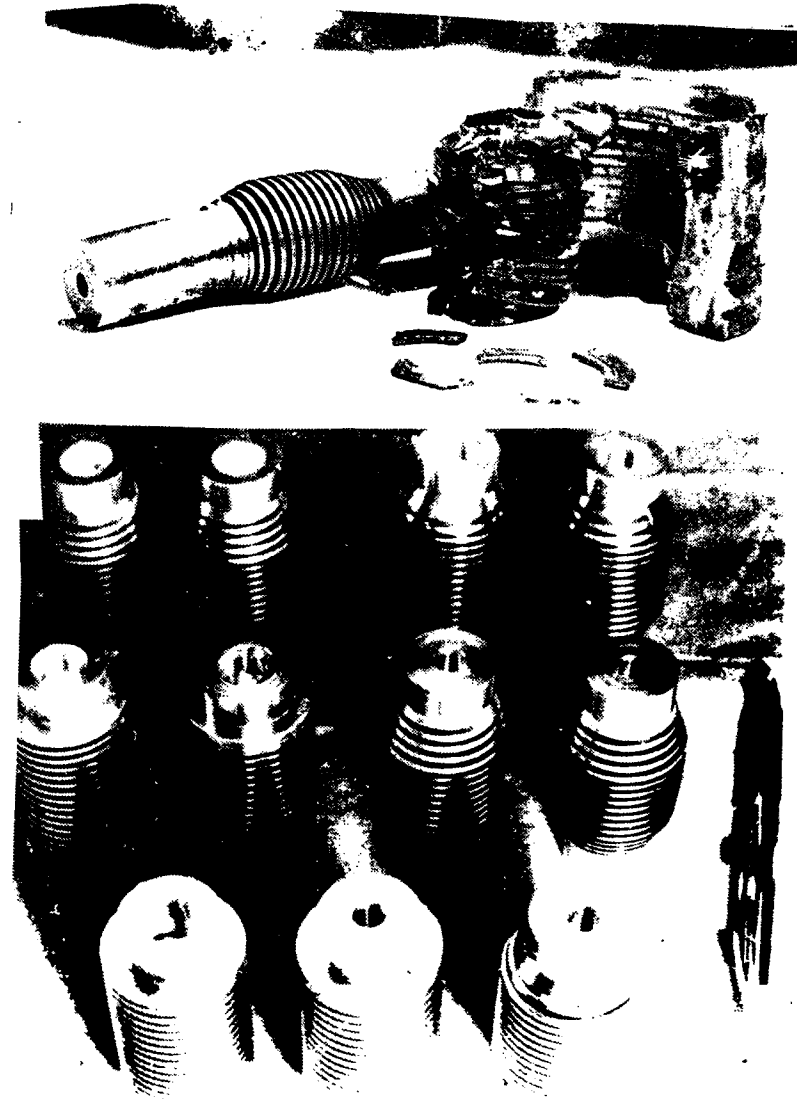
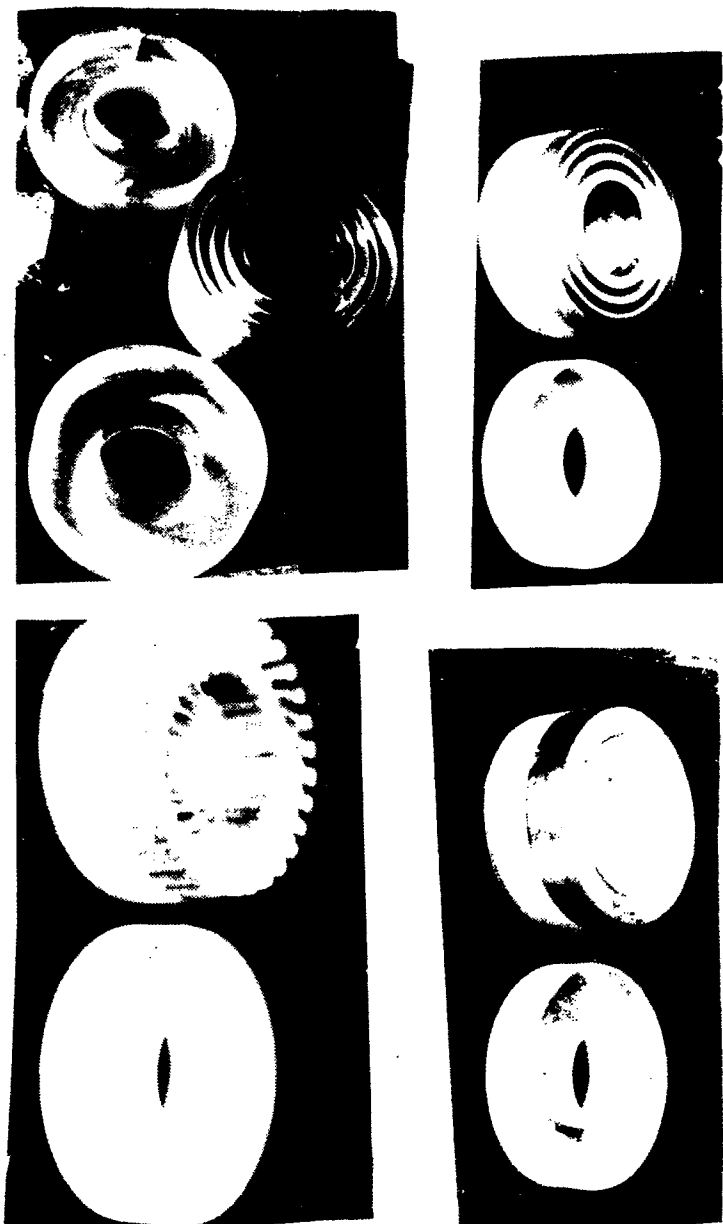


Рис.4(а,б) а - типы цельноточенных соленоидов с крайними витками, переходящими в массивные фланцы; б - один из типов после намеренного разрушения

Рис. 5 (а-г) Модификации просветленной акустики (звукооптология-лей)



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kapitsa P.L. Proc.Roy.Soc., A105, 691(1924) A Method of Producing Strong Magnetic Fields
2. Kapitsa P.L. Proc.Roy.Soc., A115, 658 (1927). Further Development of the Method of Obtaining Strong Magnetic Fields.
3. Алексеевский Н.Е., Петр Леонидович Капица. УФН, 1964, т.83, с.761
4. F.Bitter, Rev.Sci. Inst., &, 479, 482(1936). The Design of Powerful Electrodynanic (Part I and II).
5. Биттер Ф. Сверхсильные магнитные поля. УФН, 1966, т.83, с.735.
6. Fowler C.M., Garn W.B., Caird R.S. Journ. Appl.Phys. 31, 588(1960) Production of Very High Magnetic Fields by Implosion.
7. Людаев Р.В. и др. Магнитная кумуляция .ДАН СССР, 1965, т.165, с.65.
8. Терлецкий Я.П. Создание сильных магнитных полей при быстром схлопывании проводящей оболочки. ЭНЭТФ, 1957, т.32, с.387.
9. Linhart J.G., Knoepfel H., Goulan C., Nuclear Fusion, 1962 Supplement Part 2, p.733 Amplification of Magnetic Fields and Heating of Plasma by a Collapsing Metallic Shell.
10. Stolov A.M., Larionov V.A. CTR-Engineering Conf. Rome, 1966, Production of Strong Pulsed Magnetic Fields by Electromagnetic Compression Method

11. Poner S., Kolm H.H., Rev.Sci.Instr., 28, 799(1959). Coils for the Production of High Intensity Pulsed Magnetic Fields.
12. Furth H.P., Levine M.A., Wanick R.W. Rev.Sci.Instr. 28, 949 (1957). Production and Use of High Transient Magnetic Fields II.
13. Сибирское отделение АН СССР, институт гидродинамики им.М.А.Лаврентьева СО АН СССР. Третья международная конференция по генерации мегагауссовых магнитных полей и родственными экспериментам. Тезисы докладов. Новосибирск 13-17 июня, 1983
14. Дацук П.Н., Зайенц С.Л., Комельков В.С. и др. Техника больших импульсных токов и магнитных полей. М.:Атомиздат, 1970.
15. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.:Мир, 1972.
16. Монтгомери Д.Б. Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов. М.: Мир, 1971.
17. Карасик В.П. Физика и техника сильных магнитных полей. М.: Наука, 1964.
18. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М.:ИЛ, 1954.
19. Стреттон Дж.Н. Теория электромагнетизма. М.:ИЛ, 1954.
20. Карагезов Э.И. Катушка индуктивности. А.с. 426244-Б.И., 1974, № 16.
21. Карагезов Э.И. Соленоид для получения сильных импульсных магнитных полей. А.с. 987688. - Б.И., 1983, № 1.

22. Карагезов Э.И., Саркисян Р.Г. Движение проводящих тел в переменном магнитном поле. (Ереванский политехнический институт). Межвузовский сборник научных трудов, серия XIII, "Электротехника", вып. IV, Ереван, 1978, с.88.

Рукопись поступила 16 сентября 1985 г.

Э.И.КАРАГЕЗОВ

ОПТИМИЗАЦИЯ ФОРМЫ ОБМОТКИ СИЛЬНОТОЧНЫХ СОЛЕНИДОВ
ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СИЛЬНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 29/ХП-85г. ВФ-09258 Формат 60x84/16
 Офсетная печать. Уч.изд.л.1,5 Тираж 299 экз. Ц.22 к.
 Зак.тип. №628 Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
 Ереван 36, Маркаряна 2