

+ $(\lambda - \lambda_0) \dot{\mu}$, получаем

$$\Phi(s, \lambda | \lambda_0) = c^2 \Phi(\lambda | \lambda_0) \frac{[\mu(\lambda_0)]^{\beta+1}}{[\mu(\lambda)]^{\beta-1}} \frac{[c\mu(\lambda_0) + s]^{\beta-1}}{[c\mu(\lambda) + s]^{\beta+1}}, \quad (6)$$

где $\beta = r_0^2 n / 2\mu$. Обращение формулы (6) по Лапласу дает:

$$\Phi(t, \lambda | \lambda_0) = \frac{\Phi(\lambda | \lambda_0)}{\tau(\lambda_0) \tau(\lambda)} \left[\frac{\mu(\lambda_0)}{\mu(\lambda)} \right]^\beta \frac{ct [\mu(\lambda) - \mu(\lambda_0)]}{c [\mu(\lambda) - \mu(\lambda_0)]} \times F\{\beta + 1; 2; ct [\mu(\lambda) - \mu(\lambda_0)]\} \exp[-t/\tau(\lambda_0)]. \quad (7)$$

При времени, определяемом неравенством

$$t \gg (\beta + 1)/c [\mu(\lambda) - \mu(\lambda_0)], \quad (8)$$

можно использовать асимптотическое представление для $F(\alpha, \gamma, x)$, которое упрощает полученный результат:

$$\Phi(t, \lambda | \lambda_0) = \frac{\Phi(\lambda | \lambda_0)}{\tau(\lambda_0) \tau(\lambda)} \left[\frac{\mu(\lambda_0)}{\mu(\lambda)} \right]^\beta \frac{\{ct [\mu(\lambda) - \mu(\lambda_0)]\}^\beta}{\mu(\lambda) - \mu(\lambda_0)} \times$$

$$\times \frac{\exp[-ct\mu(\lambda_0)]}{\Gamma(\beta + 1)}. \quad (9)$$

Аналогичное выражение приведено в работе [3] в качестве аппроксимации кривых временного спада γ -излучения импульсного источника, вычисленных методом Монте-Карло. Интересно, что такое же распределение описывает кинетику замедления нейтронов [4].

Поступило в Редакцию 22.XI.76

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белкин Н. В. и др. «Докл. АН СССР», 1975, т. 224, № 3, с. 569.
2. Фано У., Спенсер Л., Бергер М. Перенос гамма-излучения. М., Госатомиздат, 1963.
3. Дядькин И. Г., Красильников Б. Н., Стариков В. Н. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 4, с. 272.
4. Кожевников Д. А. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 4, с. 338.

УДК 621.384.6

К расчету трансформаторов Тесла, используемых в ускорителях прямого действия

ДИНЕВ Д. Х. (Физический факультет Софийского университета, Болгария)

В последние годы получили широкое распространение ускорители заряженных частиц прямого действия, использующие трансформатор Тесла в качестве генератора высокого напряжения [1, 2]. В таких ускорителях вторичный контур трансформатора нагружен на ускорительную трубку, в которой ускоряются пучки с токами в импульсе от десятков ампер до нескольких килоампер. В настоящей статье теоретически рассматривается влияние этой нагрузки на процессы в трансформаторе Тесла и на его параметры.

Пусть ток I_0 проходит через ускоряющую трубку в течение времени $t_2 - t_1$ вблизи максимума ускоряющего напряжения. Система уравнений Кирхгофа для первичного и вторичного контуров трансформатора Тесла при учете нагрузки пучком имеет вид

$$L_1 \frac{di_1}{dt} + R_1 i_1 + \frac{1}{C_1} \int_0^t i_1 dt - U_0 + M \frac{di_2}{dt} = 0;$$

$$L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 dt + M \frac{di_1}{dt} = 0; \quad (1)$$

$$i_2 = i_{C_2} + I_0 H(t - t_1), \quad t \leq t_2,$$

где $H(t)$ — единичная функция; R_1, L_1, C_1 — параметры первичного контура; L_2, C_2 — параметры вторичного контура; M — взаимная индуктивность; U_0 — начальное напряжение на C_1 ; i_1 — ток в первичном контуре; i_2 — ток в L_2 ; i_{C_2} — ток в C_2 .

Здесь учитываем затухание только в первичном контуре, имея в виду, что логарифмический декре-

мент затухания первичного контура ($\Delta_1 = R_1/2L_1f_0$) обычно много больше логарифмического декремента затухания вторичного контура ($\Delta_2 = R_2/2L_2f_0$). Решение этой системы было получено операторным методом.

Введем коэффициент связи между двумя контурами трансформатора

$$K^2 = M/L_1L_2; \quad (2)$$

собственную частоту

$$\omega_0^2 = 1/L_1C_1 = 1/L_2C_2; \quad (3)$$

частоты

$$\Omega_1^2 = \omega_0^2/(1 + K), \quad \Omega_2^2 = \omega_0^2/(1 - K); \quad (4)$$

параметры, учитывающие затухание,

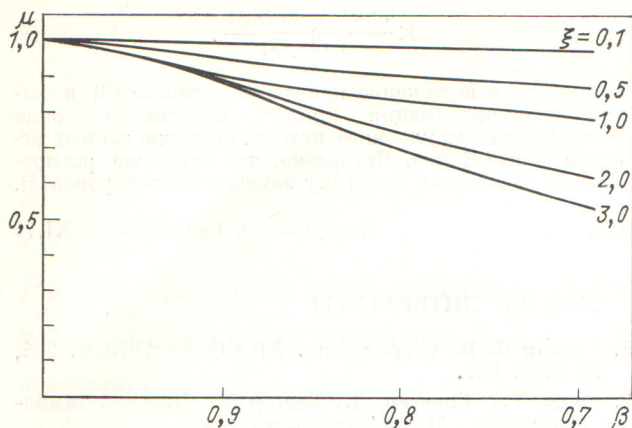
$$\sigma_1 = R_1/4L_1(1 + K), \quad \sigma_2 = R_1/4L_1(1 - K) \quad (5)$$

и параметр, учитывающий нагрузку пучком и имеющий размерность c^{-1} ,

$$\chi = I_0/U_0 \sqrt{C_1C_2}. \quad (6)$$

Тогда вторичное напряжение трансформатора Тесла, иными словами ускоряющее напряжение, будет иметь вид

$$U_2 = \begin{cases} -\frac{U_0}{2} \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} (e^{-\sigma_1 t} \cos \Omega_1 t - e^{-\sigma_2 t} \cos \Omega_2 t), & t < t_1 \\ -\frac{U_0}{2} \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} [Ae^{-\sigma_1 t} \cos(\Omega_1 t - \varphi_1) - Be^{-\sigma_2 t} \cos(\Omega_2 t - \varphi_2)], & t_1 \leq t \leq t_2, \end{cases} \quad (7)$$



Зависимость относительного уменьшения амплитуды ускоряющего напряжения от момента инжекции для разных значений тока нагрузки

где

$$\begin{aligned}
 A^2 &= A_1^2 + A_2^2; \\
 A_1 &= \frac{\chi \exp(\sigma_1 t_1) \cos \Omega_1 t_1}{\Omega_1}; \\
 A_2 &= 1 - \frac{\chi \exp(\sigma_1 t_1) \sin \Omega_1 t_1}{\Omega_1}; \\
 \operatorname{tg} \varphi_1 &= A_1/A_2; \\
 B^2 &= B_1^2 + B_2^2; \\
 B_1 &= -\frac{\chi \exp(\sigma_2 t_1) \cos \Omega_2 t_1}{\Omega_2}; \\
 B_2 &= 1 + \frac{\chi \exp(\sigma_2 t_1) \sin \Omega_2 t_1}{\Omega_2}; \\
 \operatorname{tg} \varphi_2 &= B_1/B_2.
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

Решение (7) получено в предположение малого затухания, т.е. $\sigma_1 \ll \Omega_1$, $\sigma_2 \ll \Omega_2$.

В ускорителях прямого действия обычно применяются трансформаторы Тесла с коэффициентом связи $K=0,6$. Выражение (7) показывает, что вторичное напряжение нагруженного трансформатора достигает максимума за время t_{\max} , несколько меньшее, чем для ненагруженного трансформатора $t_{\max}^0 = \pi \sqrt{1,6L_1C_1}$. Можно показать, что при $K=0,6$

$$(t_{\max} - t_{\max}^0)/t_{\max}^0 = \varphi_1/\pi. \tag{9}$$

Максимальное значение вторичного напряжения U_{\max} зависит от нагрузки. Эту зависимость для случая очень малого затухания и $K=0,6$ (что чаще всего используется) можно выразить только через два безразмерных параметра: $\beta = t_1/t_{\max}^0$ и $\xi = \chi t_{\max}^0$. Для этого случая имеем:

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \frac{\xi \pi}{\pi} \cos \beta \pi; \\
 A_2 &= 1 - \frac{\xi \pi}{\pi} \sin \beta \pi; \\
 B_1 &= -\frac{\xi}{2\pi} \cos 2\beta \pi; \\
 B_2 &= 1 + \frac{\xi}{2\pi} \sin 2\beta \pi
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

и соответственно

$$\mu = \frac{U_{2\max}}{U_{2\max}^0} = \frac{A + B \cos(\Omega_2 t_{\max}^0 - \varphi_2)}{2}. \tag{11}$$

Эта зависимость показана на рисунке для нескольких характерных значений β и ξ .

Поступило в Редакцию 4.V.77

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамян Е. А., Вассерман С. Б. «Атомная энергия», 1967, т. 23, вып. 1, с. 44.
2. Месич Г. А., Насибов А. С., Кремнев В. В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. М., «Энергия», 1970.

УДК 621.039.532.21

Радиационное изменение свойств графита в широком интервале температуры облучения и флюенса нейтронов

ВИРГИЛЬЕВ Ю. С., КАЛЯГИНА И. П., МАКАРЧЕНКО В. Г.

За последние годы выполнены исследования радиационного изменения физических свойств конструкционного графита, в том числе графита марки ГМЗ [1—7], что в сочетании с полученными экспериментальными данными позволило построить дозовые зависимости изменений следующих свойств: параметра кристаллической решетки c , диаметра и высоты кристаллитов, удельного электросопротивления, динамического модуля упругости, пределов прочности при изгибе и сжатии, геометрических размеров для диапазона флюенса

нейтронов $10^{18} - 2,5 \cdot 10^{22}$ нейтр./см² и температуры облучения 70—90 °С.

Поскольку относительное изменение параметра c графита мало зависит от абсолютного значения этого параметра при облучении [8], при построении дозовых зависимостей были использованы данные и для других марок графита [9]. Рост параметра c начинает обнаруживаться при облучении флюенсом выше $(2 \div 3) \times 10^{19}$ нейтр./см², а стабилизация относительного изменения $(\Delta c/c)$ для 70—100 °С наступает при флюенсе