

13. *Бирюков И.Ю.* Основы обработки цифровых изображений для распознавания наземных целей дополнительной оптико-цифровой системой разведки объектов БТТ / И.Ю. Бирюков // Системи озброєння і військова техніка. – Вып. 2. – Х., 2013. – С. 95 - 99.
14. *Грінченко В.Т.* Основы акустики / В.Т. Грінченко, І.В. Вовк, В.Т. Мацапура. – К.: Наукова думка, 2007. – 640 с.
15. *Урих Р.Д.* Основы гидроакустики: пер. с англ. / Р.Д. Урих. – Л.: Судостроение, 1978. – 448 с.
16. *Евтюттов А.П.* Справочник по гидроакустике / А.П. Евтюттов [и др.]. – 2-е изд., перераб. и доп. – Л.: Судостроение, 1988. – 552 с.
17. *Ісаєнко В.М.* Моніторинг і методи вимірювання параметрів навколишнього середовища / В.М. Ісаєнко [та ін.]. – К.: НАУдрук, 2009. – 312 с.
18. *Грешнинов В.А.* Акустическая эмиссия. Применение для испытания материалов и изделий / В.А. Грешнинов, Ю.В. Дробот. – М.: Воениздат, 1976. – 272 с.
19. *Митько В.Б.* Гидроакустические средства связи и наблюдения / В.Б. Митько, А.П. Евтюттов, С.Е. Гушин. – Л.: Судостроение, 1982. – 200 с.
20. *Бирюков І.Ю.* Маскировочная окраска наземных объектов и методы их распознавания / І.Ю. Бирюков // Інтегровані технології та енергозбереження. – Х.: НТУ „ХПИ”, 2013. – № 2. – С. 101 – 109.

Надійшла до редакції 13.09.13 р.

УДК 537.635:517.93

ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ КОМПЛЕКСА АППАРАТУРЫ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Н.И. Ковалев, к.т.н., В.А. Пухлий, д.т.н., проф.

Севастопольский национальный университет ядерной энергии и промышленности

Рассматриваются вопросы чувствительности измерительной аппаратуры в методе ядерного магнитного резонанса, которые определяются величиной отношения сигнала поглощения к шумам. Обсуждаются вопросы минимизации ошибок измерения.

Введение

Из большого числа схем, используемых при исследованиях ядерного магнитного резонанса (ЯМР)^{*)}, лишь немногие применяются для изучения ЯМР. Следует отметить, что задача состоит не только в том, чтобы просто обнаружить эффект резонанса. Как правило, представляет интерес также анализ формы сигнала, обусловленной характером и величиной межъядерных взаимодействий. Такой анализ возможен лишь в том случае, если спиновый детектор даст однозначный сигнал. Следовательно, схема должна быть выбрана таким образом, чтобы напряжение на выходе было пропорционально

^{*)}Измерения намагниченности или восприимчивости.

либо поглощению, либо дисперсии. Дополнительно не должно быть заметных искажений формы сигнала. Подчеркнем, что на самом деле необходимо не просто обнаружить резонансный эффект, но следует также определить характер и величины взаимодействия, что, в свою очередь, связано с установлением положения и подвижности отдельных ядер. Именно поэтому отсутствие искажений является обязательным требованием при выборе спинового детектора и других элементов схемы (усилителя, демодулятора).

В этой связи большое значение имеет уровень собственных шумов измерительного комплекса. Теория шумов достаточно полно излагается в соответствующей радиотехнической литературе [1 - 6].

Остановимся на отдельных общих положениях, позволяющих оценивать отношение сигнала к шуму, поскольку именно оно, в конечном счете, определяет, может ли быть обнаружен резонансный эффект.

Основными источниками шумов являются:

- генератор;
- колебательный контур [7];
- усилитель.

Заметим, что при наличии нелинейностей появляется шумовая модуляция генерируемого высокочастотного напряжения как по амплитуде, так и по фазе. Одной из причин модуляции могут служить флуктуации тока в других элементах схемы. Этот шум будет тем сильнее, чем меньше амплитуда колебаний генератора.

Отметим, что в мостовых схемах шум генератора практически не играет роли, поскольку он в значительной степени компенсируется на выходе моста. Как правило, в этом случае отношение сигнала к шуму в первую очередь определяется шириной полосы пропускания последующих каскадов.

При использовании автодинных детекторов [8] положение усложняется. В этом случае необходимо использовать возможно меньшие амплитуды колебаний. В то же время с уменьшением высокочастотного напряжения возрастает чувствительность схемы.

Постановка цели и задач научного исследования

Целью данной работы является изучение вопросов чувствительности измерительной аппаратуры в методе ядерного магнитного резонанса, для чего анализируется величина отношения сигнала поглощения к шумам.

Рассматриваются вопросы минимизации ошибок измерения.

Задачей исследования является анализ спиновых детекторов свободной ядерной индукции и регистраторов сигнала ядерной индукции.

Чувствительность измерительной аппаратуры при измерениях ЯМР в слабом магнитном поле Земли

При исследованиях по ядерному магнитному резонансу в слабом магнитном поле Земли очень важное значение имеет чувствительность измерительной аппаратуры, которая определяется величиной отношения сигнала поглощения к шумам:

$$\frac{E}{\sqrt{U^2}} = \frac{\sqrt{P}}{\sqrt{P_{\text{ш}}}}. \quad (1)$$

Здесь E – ЭДС, наводимая в катушке приемного контура; P – мощность сигнала свободной ядерной индукции; $P_{\text{ш}}$ – мощность шумов.

Рассмотрим случай, когда достигнуто полное намагничивание образца, при этом выключение поля H^* осуществляется очень быстро, то есть потери сигнала отсутствуют. В этом случае на основе закона электромагнитной индукции наводимая в катушке приемного контура ЭДС определяется следующим образом:

$$E = -n \frac{d\Phi}{dt}, \quad (2)$$

где $\Phi = HS$ – поток индукции $H = 4\pi M_x$ через площадь поперечного сечения S ; $M_x = M \cos 2\pi\nu_0 t$; $M \cong \chi_0 H^*$ (ось катушки и вектор поля H^* направлены по линии Ox); χ_0 – статическая ядерная магнитная восприимчивость рабочего вещества.

Подставляя данные величины в выражение (1), получим мощность сигнала свободной ядерной индукции:

$$P = \frac{2}{9} I^2 (I+1)^2 \frac{g^4 \hbar^4 (H^*)^2 n^2 S^2 n_0^2}{R} \left(\frac{N}{KT} \right)^2. \quad (3)$$

В выражении (3) введены следующие обозначения: I – спин ядра; R – активное сопротивление катушки; \hbar – постоянная Планка; K – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; N – число парамагнитных ядер в единице объема образца.

Величина $S = V/(2l)$, где V – объем катушки, $2l$ – длина катушки. Предполагая, что катушка достаточно длинная, запишем выражение для индуктивности длинной катушки:

$$L = 4\pi n^2 S / (2l). \quad (4)$$

Используя выражение (4), получаем

$$\frac{n^2 S^2 n_0^2}{R} = \frac{LVn_0}{4\pi R}. \quad (5)$$

Запишем выражение для резонансной частоты контура

$$n_0 = (2\pi\sqrt{LC})^{-1}. \quad (6)$$

и выражение для добротности контура

$$Q = \sqrt{L/C} / R. \quad (7)$$

Здесь C – емкость контура.

С учетом выражений (6) и (7) выражение (5) перепишется следующим образом:

$$\frac{n^2 S^2 n_0^2}{R} = \frac{Q^2 V}{8\pi^2}. \quad (8)$$

Подставляя выражения (8) в (3), получим мощность сигнала свободной ядерной индукции в следующем виде:

$$P = \frac{1}{9} I^2 (I+1)^2 g^2 \hbar^4 \left(\frac{N}{KT} \right)^2 Q^2 V n_0^3 \left(\frac{H^*}{H_0} \right)^2. \quad (9)$$

Здесь множитель H^*/H_0 отражает повышение интенсивности сигнала в слабом поле H_0 вследствие предварительной поляризации.

Запишем выражение для мощности шумов без согласования с нагрузкой и без детектирования, которое известно из радиофизики как формула Найквиста:

$$P_w = 4KT_K \Delta n F. \quad (10)$$

Здесь T_K – температура катушки ($T_K = T$); Δv и F – полоса пропускная и фактор шума устройства.

Подставляя выражения (9) и (10) в выражение (1), получаем

$$\frac{E}{\sqrt{U^2}} = \frac{N h^2 g h I (I+1)}{6} \left(\frac{n_0^3}{K^3 T^3} \cdot \frac{QV}{\Delta n \cdot F} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{H^*}{H_0}. \quad (11)$$

Отметим, что в выражение (11) феноменологически введен коэффициент заполнения η , который учитывает степень заполнения поля катушки образцом.

Следует заметить, что вид формулы (11) может быть иной. Так, в монографии П.М. Бородина [9] приводится другой вид формулы (11), в которой содержатся легко измеряемые на практике технические параметры:

$$\frac{E}{\sqrt{U^2}} = \frac{16 p^2 h c_0 w_0 n^2 I^* V_K}{(2l)^2 (8KTR \Delta n F)^{\frac{1}{2}}}, \quad (12)$$

где I^* – ток поляризации;

V_K – внутренний объем катушки.

Выражение для коэффициента заполнения η запишется следующим образом [9]:

$$h = \frac{1}{V_K} \int_{V_0} \frac{H_x^2 + H_y^2}{(H^*)^2} dv. \quad (13)$$

Здесь V_0 – объем рабочего вещества; $H^* = 4 p n I^* / (2l)$ – величина поля в длинной катушке; H_x и H_y – компоненты поля, перпендикулярные вектору поля H_0 .

Для однородного поля в объеме V_0 (случай длинной катушки) получим

$$H_x = H^*; \quad H_y = 0. \quad (14)$$

Тогда интеграл в формуле (13) будет равен V_0 и коэффициент заполнения примет вид

$$h = \frac{V_0}{V_K}. \quad (15)$$

Для длинной катушки, целиком занятой рабочим веществом ($V_0 = V_K$), получим предельный случай $\eta = 1$. Для цилиндрического образца длиной $2l_0 = 2l$ коэффициент заполнения представляется в виде [9]

$$h \approx 0,44 \left(\frac{a_0}{a_{\text{эф}}} \right)^2 \sqrt{\frac{l}{a_{\text{эф}}}}, \quad (16)$$

где a_0 – радиус образца; $a_{\text{эф}} = a_{\text{вн}} + 0,6\delta$; $a_{\text{вн}}$ – внутренний радиус катушки; δ – толщина катушки.

Следует отметить, что из выражения (11) следует важный вывод: интенсивность сигнала свободной ядерной индукции и влияния реакции контура определяются одними и теми же параметрами: η , γ , Q , $M(0)$. Стремясь увеличить отношение $E/\sqrt{U^2}$, мы тем самым усиливаем реакцию контура. Под влиянием реакции контура при $\theta(0) = \pi/2$ прецессия ядерной намагниченности только затухает.

Спиновые детекторы свободной ядерной индукции

Как уже отмечалось ранее, важным требованием к измерительной аппаратуре при работе в слабом поле является обеспечение максимальной величины отношения сигнала к шуму $E/\sqrt{U^2}$. Вследствие этого спиновые детекторы имеют свои особенности. Спиновые детекторы состоят из: а) датчика; б) устройства для поляризации образца и создания вращающейся намагниченности.

Важным элементом спинового детектора, влияющего на величину $E/\sqrt{U^2}$ является датчик сигнала свободной ядерной индукции, включающий катушки (систему катушек) и рабочее вещество. Как правило, в качестве рабочего вещества используются различные протонсодержащие жидкости, которые выбираются с учетом заданного интервала температур и величины времени релаксации (вода, спирт, керосин и др.). Наиболее простым в конструктивном исполнении является датчик с цилиндрической формой намотки, при этом для обеспечения оптимального значения $E/\sqrt{U^2}$ отношение среднего радиуса намотки к ее толщине и отношение толщины намотки к ее длине равны приблизительно 0,4 и 0,2.

Заметим, что цилиндрические датчики очень восприимчивы к наводкам переменных полей от промышленных объектов. Как правило, используются более сложные конструкции датчиков, повышающие помехоустойчивость: цилиндрические датчики из двух катушек с защитой электростатическим экраном; датчик с тороидальной намоткой. Датчики этого типа характеризуются малой зависимостью амплитуды сигнала свободной ядерной индукции от взаимной ориентации катушки и поля H_0 . При этом, если вектор поля H_0 лежит в плоскости тороидального датчика, сигнал уменьшается вдвое, а в цилиндрическом датчике сигнал исчезает полностью.

Следует отметить, что вследствие малости сигнала ЯМР в магнитном поле Земли важное значение имеет вопрос об устранении возможных потерь ядерной намагниченности, созданной в процессе предварительной поляризации. Как уже отмечалось ранее, поведение макроскопического вектора ядерной намагниченности описывается системой уравнений Блоха [10]. При этом предполагается, что магнитное поле однородно и вектор его направлен вдоль некоторой оси z . Так как начальное значение поляризуемого поля $H^* \gg H_0$, причем, как правило, $H^* \perp H_0$, то в процессе выключения поля H^* предположение об однородности не выполняется.

Заметим, что в предположении пренебрежения влиянием релаксационных процессов во время выключения систему уравнений Блоха [10] можно использовать для описания небольших областей образца, в пределах которых магнитное поле можно считать однородным.

Подчеркнем, что практические рекомендации могут быть получены с помощью упрощенной модели выключения поля в пренебрежении релаксационными процессами. Обычно применяется медленное выключение (адиабатическое) перед воздействием 90-градусным импульсом.

В случае быстрого выключения $\Omega/(\omega_0) \gg 1$ мы имеем вариант неадиабатического выключения поля. Условием неадиабатического выключения является требование

$$\Omega/\omega_0 \gg 1 \quad \text{или} \quad t_{\text{выкл}}/T_0 \ll 1. \quad (17)$$

Здесь Ω – постоянная угловая скорость изменения вектора H ; T_0 – период свободной прецессии в поле H_0 .

Заметим, что при невыполнении условий (17) происходит уменьшение начальной интенсивности сигнала. Падение интенсивности сигнала связано с тем, что в течение времени прецессии вектора M в неоднородном поле H имеет место расфазирование поперечной составляющей M_{\perp} намагниченности. В результате уменьшается и величина самой намагниченности. Влияние расфазирования увеличивается с ростом $t_{\text{выкл}}$, то есть с уменьшением Ω .

Проведенные рядом авторов исследования показали, что при линейном процессе быстрого выключения поля потеря намагниченности не превысит 2 %, если выключать за 40 мкс поляризующее поле H^* в момент величины $10H_0$. Если выключение осуществляется по колебательному закону $\exp(-\sigma t)\cos\Omega t$, то в области $H^*(t)/H_0 \ll 1$ намагниченность значительно не уменьшается при $(\sigma + \Omega) > 10\omega_0$. Данный факт означает, что поле $H^*(t)$ должно убывать достаточно быстро после того, как оно станет меньше земного поля H_0 . При медленном колебательном выключении поля в области $H^*(t) = H_0$ будет иметь место нежелательный максимум скорости выключения. В случае критического режима работы входного контура с учетом неоднородности поля H^* компонента M_{\perp} уменьшается в общем случае на 20 %, а общая потеря намагниченности составит несколько процентов.

Следует отметить тот факт, что начальная фаза свободной прецессии, полученной после воздействия 90-градусного импульса, связана с фазой переменного магнитного поля этого импульса. Данное обстоятельство является весьма важным в экспериментах, где существенную роль играют фазовые соотношения между частотой внешнего воздействия и частотой прецессии. К ним относятся метод спинового эха, а также измерение магнитного поля Земли фазовыми методами.

Регистраторы сигнала ядерной индукции

Измерения магнитного поля Земли осуществляются методом ЯМР по частоте ядерной прецессии ν_0 с помощью магнитометров. В связи с этим очень важным является минимизация ошибок измерения.

Рассмотрим предельную (шумовую) погрешность измерения частоты свободной ядерной индукции. Положим $E/\sqrt{U^2} = r \gg 1$ и рассмотрим наиболее неблагоприятный случай $E \perp U$. Заметим, что в этом случае изменение фазы суммарного сигнала по причине шумов – $\delta\phi$ будет незначительным:

$$\delta\phi \approx \text{tg}\delta\phi = -\rho^{-1}. \quad (18)$$

В случае если шумы вначале и в конце интервала измерения ($t_{\text{изм}}$) не коррелированы, тогда среднеквадратичная ошибка измерения частоты ядерной индукции будет определяться следующим образом:

$$dw_0 = \sqrt{(dj)_{\text{н}}^2 + (dj)_{\text{к}}^2} / t_{\text{изм}} = \sqrt{r_{\text{н}}^{-2} + r_{\text{к}}^{-2}} / t_{\text{изм}}. \quad (19)$$

Для экспоненциальной формы сигнала свободной ядерной индукции получим

$$dw_0 = (r_n T_2)^{-1} a^{-1} \sqrt{1 + \exp 2a}, \quad (20)$$

где $a = t_{\text{изм}}/T_2$.

Запишем выражение среднеквадратичной ошибки для магнитного поля:

$$dB = (gr_n T_2)^{-1} a^{-1} \sqrt{1 + \exp 2a}. \quad (21)$$

Заметим, что минимальная ошибка измерения будет при $\alpha_{\text{опт}} = 1,1$.

В современной практике наиболее распространенными являются магнитометры с электронными частотомерами, имеющие цифровой выход. Точность их определяется стабильностью кварцевого генератора.

Отметим, что используются два метода измерения частот. В первом методе – методе периодомера измеряется число N_c периодов T_c стандартной частоты ν_c за время, соответствующее фиксированному числу N_0 периодов T_0 сигнала. При этом измеряемая частота определяется следующим выражением:

$$T_0 N_0 = T_c N_c. \quad (22)$$

Так как величина T_c обратно пропорциональна измеряемой частоте ν_0 и величине поля H_0 , то необходим пересчет по формуле

$$n = n_c N_0 / N_c. \quad (23)$$

Ошибка относительных измерений будет равна

$$\frac{dn_0}{n_0} = \frac{dn_c}{n_c} + \frac{dN_0}{N_0} + \frac{dN_c}{N_c}. \quad (24)$$

Здесь $\delta\nu_c/\nu_c$ – стабильность стандартного генератора; dN_0/N_0 – шумовая ошибка; $dN_c/N_c = 1/N_c$.

Во втором методе – методе частотомера осуществляется измерение числа периодов N_0 измеряемой частоты ν_0 за интервал времени, определяемый фиксированным числом периодов N_c стандартной частоты ν_c , при этом отсчет N_0 прямо пропорционален измеряемой частоте и величине поля H_0 . Погрешность определяется по выражению (24).

Заметим, что для повышения точности относительных измерений частот сигнал необходимо увеличить во столько раз, чтобы ошибка измерений определялась шумами. Для этого используются умножители частоты сигнала, увеличивающие последний в $10^2 \dots 10^3$ раз.

Подчеркнем, что счетчиковый магнитометр с оптимальной помехоустойчивостью представляет собой довольно сложное устройство с высокочастотным следящим фильтром (система автоподстройки) и прецизионным частотомером.

На рисунке представлена блок-схема регистратора сигнала ядерной индукции. В схеме имеется вспомогательный подстраиваемый генератор ПГ с частотой $K\nu_0$ и система его автоподстройки, включающая фазочувствительный детектор ФД, низкочастотный фильтр ФНЧ и управляющий элемент УЭ. Сигнал подстраиваемого генератора подается на делитель частоты в K раз ($:K$) и вместе с сигналом индукции с усилителя поступает на фазочувствительный детектор. Сигнал рассогласования с детектора через низкочастотный фильтр и управляющий элемент вырабатывает частоту генератора $K\nu_0$, при этом фильтр уменьшает результирующую полосу пропускания регистратора и тем самым увеличивает отношение сигнала к шумам на выходе генератора.

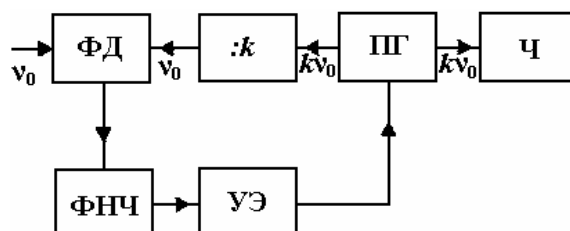


Рис. Блок-схема регистратора сигнала ядерной индукции

Подчеркнем, что приведенный способ повышения величины отношения сигнал/шум не сопровождается уменьшением диапазона измеряемых полей, так как полоса пропускания усилителя остается достаточно широкой. Умножение частоты, поступающей на частотомер Ч, повышает отсчетную точность прибора. Полоса фильтра выбирается оптимальной относительно воспроизведения вариаций величины поля. Отметим, что предельная чувствительность такого магнитометра оказывается порядка 0,1...0,01 долей нанотесла.

Выводы

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. При использовании ЯМР в практических целях большое значение имеет уровень собственных шумов измерительного комплекса, в котором основными источниками шумов являются генератор, колебательный контур, усилитель.
2. При использовании ЯМР в слабом магнитном поле Земли очень важное значение имеет чувствительность измерительной аппаратуры, которая является величиной отношения сигнала поглощения к шумам.
3. Измерение магнитного поля Земли осуществляется методом ЯМР по частоте ядерной прецессии ν_0 с помощью магнитометров, при этом весьма важным является минимизация ошибок измерения.

ОЦІНКА ЧУТЛИВІСТІ КОМПЛЕКСУ АПАРАТУРИ ПРИ ДОСЛІДЖЕННІ ЯДЕРНОГО МАГНІТНОГО РЕЗОНАНСУ

М.І. Ковальов, В.О. Пухлій

Розглядаються питання чутливості вимірювальної апаратури у методі ядерного магнітного резонансу, які визначаються величиною відношення сигналу поглинання до шумів. Обговорюються питання мінімізації помилок вимірювання.

ESTIMATION of EQUIPMENT COMPLEX SENSITIVITY in the NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE RESEARCH

N. Kovalev, V. Puhly

Questions of the measuring equipment sensitivity in the nuclear magnetic resonance method were considered. These have been determined by the relation value of the absorption signal to the noises. Questions of measurement errors minimization were discussed.

Список использованных источников

1. Ann. Radioelectr / A. Blaquiere. – Berlin, 1953. – Vol. 8. – P. 153 – 164.
2. Bloom A.L. Действие возмущающих радиочастотных полей на ядерно-спиновую связь / A.L. Bloom, J.N. Shoolery // Phys. Rev. – Vol. 97. – 1955. – P. 1261 – 1274.
3. Курочкин С.С. Динамические искажения сигналов ядерного магнитного резонанса / С.С. Курочкин // ЖТФ. – 1957. – Т. 27. – С. 748 – 757.
4. Беннем У.Р. Основные понятия и методы теории шумов в радиотехнике / У.Р. Беннем. – М.: Сов. радио, 1957. – 324 с.
5. Щеголев И.Ф. Отношение сигнал - шум в регенеративном детекторе ядерного парамагнитного резонанса / И.Ф. Щеголев. – ДАН СССР, 1958. – Т. 123. – С. 64 – 72.
6. Drăghicescu P. Расчет отношения сигнала к шуму; некоторые схемы, используемые для регистрации ядерного резонанса / P. Drăghicescu. – Studii si cercetari de fisica, 1958. – Vol. 3. – P. 335 – 347. – Rev. De Phys. (Roumaine), 1959. – Vol. 4. – P. 49 – 57.
7. Пухлий В.А. Аналитическое решение задачи о реакции контура в магнитном поле Земли / В.А. Пухлий, Ж.А. Пухлий, Н.И. Ковалев // Зб. наук. пр. СНУЯЕтаП. – Севастополь: СНУЯЭиП, 2010. – Вып. 3 (35). – С. 145 – 154.
8. Ковалев Н.И. Точно решение начальной задачи Коши для автодина / Н.И. Ковалев, В.А. Пухлий, Ж.А. Пухлий // Зб. наук. пр. СНУЯЕтаП. – Севастополь: СНУЯЭиП, 2010. – Вып. 4 (36). – С. 262 – 268.
9. Бородин П.М. Ядерный магнитный резонанс в земном поле / П.М. Бородин [и др.]. – Л.: ЛПУ, 1967. – 232 с.
10. Блох Ф. Ядерная индукция / Ф. Блох // Научно-реферативный сборник по некоторым вопросам современной физики. – М.: Физматгиз, 1950. – Сер. 2. – Вып. 8. – С. 13 - 22.

Надійшла до редакції 12.08.2013 р.

УДК 621.3

ПОЛУЧЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ НА ОСНОВЕ ЧАСТИЧНЫХ СХЕМ

В.В. Костюков, к.т.н.

Севастопольский национальный технический университет

Предлагается метод, позволяющий в отдельности получать коэффициенты характеристических уравнений переходных процессов в линейных электрических цепях на основе частичных схем. Метод проиллюстрирован на примере линейной электрической цепи третьего порядка.

Введение

Переходные процессы, являющиеся неотъемлемой составной частью работы электроустановок, связаны с перераспределением энергии. В результате такого перераспределения мощности могут превышать допустимые значения и являться причиной аварийных ситуаций. Так, при симметричном внезапном коротком замыкании турбогенераторов ударные токи в 10 - 15 раз превышают их номинальные значения.