

19]. Однако, поскольку действие этих приемников основано не на термическом эффекте, влияние тепловой обратной связи при их анализе не учитывалось. Более того, как уже указывалось, режим положительной обратной связи в приемниках с резистивным чувствительным элементом неприемлем. Вместе с тем, отрицательная тепловая обратная связь может быть полезной и в резонансных приемниках с резистивными элементами, поскольку позволяет повысить чувствительность при высоких частотах модуляции.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Панкратов Н. А., Нарыкин Н. И., Макарова И. П.//Тепловые приемники излучения. Л., 1980. С. 7. [2] Брагинский В. Б., Бюхнер И., Воронцов Ю. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1981. 22, № 5. С. 31. [3] Согон N.//Infrared. Phys. 1976. 16, N 4. P. 411. [4] Hanel R. A.//J. Opt. Soc. Am. 1961. 51, N 2. P. 220. [5] Singh V. P., Vander Ziel A.//Ferroelectrics. 1977. 15, N 3/4. P. 135. [6] Naugle D. G., Porter W. A.//Proc. of Special Meeting on Unconventional Infrared Detectors. Ann Arbor, Michigan, 1971. [7] Maserjian J.//Appl. Opt. 1970. 9, N 2. P. 307. [8] Фотоприемники видимого и ИК диапазонов/Ред. Р. Дж. Кнес. М., 1985. [9] Белокопытов Г. В.//Изв. вузов, Радиофизика. 1986. 29, № 11. С. 1324. [10] Белокопытов Г. В., Гуськов В. П.//Изв. вузов, Радиоэлектроника. 1984. 27, № 5. С. 14. [11] Девятков М. Н., Дьяконов Г. И.//Тез. докл. II Всесоюз. конф. «Актуальные проблемы получения и применения сегнето- и пьезоэлектрических материалов». М., 1984. С. 447. [12] Альтман Дж. Устройства СВЧ. М., 1968. [13]. Иванов И. В. и др.//Изв. вузов, Физика. 1981. 24, № 8. С. 6. [14] Белокопытов Г. В., Иванов И. В., Решетников М. Е.//ФТТ. 1984. 26, № 8. С. 2543. [15] Lawless W. N.//Ferroelectrics. 1980. 24. P. 327. [16] Chin M. A.//J. Appl. Phys. 1977. 48, N 7. P. 2723. [17] Бюхнер И. Дис... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ, физ. ф-т), 1980. [18] Lee S. J., Van der Ziel A.//Physica. 1973. 67. P. 119. [19] Баскаков А. Н., Козарь А. В., Пирогов Ю. А.//Изв. вузов, Радиоэлектроника. 1976. 19, № 9. С. 62.

Поступила в редакцию
10.02.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

УДК 621.385.63

ПУСКОВЫЕ РЕЖИМЫ РЕЛЯТИВИСТСКИХ КАРСИНОТРОНОВ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ПОПУТНОЙ ВОЛНОЙ

А. Ф. Александров, С. Ю. Галузо, А. М. Кузнецов

(кафедра физической электроники)

В линейном приближении анализируется взаимодействие электронного потока с полем электродинамической системы релятивистского карсинотрона. В работе кроме взаимодействия потока с полем (-1) -й пространственной гармоники встречной волны учитывается поле 0 -й пространственной гармоники попутной волны, наличие которой связано с особенностями конструкции карсинотрона, где вывод СВЧ-энергии осуществляется в сторону коллектора электронов. На примере конкретного макета релятивистской ЛОВ продемонстрировано влияние взаимодействия с попутной волной на пусковые условия генератора.

Релятивистские СВЧ-генераторы типа ЛОВ с замедляющей системой в виде цилиндрического волновода с неглубокой синусоидальной гофрировкой стенок (радиус волновода меняется по закону $R(z) = R_w + h \cdot \sin(k_0 z)$, где $k_0 = 2\pi/d$, d — период гофра), так называемые карсинотроны [1—5], нашли широкое применение в качестве источников мощных импульсов высокочастотного излучения. В теоретической

модели таких устройств кроме стандартных предположений о моноэнергетичности электронов и их замагниченности в том смысле, что пренебрегают поперечным смещением частиц, предполагается наличие условия черенковского резонанса только для (-1) -й пространственной гармоники волны, энергия которой распространяется навстречу электронам:

$$\omega \approx k_{z1} v_e = (k_0 + k_{z0-}) v_e, \quad (1)$$

где ω — частота поля волны, $k_{z0-} = -k_{z0} < 0$ — волновое число основной (0-й) пространственной гармоники встречной волны, k_{z1} — волновое число (-1) -й пространственной гармоники встречной волны, v_e — скорость электронов вдоль продольной оси системы z . В качестве такой волны обычно рассматривается волна E_{01} или E_{02} . Далее мы ограничимся анализом устройств на волне E_{01} . Отметим, что для релятивистских карсинотронов характерен вывод СВЧ-излучения в сторону коллектора электронов. Для этого на входе генератора помещают отрезок цилиндрического волновода, размеры которого являются критическими для рабочей волны генератора. Наличие попутной волны в электродинамической системе может приводить к некоторым эффектам, анализу которых и посвящена настоящая работа.

Как было показано в работах [2, 4], анализ взаимодействия электронного потока с полем гофрированного волновода в приближении одной волны электродинамической системы оказывается некорректным в ряде практически важных случаев, когда, несмотря на то, что параметр амплитуды гофрировки $h/2R_w$ довольно мал, замедленной оказывается и 0-я пространственная гармоника попутной волны. В таких устройствах условие черенковского резонанса выполняется одновременно как для (-1) -й пространственной гармоники встречной волны (взаимодействие ЛОВ-типа), так и для 0-й пространственной гармоники попутной волны (взаимодействие типа ЛБВ), электронный поток возбуждает в системе поле на частоте, близкой к верхней границе основной (низкочастотной) полосы прозрачности системы для волны E_{01} (π -вид колебаний), электродинамическая система обладает ярко выраженными резонансными свойствами. Анализ таких систем имеет ряд особенностей и часто строится на основе рассмотрения колебаний в цепочках связанных резонаторов [6].

При меньшей величине параметра гофрировки 0-я пространственная гармоника оказывается незамедленной, а условие черенковского резонанса наблюдается вдали от границ полосы прозрачности электродинамической системы. В этом случае взаимодействием электронов с 0-й пространственной гармоникой попутной волны обычно пренебрегают, так как угол пролета электронов за счет фазовой расстройки

$$\theta_0 = L \left(\frac{\omega}{v_e} - k_{z0} \right) \approx L (2k_{z1} - k_0) \gg 2\pi, \quad (2)$$

где L — длина гофрированной части электродинамической системы, существенно превышает оптимальный для взаимодействия ($\sim \pi$).

Рассмотрим условие (2) более подробно. Как известно [3], при выборе параметров гофрированного волновода для работы на моде E_{01} необходимо исключить взаимодействие с высшими модами, и в частности с модой E_{02} . Для этого должно быть выполнено условие

$$\frac{\mu_{02}}{R_w} > k_0 \frac{v_e}{c}, \quad (3)$$

где μ_{0s} — s -й корень уравнения $J_0(\mu_{0s})=0$, $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка. И так как для обеспечения максимальной электрической прочности системы необходимо, по возможности, увеличивать средний радиус гофрированного волновода R_W , это соотношение накладывает ограничение на его максимальную величину. Наиболее простые оценки для угла пролета можно получить в случае ультрарелятивистских электронов ($\gamma_e^2=(1-\beta_e^2)^{-1} \gg 1$, $\beta_e=v_e/c$). Так, если в условии (3) взять знак равенства, выражение (2) принимает вид

$$\theta_0 \approx 2\pi \frac{\mu_{01}^2}{\mu_{02}^2} \frac{L}{d}. \quad (4)$$

При обычно используемых в карсинотронах длинах гофрированных волноводов $L \approx (10 \div 15)d$, величина $\theta_0 \approx (4 \div 6)$ л.

Конкретные расчеты, выполняемые далее, будут проводиться для макета генератора, в основу которого были положены оценки, выполненные в работе [3]. Ускоряющее напряжение $U_a=450$ кВ, ток пучка $J_{b0}=0,5 \div 2$ кА, $R_W \approx 1,14d$, $h \approx 0,11R_W$, сопротивление связи потока с полем (-1) -й пространственной гармоники встречной волны $R_1 \approx -0,3$ Ом (при радиусе пучка $r_b \approx 0,6R_W$), длина гофрированной части генератора $L=12d$.

Для ответа на вопрос о необходимости учета взаимодействия с попутной волной в релятивистских карсинотронах воспользуемся приближением малых токов пучка ($J_{b0} \ll J_{cv}$), где J_{cv} — предельный вакуумный ток. Считая в линейном приближении, что все величины меняются по закону $\exp\{i[\omega t - (\omega/v_e + \delta k) \cdot z]\}$, запишем систему уравнений возбуждения прямой (взаимодействие только с 0-й гармоникой) и встречной (с (-1) -й гармоникой) волн электродинамической системы и волн пространственного заряда пучка:

$$2(b_1 + \delta)\alpha_1 + iI_1^c j = 0, \quad (5)$$

$$2(b_0 + \delta)\alpha_0 + iI_0^c j = 0, \quad (6)$$

$$2(\alpha_0 + \alpha_1) - i(\delta^2 - \sigma)j = 0, \quad (7)$$

где $j=J_b/J_{b0}$ — относительная амплитуда переменной составляющей тока пучка, $\alpha_s=2\gamma_e\beta_e^3 eE_{zs}/(mc\omega)$ — нормированные комплексные амплитуды z -компонент полей соответствующих волн в месте расположения пучка, $I_s^c=16\pi\gamma_e^3\beta_e^6 R_s J_{b0}/(Z_0 J_0 \beta_{fs}^2)$ — параметры взаимодействия потока с полем соответствующей волны, $Z_0=377$ Ом, $J_0=17$ кА, индекс $s=0$ соответствует 0-й пространственной гармонике, а $s=1$ — (-1) -й пространственной гармонике встречной волны,

$$R_1 = - \left(\frac{h}{2R_W} \right)^2 \frac{Z_0 (k_{\perp}^2 + (k_0 - k_{z1}) k_0)^2}{\pi k_{z1}^2 (k_0 - k_{z1}) \omega / c} \frac{I_0^2 (p_1 r_b)}{I_0^2 (p_1 R_W)}$$

— сопротивление связи пучка со встречной волной, $R_0=Z_0 \mu_{01}^2 J_0^2 (p_1 r_b) / \left[\pi k_{z1}^3 R_W^4 \frac{\omega}{c} J_1^2 (\mu_{01}) \right]$ — сопротивление связи пучка с попутной волной, $J_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка, $\beta_{fs}=\omega/(k_{zs}c)$ — относительные фазовые скорости волн, $b_s=-2\gamma_e^2\beta_e^2(\beta_{fs}-\beta_e)/\beta_{fs}$ — относительные отстройки фазовых скоростей волн от скорости электронов потока, $\sigma=T \cdot 8\beta_e J_{b0}/(\gamma_e J_0)$ — параметр пространственного заряда, $\delta=2\gamma_e^2\beta_e^3 c/\omega \cdot \delta k$. Коэффициент T для тонкого трубчатого пучка имеет вид

$$T = \frac{I_0(\kappa r_b)}{I_0(\kappa R_w)} [I_0(\kappa R_w) K_0(\kappa r_b) - I_0(\kappa r_b) K_0(\kappa R_w)], \quad (8)$$

где $\kappa = [(\omega/v_e + \delta k)^2 - \omega^2/c^2]^{1/2} \approx \omega/(c\beta_e \gamma_e)$, $I_0(x)$ и $K_0(x)$ — функции Бесселя мнимого аргумента.

Решение системы (5) — (7) приводит к дисперсионному уравнению четвертого порядка по волновому числу δ :

$$\frac{I_0^c}{b_0 + \delta} + \frac{I_1^c}{b_1 + \delta} + \delta^2 - \sigma = 0. \quad (9)$$

При отсутствии взаимодействия с попутной волной ($I_0^c = 0$) уравнение (9) распадается на «трехволновое» уравнение релятивистской ЛОВ

$$(\delta^2 - \sigma)(b_1 + \delta) = -I_1^c \quad (10)$$

и уравнение, описывающее невозмущенный электронным потоком закон дисперсии 0-й пространственной гармоники попутной волны,

$$b_0 + \delta = 0. \quad (11)$$

Для получения пусковых условий карсинотрона необходимо задать граничные условия на входе (запредельном сужении) и выходе (согласующем рупоре) генератора. Кроме обычных условий отсутствия модуляции потока на входе по току и скорости [7]:

$$\sum_{m=1}^4 \frac{\alpha_{1m} + \alpha_{0m}}{\delta_m^2 - \sigma} = 0, \quad (12)$$

$$\sum_{m=1}^4 \frac{\delta_m (\alpha_{1m} + \alpha_{0m})}{\delta_m^2 - \sigma} = 0, \quad (13)$$

а также условия отсутствия поля встречной волны при $z=L$ (идеальное согласование выхода):

$$\sum_{m=1}^4 \alpha_{1m} \exp\{-i\delta k_m L\} = 0, \quad (14)$$

необходимо рассмотреть условия преобразования встречной волны в попутную, которое мы запишем в виде

$$\sum_{m=1}^4 \alpha_{0m} = \left(\frac{I_0^c}{|I_1^c|} \right)^{1/2} \sum_{m=1}^4 \alpha_{1m} \exp\{i\psi\}. \quad (15)$$

Это условие соответствует отсутствию СВЧ-мощности на входе системы.

Сдвиг фаз зависит от геометрии перехода гофрированной поверхности во входное запредельное сужение. Экспериментальную возможность изменения сдвига фаз ψ можно получить, например, если между запредельным сужением и гофром поместить короткий отрезок цилиндрического волновода с радиусом, равным среднему радиусу гофрированного, тогда, изменяя его длину, можно менять и сдвиг фаз ψ . При этом изменение сдвига фаз $\Delta\psi$ зависит от изменения длины отрезка цилиндрического волновода ΔL , $\Delta\psi = -2k_{z0}\Delta L$. Заметим, что при предложенной нами формулировке граничной задачи фактически пренебрегается взаимодействием волн с потоком на этом коротком отрезке цилиндрического волновода.

Решение дисперсионного уравнения (9) совместно с граничными условиями (12)—(15) проводилось численными методами. На рис. 1 представлены результаты расчетов стартового тока пучка J_{bst} в зависимости от радиуса в пренебрежении взаимодействием электронов с попутной волной ($I_0^c=0$) и малом пространственном заряде

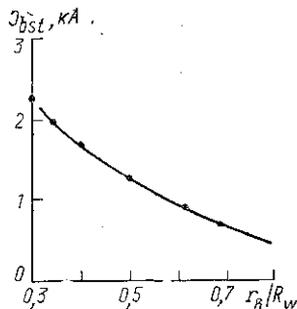


Рис. 1. Зависимость стартового тока карсинотрона J_{bst} от нормированного радиуса пучка в случае малого пространственного заряда ($\sigma=0$) и отсутствия взаимодействия с попутной волной ($I_0^c=0$): сплошная кривая — расчеты по данным работы [3], точки — результат численного решения дисперсионного уравнения (9) с граничными условиями (12)—(15)

де ($\sigma=0$). При этом стартовые условия не зависят от сдвига фазы ψ . Как видно из рис. 1, значения стартового тока из уравнений (9), (12)—(15) совпадают с рассчитанными методом последовательных приближений Компфнера для трехволновой ЛОВ по данным работы [3].

Ситуация, которая реализуется в реальном карсинотроне, существенно отличается от случая, когда пренебрегается взаимодействием с попутной волной. Для реальных параметров взаимодействия потока с попутной волной на рис. 2 приведена зависимость тока J_{bst} и относительной отстройки фазовой скорости $(\beta_{f1}-\beta_e)/\beta_{f1}$ (—1)-й пространственной гармоники встречной волны в стартовом режиме от сдвига фаз между волнами на входе гофра при фиксированном радиусе пучка. Как видно из рис. 2, стартовый ток J_{bst} и отстройка существенно зави-

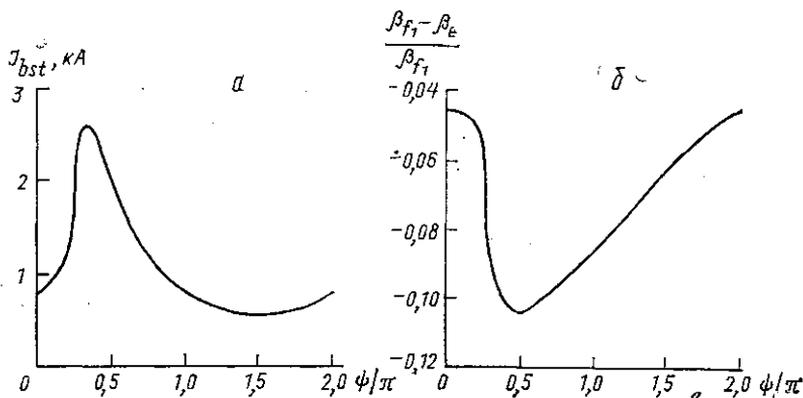


Рис. 2. Зависимость стартового тока J_{bst} (а) и относительной отстройки фазовой скорости $(\beta_{f1}-\beta_e)/\beta_{f1}$ (б) для (—1)-й пространственной гармоники встречной волны от сдвига фаз волн на входе генератора ψ для реальных величин параметра тока I_0^c

сят от фазировки волн на входе системы, причем диапазон изменения стартового тока генератора составляет $J_{bst\max}/J_{bst\min} \approx 4,3$. На рис. 3 представлены характерные распределения нормированных амплитуд поля 0-й (кривая 2) и (—1)-й (кривая 1) пространственных гармоник вдоль оси генератора при максимальном (а) и минимальном (б) значениях стартового тока. Зависимости нормированной амплитуды переменной составляющей тока пучка j от продольной координаты для этих двух случаев приведены на рис. 4. Как видно из рис. 3 и 4, фази-

ровка волн на входе генератора в первом случае ($J_{bst} = J_{bst \max}$) оказывается менее благоприятной, чем во втором. Это приводит к уменьшению пространства генератора, эффективно используемого для группировки электронного пучка, что соответственно сказывается на

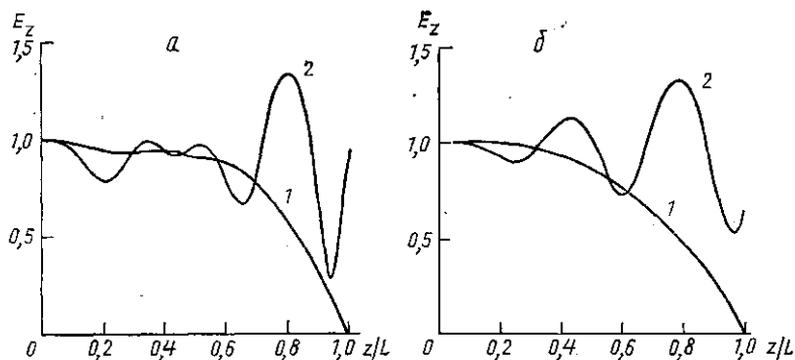


Рис. 3. Распределение z -компоненты электрического поля по продольной координате для встречной (1) и попутной (2) волн в случае $\psi \approx 0,32 \pi$ (а) (стартовый ток максимален) и $\psi \approx 1,6 \pi$ (б) (стартовый ток минимален)

повышении порогового тока начала генерации. Заметим, что для карсинотрона, как известно [8, 9], диапазон значений токов, при которых реализуется одночастотный режим работы, обычно составляет $(1 \div 2,5)J_{bst}$. При выходе за этот диапазон сначала наблюдается периодическая, а потом и стохастическая модуляция мощности выходного излучения. Причем при некотором превышении тока над стартовым в

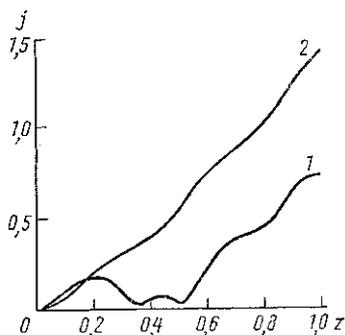


Рис. 4. Распределение переменной составляющей тока пучка j по продольной координате: $\psi \approx 0,32 \pi$ (1) и $\psi \approx 1,6 \pi$ (2)

рабочем пространстве генератора могут реализоваться сильные СВЧ-поля, приводящие к полному торможению и повороту некоторого количества электронов, что может существенно повлиять и на устойчивость транспортировки пучка.

Проведенные исследования показывают, что в релятивистских карсинотронах с электродинамическими системами в виде цилиндрических гофрированных волноводов с малой амплитудой гофра, особенно при слабом релятивизме пучка, когда оптимальная длина генератора оказывается достаточно малой, необходимо учитывать взаимодействие электронного потока не только с (-1) -й пространственной гармоникой встречной волны, но и с 0 -й гармоникой попутной волны. Учет этого взаимодействия приводит к сильному изменению пусковых условий генератора.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1973. 18, № 4. С. 232. [2] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др. // ЖТФ. 1980. 50, № 11. С. 2381. [3] Зайцев Н. И., Кова-

лев Н. Ф., Кольчугин Б. Д., Фукс М. И. // Радиотехн. и электроника. 1982. 52, № 8. С. 1611. [4] Галузо С. Ю. // Радиотехн. и электроника. 1982. 27, № 3. С. 559. [5] Быков Н. М., Губанов В. П., Гунин А. В. и др. // ЖТФ. 1989. 59, № 5. С. 32. [6] Канавец В. И., Мозговой Ю. Д. // Радиотехн. и электроника. 1975. 45, № 10. С. 2121. [7] Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М., 1970. [8] Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1981. С. 101. [9] Levush B., Antonsen T. M., Bromborsky A. et al. // University of Maryland, Laboratory for plasma research, Plasma preprint UMLPR 91-047, July 1991.

Поступила в редакцию
08.04.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34. № 4

УДК 537.86

МИНИМАЛЬНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНТЕНН

А. В. Гусев, А. В. Цыганов
(ГАИШ)

На основе теории электромеханических преобразований рассчитан минимальный коэффициент шума твердотельной гравитационной антенны с произвольным датчиком перемещений для реалистической модели внешнего воздействия. Обсуждается физически реализуемый алгоритм обработки выходного сигнала.

1. Анализ шумов и расчету пороговой чувствительности твердотельных гравитационных антенн (ГА) с различными вариантами электромеханических преобразователей (ЭМП) посвящена обширная литература; современное состояние проблемы достаточно полно отражено в [1].

Общие методы исследования флуктуаций в экспериментах с пробными телами на основе теории линейных систем разработаны в монографии [2]. При таком подходе ЭМП рассматривается как линейный (для слабого сигнала) четырехполюсник с постоянными параметрами [3, 4]. К подобному классу ЭМП относятся пьезо- и электростатические преобразователи [5], туннельный датчик перемещений [6] и т. д.

Результаты [2] могут быть использованы и для ГА с параметрическими ЭМП типа модулятор—демодулятор при переходе к так называемому низкочастотному эквиваленту.

Цель работы: расчет минимального коэффициента шума ГА с широкополосным ЭМП для полезного сигнала $F(t)$ с конечной длительностью τ , а также синтез оптимального устройства обработки выходного сигнала ГА при известных первичных шумовых параметрах ЭМП и оконечного предусилителя как измерителя координаты [2].

Полученные результаты позволяют обобщить развитый в [2] алгоритм расчета амплитуды порогового сигнала $[F_0(\tau)]_{\min}$ для более сложных измерительных систем, а оптимальные методы обработки полезной информации дают возможность улучшить чувствительность уже существующих экспериментальных установок.

2. Для исследования физических процессов в системе ГА+ЭМП целесообразно воспользоваться принципом электромеханических аналогий [5]:

$$[pM + H + K/p]U = F, \quad U = pX,$$

$$[pL + R + (pC)^{-1}]I = V, \quad I = pq,$$