

## Перспективы применения сверхпроводящих электродинамических структур в электронных приборах в целях продвижения их в терагерцовый диапазон

© А.А. Кураев,<sup>1,2</sup> С.А. Куркин,<sup>1,3</sup> А.А. Короновский,<sup>1,3</sup> А.О. Рак,<sup>1,2</sup> А.К. Синицын,<sup>1</sup> А.Е. Храмов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, 410054 Саратов, Россия

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 220013 Минск, Беларусь

<sup>3</sup> Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия  
e-mail: hramovae@gmail.com

(Поступило в Редакцию 26 июня 2014 г.)

Показано, что применение сверхпроводящих электродинамических структур в электронных приборах СВЧ не только улучшает их характеристики, но и создает предпосылки реализации таких приборов, как автофазная лампа бегущей волны (ЛБВ) и пениотрон миллиметрового диапазона с дальнейшим продвижением в ТГц-диапазон; в то время как с обычными электродинамическими структурами, имеющими омические потери, такая реализация невозможна. Сверхпроводящие гофрированные волноводы позволяют снять ограничения на выходную мощность импульсных релятивистских черенковских генераторов, связанные с тепловым разрушением рабочей поверхности обычных волноводов, имеющих омические потери.

### Введение

Сверхпроводящие электродинамические структуры уже многие годы широко и успешно применяются в линейных ускорителях электронов и позитронов [1–6]. Их применение не только существенно улучшает параметры ускорителей, но и делает их реализацию практически осуществимой. Не меньший эффект можно ожидать за счет использования сверхпроводящих структур и в электронике СВЧ больших мощностей, в том числе и для продвижения приборов и устройств в субТГц- и ТГц-диапазоны частот, что является в настоящее время важной и актуальной научной задачей [7].

В настоящей работе приведены примеры, когда применение сверхпроводящих систем создает возможность не только улучшить характеристики электронных приборов СВЧ, но и открывает пути практической реализации таких потенциально эффективных приборов, как автофазная лампа бегущей волны (ЛБВ) [8,9] и пениотроны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [10–18]. Их реализация невозможна с использованием обычных электродинамических систем с омическими потерями: в оптимальных режимах взаимодействия электронного потока с полями этих систем практически вся генерируемая электронным потоком энергия электромагнитного поля поглощается в системах с омическими потерями.

Не менее важным является применение сверхпроводящих электродинамических систем (гофрированных волноводов) в импульсных релятивистских черенковских генераторах сверхбольшой мощности. Дело в том, что при длительности импульса 1–40 ns отвод тепла (за счет омических потерь) от рабочей поверхности не успевает произойти и эта поверхность при достиже-

нии определенной мощности генератора разрушается. Очевидно, что применение сверхпроводящих структур снимает указанное ограничение мощности генератора.

### Автофазная ЛБВ

Известны различные варианты предложений по использованию переменной по длине области взаимодействия холодной фазовой скорости замедляющей системы для улучшения КПД лампы бегущей волны О-типа (ЛБВ-О). Еще на ранних стадиях исследования ЛБВ-О в работах Пирса [19], Слэтера [20] и др. был предложен способ повышения эффективности энергообмена в ЛБВ-О за счет компенсации эффекта торможения электронов путем увеличения замедления волны к выходу лампы, так что  $v_{\phi} \approx v_e(z)$ , ( $v_{\phi}$  — холодная фазовая скорость волны,  $v_e$  — средняя скорость электронов,  $z$  — продольная координата). Такие ЛБВ-О впоследствии были названы изохронными [21]. Несколько иная идея повышения КПД ЛБВ-О заложена в изофазных ЛБВ-О: в конце области взаимодействия разность фаз первой гармоники тока пучка и напряженности поля волны  $\Delta\phi$  поддерживается постоянной, близкой  $\pi$  [22]. Подробные исследования [22], однако, показали, что при достаточно больших параметрах усиления  $\epsilon$  повышение КПД в изофазных и изохронных приборах оказывается незначительным по сравнению с регулярными, несмотря на сложные (в случае изофазных ЛБВ) законы изменения  $v_{\phi}(z)$ . Дело в том, что оба предложенных способа компенсации выхода электронного сгустка из тормозящей фазы поля волны одновременно приводят к его дефокусировке и относительно быстрому „рассыпанию“. Таким образом,

необходим такой выбор методов сопровождения сгустка в поле бегущей волны, при котором одновременно с улучшением условий отбора энергии улучшаются и условия группирования.

В работах [23–25] путем прямой оптимизации получены необходимые законы изменения  $v_\Phi(z)$ , обеспечивающие электронный КПД ЛБВ-О порядка 70–80% при умеренном коэффициенте усиления  $G \approx 20$  дБ. Характерным для полученных оптимальных вариантов является большое увеличение холодной фазовой скорости волны замедляющей системы в области группирования электронного сгустка.

В настоящей работе приведены результаты исследования автофазного режима ЛБВ-О увеличенной длины. Оптимизация по КПД проведена методом „синхронного (модельного) электрона“ [26–28]. Результатом этих исследований является вывод о том, что „холодная“ фазовая скорость волны замедляющей системы на первой половине длины области взаимодействия должна быть существенно выше синхронной (порядок увеличения холодной фазовой скорости волны на этом участке количественно согласуется с полученными в [23–25] значениями и существенно отличается от приведенного в [26]). Физические причины указанного обстоятельства пояснены в настоящей работе. Это же обстоятельство свидетельствует о том, что автофазную ЛБВ-О нельзя непосредственно рассматривать как обращенный автофазный ускоритель, как это можно, видимо, сделать в отношении приборов СВЧ с заданным полем [27,28].

При исследовании нелинейных процессов взаимодействия в ЛБВ-О методом крупных частиц использовалась несколько преобразованная и упрощенная система самосогласованных одномерных уравнений (3.18) из [25], имеющая вид

$$\frac{d\beta_i}{dT} = -\varepsilon\theta_0 \frac{\beta_0^2}{\beta_i} (1 - \beta_i^2)^{3/2} [\sqrt{\rho}A \cos(u_i + \vartheta - \Phi) - F_i],$$

$$\frac{du_i}{dT} = \frac{\theta_0}{\varepsilon} \left( \frac{\beta_0}{\beta_i} - 1 \right),$$

$$\frac{dA}{dT} = \sqrt{\rho} \frac{2\theta_0}{N} \sum_{i=1}^N \cos(u_i + \vartheta - \Phi) - k_m \frac{\theta_0}{\varepsilon} S_T(T)A,$$

$$\frac{d\vartheta}{dT} = -\sqrt{\rho} \frac{2\theta_0}{NA} \sum_{i=1}^N \sin(u_i + \vartheta - \Phi), \quad (1)$$

с граничными условиями

$$u_i(0) = \frac{2\pi i}{N} - \frac{\pi}{2}, \quad A(0) = A_0, \quad \vartheta(0) = 0, \quad \beta_i(0) = \beta_0. \quad (2)$$

Здесь приняты обозначения, описанные в [8]. В отличие от уравнений, приведенных в [8], введен последний член в правой части уравнения для  $A$ , описывающий затухание вследствие тепловых потерь в замедляющей

спирали [25]:

$$S_T(T) = \frac{x^2(T)}{\rho^2\beta_0} \frac{0.1205}{W_0} \sqrt{f[\Gamma\Pi\Pi]},$$

$W_0 = 337$  — волновое сопротивление вакуума,  $k_m$  — коэффициент, описывающий материал спирали:  $k_m = 1$  для идеально гладкой поверхности провода медной спирали; в реальном случае  $k_m > 1$  (в расчетах полагалось, что  $k_m = 2$ ).

При наличии распределенных потерь в замедляющей системе ( $S_T \neq 0$ ) волновой КПД  $\eta_B$  оказывается меньше электронного  $\eta_e$ .

Поскольку набег фазы

$$\Phi(T) = \frac{\theta_0}{\varepsilon} \int_0^T \frac{\beta_0 - \beta_\Phi(T)}{\beta_\Phi(T)} dT$$

определяется относительной холодной фазовой скоростью  $\beta_\Phi(T)$ , будем считать, что она выбирается таким образом, что относительную фазу  $\psi_s$  электрона с  $i = s$  в самосогласованном поле можно задать наперед так [8]:

$$\psi_s = u_s + \vartheta - \Phi(T) = \frac{\pi}{2} - \delta_0 + \delta_1 T^n. \quad (3)$$

Если  $\delta_1 = 0$ , то  $\psi_s$  будет задана и постоянна [8], а электрон с  $i = s$  будет эквивалентом центра сгустка, движущимся синхронно с „горячей“ волной и отстоящим на угол  $\delta_0$  по фазе от узла поля этой волны (синхронный электрон). Добавление члена  $\delta_1 T^n$  ( $n > 0$ ) в формуле (3) соответствует перемещению центра сгустка в конце лампы в тормозящую фазу горячей волны, что ускоряет энергообмен и сохраняет КПД на высоком уровне при наличии распределенных потерь в замедляющей системе короткой ЛБВ.

При условии (3) относительные фазы электронов  $\psi_i$  определяются как

$$\psi_i = u_i - u_s + \frac{\pi}{2} - \delta_0 - \delta_1 T^n,$$

а текущая относительная фазовая скорость  $\beta_\Phi(T)$  может быть найдена из решения уравнения

$$\frac{\beta_0 - \beta_\Phi(T)}{\beta_\Phi(T)} = \frac{\varepsilon}{\theta_0} \left( \frac{du_s}{dT} + \frac{d\vartheta}{dT} + n\delta_1 T^{n-1} \right).$$

Таким образом, при использовании описываемого модифицированного метода синхронного электрона при заданных  $\lambda$ ,  $\theta_0$ ,  $\varepsilon$ ,  $k_m$ ,  $\beta_0$ ,  $n$  задача оптимизации ЛБВ-О по КПД решается выбором величин  $A_0$ ,  $\delta_0$ ,  $\delta_1$ , максимизирующих  $\eta_B$  (1).

Проведем исследование автофазного режима ЛБВ, полагая замедляющую систему (например, спиральную из полого ниобиевого провода с прокачкой через него жидкого гелия) сверхпроводящей. Тогда в отличие от медной спирали приближенно можно считать  $S_T(T) = 0$ .

Анализ автофазного режима проводился в широком диапазоне изменений  $\beta_0 = 0.1-0.3$  для  $\varepsilon = 0.09$ ,

$b/a = 0.7$ ,  $p = 2$ ,  $\theta_0 = 25$  при  $N = 20$ . Оказалось, что все полученные варианты при одинаковых  $\theta_0$  имеют практически идентичные характеристики и выходные параметры:  $G \approx 40$  дБ,  $\eta_B \approx 80\%$ . При оптимизации значений  $A_0, \delta_0$  допускались только такие режимы, при которых сильно замедленные и отраженные (обратные) электроны отсутствуют. Этим (а также фиксированным значением  $\theta_0$ ) объясняется ограничение уровня максимального КПД. Заметим, что в [25] сильно замедленные электроны, выпавшие из потенциальной ямы волны, просто исключались из расчета. Между тем при дальнейшем движении они могли быть ускорены в сильном поле волны, что привело бы к снижению эффективности энергообмена. Поскольку такие электроны составляли 70%, можно предположить, что за счет их исключения расчетный электронный КПД в [25] завышен.

На рис. 1–3 приведены соответственно фазовые, энергетические и интегральные характеристики автофазного режима ЛБВ-О при  $\beta_0 = 0.15$ ,  $A_0 = 0.036$ . Из анализа приведенных на рисунках зависимостей можно сделать следующие выводы об особенностях автофазного режима ЛБВ-О.

1. На начальном участке  $T = 0-0.5$  происходит предварительный и достаточно эффективный процесс группирования при точном равенстве средней скорости электронов  $\beta_0$  и горячей фазовой скорости волны  $\beta_{ФГ}$ , т.е. действительной фазовой скорости самосогласованного

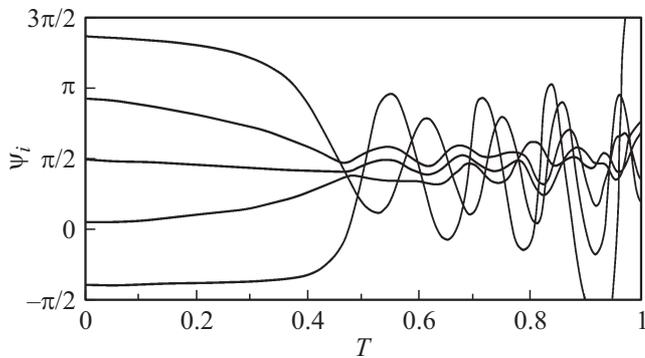


Рис. 1. Зависимости  $\psi_i(T)$  для 5 из 20 принятых в расчете электронов.

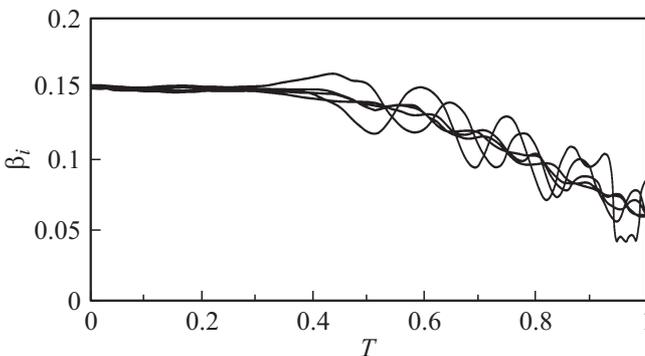


Рис. 2. Зависимости  $\beta_i(T)$  для тех же, что на рис. 1, электронов.

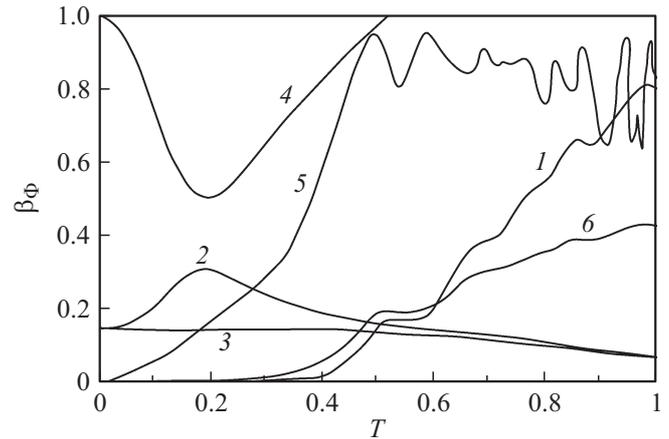


Рис. 3. Интегральные зависимости  $\eta_B(T)$  — 1,  $\beta_Ф$  — 2,  $\beta_{ФГ}(T)$  — 3,  $g(T)$  — 4,  $G_r(T)$  — 5,  $A(T)/10$  — 6.

поля волны с учетом реактивного действия фазового сгустка электронов, центр которого постоянно совмещается с узлом поля волны благодаря соответствующей зависимости  $\beta_Ф(T)$ . На этом участке происходит захват основной массы электронов в сгусток (рис. 1), группировка быстро и монотонно возрастает (кривая 5 на рис. 3), а энергообмен вплоть до  $T = 0.3$  отсутствует ( $\eta_B \approx 0$ , см. рис. 3). Холодная фазовая скорость в замедляющей системе  $\beta_Ф$  на том же участке монотонно повышается и достигает максимума при  $T = 0.2$ , обеспечивая нужный режим группирования. В максимуме  $\beta_Ф$  существенно превосходит синхронный уровень:  $\beta_{Ф\max} \approx 0.32$ , а  $\beta_{Ф\max} \approx \beta_0 = 0.15$ .

2. На участке  $T = 0.5-1$  включается собственно автофазный режим: захваченные в сгусток электроны совершают фазовые колебания относительно центра равновесия (рис. 1), причем ни один из них вплоть до  $T = 0.8$  не выпадает из потенциальной ямы  $|\Delta\psi_i| < \pi$ , скорость (энергия) их также колеблется, однако в связи с торможением ямы в среднем понижается (рис. 2). Заметим, что сгусток имеет компактную центральную часть, состоящую из электронов, совершающих синхронные малые фазовые колебания, и „ореола“, представленного периферийными электронами, совершающими несинхронные фазовые колебания с большим размахом (рис. 1). Энергетические колебания последних (рис. 2) также несинфазны и имеют больший размах. Функция группировки  $G_r(T)$  на участке  $T = 0.5-1$  в среднем слабо понижается. Зависимость  $G_r(T)$  теряет монотонный характер, отражая колебательные фазовые процессы в сгустке. Холодная скорость волны замедляющей системы  $\beta_Ф$  на всем участке  $T = 0.3-1$  монотонно понижается, обеспечивая необходимое понижение  $\beta_{ФГ}$ , приводящее к общему торможению электронов (рис. 3). Существенно, однако, что на всем участке отбора энергии  $\beta_Ф > \beta_{ФГ}$ . Основной отбор энергии происходит на выходном участке области взаимодействия (кривая 1 рис. 3). Он носит немонотонный характер, связанный

опять-таки с колебательными процессами в электронном сгустке.

3. Интересно отметить, что полученные на основе метода синхронного электрона распределения  $g(T)$  и  $\beta_\Phi(T)$  в автофазном режиме качественно соответствуют полученным в [22–24] путем прямой оптимизации для короткой ЛБВ-О, что указывает на общность физических особенностей оптимальных по КПД процессов (в частности, процессов формирования фазовых сгустков) как в короткой, так и в длинной ЛБВ с большим коэффициентом усиления.

4. Полученная зависимость  $\beta_\Phi(T)$  не только противоречит имеющимся интуитивным представлениям о ее оптимальном характере [19–22], но также и полученным ранее  $\beta_\Phi(T)$  для автофазного режима оротрона [28]. Последнее нетрудно понять, если учесть, что поле в оротроне считается заданным (т.е. амплитуда и фазовые пространственные зависимости заданы). В противоположность этому поле бегущей волны в ЛБВ-О имеет нефиксированную структуру, и поэтому влияние фазового сгустка, центр которого искусственно совмещается в автофазном режиме с узлом поля возбуждаемой волны, приводит к весьма сильному динамическому замедлению волны относительно холодной фазовой скорости (без действия электронного потока). Особенно сильно проявляется этот механизм на начальном участке  $T = 0–0.5$ , где сгусток имеет регулярный характер, а амплитуда волны мала. Поэтому оказывается, что для создания надлежащего закона изменения горячей фазовой скорости волны  $\beta_\Phi(T)$  фазовая скорость волны в холодной системе на начальном участке должна быть повышена (и существенно) относительно синхронного уровня. В оротроне же задается непосредственно  $\beta_{\Phi\text{зад}}(T) = \beta_{\Phi\text{Г}}$ , причем характер зависимости от  $T$  этой величины, естественно, совпадает с полученным в настоящей работе.

Напомним, что все приведенные результаты получены для  $S_T(T) = 0$ , т.е. справедливы только для сверхпроводящей замедляющей системы.

Расчеты, проведенные в [9] для медной замедляющей системы, дали отрицательные результаты: на протяженном участке автофазного отбора энергии от электронного потока мощность почти полностью поглощается в замедляющей системе из-за омических потерь. В результате волновой КПД всех приведенных вариантов автофазной ЛБВ приближается к нулю.

## Пениотрон

Пениотрон изобретен в начале 60-х гг. XX в. [10,11]. Он является одним из немногих приборов СВЧ, в котором реализуется практически идеальный по КПД механизм взаимодействия, а именно все электроны тонкостенного трубчатого, соосно с азимутально периодической электродинамической системой вращающегося в продольном магнитном поле  $B_0$  пучка независимо от начальной относительной фазы в  $T$ -поле ( $v_\phi = c$ )

в среднем одинаково отдают свою энергию ВЧ-полю. Это происходит при выполнении условия пениотронного синхронизма

$$1 - v_z/v_\phi = P\Omega, \quad p = n - 1, \quad \Omega = \frac{eB_0}{\gamma m_0 \omega},$$

где  $v_z$  — продольная скорость электронов,  $v_\phi$  — фазовая скорость волны, имеющей  $n$  азимутальных вариаций,  $p$  — номер синхронной гармоники. При этом, как показывают упрощенные аналитические модели [9], эффективность пениотронного взаимодействия остается высокой при увеличении номера синхронной гармоники  $p$  до  $p = 10$ , что вселяло надежду создать на основе этого механизма эффективный источник миллиметрового диапазона средней мощности ( $P \approx 1–10 \text{ kW}$ ) на постоянных магнитах, обеспечивающих требуемый уровень  $B_0$ .

Впервые на неадекватность одноэлектронной модели при определенных условиях было указано в работе [12], в которой при расчетах по неусредненной модели была обнаружена существенная зависимость КПД от начальной фазы электронов при  $v_\phi > c$  и в релятивистском случае. В работе [12] были предложены неусредненные модели пениотронного усилителя и генератора на  $T$ -волне многосвязанной электродинамической системы. Такая система является наилучшей для эффективной реализации пениотронного механизма не только из-за реализации условия  $v_\phi = c$ , но и возможности приблизить электронные орбиты слаборелятивистского пучка к ламелям электродинамической структуры в область интенсивного поля.

Проведенные исследования оптимальных вариантов, полученных на основе этих моделей с учетом влияния сил поля пространственного заряда, указывают на заметное ухудшение эффективности пениотронного усилителя из-за действия сил поля пространственного заряда, приводящего к зависимости энергетики взаимодействия от фазы влета электрона, особенно при увеличении номера синхронной гармоники. Как показали расчеты, выполненные в работах [13–15], эффективность пениотрона-генератора при оптимально подобранных параметрах все же остается довольно высокой (КПД достигает 72% при  $p = 3$  и 34% при  $p = 10$ ), несмотря на то, что здесь отрицательное воздействие оказывает также встречная парциальная волна, если создаются условия, близкие к обеспечению ее гирорезонансного взаимодействия с пучком.

Анализ оптимальных вариантов пениотрона-генератора показал, что в них действие сил поля пространственного заряда компенсируется за счет создания условий, при которых амплитуда ВЧ-поля значительно превышает величину этих сил. На практике это оказывается возможным, когда соответствующим образом сбалансированы величины добротности резонатора и мощности пучка. Как показывает анализ экспериментальных данных [17], для  $p = 3$  за счет выбора нагруженной добротности  $Q \approx 2000$  удается обеспечить требуемую ампли-

туду ВЧ-поля и получить КПД= 70%, соответствующий расчетному. При  $p = 10$  расчетный КПД= 33%, в то время как в эксперименте достигнут лишь 6%. Расчеты показывают, что оптимальный КПД достигается при добротности резонатора, в 5 раз превосходящей ту, что реализована в эксперименте. Аналогичный результат получен в эксперименте [18].

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что применение сверхпроводящих резонаторов в пениотронах позволит реализовать режимы работы с  $p = 10$  при высоком КПД и тем самым способствовать освоению ТГц-диапазона при реально достижимых значениях индукции магнитного поля.

## Заключение

В работе показано, что применение сверхпроводящих электродинамических структур в электронных приборах сверхвысокочастотного диапазона не только улучшает их характеристики, но и создает предпосылки реализации таких приборов, как автофазная ЛБВ и пениотрон миллиметрового диапазона; с обычными структурами, имеющими омические потери, такая реализация невозможна.

Добавим к изложенному: использование сверхпроводящих гофрированных волноводов в релятивистских черенковских генераторах сверхбольшой мощности позволит снять тепловую нагрузку электродинамической системы генератора. Это в свою очередь позволит существенно поднять выходную мощность приборов, поскольку тепловое разрушение рабочей поверхности, ограничивающее уровень генерируемой мощности в существующих приборах с обычными (не сверхпроводящими электродинамическими структурами), будет исключено.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект 14-12-00222).

## Список литературы

- [1] Диденко А.Н., Севрюкова Л.М., Ятис А.А. Сверхпроводящие ускоряющие СВЧ-структуры. М.: Энергоиздат, 1981. С. 208.
- [2] Диденко А.Н. Сверхпроводящие волноводы и резонаторы. М.: Сов. радио, 1973. С. 255.
- [3] Менде Ф.Ф., Бондаренко И.Н., Трубицын А.В. Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы. Киев: Наукова думка, 1976.
- [4] Handbook of Accelerator Physics and Engineering / Ed. A.W. Chao, M. Tigner. Singapore: World Scientific, 1999. P. 679.
- [5] Azaryan N.S., Kurayev A.A., Sinitsyn A.K. et al. // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2012. Vol. 9. N 2. P. 150–162.
- [6] Колосов С.В., Кураев А.А., Сеницын А.К., Сенько А.В. // Вес. Нац. акад. наук. Сер. фізика-техн. наук. 2012. № 2. С. 104–107.
- [7] Booske J.H. // Phys. Plasmas. 2008 Vol. 15. N 5. P. 055502.
- [8] Кураев А.А., Сеницын А.К. // Радиотехника и электроника. 1989. Т. XXXIV. № 6. С. 1264–1269.
- [9] Кураев А.А., Сеницын А.К. // Радиотехника и электроника. 1989. Т. XXXIV. № 10. С. 2166–2171.
- [10] Ono S., Yamanouchi K., Shibata T., Koike Y. // Sci. Repts Res. Insts Tohoku Univ. 1962. Vol. B-14. N. 2. P. 49–57.
- [11] Голеницкий И.И., Еремка В.Д., Сазонов В.П. // Электроника СВЧ. Сер. 1. Вып. 325. М.: ЦНИИ Электроника, 1988.
- [12] Кураев А.А. // РЭ. 1990. Т. 35. № 6. С. 1278–1283.
- [13] Кураев А.А., Парамонов Б.М., Сеницын А.К. // РЭ. 1995. Т. 40. № 1. С. 102–111.
- [14] Кураев А.А., Матвеев В.В., Сеницын А.К. // РЭ. 1994. Т. 39. № 10. С. 1661–1666.
- [15] Еремка В.Д., Кураев А.А., Сеницын А.К., Щербаков А.В. // РЭ. 2000. Т. 45. № 2. С. 357–361.
- [16] Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т. 2. М.: Физматлит, 2004.
- [17] Ishihara T., Sagae K., Sato N., Shimawaki H., Yokoo K. // IEEE Trans. on Electron Devic. 1999. Vol. 46. N 4. P. 443–457.
- [18] Сухоруков А.П., Королев А.Ф., Шелудченков А.В. и др. // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2000. № 3.
- [19] Пирс Дж.Ф. Лампа с бегущей волной. М.: Сов. радио, 1952.
- [20] Слэтер Дж. Электроника сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1948.
- [21] Филимонов Г.Ф. // РЭ. 1958. Т. 3. № 1. С. 124.
- [22] Солнцев В.А. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1971. Вып. 11. С. 87.
- [23] Кураев А.А., Соловей М.П. // РЭ. 1982. Т. 27. № 6. С. 1234.
- [24] Кураев А.А., Соловей М.П. // РЭ. 1983. Т. 28. № 7. С. 1339.
- [25] Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ. Методы анализа и оптимизации параметров. М.: Радио и связь, 1986.
- [26] Поляк В.Е., Филатов В.А. // РЭ. 1986. Т. 31. № 11. С. 2233.
- [27] Журавовский В.А. // РЭ. 1987. Т. 32. № 4. С. 820.
- [28] Кураев А.А., Сеницын А.К. // РЭ. 1987. Т. 32. № 11. С. 2427.