

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

© А.А. Кураев,^{1,2} С.А. Куркин,^{1,3} А.А. Короновский,^{1,3} А.О. Рак,^{1,2} А.К. Синицын,¹ А.Е. Храмов^{1,3}

¹ Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, 410054 Саратов, Россия

² Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 220013 Минск, Беларусь

³ 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_{ϕ} — 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 π [22]. Подробные исследования [22], однако, показали, что при достаточно больших параметрах усиления ϵ 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

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_i}{dT} &= -\varepsilon\theta_0 \frac{\beta_0^2}{\beta_i} (1 - \beta_i^2)^{3/2} [\sqrt{\rho}A \cos(u_i + \vartheta - \Phi) - F_i], \\ \frac{du_i}{dT} &= \frac{\theta_0}{\varepsilon} \left(\frac{\beta_0}{\beta_i} - 1 \right), \\ \frac{dA}{dT} &= \sqrt{\rho} \frac{2\theta_0}{N} \sum_{i=1}^N \cos(u_i + \vartheta - \Phi) - k_m \frac{\theta_0}{\varepsilon} S_T(T)A, \\ \frac{d\vartheta}{dT} &= -\sqrt{\rho} \frac{2\theta_0}{NA} \sum_{i=1}^N \sin(u_i + \vartheta - \Phi), \end{aligned} \quad (1)$$

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]:

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

$W_0 = 337$ — 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 η_B оказывается меньше электронного η_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 ψ_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 ψ_s будет задана и постоянна [8], а электрон с $i = s$ будет эквивалентом центра сгустка, движущимся синхронно с „горячей“ волной и отстоящим на угол δ_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 ψ_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 λ , θ_0 , ε , k_m , β_0 , n задача оптимизации ЛБВ-О по КПД решается выбором величин A_0 , δ_0 , δ_1 , максимизирующих η_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 θ_0 имеют практически идентичные характеристики и выходные параметры: $G \approx 40$ дБ, $\eta_B \approx 80\%$. При оптимизации значений A_0, δ_0 допускались только такие режимы, при которых сильно замедленные и отраженные (обратные) электроны отсутствуют. Этим (а также фиксированным значением θ_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 β_0 и горячей фазовой скорости волны $\beta_{ФГ}$, т.е. действительной фазовой скорости самосогласованного

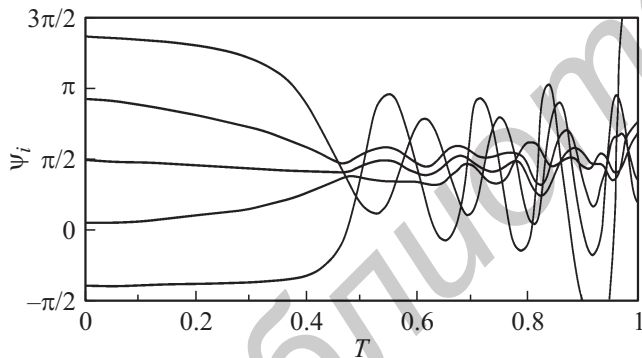


Рис. 1. Зависимости $\psi_i(T)$ для 5 из 20 принятых в расчете электронов.

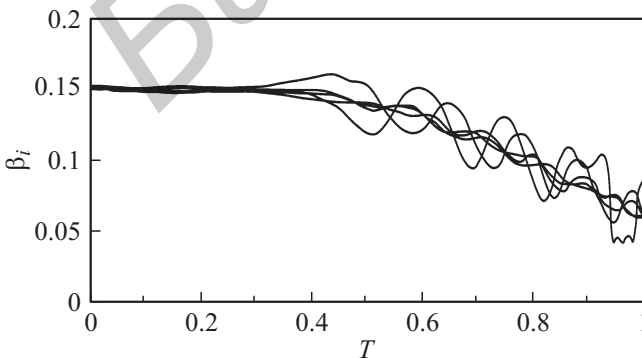


Рис. 2. Зависимости $\beta_i(T)$ для тех же, что на рис. 1, электронов.

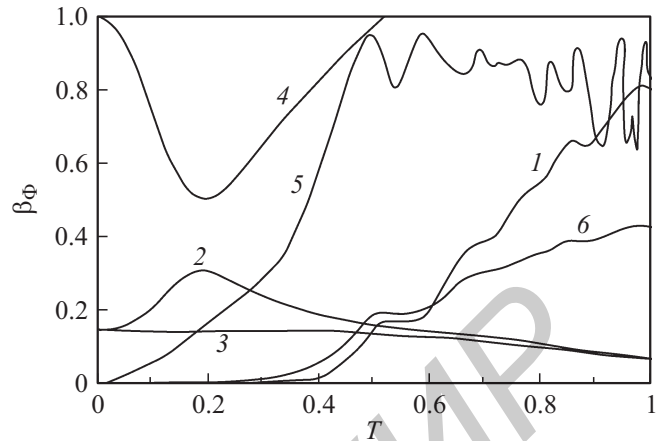


Рис. 3. Интегральные зависимости $\eta_B(T)$ — 1, $\beta_Ф$ — 2, $\beta_{ФГ}(T)$ — 3, $g(T)$ — 4, $G_r(T)$ — 5, $A(T)/10$ — 6.

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_ϕ — 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., Коралев 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.