

УДК 621.378.5

КВАНТОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

(Обзор)

Н. Т. Черпак

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение
2. Физические основы и характеристики квантовых усилителей бегущей волны
3. Активное вещество
4. Электродинамические системы с активным веществом
5. Невзаимный элемент
6. Источники накачки. Каналирование энергии накачки
7. Линии передачи
8. Современное состояние физики и техники квантовых усилителей и перспективы их развития

Однако лишь после того, как была начата экспериментальная работа по мазеру, мы поняли, что этот тип усилителя является исключительно малозумящим... Мы можем ожидать новый этап быстрого развития квантовой электроники — усовершенствования диапазона и характеристик мазеров...

Ч. Таунс. Из Нобелевской лекции.

1. ВВЕДЕНИЕ

Повышение чувствительности радиоприемных систем является одной из основных проблем радиофизики. Именно в этом направлении, в основном, используются новейшие результаты смежных областей физики и техники: радиоспектроскопии, физики твердого тела, физики и техники низких температур, техники СВЧ.

В течение последних двадцати лет шумовая температура лучших радиоприемных систем в сантиметровом диапазоне волн понижена от T более 1000 К до величины 15—50 К ^[1-4]. Значительное улучшение чувствительности, приблизительно на два порядка, достигнуто благодаря созданию и использованию малозумящих усилителей, прежде всего квантовых парамагнитных усилителей (КПУ), или твердотельных мазеров, и полупроводниковых параметрических усилителей (ППУ).

В это же время чрезвычайно возрос интерес к освоению все более коротковолновой части СВЧ диапазона и начали интенсивно развиваться физика и техника миллиметровых волн. При работе в миллиметровом диапазоне повышается разрешающая способность, уменьшаются размеры антенн при сравнимом усилении, улучшаются характеристики распространения при прохождении через сильно ионизованные среды. Поэтому укорочение волны представляет интерес для развития точной радиолокации, радиометрии высокого разрешения, космической связи, плазменной диагностики, физики атмосферы и космического пространства, радиоспектроскопии. Линии излучения и поглощения сложных

молекул в межзвездных облаках в основном обусловлены вращательным движением молекул. Эти резонансные линии имеют место и в сантиметровом диапазоне, но в миллиметровом диапазоне они многочисленнее и интенсивность их выше.

Наиболее жесткие требования к радиоприемной аппаратуре предъявляются в радиоастрономии и в системах дальней космической связи. Успехи здесь обусловлены использованием достижений радиоп физики, причем именно требования к аппаратуре стимулировали многие из этих достижений [5].

Обычно наиболее сильное влияние на шумовую температуру радиоприемной системы оказывает входной усилитель. Шумовая температура последнего, как правило, намного превышает квантовый предел hf/k (h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана), и обычно входной усилитель в миллиметровом диапазоне является основным источником шума. Другими важными критериями качества усилителей являются полоса усиливаемых частот и стабильность усиления.

Наиболее полно указанным выше требованиям могут удовлетворять КПУ бегущей волны (БВ), отличающиеся от КПУ резонаторного типа (РКПУ) более высокими значениями ряда важных характеристик, из которых следует отметить коэффициент G и полосу усиления $\Delta f_{\text{зав}}$, полосу перестройки частоты ΔF , стабильность усиления [2, 6]. Важным преимуществом КПУ БВ является простота управления. Поэтому в настоящее время практическое значение имеют усилители БВ. РКПУ использовались в конце 50-х — начале 60-х годов [2, 6-8].

КПУ сантиметрового диапазона были созданы на этапе развития квантовой радиоп физики, который последовал непосредственно за созданием первых квантово-механических приборов с индуцированным излучением — первых молекулярных мазеров [9, 10]. После классических работ Басова, Прохорова [11] и Бломбергера [12] и реализации в сантиметровом диапазоне метода вспомогательного излучения — метода накачки в диэлектрических кристаллах с парамагнитными ионами [13, 14], в том числе и в режиме БВ [15-17], у исследователей появился определенный оптимизм в быстром освоении квантовых усилителями всего СВЧ диапазона, включая и миллиметровые волны [18].

Однако вскоре выяснилось, что создание КПУ БВ в миллиметровом диапазоне представляет собой сложную проблему [4, 19]. То обстоятельство, что КПУ БВ не были созданы до самого последнего времени в средне- и коротковолновой части миллиметрового диапазона, объясняется сложностью возникающих при этом задач, а также комплексным характером всей проблемы, так как становится необходимым решать задачи, находящиеся на стыке нескольких научных направлений (ЭПР- и ФМР-спектроскопия, физика низких температур, электродинамика сложных структур, электроника СВЧ и др.). Сложность проблемы вначале приводила многих исследователей даже к размышлениям о целесообразности тех усилий, которые необходимо затратить для ее решения, тем более что в сантиметровом диапазоне охлаждаемые ППУ приближались по шумовой температуре к КПУ и появилась надежда на быстрое создание ППУ в миллиметровой области [20]. Спустя некоторое время стало ясно, что создание ППУ миллиметрового диапазона также представляет сложную задачу. Кроме того, и это главное, по целому ряду характеристик (стабильность, надежность, уровень нелинейных частотных искажений, восстанавливаемость после воздействия сильных сигналов), в том числе и по шумовой температуре, КПУ остаются непревзойденными малощумящими усилителями. С укорочением волны эти преимущества еще более возрастают.

Проблема создания КПУ БВ сантиметрового диапазона с приемлемыми эксплуатационными характеристиками к началу 70-х годов была в основном решена [2], возникающие здесь задачи были связаны

в основном с оптимизацией конструкций и улучшением характеристик и были стимулированы потребностями дальней космической связи [21] и радиоастрономии [4, 5, 22]. К этому же времени потребности некоторых научно-технических направлений, относящихся, главным образом, к изучению космического пространства, а также сама логика развития квантовой радиофизики СВЧ диапазона обусловили актуальность проблемы создания квантовых усилителей в миллиметровом диапазоне. При этом необходимо подчеркнуть, что создание КПУ миллиметрового диапазона кроме непосредственного увеличения чувствительности радиоприемных систем имеет и другое значение: вследствие своих уникальных особенностей КПУ служат ориентиром при разработке других типов маломощных усилителей миллиметровых волн.

В области создания КПУ миллиметрового диапазона можно отметить два периода:

1) до 70-х годов, когда была продемонстрирована возможность создания усилителей этого типа на рутиле (TiO_2) с ионами Cr^{3+} [23, 24] и Fe^{3+} [25, 26] и рубине-корунде (Al_2O_3) с ионами Cr^{3+} [27];

2) с 70-х годов, когда были созданы имеющие практическое значение усилители на рутиле в 8-миллиметровом диапазоне [28], созданы усилители на андалузите (Al_2SiO_5) с ионами Fe^{3+} в диапазоне волн $\lambda < 8$ мм [29, 30], показана возможность создания усилителей на андалузите в диапазоне волн $\lambda = 8 \div 4$ мм [30] и созданы лабораторные макеты КПУ БВ на рутиле в 3-миллиметровом диапазоне [31, 32].

На первом этапе важно было получить устойчивое квантовое усиление в режиме БВ, поэтому усилители [23–26] не вышли за пределы лабораторий. Исключением является усилитель на рубине, который с 1968 года успешно применяется для радиоастрономических исследований [33]. Однако общей особенностью этих усилителей является то, что из работ [23–27] нельзя было сделать определенных выводов о возможностях значительного укорочения волны и расширения полосы усиления.

В данном обзоре рассмотрены работы по КПУ БВ миллиметрового диапазона, выполненные в основном в 70-х годах. Эти работы выполнялись несколькими группами исследователей, работающих независимо в СССР, Швеции и США. Указанные работы будут обсуждены при изложении отдельных задач и их решений, а также при описании усилителей в целом. Сюда относятся следующие задачи: 1) поиск и исследование активного вещества; 2) создание электродинамических систем для взаимодействия активного вещества с СВЧ полями; 3) обеспечение условий устойчивого усиления; 4) разработка других функциональных элементов, прежде всего источников накачки; 5) исследование характеристик усилителей.

При изложении будем исходить из предположения, что читатель знаком с основными положениями квантовой механики и радиофизики.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАНТОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

1. В квантовом парамагнитном усилителе имеет место взаимодействие СВЧ электромагнитного поля и соответствующим образом возбужденного (активного) образца — диамагнитного кристалла с примесью парамагнитных ионов, что приводит к когерентному усилению этого поля. Уже отсюда следуют те задачи физического и технического характера, которые возникают при создании КПУ БВ и которые были указаны в конце предыдущего раздела.

КПУ работают в соответствии с теми же фундаментальными принципами индуцированного излучения, что и квантовые газовые (пучковые) генераторы [9, 10]. В КПУ в качестве активной среды исполь-

зуются монокристаллы твердого тела с намного более высокой плотностью активных частиц, чем в газе, что приводит к значительному уширению резонансной линии поглощения в кристалле. Это различие приводит в конечном счете к квантовым приборам различного назначения (усилитель или генератор). Дальнейшим отличием всех КПУ от газовых квантовых генераторов СВЧ диапазона является то, что в них используются активные вещества с числом энергетических уровней не менее трех [12]*. Если в системе частиц такого вещества создана инверсия населенностей каких-либо двух уровней энергии E_i и E_j , когда населенность n_j верхнего уровня j больше населенности n_i нижнего уровня i , то из формулы для резонансного поглощения СВЧ мощности кристаллом

$$P_a = (n_i - n_j) W_{ij} h f_{ij}, \quad j > i, \quad (1)$$

следует, что поглощаемая мощность становится отрицательной и система способна усиливать ($W_{ij} = W_{ji}$ — вероятность индуцированных переходов на частоте $f_{ij} = (E_j - E_i)/h$). Эффект резонансного поглощения мощности P_a (1) в парамагнитном кристалле называется электронным парамагнитным резонансом (ЭПР).

2. При использовании метода накачки [11, 12] под воздействием вспомогательного излучения (накачки) становятся равными населенности крайних энергетических уровней (рис. 1). Этот эффект, который называется эффектом насыщения, имеет место, если вероятность W_{13} , пропорциональная мощности накачки на частоте f_{13} , значительно превышает вероятность релаксационных переходов $w_{13} = w_{31} \times \exp(hf_{13}/kT)$. Последние совершаются в системе парамагнитных частиц (спиновой системе) под влиянием тепловых колебаний решетки.

Несложно показать, что разность населенностей $\Delta n_{21} = n_2 - n_1$ при насыщении перехода накачки равняется [2]

$$\Delta n_{21} = \frac{w_{32}(1 - \exp(-hf_{32}/kT)) - w_{21}(1 - \exp(-hf_{21}/kT))}{w_{32}(1 + 2\exp(-hf_{32}/kT)) + w_{21}(2 + \exp(-hf_{21}/kT))}, \quad (2)$$

где $n_1 + n_2 + n_3 = n_1^e + n_2^e + n_3^e = 1$ (индекс «e» указывает на значение n_i в тепловом равновесии, когда n_i^e следуют распределению Больцмана $n_i^e \sim \exp(-E_i/kT)$).

В диапазоне сантиметровых волн даже при температуре жидкого гелия выполняется условие $hf_{ij} \ll kT$, тогда (2) упрощается [12]:

$$\Delta n_{21} \simeq \frac{h}{3kT} \frac{w_{32}f_{32} - w_{21}f_{21}}{w_{32} + w_{21}}. \quad (2a)$$

Отсюда видно, что при $w_{32}f_{32} > w_{21}f_{21}$ (достигается инверсия населенностей уровней 1 и 2) число излучающих частиц повышается с понижением температуры и становится тем выше, чем больше разница в числителе (2a). Если $w_{32}f_{32} - w_{21}f_{21} < 0$, это означает, что достигается инверсия населенностей уровней 2 и 3, которая обычно в данном случае имеет место при $f_{32} < f_{21}$.

Количественной характеристикой инверсии населенностей уровней i и j является коэффициент инверсии

$$I_{ij} = \Delta n_{ji} / \Delta n_{ij}^{(e)}. \quad (3)$$

* Выполнение последнего условия необходимо для возбуждения твердотельного образца методом электромагнитной накачки в отличие от метода сортировки активных молекул в газе,

В общем случае I_{ij} определяется соотношением частот накачки f_p и сигнала f_s , соотношением вероятностей релаксационных переходов w_{ij} , а также соотношением вероятностей w_{ij} и вероятностей w_{cr} кросс-релаксационных (КР) переходов [7]. КР эффекты имеют место, когда между частотами квантовых переходов выполняются гармонические или комбинационные соотношения [34], например

$$m \uparrow f_{ij} = n \downarrow f_{kl},$$

где m и n — целые числа, знаки \uparrow и \downarrow означают переходы на более высокий или более низкий энергетический уровень соответственно. При недостаточно мощной накачке коэффициент I_{ij} определяется также мощностью накачки P_p .

Из условия (2), (3) достижения инверсии населенностей уровней может быть оценена частота f_p накачки для трехуровневой схемы (без учета КР эффектов):

$$f_p > f_s + \frac{kT}{h} \ln \frac{\xi}{\xi - 1 + \exp(-hf_s/kT)}, \quad (4)$$

где ξ — релаксационный параметр (например, в случае (2) $\xi = w_{32}/w_{21}$). При $\xi = 1$ из (4) следует

$$f_p > 2f_s. \quad (4a)$$

В наиболее оптимальном случае $\xi \rightarrow \infty$, и из (4) получается

$$f_p > f_s. \quad (4b)$$

Для более сложных схем накачки условие (4) может быть менее жестким, однако за редкими исключениями, как правило, должно выполняться условие (4б). Примеры некоторых возможностей обойти условие (4б) приведены в следующем разделе.

В кристаллах для КПУ наибольшее применение получили парамагнитные трехвалентные ионы переходных элементов Cr и Fe, имеющие нескомпенсированные спиновые моменты в незаполненных электронных оболочках. Кристаллическое поле расщепляет основной уровень на крамерсовы дублеты, энергии которых в отсутствие магнитного поля различны, т. е. между дублетами имеется начальное расщепление Δ . В активных кристаллах для КПУ Δ находится в диапазоне СВЧ и определяет в основном диапазон рабочих частот КПУ (например для рубина $\Delta = 11,46$ ГГц).

Внешнее магнитное поле, снимающее вырождение крамерсовых дублетов, повышается до значения, при котором система уровней разделяется интервалом энергии, соответствующим кванту СВЧ поля hf_{ij} .

Теоретически предсказать свойства парамагнитного кристалла как потенциального активного вещества в настоящее время не представляется возможным. Поэтому в каждом конкретном случае требуются экспериментальные измерения. Основным критерием пригодности кристалла для использования в КПУ является значение d_m магнитного декремента при инверсии населенностей уровней на частоте f_s [2]. Ве-

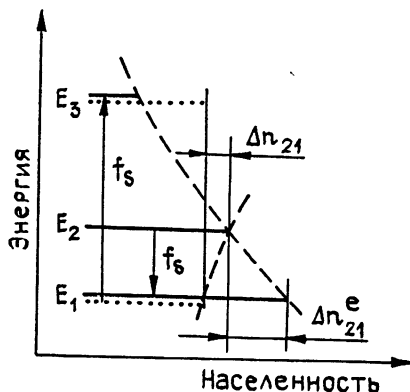


Рис. 1. Принцип трехуровневой системы инверсии населенностей уровней 1 и 2, накачка взаимодействует со спиновой системой на частоте $f_p = f_{12}$.

личина d_m просто связана с мнимой частью χ'' магнитной восприимчивости χ в условиях инверсии населенностей:

$$d_m = \chi'' \eta, \quad (5)$$

где η — коэффициент использования активного вещества [6], χ'' характеризует мазерные свойства вещества, η зависит от свойств как активного вещества, так и электродинамической системы, в которой происходит взаимодействие вещества с СВЧ полем.

Из (5) следует, что максимальное значение d_m

$$d_{m \max} = \chi''. \quad (5a)$$

В предположении лоренцевской формы линии на частоте перехода $i-j$ χ'' равняется [6]

$$\chi''_{ij} = A \frac{I_{ij} \Delta n_{ij}^e}{\Delta f_L} \sigma_{ij \max}^2,$$

где $A = 1,3 \cdot 10^{-18} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ — константа, не зависящая от вещества, Δf_L — ширина линии ЭПР, $\sigma_{ij \max}^2$ — значение квадрата матричного элемента σ спинового оператора при оптимальной поляризации СВЧ поля. Температуру активного вещества понижают до температуры жидкого гелия для увеличения χ''_{ij} и снижения W_{ij} .

Удобным параметром при сравнении различных активных веществ для КПУ БВ является произведение [35, 3]

$$m = \chi'' \Delta f_L, \quad (6)$$

которое указывает на потенциальные возможности активного вещества в структурах БВ и которое можно назвать площадью излучения или эффективностью активного вещества.

3. В КПУ БВ активное вещество помещается в структуру БВ, в которой мощность сигнала возрастает экспоненциально при распространении от входа к выходу структуры (рис. 2 б). Электронное или парамагнитное усиление, т. е. усиление сигнала в активном кристалле, в децибелах равняется [6, 2]

$$G_e = 27,3 S (l_c / \lambda_s) d_m, \quad (7)$$

где S — коэффициент замедления волны по групповой скорости, l_c — длина кристалла, λ_s — длина волны сигнала в свободном пространстве.

В силу неизбежной неидеальности структуры БВ в ней возникают отраженные волны, что приводит к появлению генерации в устройстве. Для обеспечения устойчивого усиления БВ в структуре обязательно предусматривается невзаимный элемент.

Усиление КПУ БВ как прибора равняется

$$G(\partial Б) = G_e(\partial Б) - L(\partial Б), \quad (8)$$

где $L(\partial Б)$ включает потери в структуре и в волноводном тракте. На практике выражением (8) удобно пользоваться в форме

$$G(\partial Б) = 27,3 S (l_c / \lambda_s) (d_m - d_0 - d_F) - L_W(\partial Б). \quad (8a)$$

Здесь $L_W(\partial Б)$ — потери во входном и выходном волноводах, d_0 и d_F — декременты волны, учитывающие потери в структуре и невзаимном элементе.

Мгновенная полоса усиления, которая не может превышать полосу пропускания структуры БВ, равняется в предположении лоренцевской формы линии ЭПР [2, 6]

$$\Delta f_{-3\delta B} = \Delta f_L \sqrt{3 / (G_e (\delta B) - 3)}. \quad (9)$$

т. е. уменьшается более медленно с увеличением усиления по сравнению с резонаторными КПУ. Как правило, $\Delta f_{-3\delta B} \simeq \Delta f_L / 3$.

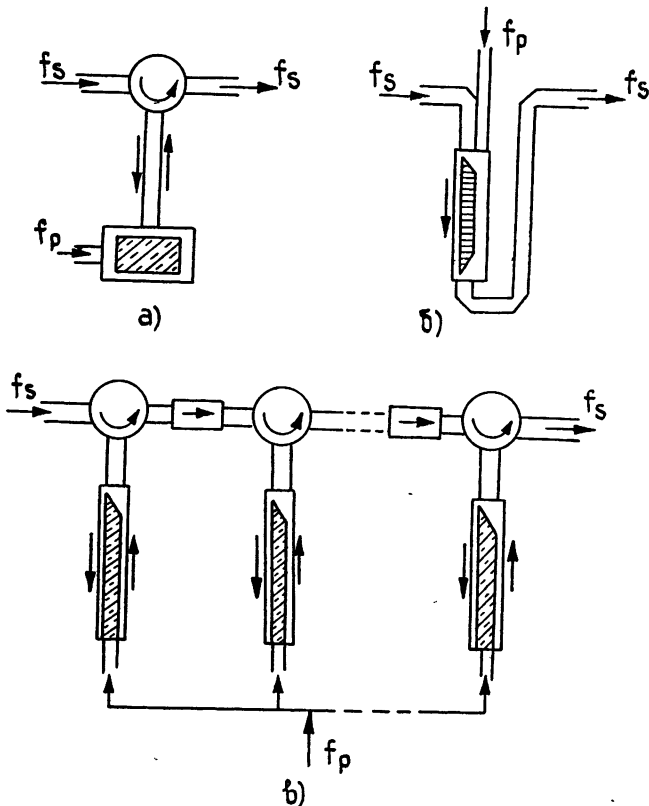


Рис. 2. Типы квантовых усилителей СВЧ: а) РКПУ, б) КПУ БВ, в) КПУ ОВ.

4. Шумовая температура собственно КПУ БВ определяется на основании формулы для шумов, генерируемых в передающей линии двумя различными источниками шума, находящимися при разных температурах [6]. В предположении $G \gg 1$ шумовая температура собственно КПУ БВ равняется

$$T'_N \simeq T_m + \frac{d_0 + d_F}{d_m - (d_0 + d_F)} T. \quad (10)$$

Величина T_m является спиновой температурой, с помощью которой удобно описывать неравновесные состояния в спиновой системе. Величину T_m можно определить, зная I_{ij} и физическую температуру T , из выражения

$$I_{ij} = \frac{\text{th}(hf_s/2kT_m)}{\text{th}(hf_s/2kT)},$$

которое в радиоприближении ($hf_s \ll kT$) имеет вид $T_m = T/I_{ij}$. Из (10) видно, что при $d_m \gg d_0 + d_F$ $T'_N \simeq T_m$. Здесь необходима одна оговор-

ка. В принципе T_m может быть как угодно малой величиной. Однако T_N не может быть меньше предельной величины

$$T'_N \geq h f_s / k. \quad (11)$$

С этой точки зрения T_m не имеет смысла уменьшать до величины, намного ниже $h f_s / k$. Величина $h f_s / k$ является квантовым пределом шумовой температуры. Можно показать [6], что квантовый предел шумов характерен для любого когерентного усиления и что он связан с принципом неопределенности в квантовой механике. Предел (11) означает, что усилитель должен добавлять шум к любому сигналу, проходящему через усилитель, добавленный шум эквивалентен по крайней мере удвоенной энергии нулевых колебаний. Для длины волны $\lambda_s = 3$ мм значение $h f_{ij} / k \simeq 5$ К, для $\lambda_s = 3$ см этот предел равен $\sim 0,5$ К.

В КПУ БВ как радиофизическом устройстве (т. е. включаем входной и выходной волноводы) шумовая температура T_N , приведенная ко входному фланцу волновода, значительно превышает собственный шум T'_N . Шумовая температура T_N практически определяется омическими потерями во входном волноводе.

Анализ шумовых свойств КПУ БВ в миллиметровом диапазоне более удобно начинать в терминах P_f спектральной плотности мощности шумов (СПМШ). Суммарное значение P_f , отнесенное ко входу КПУ БВ, может быть записано следующим образом:

$$P_{f\Sigma} = P_f^{(in)} + P_f^{(a)} + P_f^{(out)} / G, \quad (12)$$

где $P_f^{(in)}$, $P_f^{(out)}$, $P_f^{(a)}$ — значения СПМШ входного и выходного волноводов и собственно усилителя. В (12) не учитывается степень согласования отдельных элементов, поэтому P_f можно назвать номинальным значением СПМШ усилителя. Обычно $G = 10^2 \div 10^4$ (см. табл. 1, 2, 4), поэтому последним слагаемым в (12) можно пренебречь; $P_f^{(a)}$ вычисляется по формуле, аналогичной (10). Для $P_f^{(in)}$ можно получить выражение

$$P_f^{(in)} = \frac{P_f^{(0)} + \int_0^l \alpha(z, T) P_f(z) \exp \left[\int_0^z \alpha(\xi, T) d\xi \right] dz}{\exp \left[\int_0^l \alpha(z, T) dz \right]},$$

где $P_f^{(0)}$ — СПМШ на входе волновода (при $z=0$). Зависимость затухания волны в волноводе от T и продольной координаты z описывается функцией $\alpha(z, T)$. Зная $P_{f\Sigma}$, температуру T_N можно вычислить из выражения, полученного из формулы излучения абсолютно черного тела:

$$T_N = h f_s / k \ln \left[\frac{h f_s}{P_{f\Sigma} - (1/2) h f_s} + 1 \right].$$

В миллиметровом диапазоне величина $P_{f\Sigma}$ находится в пределах $5 \cdot 10^{-23} - 5 \cdot 10^{-22}$ Вт/Гц.

5. Важной характеристикой всех усилителей СВЧ является порог насыщения. Насыщение КПУ имеет место при уровнях мощности сигнала $10^{-6} - 10^{-8}$ Вт. Однако, несмотря на достаточно низкий порог насыщения, динамический диапазон КПУ велик и составляет приблизительно 50—70 дБ из-за низкого уровня собственных шумов.

Таблица 1

Частота сигнала $f_s, \Gamma\Gamma\text{ч}$	Активный кристалл	Частота накачки $f_p, \Gamma\Gamma\text{ч}$	Темпера- тура, К	Кoeffици- ент усиле- ния $G, \text{дБ}$	Полоса уси- ления $\Delta f - \text{зДБ}, \text{МГц}$	Шумовая темпе- ратура $T_N, \text{К}$	Ссылка
2,26— 2,31	$\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Cr}^{3+}$	12,5—13,0	4,2	45	45	5(8)	[21]
2,24— 2,42	$\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Cr}^{3+}$	12,3—14,1	4,2	45 (27)	16	4,2(6)	[21]
3,1 — 3,6	$\text{TiO}_2: \text{Cr}^{3+}$	55	2	30	12	—	[22]
5,25— 6,1	$\text{TiO}_2: \text{Fe}^{3+}$	60	4,2	24	20	—	[22]
7,5 — 8,2	$\text{TiO}_2: \text{Fe}^{3+}$	55	1,7	25	20	—	[22]
7,75— 8,75	$\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Cr}^{3+}$	21,8—24,5	4,2	45	20(17)	65(10,5)	[21]
14,3 — 16,3	$\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Cr}^{3+}$	17,9—20	4,2	48 (30)	17	8,5(13)	[21]
18 — 24,2	$\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Cr}^{3+}$	34,8—40	4,2	23	30	—	[26]
23,6 — 26,5	$\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Cr}^{3+}$	25,1—28	4,2	15	40	—	[26]
22 ± 0,5	$\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Cr}^{3+}$	48	4,2	27	30	15	[27]
		47,5	4,2				

Теоретический анализ особенностей эффекта насыщения в КПУ был ранее выполнен в условиях пренебрежения омическими потерями в электродинамических структурах [2, 6]. В миллиметровом диапазоне это приближение уже неверно. Кроме того, исследование в этом диапазоне волн активных кристаллов непосредственно в структурах БВ вызвало необходимость исследовать ряд особенностей эффекта насыщения, которые ранее не исследовались.

6. В табл. 1 приведены характеристики некоторых КПУ БВ сантиметрового диапазона, которые применяются в системах дальней космической связи и в радиоастрономических приемниках. Все КПУ БВ построены на периодических замедляющих структурах. Поскольку накачка в усилителях сантиметрового диапазона не вызывает серьезных затруднений (мощность источников накачки обычно равняется нескольким десяткам милливольт), в таблице не приведены типы источников накачки и их выходная мощность $P_0^{(p)}$.

С целью расширения полосы усиливаемых частот недавно был предложен и реализован в сантиметровом диапазоне усилитель с отраженной волной (КПУ ОВ) [37-40] (табл. 2).

Таблица 2

Частота сигнала, ГГц	Накачка			Температура, К	Коэффициент усиления, дБ	Полоса усиления, МГц	Шумовая температура, К	Литература
	частота, ГГц	мощность, мвт	источник					
9-10	24	—	К	4,2	20	25	95 ± 10	[37]
19-25	41-51	25-30	К	4,2	20-23	50-60	—	[40]
18,3-26,6	39-56	100	ЛОВ	4,6	30	2.0	13 ± 2	[38]
19,5-24	39-51	150	ЛОВ	4,6	31-27	400-500	9,5 ± 4	[39]

Условные обозначения: К — клистрон; ЛОВ — лампа обратной волны.

По характеру взаимодействия СВЧ поля с активным кристаллом КПУ ОВ занимают положение, промежуточное между КПУ БВ и РКПУ (рис. 2). Каждый активный элемент КПУ ОВ взаимодействует с прямой и отраженной волной, развязка между волнами осуществляется с помощью циркулятора.

Создание КПУ ОВ представляется успешным при условии синтеза длинных и совершенных активных кристаллов с достаточно высоким значением эффективности m . К настоящему времени это условие выполняется в полной мере только по отношению к рубину.

7. В последующих разделах рассмотрены основные задачи, возникающие при создании КПУ БВ миллиметрового диапазона. Эти задачи выделены по функциональному признаку, что облегчает изложение материала. Мы не будем стремиться к строгому разделению физических и технических аспектов этих задач, так как такое деление может носить весьма условный характер.

Физическими задачами, которые возникают при создании КПУ БВ в миллиметровом диапазоне и от решения которых зависят основные характеристики усилителей, являются поиск активного кристалла и определение его мазерных характеристик, поиск и определение характеристик электродинамической структуры, адекватной активному кристаллу, а также задача обеспечения устойчивого усиления БВ, что в свою очередь вызывает необходимость исследования новых для КПУ БВ ферритовых элементов,

3. АКТИВНОЕ ВЕЩЕСТВО

1. Задача поиска вещества с целью создания активного элемента является одной из основных, поскольку выбор этого элемента определяет постановку других задач, возникающих при создании КПУ БВ. Из предыдущего раздела следует, что важными характеристиками активного вещества являются коэффициент инверсии I и эффективность кристалла m . В миллиметровом диапазоне существенным становится еще один критерий — инверсия населенностей должна осуществляться при разумных уровнях $P_0^{(p)}$ (порядка 1 Вт). Значения I , m , P_p зависят от величины начального расщепления Δ в спектре ЭПР и от релаксационных характеристик активных ионов в кристаллической решетке вещества. Активное вещество работает обычно оптимальным образом в том частотном диапазоне, в котором находится величина Δ .

Т а б л и ц а 3

Активные вещества, на которых получен эффект квантового усиления в резонаторных структурах

Кристалл	Ион	Расщепление в нулевом поле, ГГц	Литература
La (C ₅ H ₅ SO ₄) ₃ · 9H ₂ O K ₃ Co (CN) ₆ Al ₂ O ₃ Al ₂ O ₃ TiO ₂ TiO ₂ MgWO ₄ ZnWO ₄ Al ₂ O ₃ · 6SiO ₂ · 3BeO Al ₂ O ₃ · SiO ₂	Gd ³⁺	четырекратное расщепление 8,5 ГГц	[13]
	Cr ³⁺	5,1	[41]
	Cr ³⁺	11,49	[14]
	Fe ³⁺	12,1; 19,1; 31,2	[42]
	Cr ³⁺	43,3	[43]
	Fe ³⁺	43,3; 81,3; 124,6	[44]
	Cr ³⁺	48,1	[45]
	Cr ³⁺	51,5	[46,47]
	Cr ³⁺	53,5	[48-50]
	Fe ³⁺	115,1; 230,2; 345,3	[51-53]

В табл. 3 приведен перечень активных веществ, в которых экспериментальным путем достигнута инверсия населенностей на частоте f_s . Известно [2, 4, 6, 7], что в сантиметровом диапазоне волн практическое значение имеет рубин, который несмотря на сравнительно небольшое значение начального расщепления ($\Delta=11,49$ ГГц) применяется в КПУ БВ вплоть до $\lambda_s=8$ мм [27]. Недавно было показано, что в рубине наблюдается мазерное излучение до длин волн $\lambda_s=6$ мм ($f_s=50$ ГГц) [54]. При этом наблюдаются новые особенности этого эффекта, которые нуждаются в дальнейшем исследовании.

В основе всех зарубежных работ по созданию квантовых усилителей миллиметрового диапазона находится кристалл рутила (TiO₂) с ионами Cr³⁺ или Fe³⁺. Рутил имеет достаточно высокое значение Δ , хорошие релаксационные и излучательные свойства, что принципиально позволяет использовать его в миллиметровом диапазоне. Однако трудности, связанные с большим значением ($\epsilon_{\perp}=120$, $\epsilon_{\parallel}=24$, $T=4,2$ К), анизотропным характером и сильной температурной зависимостью диэлектрической проницаемости ϵ , серьезные даже в сантиметровом диапазоне, весьма сильно возрастают при укорочении λ_s .

Для применения в миллиметровом диапазоне удовлетворительную величину ϵ имеют вольфраматы MgWO₄ и ZnWO₄ с ионами Cr³⁺, берилл Al₂O₃ · 6SiO₂ · 3BeO с Cr³⁺ (изумруд) и андалузит Al₂O₃ · SiO₂ с Fe³⁺. В настоящее время оба вольфрамата синтезируются, они являются близкими аналогами, однако механические свойства первого

лучше, что важно при использовании в структурах БВ. На этих кристаллах получен эффект усиления на $\lambda_s = 8$ мм в слабом магнитном поле $B_0 < \Delta/g\beta$ [55]. Переход в более коротковолновую часть миллиметрового диапазона приводит к тому, что в $MgWO_4:Cr^{3+}$ возможны только схемы накачки в полях $B_0 > \Delta/g\beta$, так как $f_s > \Delta$. Экспериментальное исследование $MgWO_4:Cr^{3+}$, проведенное в ИРЭ АН УССР*, показало, что в 6-миллиметровом диапазоне в режиме БВ не удается получить инверсию населенностей даже при $P_p \gtrsim 3$ Вт (условия эксперимента: $\varphi = 0$, $\theta = 58^\circ 23'$, симметричная схема накачки в режиме БВ, $T = 4,2$ К, $f_s = 45$ ГГц, $f_p = 100$ ГГц, $B_0 = 1,74$ Тл). Берилл с Cr^{3+} (изумруд, $\epsilon = 7$) является трудносинтезируемым кристаллом. Экспериментальные исследования, проведенные недавно [50, 56, 57], с одной стороны, показали эффективность изумруда на частотах $f_s < \Delta$, а, с другой стороны, оставили открытым вопрос о возможности применения его в структурах БВ и на частотах $f_s > \Delta$, т. е. в сильных магнитных полях.

Андалузит с Fe^{3+} имеет наибольшее значение Δ [54] и удовлетворительные релаксационные [58] и диэлектрические ($\epsilon = 8$) [59] характеристики. Наблюдение и исследование квантового усиления на этом кристалле в резонаторном варианте [52, 60] указывали на перспективность его как активного вещества, хотя частотные зависимости свойств его подробно не были изучены. Наиболее существенным недостатком андалузита является то, что синтез его не разработан. Наличие двух магнитных комплексов (как, впрочем, и в рутиле) также усложняет применение кристалла в структурах БВ. В различное время предлагались и другие кристаллы в качестве возможных активных веществ [61-63], однако эффект усиления в них к настоящему времени не наблюдался.

2. Из приведенного перечня парамагнитных кристаллов можно сделать предварительный вывод о том, что наиболее подходящим активным веществом для КПУ БВ в диапазоне волн $\lambda_s < 8$ мм является андалузит с Fe^{3+} . Исходя из этого, были проведены в последнее время исследования спектральных [64-67] и излучательных [68, 69] свойств андалузита в миллиметровом диапазоне. Эти данные показывают, что при использовании андалузита в структурах БВ наиболее приемлемой является трехуровневая схема накачки при 90-градусной ориентации кристалла по отношению к направлению внешнего магнитного поля.

Значения m для андалузита достигают высоких значений и превосходят значения этого параметра для других кристаллов (рис. 3). Исключением являются частотные интервалы вблизи кросс-релаксационных соотношений:

$$f_{12} = 3f_{23} \approx 3f_{24}, \quad f_{12} = 2f_{23} \approx 2f_{24}, \quad f_{12} = f_{23}, \quad (13)$$

где $f_s = f_{12}$, $f_p = f_{13}$ или $f_p = f_{14}$. При этом, если выполняется первое из соотношений (13), то кристалл остается активным, несмотря на резкое снижение m . Однако в последних двух случаях в (13) m снижается до нуля, и, следовательно, в некоторой области частот, в окрестности $f_s \approx 50$ ГГц и $f_s \approx 100$ ГГц, квантовое усиление будет отсутствовать либо будет ниже потерь в электродинамической структуре.

Кристалл андалузита исследован экспериментально наиболее подробно в средневолновой части миллиметрового диапазона, однако полученные данные позволяют сделать прогноз его мазерных свойств во всем указанном диапазоне. При этом можно сделать вывод, что в 3-миллиметровом диапазоне значения m для $TiO_2:Fe^{3+}$ и $Al_2SiO_5:Fe^{3+}$ становятся сравнимыми. Однако превосходство андалузита сохра-

* Исследование проведено А. И. Стеценко и автором.

няется и здесь, так как для рутила в последнем случае необходимы несколько источников накачки по сравнению с одним для андалузита. Проведенные в [66] расчеты спектра ЭПР и анализ схем накачки в $\text{Al}_2\text{SiO}_5:\text{Fe}^{3+}$ позволяют надеяться на создание КПУ до $\lambda_s=2$ мм и, возможно, до $\lambda_s \approx 1$ мм [66, 70].

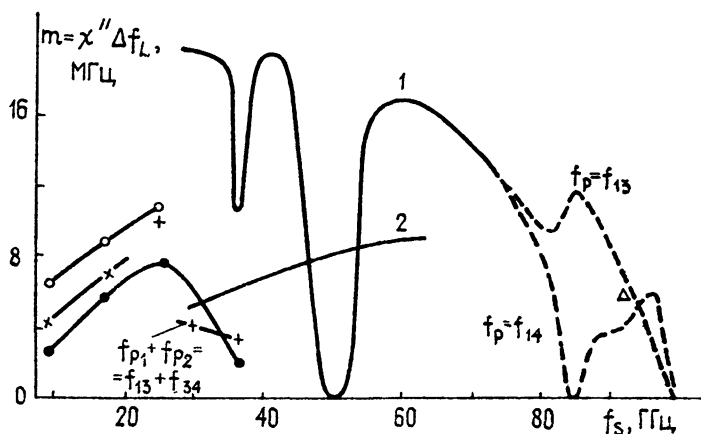


Рис. 3. Сравнение различных веществ:
 ● — $\theta = 54^\circ, 74$, $T = 4,2$ К [3,27], × — $\theta = 90^\circ$, $T = 4,2$ К [3], ○ — $\theta = 54^\circ, 74$, $T = 2$ К, $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$; + — $T = 2$ К [28,71], Δ — $T = 1,5$ К [39], $\text{TiO}_2:\text{Fe}^{3+}$; 1 — $\theta = 90^\circ$, $\text{Al}_2\text{SiO}_5:\text{Fe}^{3+}$ [30,69] (штриховая кривая — качественная зависимость); 2 — $\theta = 54^\circ, 74$, $\text{Al}_2\text{SiO}_5:\text{Cr}^{3+}$ [50].

Все схемы накачки можно разделить на схемы с «косой» ($\theta \neq 90^\circ$) и перпендикулярной ($\theta = 90^\circ$) ориентациями магнитного поля B_0 по отношению к z -осям магнитных комплексов в кристалле [70]. Схемы с совпадающими частотами накачки, в которых эффективно повышается I_{ij} , как правило, осуществляются при $\theta \neq 90^\circ$. Симметричная схема накачки ($\theta = 44^\circ$), удобная с точки зрения использования спектральных особенностей кристалла в 3-миллиметровом диапазоне, сложна для реализации в структурах БВ, если иметь в виду использование обоих магнитных комплексов.

Для экспериментального исследования возможности квантового усиления в диапазоне $\lambda_s = 2,5 \div 2,6$ мм (частота $f_s \approx 115$ ГГц совпадает с частотой излучения линии вращательного перехода в СО [71]) представляет интерес ступенчатая схема накачки с использованием переходов 1—3 и 3—5. При этом частоты переходов 1—3 и 3—5, являющиеся частотами накачки, совпадают ($f_{13} = f_{35}$) при $\theta \leq 90^\circ$, а частота сигнала равняется как раз $f_s = f_{12} = 115$ ГГц [66]. Магнитное поле в этой схеме накачки является умеренным ($B_0 \leq 2$ Тл). Поскольку вопрос использования ориентации кристалла $\theta < 90^\circ$ оказывается сложным, можно выбрать перпендикулярную ориентацию, однако при этом необходимо использовать два источника накачки с несколько отличающимися f_p , совпадающими с частотами f_{13} и f_{35} (рис. 4). Здесь в относительно невысоких магнитных полях (2—2,6 Тл) возможно достижение инверсии в 2-миллиметровом диапазоне, причем все используемые квантовые переходы хорошо разрешены ($\sigma_{ij}^2 = 2,5 \div 0,5$).

Определенный интерес представляет пятиуровневая схема накачки, когда совпадают три перехода накачки с частотами $f_p = f_{13} = f_{35} = f_{24}$. При этом частота сигнала $f_s = f_{52}$ значительно превышает частоту накачки f_p . Эти соотношения частот реализуются в кристаллах TiO_2 [72] и Al_2SiO_5 [66] с ионами Fe^{3+} в косой ориентации. Достоинством схемы, кроме упрощения проблемы создания источника накачки, является

простота развязки трактов сигнала и накачки [73]. Пятиуровневую схему накачки предпочтительнее использовать в перпендикулярной ориентации, однако здесь потребуются три источника накачки. Схема в андалузите позволяет, в принципе, получать усиление на частотах $f_s > 300$ ГГц. Недостатком схемы является сравнительно невысокое значение матричного элемента сигнального перехода ($\sigma_{52}^2 = 0,12 \div 0,14$) [68].

3. При изучении мазерных свойств активных кристаллов обычно использовались двухчастотные резонаторные системы [74]. Резонаторный метод обеспечивает высокую чувствительность, однако он обладает рядом недостатков. Во-первых, для устранения эффекта регенерации измерения проводятся на образце малых размеров, и поэтому возможна большая погрешность в определении коэффициента использования кристалла. Кроме того, образец малых размеров может неправильно отражать свойства большого кристалла, что особенно важно при измерении параметров кристаллов естественного происхождения. Следует также отметить, что для измерения I_{ij} , χ'' , m в широком диапазоне частот и температур резонаторная двухчастотная система неудобна в работе.

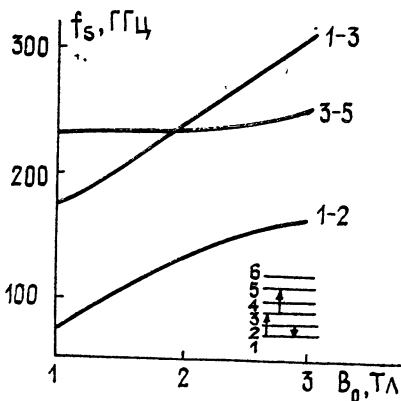


Рис. 4.

Рис. 4. Ступенчатая схема накачки в $\text{Al}_2\text{SiO}_5 : \text{Fe}^{3+}$ при $\theta = 90^\circ$.

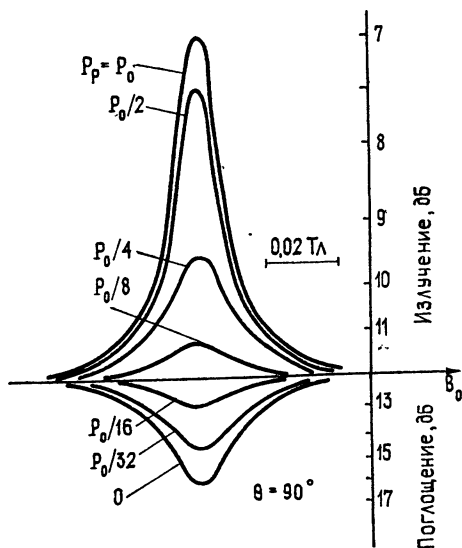


Рис. 5.

Рис. 5. Инверсия населенностей уровней 1—2 в $\text{Al}_2\text{SiO}_5 : \text{Fe}^{3+}$ в режиме БВ при различных уровнях мощности накачки P_p

От всех перечисленных выше недостатков свободен метод измерения в структурах с БВ [75], на что было указано еще в работе [76]. Замедляющие структуры в общем обеспечивают более низкую чувствительность по сравнению с резонаторами, однако разница в данном случае не имеет большого практического значения. Роль добротности в спектрометрах с БВ играет величина $4\pi cl_c/v_g \lambda_s$, при укорочении λ_s требование к величине замедления S уменьшается (c — скорость света, v_g — групповая скорость БВ, l_c — длина кристалла). В миллиметровом диапазоне наиболее приемлемым вариантом метода измерений представляется волноводный, который можно рассматривать как предельно простой вариант замедляющей структуры.

Преимущества волноводного варианта измерений:

— возможность проведения измерений в широком частотном диапазоне, при этом отпадает необходимость в настройке собственной час-

тоги и коэффициента связи резонатора с линией, что существенно при работе с низкими температурами;

— возможность проведения измерения при одновременном воздействии на парамагнетик нескольких СВЧ полей с различными частотами;

— волноводная измерительная секция намного проще резонатора в конструктивном отношении;

— отпадает необходимость стабилизировать источник сигнала по резонатору;

— имеются участки поля с круговой поляризацией;

— намного меньше эффекты длинной линии;

— частотный шум источника сигнала не вносит вклада в шум детектора;

— упрощается анализ результатов измерения.

Кроме того, удобство волноводного метода заключается в том, что имеется возможность определять мазерные характеристики того образца, который затем помещается в замедляющую структуру КПУ. Используя волноводную методику исследования, необходимо иметь в виду, что при записи линии ЭПР (или ФМР) интенсивность линии отражается в нелинейном масштабе (рис. 5).

4. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С АКТИВНЫМ ВЕЩЕСТВОМ

1. Основным назначением, электродинамической системы с БВ является достижение требуемого усиления при разумных размерах кристалла (десятки миллиметров длины)*. Следовательно, структура, в которой происходит взаимодействие кристалла с СВЧ полями, должна представлять замедляющую структуру (ЗС). Кроме того, в структуре БВ должны быть пространственно разделенные области, в которых СВЧ магнитное поле БВ имеет эллиптическую поляризацию, близкую к круговой, с противоположными знаками вращения вектора магнитного поля. Это требование вытекает из необходимости размещения взаимного ферритового элемента непосредственно в замедляющей структуре. Поперечные размеры ЗС и ее геометрия определяют дисперсионные свойства структуры. Поскольку эти размеры должны соответствовать величинам порядка $\lambda_s/2\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}$ или $\lambda_s/4\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}$ (ϵ_{eff} — эффективная диэлектрическая проницаемость) и поскольку с уменьшением размеров увеличиваются требования к точности изготовления, очевидной становится невозможность полного перенесения в миллиметровый диапазон решений, которые привели к созданию КПУ сантиметрового диапазона.

Основной характеристикой ЗС является дисперсионная характеристика, т. е. зависимость постоянной распространения β от волнового числа $k=2\pi/\lambda_s$ (или частоты $\omega=2\pi f_s$). Из дисперсионной характеристики определяется замедление S по групповой скорости v_g :

$$S=c/v_g,$$

где [77]

$$v_g=(\partial\beta/\partial\omega)^{-1}.$$

Зная S и d_m , можно определить коэффициент электронного (парамагнитного) усиления G_e (дБ) (см. (7)). Важным критерием выбора ЗС являются омические потери в ней,

$$L_s(\text{дБ})=27,3 S(l_s/\lambda_s)d_0, \quad (14)$$

влияние которых на основные характеристики усилителя возрастает с укорочением волны (l_s — длина структуры).

* См. формулы (7) и (8а).

Известны два способа замедления волны по v_g : 1) в волноводе с диэлектриком и 2) в периодической ЗС. Первый способ применялся в КПУ БВ миллиметрового диапазона на рутиле [23–26, 28] (рис. 6а). В [1] предложена щелевая линия [78] в качестве замедляющей структуры при использовании активного кристалла с большим значением ϵ . Усилитель со щелевой линией (рис. 6б) можно рассматривать как разновидность волноводного усилителя. Была проведена работа по созданию усилителя на рутиле со щелевой линией [31], однако дальнейшие исследования показали, что, по-видимому, более удачным является применение прямоугольного волновода [32].

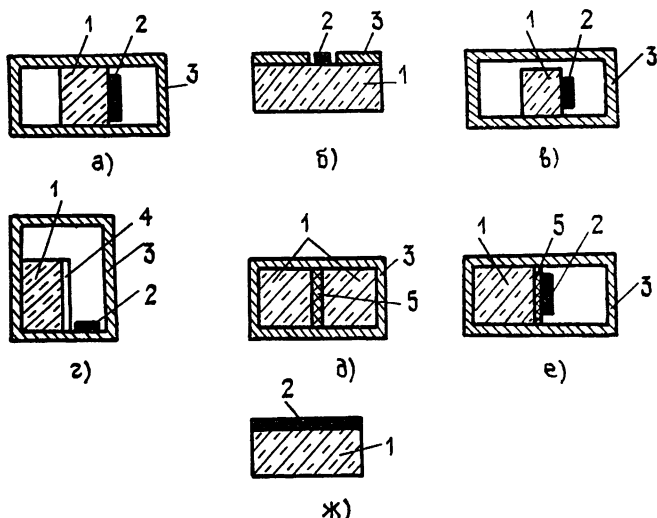


Рис. 6 Поперечное сечение электродинамических структур различных типов с активным кристаллом:

1 — активный кристалл, 2 — феррит, 3 — металл, 4 — штыревой ряд, 5 — диэлектрическая пластинка с высоким значением ϵ .

Еще одной разновидностью волноводного усилителя является усилитель на диэлектрической зеркальной линии (dielectric image line) [28, 79] (рис. 6в). Зеркальная линия имеет некоторые преимущества по сравнению с волноводом, полностью заполненным по высоте диэлектриком. Поскольку кристалл закрепляется только одной стороной к поверхности металла, растрескивание кристалла почти исключается. Кроме того, при одних и тех же размерах кристалла критическая частота повышается примерно на 100% и более, что позволяет значительно увеличить замедление S на более высоких частотах [28, 79].

Зеркальная линия в теоретическом отношении является более сложной структурой [79, 82] по сравнению с волноводом [83–85], поскольку из-за необходимости разложения полей в ряд отсутствует простое аналитическое выражение для ее дисперсионной характеристики. Однако из-за указанных выше преимуществ именно эта структура использована в КПУ БВ миллиметрового диапазона на рутиле [28, 79] (рис. 7).

2. Периодические замедляющие системы применялись в КПУ сантиметрового диапазона [2, 6]. При этом в усилителях, используемых в радиоприемных системах, нашла применение замедляющая система типа штыревой гребенки [2, 21] (рис. 6г), которая позволяет получать замедление S до 100 и выше [2] и которая с успехом была ранее использована в КПУ БВ на рубине в диапазоне волн вплоть до $\lambda_s = 8$ мм

[27]. Основные особенности этой структуры изучены теоретически и экспериментально достаточно подробно [2, 86–88]. Основными недостатками являются сложность изготовления и согласования с волноводами, что вызывало вначале сомнение в возможности создания работоспособных структур в диапазоне волн $\lambda_s < 8$ мм [1, 4]. Периодические замедляющие системы типа меандр не нашли широкого применения из-за более высоких значений β (следовательно, и более высоких потерь).

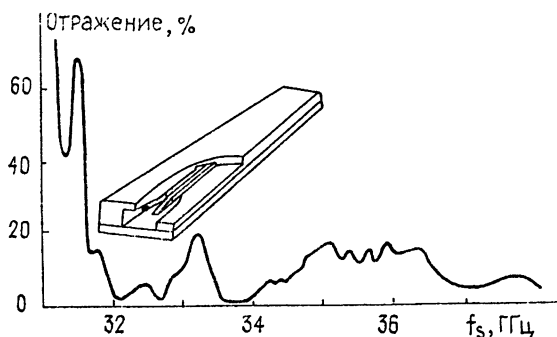


Рис. 7. Зеркальная линия в рутитовом КПУ БВ ($\lambda_s = 8$ мм) [28, 79]

В последние годы проведены исследования замедляющих систем типа штыревой гребенки, показывающие, что при использовании активных кристаллов с умеренным значением диэлектрической проницаемости (андалузит, берилл, корунд, вольфраматы) эта структура может работать в средневолновой части ($\lambda_s = 8 \div 4$ мм) [89] и даже в коротковолновой части миллиметрового диапазона ($\lambda_s \approx 3$ мм). Теоретический анализ замедляющей системы показывает, что в наиболее простом случае, когда последняя нагружена только одним диэлектриком — активным кристаллом с одной стороны штыревого ряда, замедление достигает значений $S = 20$ (высота активного кристалла равняется высоте штыря). С учетом тонкой диэлектрической пластинки с другой стороны штыревого ряда [90, 91] замедление увеличивается примерно в 2 раза и более. Эти результаты достаточно хорошо подтверждаются экспериментальными данными. Измерение S производилось путем определения дисперсионных свойств замедляющей системы с помощью фазового СВЧ моста и вычислений S в соответствии с определением $S = \partial\beta / \partial k$.

При разработке замедляющих систем в миллиметровом диапазоне необходимо было создать надежный широкополосный узел согласования замедляющей системы с волноводом. Известно, что в сантиметровом диапазоне для согласования применяется коаксиально-волноводный переход [15]. Согласование при этом достигается путем плавного расширения полосы пропускания ЗС вблизи согласующего штыря, который является продолжением центрального проводника коаксиальной линии [92]. Однако в миллиметровом диапазоне указанный способ согласования является уже трудноосуществимым. Кроме того, надежность его становится низкой.

Для широкополосного согласования замедляющей системы типа штыревой гребенки с волноводом удобно использовать плавный переход с нее на волновод [93], который ранее был предложен для КПУ БВ 3-сантиметрового диапазона [17], однако не нашел распространения. В общем случае геометрия плавного перехода выбирается из требования расширения полосы пропускания в каждом сечении перехода за пределы обеих граничных частот замедляющей системы [92, 94]. Способ

согласования обеспечивает жесткость и прочность конструкции, что особенно важно в миллиметровом диапазоне.

В макете КПУ БВ [93] применена замедляющая система, с двух сторон нагруженная активным кристаллом, при этом переход заполняется диэлектриком с постоянной ϵ , равной ϵ активного кристалла. Однако, как указывалось выше, в миллиметровом диапазоне более целесообразным является одностороннее заполнение замедляющей системы активным кристаллом. Поэтому практический интерес представляют согласующие переходы с несимметрично нагруженных замедляющих систем. В таком переходе диэлектрик может полностью заполнить половину основания перехода от боковой стенки до штыревого ряда, однако геометрия диэлектрика в этом случае представляется сложной.

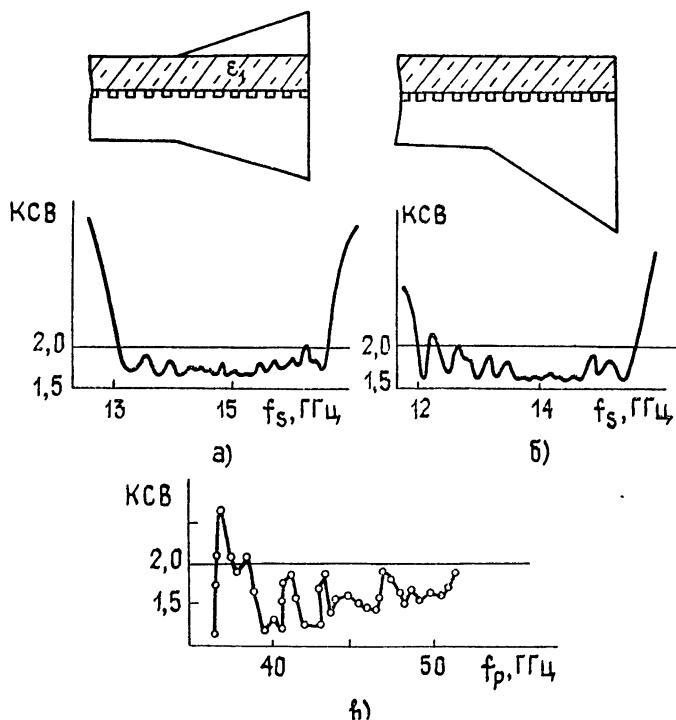


Рис. 8. Согласующий плавный переход от штыревой гребенки к волноводу (макет 2-сантиметрового диапазона) [93].

В [95] предложен переход, в котором диэлектрик является продолжением кристалла, заполняющего замедляющую систему (рис. 8а). Наличие зазора между диэлектриком и боковой стенкой перехода может привести к сужению полосы пропускания такой замедляющей системы со стороны длинноволновой границы. Существенной особенностью второго предложенного перехода (рис. 8б) явилось отсутствие такого зазора при сохранении той же простой геометрии диэлектрика, что и в предыдущем случае. Экспериментальное исследование плавных переходов проведено на макетах замедляющей системы в 2-сантиметровом диапазоне [95]. Качество согласования оценивалось на основании измерений КСВ в полосе пропускания замедляющей системы. Измерение КСВ показало, что лучшими согласующими свойствами на частоте сигнала обладает переход, представленный на рис. 8а. В таком переходе получен $\text{КСВ} \leq 2$ в полосе частот, составляющей около 30% от средней частоты полосы пропускания замедляющей системы.

Теоретическое значение полосы пропускания замедляющей системы равнялось 34%. Частотная зависимость КСВ для второго перехода представлена на рис. 8б, для этого перехода $КСВ \leq 2$ получен в 17-процентной полосе частот.

Для трехуровневой схемы накачки в андалузите в средневолновой части миллиметрового диапазона $f_p/f_s \approx 3$, при этом спиновые поляризации на частотах $f_p = f_{14}$ и $f_s = f_{12}$ совпадают. Поэтому представляло интерес исследовать согласование замедляющей системы с волноводом на частоте f_p (рис. 8в), так как эта частота попадает в одну из более высоких полос пропускания замедляющей системы. Измерения КСВ на частоте f_p производились с помощью измерительной линии в диапазоне частот с 37 до 53 ГГц. Плавный переход (рис. 8а) удачно сочетает свойства согласующего устройства как на частоте f_s , так и на частоте f_p , что является важным обстоятельством в случае использования андалузита в качестве активного кристалла в средневолновой части миллиметрового диапазона [96].

3. С точки зрения обоснования возможности применения замедляющей системы типа штыревой гребенки не только в средневолновой, но и в коротковолновой части миллиметрового диапазона необходимо знать частотную зависимость омических потерь в замедляющей системе. Для этой цели воспользуемся экспериментальными данными, имеющимися в литературе [2, 89, 97-101] и полученными недавно автором в 3-миллиметровом диапазоне, и сопоставим их с теоретической оценкой частотной зависимости потерь. Последнюю можно получить следующим образом. Затухание волны в замедляющей системе, вызванное омическими потерями, определяется в децибелах формулой (14).

Из выражений, полученных в [2], для d_0 на границах полосы пропускания замедляющей системы следует зависимость

$$d_0 \sim \delta/\lambda_s, \quad (15)$$

где $\delta \sim f_s^{-3/2}$ — толщина скин-слоя. В (15) предполагается, что размеры поперечного сечения замедляющей системы изменяются пропорционально λ_s . Следовательно, изменение потерь $L_s(\text{дБ})$ с частотой можно представить в виде

$$L_s(\text{дБ}) \sim f_s^{3/2}. \quad (16)$$

Для сравнения данных по значениям L_s , полученным в различных работах, пронормируем $L_s(\text{дБ})$ на длину структуры l_s и замедление S (рис. 9):

$$\bar{L}_s(\text{дБ}) = L_s(\text{дБ})/l_s S. \quad (17)$$

Штриховая линия на рис. 9 соответствует зависимости (16). Как видно из анализа, омические потери в замедляющей системе типа штыревой гребенки возрастают с частотой, как $f_s^{3/2}$. Это означает, что, в принципе, может иметь место частота, на которой значения d_m и сумма d_0 и d_F сравниваются по величине, при этом $G(\text{дБ}) \leq 0$ (см. выражение (8а)).

На рис. 9 приведены также данные по затуханию волны в волноводных структурах, которые использовались в КПУ. Данные говорят

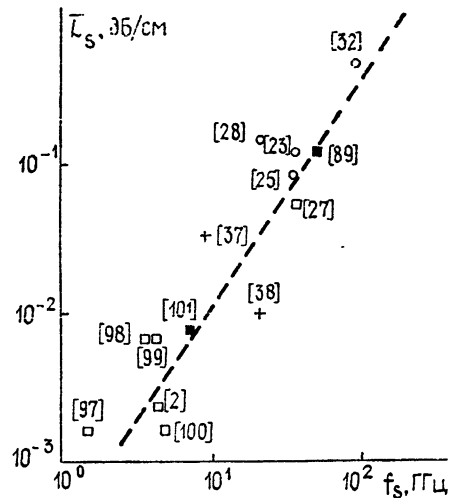


Рис 9 Частотная зависимость омических потерь в замедляющих структурах КПУ БВ: ■, □ — замедляющая система типа штыревой гребенки, + — волновод с рубином, ○ — волновод с рутилом.

о том, что нормированные потери в волноводе с рутилом [23, 25, 32] оказываются выше значений \bar{L}_s для периодических замедляющих систем с рубином [27] или андалузитом [89]. Это объясняется, по-видимому, малыми размерами структуры в поперечном сечении, когда требования к качеству обработки поверхностей, а также к контактам отдельных частей (структуры для удобства конструируются разъемными) значительно возрастают. Однако на практике альтернативное решение вопроса создания электродинамической структуры для КПУ на рутиле отсутствует из-за большой величины ϵ .

Данные работ [37–39] дают возможность оценить \bar{L}_s для волновода с рубином. Причем, как видно из рис. 9, результаты работ [37–39] значительно расходятся. По-видимому, это связано с тем, что для первой работы [37] основное значение имел сам эффект усиления в такой системе, в то время как в последующей работе [38] обращено внимание на улучшение характеристик всех функциональных узлов усилителя. Если ориентироваться на данные этой работы, которые подтверждены в [39], то можно ожидать, что нормированные потери в волноводе с андалузитом также должны быть несколько ниже, чем в периодической замедляющей системе с этим же кристаллом, или примерно равными.

Для выбора типа структуры определяющим параметром является минимальная длина l_c активного кристалла при заданном коэффициенте усиления G . Из имеющихся экспериментальных данных следует, что по крайней мере в средневолновой части миллиметрового диапазона при использовании активных кристаллов с умеренным значением ϵ предпочтение следует отдать структуре типа штыревой гребенки.

5. В заключение этого раздела кратко обсудим еще две возможности замедления волны, теоретически рассмотренные, но пока не реализованные на практике.

В [102] исследована возможность применения диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon_d \gg 10$) в волноводе с активным кристаллом. Рассмотрена волноводно-диэлектрическая структура, приведенная на рис. 6д. Поскольку геометрический фактор заполнения η_v в структуре при увеличении S снижается, то из численных расчетов определены оптимальные соотношения размеров диэлектриков, при которых достигается наибольшее значение параметра $S\eta_v$, определяющего эффективность структуры. Особенностью структуры является значительное расширение полосы частот, в которой возбуждается волна только основного типа, что теоретически позволяет снизить необходимый уровень накачки. Метод может быть применен в коротковолновой части миллиметрового диапазона при использовании активных кристаллов с умеренным значением ϵ (рубин, андалузит, изумруд) в режиме ОВ. Представляет интерес в будущем проанализировать несимметричную структуру с ферритом (рис. 6е).

В [103] рассмотрена возможность осуществления квантового усиления в составных структурах феррит — активный кристалл (рис. 6ж). С этой целью проведен теоретический анализ и предварительное экспериментальное исследование эффектов усиления поверхностных и объемных магнитостатических волн в структуре тонкая пленка феррита — активный кристалл. Структура позволяет получать большое замедление $S = 10^2 \div 10^3$.

Преимуществом системы является возможность использования массивных образцов рутила в коротковолновой части миллиметрового диапазона. Однако практическая значимость рассмотренных в [102, 103] способов замедления волны для целей квантового усиления может быть определена только экспериментальным путем.

5. НЕВЗАИМНЫЙ ЭЛЕМЕНТ

1. В квантовом усилителе любого типа (Р, ОВ или БВ) необходимо обеспечить развязку выходного сигнала от входного. В усилителях Р и ОВ развязка обеспечивается ферритовым циркуляром (или блоком циркуляторов). В усилителях БВ создается внутренняя развязка за счет ферритовых невязимных элементов (НЭ), размещаемых непосредственно в замедляющих системах. При этом основной задачей является совмещение магнитных резонансных полей ЭПР активного вещества и ФМР в НЭ при заданном значении обратных резонансных потерь L_F^- (∂B) и максимально возможном значении вентильного отношения

$$R = L_F^- (\partial B) / L_F^+ (\partial B),$$

где L_F^+ — прямые потери в НЭ.

Если ферритовый элемент представляет эллипсоид, размеры которого малы по сравнению с λ_s , то частота ФМР определяется выражением (в пренебрежении кристаллографической анизотропией) [104]

$$\omega_0 / \gamma = B_0 - \vec{N} \vec{\mu}_0 M_s,$$

где \vec{N} — тензор размагничивания, $\gamma = 2,675 \cdot 10^8$ рад/с·Тл — гиромагнитное отношение, M_s — намагниченность насыщения, μ_0 — магнитная проницаемость свободного пространства. Если оси прямоугольной системы координат направлены вдоль главных осей эллипсоида, то компоненты тензора N_x , N_y , N_z называются факторами размагничивания вдоль осей x , y , z и удовлетворяют условию $N_x + N_y + N_z = 1$. При размещении эллипсоида во внешнем поле $B_0 \parallel z$ резонансная частота определяется формулой Киттеля [105]:

$$\omega_0 = \gamma \{ [B_0 + (N_x - N_z) \mu_0 M_s] [B_0 + (N_y - N_z) \mu_0 M_s] \}^{1/2}. \quad (18)$$

Из (18) следует, что за счет анизотропии формы ферритового образца можно совмещать резонансные поля для ЭПР и ФМР в интервале значений B_0 , определяемых $\mu_0 M_s$. Однако на основании (18) можно показать, что если частота ЭПР ω окажется удовлетворяющей неравенству

$$\omega_0 > \gamma \sqrt{B_0 (B_0 + \mu_0 M_s)}, \quad (19)$$

то не удастся совместить резонансные поля ЭПР и ФМР за счет анизотропии формы ферритового образца. Неравенство (19) является типичным при использовании активных кристаллов с большими значениями Δ [106]. Следовательно, в миллиметровом диапазоне требуется новое решение задачи создания НЭ по сравнению с сантиметровым диапазоном, где разработаны НЭ на основе ферритов со структурой граната [107, 108] и шпинели [109, 110].

Указанная задача для КПУ БВ на андалузите решена на основе гексаферритов, которым присуща резко выраженная кристаллографическая анизотропия [111]. Одним из методов учета анизотропии в ферромагнетике является использование понятия эффективного поля анизотропии B_A . Из-за наличия такой анизотропии (которая, вообще говоря, в той или иной мере присуща всем ферритам) вектор намагниченности M кристалла оказывается связанным с определенными направлениями, которые называются направлениями легкого намагничивания.

С учетом B_A формула Киттеля для гексаферритового эллипсоида, ось z которого совпадает с осью легкого намагничивания и с внешним полем B_0 , приобретает вид [112]

$$\omega_0 = \gamma \{ [B_0 + B_A + (N_x - N_z) \mu_0 M_s] [B_0 + B_A + (N_y - N_z) \mu_0 M_s] \}^{1/2}.$$

Для двух предельных случаев тонкой пластинки, намагниченной перпендикулярно продольной оси, нетрудно получить

$$\omega_0 = \gamma (B_0 + B_A - \mu_0 M_s), \quad \omega_0 = \gamma \sqrt{(B_0 + B_A)(B_0 + B_A + \mu_0 M_s)}.$$

Первое уравнение (B_0 перпендикулярно широкой грани пластинки) представляет наибольший практический интерес в случае применения замедляющей системы типа штыревой гребенки в средневолновой части миллиметрового диапазона. При дальнейшем укорочении λ_s может оказаться более практичным повернуть ферритовую пластинку на 90° по отношению к положению ферритового элемента в предыдущем случае (второе уравнение).

При работе с андалузитом в средневолновой части миллиметрового диапазона поле анизотропии должно быть равным $B_A \approx 1.5 Tл$ [65]. Большой величиной B_A характеризуются гексаферриты бария $BaFe_{12}O_{19}$ и стронция $SrFe_{12}O_{19}$ с различными добавками [111]. Гексаферриты были также использованы в 3-миллиметровом диапазоне [31, 32].

Поликристаллические образцы по сравнению с монокристаллами имеют преимущества при создании НЭ. Это объясняется более простой технологией синтеза поликристаллов, а также более приемлемыми механическими свойствами последних по сравнению с монокристаллами. Если прессование ферритовых поликристаллов производится в магнитном поле, то получающийся текстурованный материал становится близким по своим свойствам к монокристаллу. Однако имеющаяся в текстурованных образцах пористость приводит к некоторым существенным различиям в свойствах монокристаллов. Основными из них являются значительное увеличение ширины линии ФМР и более слабая угловая зависимость резонансного поля в последних по сравнению с монокристаллами [113]. Широкая линия ФМР вызывала вначале сомнения в возможности создания НЭ на основе гексаферритов [2].

2. При создании КПУ БВ на андалузите [29, 30] в качестве исходных материалов для НЭ выбраны ферритовые материалы M -типа $BaO \cdot 6Fe_2O_3$ и $SrO \cdot 6Fe_2O_3$. На основе этих ферритов разработан ряд текстурованных гексаферритов W -типа $BaNi_2Sc_xFe_{16-x}O_{27}$ и $Ni_2SrCr_xFe_{16-x}O_{27}$. Для удобства указанные соединения обозначены как $BaNi_0Sc_xW$ и Ni_2SrCr_xW .

Исследование этих ферритов в зависимости от концентрации примесей в интервале температур 1,7—300 К показали, что обе группы веществ дополняют друг друга, перекрывая широкий диапазон частот (35—75 ГГц) [106, 114—116]. Ширина линии ФМР при гелиевой температуре равняется $\Delta B_L = 0,2 \div 0,4 Tл$.

Полученные значения коэффициента невязанности $R \geq 10 \div 30$ для ферритовых пластинок в замедляющих системах в средневолновой части миллиметрового диапазона являются приемлемыми для устойчивой работы КПУ БВ. Однако эту величину можно резко увеличить, используя обнаруженный в [106] эффект несовпадения резонансных полей ФМР для прямой и отраженной волны. Это означает, что, отстраиваясь от резонансного поля для отраженной волны в сторону, противоположную резонансу прямой волны, можно достигать резкого повышения R при незначительном уменьшении обратного поглощения L_F^- в феррите. Резонанс прямой волны наблюдается в более низком поле, чем резонанс отраженной волны, поэтому с целью увеличения максимальных значений R необходимо работать на высокополевом склоне линии ФМР, что в ряде случаев может ограничивать диапазон ΔF перестройки усилителя. Аналогичный эффект взаимного сдвига значения резонансного поля для прямой и отраженной волн

ранее наблюдался при исследовании ферритовых брусков в волноводах сантиметрового диапазона [117].

Из исследования резонансных свойств гексаферритов следует вывод: большие значения ширины линии ФМР ΔB_L позволяют создавать широкополосные КПУ БВ с полосой перестройки до 20% (рис. 10), относительно же низкая интенсивность ФМР приводит к необходимости увеличения объема феррита в замедляющей системе [114]. Последнее, кроме нежелательного возмущения статического магнитного поля в объеме активного кристалла, приводит к усилению указанного выше эффекта несовпадения резонансных полей для ФМР прямой и отраженной волн в замедляющей системе.

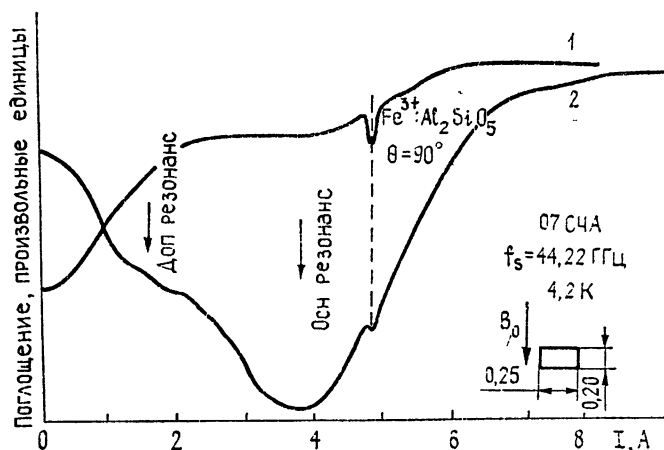


Рис. 10. Запись линий ФМР в $\text{BaNi}_2\text{Sc}_x\text{W}$ и ЭПР в $\text{Al}_2\text{SiO}_5 : \text{Fe}^{3+}$ для прямой (1) и отраженной (2) волны в волноводе сечением $5,2 \times 0,8 \text{ мм}^2$.

Изменение статического поля в объеме активного кристалла из-за близости НЭ сопровождается уширением линии ЭПР и смещением резонансного поля ЭПР. Исследование в волноводе показало, что зависимости этих характеристик от расстояния ω между активным кристаллом и НЭ совпадают*.

Искажение поля вне ферритовой пластинки можно определить, решая задачу магнитостатики для ферритового эллипсоида (с целью упрощения), которая совершенно аналогична задаче электростатики для диэлектрического тела в однородном внешнем электрическом поле [118]. Экспериментально показано, что применение дополнительных ферритовых пластинок, расположенных вокруг активного кристалла, позволяет уменьшить неоднородность статического магнитного поля в объеме кристалла и соответственно сузить линию ЭПР.

При размещении ферритовой пластинки в замедляющей системе линия ЭПР не только уширяется, но и изменяет свою форму, становясь более плоской у вершины. Такое изменение формы линии следует из условий ЭПР в активном кристалле, взаимодействующем с неоднородным СВЧ полем в периодической замедляющей системе и в неоднородном статическом поле. При этом экспериментально показано, что уширенная линия ЭПР инвертируется полностью. Следовательно, изменение формы линии поглощения должно приводить к изменению амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) усилителя [119].

* Экспериментальное исследование проведено автором совместно с В. В. Мышенко.

Уширение линии ЭПР в активном кристалле отмечалось и в более длинноволновом ($\lambda \approx 8$ мм) диапазоне [23, 27, 28], однако при работе с гексаферритами в диапазоне $\lambda < 8$ мм этот эффект становится намного сильнее, и он может привести к такому снижению магнитного декремента, когда работа КПУ БВ без дополнительных ферритовых пластинок становится невозможной. С применением дополнительной ферритовой пластинки (рис. 11) удается сформировать уплощенную АЧХ (рис. 12) [120].

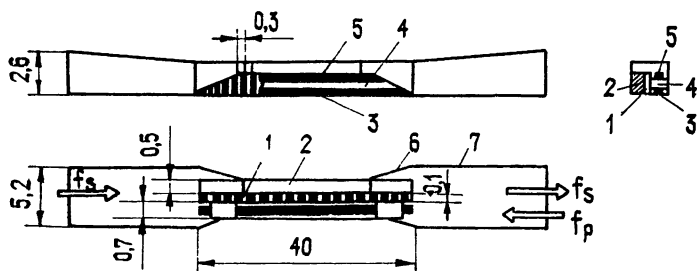


Рис. 11. Эскиз усилительной секции КПУ БВ 6-миллиметрового диапазона: 1 — штыревой ряд, 2 — активный кристалл, 3 — НЭ, 4 — лейкосапфировая пластинка, 5 — дополнительная ферритовая пластинка, 6 — плавный переход, 7 — волновод [30].

Уширение линии ЭПР в ЗС с ферритом в миллиметровом диапазоне приводит к тому, что выражения (7) и (9) для основных характеристик КПУ БВ необходимо записать в форме [120]

$$G_e (\text{дБ}) = 27,3 S (l/\lambda_s) (\chi''/n) \eta; \quad (20)$$

$$\Delta f_{-3\text{дБ}} = n \Delta f_L \sqrt{3(G_e (\text{дБ}) - 3)}, \quad (21)$$

где n показывает уширение линии ЭПР.

Выражение (21) является приближенным, так как уширенная линия ЭПР в общем случае будет весьма сильно отличаться от лоренцевской.

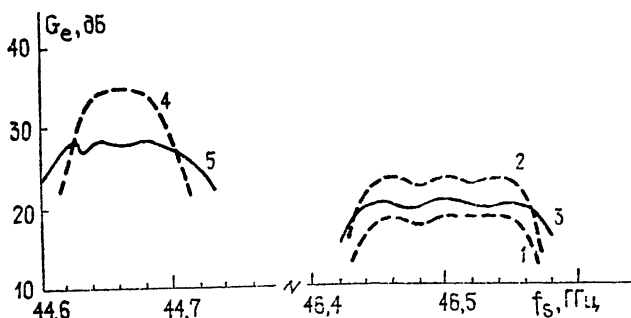


Рис. 12. Амплитудно-частотная характеристика КПУ БВ в полосе перестройки:

1 — $f_p = f_{14}$, 2 — $f_p = f_{13}$, 3 — то же, что 2, но при подстройке углом θ , 4 — $f_p = f_{14}$, 5 — то же, что 4, но при подстройке углом θ .

Увеличение количества феррита в замедляющей системе приводит еще к одному эффекту — изменению постоянной распространения за счет магнитной проницаемости его [121].

Строгий анализ влияния ферритовой пластинки на постоянную распространения γ БВ в ЗС встречает значительные трудности, поэтому для теоретического описания свойств замедляющей системы с фер-

Этим был использован метод гиротропного возмущения [121], который является развитием метода возмущения волновода, частично заполненного гиротропной средой [122, 123].

Используя квазистатическое приближение для компонент поля внутри ферритовой пластинки [117] и модифицированное ТЕМ-приближение для невозмущенного поля в замедляющей системе и введя характеристическое сопротивление ζ_0 для замедляющей системы, можно получить формулу возмущения для постоянной распространения в системе с ферритовой пластинкой, размещенной у основания штырьевой гребенки [121]:

$$\gamma = \beta_0 + \frac{at}{4bh} \frac{\epsilon_{\text{eff}}}{\Sigma/\omega\zeta_0} \left(1 + \frac{\sin 2k't}{2k't} \right) [(\mu - \mu_0) C_{ay}(\beta_n) + \mu_a S_{ay}(\beta_n)],$$

где a, t — ширина и толщина ферритовой пластинки, b, h — ширина основания замедляющей системы и высота штыря, $k' = k\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}$, $k = 2\pi/\lambda_s$, μ и μ_a — диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной проницаемости [104], Σ — функция, зависящая от основных размеров замедляющей системы, $C_{ay}(\beta_n)$ и $S_{ay}(\beta_n)$ — четная и нечетная относительно знака β_n функции, зависящие от размеров замедляющей системы и положения ферритового элемента в системе, β_n — фазовая постоянная распространения n -й пространственной гармоники.

Экспериментальные исследования гироманнитного возмущения замедляющей системы с активным кристаллом проведены в 6-миллиметровом диапазоне [121], откуда следует, что:

- 1) в пределах полосы согласования замедляющей системы с волноводом возмущение дисперсионной характеристики для прямой волны практически отсутствует;
- 2) для отраженной волны в окрестности резонансной частоты наблюдается изменение крутизны дисперсионной кривой;
- 3) ширина участка с измененной крутизной определяется шириной линии ФМР. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими, полученными методом гироманнитного возмущения. Эти результаты имеют значение для изучения фазовых характеристик, а также для оптимизации НЭ в КПУ БВ миллиметрового диапазона.

6. ИСТОЧНИКИ НАКАЧКИ. КАНАЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГИИ НАКАЧКИ

1. При разработке любых приборов возникают задачи, которые, на первый взгляд, не имеют принципиального значения, однако без решения таких задач создание прибора является невозможным. Квантовые усилители в этом отношении — не исключение. Для них весьма серьезной явилась задача создания подходящих источников накачки, отсутствие которых некоторое время сдерживало постановку всей работы по созданию КПУ БВ в миллиметровом диапазоне волн.

Сложность указанной задачи обусловлена следующим:

- 1) частота f_p излучения накачки в общем случае значительно превышает частоту f_s информационного сигнала (см. (3));
- 2) мощность накачки P_p должна быть достаточной для насыщения перехода накачки;
- 3) источник накачки должен быть стабильным по частоте и уровню мощности излучения;
- 4) желательно иметь непрерывную перестройку по f_p , пределы которой известны в каждом конкретном случае.

При достаточно сильном насыщении линии ЭПР на частоте накачки усиление КПУ практически не зависит от уровня P_p . В этом заключается одно из достоинств КПУ по сравнению с ППУ. Однако в сов-

ременных усилителях, в которых магнитный поток «замораживается» в сверхпроводящих соленоидах, основным источником нестабильности остается все же нестабильность мощности и частоты накачки.

Оценки показывают, что выходная мощность источника накачки $P_0^{(p)}$ должна быть выше P_p , поглощаемой кристаллом, и равняться нескольким сотням милливольт. Последнее обусловлено потерями мощности в волноводах и замедляющей системе. Однако здесь необходимо иметь в виду возможность увеличения скорости испарения жидкого гелия и нагревания кристалла. При нагревании кристалла ухудшаются все основные характеристики КПУ. Поэтому увеличение стабильности источника накачки по уровню выходной мощности имеет большое значение, так как при этом можно уменьшить степень насыщения перехода накачки и, следовательно, уменьшить P_p и $P_0^{(p)}$.

Изменение f_p в пределах ширины $\Delta f_L^{(p)}$ линии ЭПР (от десятков до сотен мегагерц) слабо сказывается на характеристиках КПУ, если степень насыщения перехода накачки достаточно большая. Однако в миллиметровом диапазоне из-за отсутствия выбора источника накачки с необходимой величиной $P_0^{(p)}$ требуется обеспечить стабильность источника накачки, равную $\delta f < \Delta f_L^{(p)}$ ($\Delta f_L^{(p)} = 100 \div 500$ МГц).

В качестве источника накачки используются лампы обратной волны (ЛОВ), магнетроны, и в самое последнее время были использованы генераторы дифракционного излучения (ГДИ) [124]. Разрабатываемые в настоящее время лазеры миллиметрового диапазона имеют $P_0^{(p)}$ в лучшем случае порядка нескольких милливольт [125], лазеры субмиллиметрового диапазона имеют $P_0^{(p)}$ на порядок выше [125] и достигают сейчас величин $P_0^{(p)} \simeq 100$ мВт [126]. Эти источники пока мало перспективны для целей накачки КПУ в силу следующих обстоятельств: отсутствия активных веществ с подходящим спектром ЭПР, громоздкости лазерных установок и неперестраиваемости их по частоте, кроме того, мощность излучения недостаточна для глубокого насыщения линии ЭПР на частоте f_p .

Мощность ЛОВ может достигать 1 Вт [127], однако стабильность частоты и особенно частотная зависимость $P_0^{(p)}$ часто неудовлетворительны при использовании ЛОВ в качестве источников накачки.

ГДИ в основном удовлетворяют всем перечисленным выше требованиям [128]. Главным достоинством генератора является малая крутизна электронной перестройки ($0,3 \div 0,5$ МГц/В). Долговременная стабильность частоты при нестабильности ускоряющего напряжения 10^{-3} составляет 10^{-5} , что позволяет использовать ГДИ без применения систем автоподстройки частоты. Возможность непрерывной частотной перестройки ГДИ (комбинация электронной и механической перестройки) позволяет осуществить частотную перестройку усилителя в широком частотном интервале (порядка 20%). Кроме того, с ГДИ удобно производить спектральные исследования активного вещества на частоте f_p .

Впервые в квантовой радиофизике ГДИ применялся для накачки в 3-миллиметровом [129] и 2-миллиметровом [128] диапазонах, однако никаких принципиальных ограничений для применения этого типа генераторов на более коротких волнах не имеется. Таким образом, применение ГДИ является решением проблемы источников накачки для КПУ миллиметрового диапазона.

Привлекательной представляется возможность применения твердотельных источников накачки. Поскольку спектральная чистота излучения накачки в КПУ не имеет столь важного значения, как в ППУ, то здесь по сравнению с генераторами Ганна и более перспективными являются генераторы на лавинно-пролетных диодах (ЛПД), позво-

Можно ожидать в ближайшее время создания генераторов на ЛПД с выходной мощностью в несколько сот милливатт на длинах волн до $\lambda_p = 2 \div 4$ мм, что достаточно в ряде случаев для накачки КПУ БВ в соответствующих интервалах частот, определяемых спектральными особенностями активных кристаллов. Однако на более высоких частотах f_p необходимо ориентироваться на электронно-вакуумные источники излучения.

2. Задача каналирования энергии накачки к активному кристаллу возникает во всех КПУ. Однако она усложняется при переходе в миллиметровый диапазон. Решение этой задачи найдено на пути совмещения каналов на частотах f_s и f_p [28–32]. При этом необходимым является: 1) создание устройства объединения каналов (УОК), имеющего минимальные потери на частотах f_s и f_p ; 2) согласование совмещенного тракта с замедляющими системами на обеих частотах (точнее, в соответствующих полосах частот; 3) предотвращение попадания f_p в устройства, следующие за КПУ. Заметим, что последняя задача имеет место и в сантиметровом диапазоне.

В качестве УОК используются отверстия в волноводе сигнала для инжекции СВЧ энергии из волновода накачки [28] либо мультиплексер [31]. В [29, 30, 120] для этой цели использован интерферометр Цендера—Маха (ИЦМ), который обычно используется в супергетеродинных приемниках миллиметрового диапазона для сложения мощностей информационного сигнала и гетеродина [130]. Для защиты от излучения накачки каскадов, следующих за КПУ, в случае необходимости ставится вафельный фильтр [28, 30].

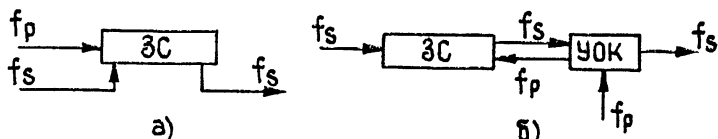


Рис. 13. Блок-схема КПУ БВ: а) традиционная, б) новая.

В результате такого способа каналирования энергии накачки к активному кристаллу сложившаяся в сантиметровом диапазоне блок-схема КПУ при переходе в миллиметровый диапазон претерпела существенные изменения (рис. 13). При этом мощность f_p вводится в выходной волновод усилителя с тем, чтобы неизбежные потери в УОК не приводили к заметному возрастанию шумовой температуры всего устройства.

7. ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

В миллиметровом диапазоне возникают и другие задачи, решение которых необходимо для создания имеющих практическое значение КПУ БВ. Мы не будем останавливаться на особенностях магнитных систем в КПУ БВ, отличающихся повышенной однородностью либо заданным распределением магнитного поля вдоль активного кристалла [29, 38], так как здесь не проявляется в сильной степени специфика миллиметрового диапазона. Ниже кратко обсудим задачу, от решения которой зависит, главным образом, величина шумовой температуры КПУ и которая ранее мало обсуждалась в литературе [73]. Речь идет о линиях передачи, которые в КПУ должны удовлетворять следующим требованиям:

- 1) слабое затухание волны на частотах f_s и f_p ,
- 2) низкая теплопроводность,

- 3) возможность вакуумного уплотнения,
- 4) достаточная механическая прочность и жесткость конструкции,
- 5) возможность и удобство широкополосного согласования с ЗС,
- 6) простота конструкции и изготовления.

В сантиметровом диапазоне и в длинноволновой части миллиметрового диапазона в качестве линий передачи применялись прямоугольные волноводы, которые удовлетворяли всем перечисленным выше требованиям. При этом первые два требования, являющиеся противоречивыми, удовлетворяются применением волноводов из материала с низкой теплопроводностью (нержавеющая сталь, нейзильбер), внутренняя поверхность которых покрывается тонким слоем металла с высокой электрической проводимостью (медь, серебро, золото). В этом случае одноволновые волноводы имеют достаточно низкие потери и вполне приемлемые размеры. В диапазоне миллиметровых волн одноволновые устройства имеют ряд существенных недостатков [131]: 1) потери резко возрастают, достигая 5 дБ/м и более даже в средневолновой части миллиметрового диапазона; 2) становится чрезвычайно сложным выдержать требуемые относительные допуски; 3) задача становится еще более сложной при конструировании волноводных компонент.

Возвращаясь к потерям в одноволновых волноводах, укажем, что для постоянного отношения λ к критической длине волны λ_c теоретическое значение на единицу длины возрастает как $f^{3/2}$ [132]. При этом обнаружено, что отношение экспериментального к теоретическому затуханию увеличивается с частотой. Типичным отношением на 70 ГГц является 1,5. Проведенные исследования указывают на технологические причины избыточного затухания [133].

Для понижения затухания предложены «многоволновые» или «сверхразмерные» волноводы, работающие на основном типе волны. Размеры волновода, однако, таковы, что в нем при соответствующих условиях могут возбуждаться высшие типы волн [131–134]. На основе сверхразмерных волноводов могут быть сконструированы волноводные элементы со значительным уменьшением потерь и некоторым улучшением допустимой ширины полосы при менее жестких допусках на размеры. В этих волноводах волна типа H_{10} возбуждается обычно через прямоугольные (пирамидальные) секции. Чистота возбуждения достигает примерно 0,1%. Большая вероятность возникновения паразитных волн требует определенных мер предосторожности при работе со сверхразмерными волноводами.

Рассматривались и другие типы линий передачи в области миллиметровых волн [132, 135–137], однако наиболее полно удовлетворяют приведенным выше требованиям в средневолновой части миллиметрового диапазона сверхразмерные волноводы прямоугольного сечения [30]. На более коротких волнах, возможно, будут использованы круглые лучеводы [138].

8. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ КВАНТОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ РАЗВИТИЯ

1. Из предыдущих разделов следует, что при создании КПУ БВ в миллиметровом диапазоне несколькими группами исследователей выполнен большой объем физических исследований и инженерных разработок отдельных функциональных компонент квантовых усилителей.

Исследования указывают на ограниченный выбор активных веществ, которые уверенно могут применяться в КПУ БВ миллиметрового диапазона: корунд с Cr^{3+} , рутил с Fe^{3+} , андалузит с Fe^{3+} , причем для диапазона $\lambda_s < 8$ мм остаются два последних кристалла. В средневолновой части миллиметрового диапазона ($\lambda_s = 8 \div 4$ мм) возможно применение берилла с Cr^{3+} . Каждое из этих веществ к настоящему времени в определенной степени исследовано, особенно в длинно- и

средневолновой части миллиметрового диапазона. На более коротких волнах ($\lambda_s < 4$ мм) необходимы дальнейшие исследования мазерных свойств этих веществ.

Различие физических свойств активных кристаллов приводит к различному решению других функциональных элементов и узлов КПУ БВ (электродинамических структур, невзаимных элементов, источников и трактов накачки) [27–33, 35, 74, 120]. Особенное внимание в последнее время было уделено исследованию мазерных характеристик активных кристаллов с большими значениями Δ , гексагональных ферритов с большими значениями B_A как основы для создания НЭ в КПУ БВ и замедляющих структур с активными кристаллами.

При укорочении волны влияние НЭ на свойства активного кристалла и замедляющих систем возрастает. Поэтому в коротковолновой части миллиметрового диапазона ферритовые элементы могут использоваться не только для формирования определенной АЧХ и достижения определенной полосы усиления, но и, по-видимому, для изменений в нужную сторону дисперсионных свойств замедляющих систем с активным кристаллом.

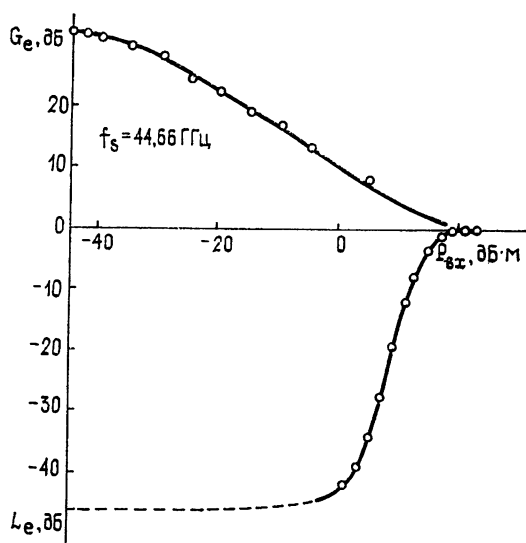


Рис 14. Зависимость электронного усиления и поглощения в КПУ БВ на андалузите от уровня входного сигнала.

В целом же можно утверждать, что физических данных по свойствам отдельных функциональных элементов и узлов достаточно для создания КПУ БВ в средневолновой части миллиметрового диапазона на андалузите и рутиле с ионами Fe^{3+} и пока недостаточно для создания надежных КПУ БВ в коротковолновой части этого диапазона.

При выполнении работ в сантиметровом [139] и миллиметровом [29, 30] диапазонах были исследованы и вопросы насыщения КПУ [140, 141]. При этом было показано, что в сантиметровом диапазоне пороги насыщения в КПУ БВ и РКПУ на рубине приблизительно одинаковы. В миллиметровом диапазоне порог насыщения в КПУ БВ на порядок выше порога насыщения в РКПУ ($G = 20 \div 25$ дБ) и составляет величину $P_{sat} \approx 10^{-6}$ Вт при использовании андалузита ($T = 1,7$ К) [120].

Различное проявление насыщения в сантиметровом и миллиметровом диапазонах обусловлено тем, что в сантиметровом диапазоне используются более высокие значения коэффициента замедления ($S = 50 \div 100$), при этом поле более сильно прижимается к штыревому

ряду, чем в миллиметровом диапазоне, где $S \approx 20$ [30], что приводит к эффективному уменьшению объема активного вещества в замедляющей системе сантиметрового диапазона.

Кроме того, теоретически [141] и экспериментально [120] показано различие эффектов насыщения в структурах БВ в режимах усиления и резонансного поглощения волны (рис. 14). Показано, что пороги насыщения $P_{\text{sat}}^{(\text{amp})}$ и $P_{\text{sat}}^{(\text{ads})}$ соответственно при включенной (усиление) и выключенной (поглощение) накачке относятся как [141]

$$P_{\text{sat}}^{(\text{amp})}/P_{\text{sat}}^{(\text{ads})} \approx 2L_s/G_e.$$

Для КПУ БВ получено также соотношение [144]

$$P_{\text{st}} = (\gamma - 1)/S_{\text{sat}},$$

связывающее характеристику волны (P_{st} — амплитуда стационарной волны), свойства кристалла (S_{sat} — фактор насыщения) и свойства ЗС с кристаллом ($\gamma = \alpha_m/\alpha_s$, α_m — показатель усиления в активном веществе КПУ БВ для слабого сигнала, α_s — затухание на единице длины замедляющей системы). Эти исследования, по нашему мнению, завершают, в основном, построение теории КПУ БВ в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн.

2. Таким образом, к концу 70-х и началу 80-х годов созданы КПУ БВ на волнах $\lambda_s = 8$ мм [28, 79, 142], 6 мм [29, 30] и 3 мм [32]. В табл. 4 приведены сведения об этих усилителях. Усилитель 8-миллиметрового диапазона на рубине (СССР) [142] отличается от своего предшественника [27] расширенной полосой усиления. Усилитель на рутиле с ионами Fe^{3+} в этом же диапазоне (Швеция) [28, 79] является в значительной мере развитием работ [23–25], которые в свое время не нашли практического применения.

Усилители на рубине в настоящее время используются в радиоастрономических приемниках на антеннах КраО АН СССР [143] и ФИАН СССР [142], усилители на рутиле — в обсерватории Онсала (Швеция) [79].

Достоинством рубинового КПУ БВ по сравнению с рутиловым является возможность работы при температуре $T = 4,2$ К, т. е. без откачки паров жидкого гелия, хотя это преимущество и не является принципиальным. С другой стороны, улучшить рабочие характеристики рубина путем понижения температуры нельзя из-за особенностей спиновой системы с симметричной схемой накачки [2], применяемой в этом диапазоне волн. Близкие значения основных характеристик усиления КПУ БВ на рубине и рутиле на длине волны $\lambda \approx 8$ мм обусловлены близкими значениями m в этих активных кристаллах. Однако представляется возможным в случае необходимости расширить полосу усиления рубиновых КПУ БВ в несколько раз, доведя ее до нескольких сот мегагерц. Трудности здесь носят в основном технический характер, они весьма серьезны и относятся, главным образом, к электродинамической структуре с активным веществом и источнику накачки.

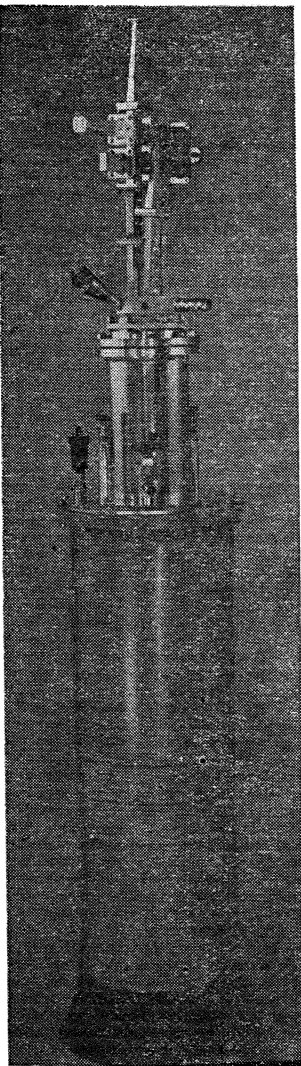











Рис. 15. Фотография КПУ БВ 6-миллиметрового диапазона на андалузите в кристате и с ИМЦ.

Частота сигнала f_s , ГГц	Активный кристалл	Накачка		Тип ЗС и ее характеристики	Температура T , К	Коэффициент усиления G , дБ,	Полоса усиления Δf —ЗДБ, МГц	Шумовая температура T_n , К	Ссылка
		частота f_p , ГГц	мощность $P_0(p)$, Вт						
35,4—40	TiO ₂ :Cr ³⁺	68—79	сотни мВт	$l = 76, S = 10 - 16$ 	1,7	17—22	75	20	[23]
34—36	TiO ₂ :Fe ³⁺	76—81	—	$l = 50, S = 10$ 	1,7	26,5	30	45	[25]
36—37	Al ₂ O ₃ :Cr ³⁺	75	1	$l = 38, S = 50$ 	4,2	25	20(50)	40	[27] ([102])
29—35	TiO ₂ :Fe ³⁺	70	0,1	$l = 80, S = 20$ 	2	30—20	30—60	27 ± 4	[28]
40—46,5	Al ₂ SiO ₅ :Fe ³⁺	140—150	1	$l = 20, S = 20$ 	1,7—2	30—20	100—150	30	[30;120]
86—88	TiO ₂ :Fe ³⁺	30 45 113	К — ЛОВ ЛОВ	$l = 45$ 	1,6	15—20	40—50	20 ± 10	[32]

Условные обозначения: К — клистрон, М — магнетрон, ГДИ — генератор дифракционного излучения, ЛОВ — лампа обратной волны;  — волновод с диэлектриком;  — зеркальная линия в волноводе,  — штыревая гребенка с диэлектриком.

Практически одновременно с работой по созданию КПУ БВ 8-миллиметрового диапазона на рутиле [28,79] выполнена работа по созданию КПУ БВ 6-миллиметрового диапазона (СССР) [30], в которой был разработан и использован ряд новых функциональных узлов и элементов [120], описанных в обзоре.

Внешний вид усилителя приведен на рис. 15. На основе этого КПУ БВ создан радиометр, который был испытан и в настоящее время установлен на антенне РТ-25×2 (ИПФ АН СССР) [144]. Впервые в миллиметровом диапазоне достигнуто значение мгновенной полосы КПУ более 100 МГц (см. табл. 4). Заметим, что этот результат получен на малой длине кристалла (20 мм). Анализ полученных экспериментальных данных показывает, что имеется возможность расширения полосы усиления до нескольких сот мегагерц (300—1000 МГц и выше) без уменьшения G . Эта возможность может быть реализована путем повышения замедления S (в 2—4 раза) и увеличения длины активного кристалла (в 2—3 раза).

Ряд функциональных элементов, разработанных для КПУ БВ на андалузите, может быть использован и в КПУ БВ на изумруде, если последний окажется подходящим активным кристаллом.

Имеется сообщение о создании КПУ БВ на рутиле с ионами Fe^{3+} в 3-миллиметровом диапазоне (США) [33]. Характеристики этого усилителя, приведенные в табл. 4, удовлетворительны для практического использования, однако необходимость использования трех источников накачки представляет существенную трудность. Использование усилителя предполагалось в радиоастрономической обсерватории Five College (США), однако результаты испытаний его автору неизвестны.

Полученные данные позволяют построить частотную зависимость шумовой температуры T_N на выходном фланце КПУ БВ (рис 16), откуда видно, что КПУ БВ остается наиболее чувствительным усилителем и в диапазоне миллиметровых волн.

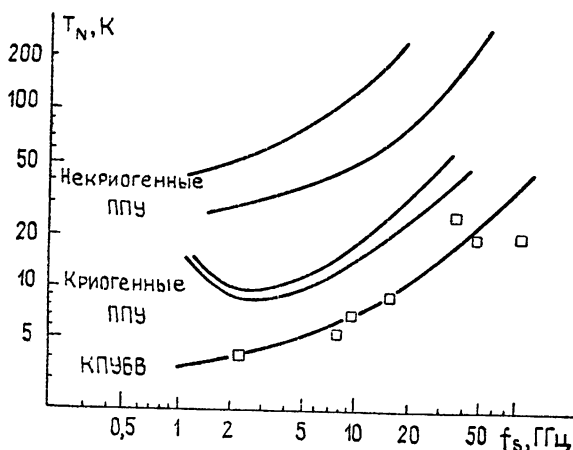


Рис. 16. Частотная зависимость шумовой температуры в КПУ БВ и ППУ.

Таким образом, к настоящему времени созданы КПУ БВ, имеющие практическое значение, в длинно- и средневолновой части миллиметрового диапазона. При этом в длинноволновой части миллиметрового диапазона КПУ БВ на рутиле и рубине имеют мгновенную полосу усиления в несколько десятков мегагерц. В средневолновой части получены характеристики КПУ БВ на андалузите, превосходящие характеристики КПУ БВ в более длинноволновом диапазоне (на рубине и рутиле).

Для коротковолновой части ($\lambda_s < 4$ мм) пока отсутствуют надежно работающие КПУ БВ. В этом направлении ведутся работы в СССР и в США, причем свойства андалузита и проработка других функциональных элементов позволяют надеяться на создание КПУ БВ в диапазоне волн до $\lambda_s \approx 2$ мм.

Наиболее острыми вопросами, возникающими при этом, являются вопросы синтеза активных кристаллов и разработка источников накачки в диапазоне волн $\lambda_p = 2 \div 1$ мм.

В обзоре мы совершенно не обсуждали вопросы создания РКПУ по причинам, изложенным во введении, однако в коротковолновой части миллиметрового диапазона, где создание КПУ БВ встречает серьезные трудности, вначале могут быть созданы РКПУ как более простые в конструктивном отношении [147]. РКПУ могут создаваться также в случае недостаточного для КПУ БВ количества активного кристалла.

Преимущества КПУ ОВ, заключающиеся в простоте их конструкции и возможности достижения широкой полосы усиливаемых частот и продемонстрированные в сантиметровом диапазоне [37-40], могут стать проблематичными в коротковолновой части миллиметрового диапазона и требуют дальнейших исследований.

3. В последнее время получены интересные результаты по созданию малошумящих смесителей, в которых используются свойства туннельного тока квазичастиц в структурах сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник (СИС-структуры) [145, 146]. Аналогично КПУ БВ в СИС-структурах T_N близка к квантовому пределу. Несмотря на ряд недостатков (недолговечность, малый динамический диапазон, необходимость борьбы с наводками, трудности согласования, технологические трудности) СИС-структуры являются перспективными для использования в коротковолновой части миллиметрового диапазона и, возможно, в длинноволновой части субмиллиметрового диапазона.

Представляется, что в диапазоне $\lambda_s \leq 3 \div 2$ мм радиоприемные системы со входным криогенным смесителем и малошумящим усилителем промежуточной частоты и системы с квантовым усилителем СВЧ на входе могут иметь сравнимые характеристики. На частотах выше некоторой частоты, по-видимому, смесительные приемники будут иметь преимущества [148].

В заключение автор выражает благодарность В. Б. Штейншлейгеру за обсуждение всей проблемы в целом в процессе подготовки обзора. Автор признателен А. Г. Кислякову за ряд замечаний, способствующих устранению неточностей и более четкому изложению некоторых положений обзора, а также пользуется случаем поблагодарить всех соавторов своих работ, материал которых в той или иной мере нашел отражение в данном обзоре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yngvesson K. S.—IEEE International convention digest, Synopses of papers.—New York: 1971, p. 160.
2. Штейншлейгер В. Б., Мисежников Г. С., Лифанов П. С. Квантовые усилители СВЧ (мазеры). — М.: Сов. радио, 1971.
3. Yngvesson K. S. — Meth. Exp. Phys. Astrophysics, part B, 1976, 12, p. 246.
4. Корниенко Л. С., Штейншлейгер В. Б. — УФН, 1978, 126, № 2, с. 287.
5. Townes C. H.—IEEE Trans., 1976, MTT-12, № 11, p. 709.
6. Сигмен А. Мазеры. — М.: Мир, 1966.
7. Карлов Н. В.—Труды ФИАН СССР, М.: Наука, 1969, 49, с. 3.
8. Jolley I. V.—Proc. IEEE, 1963, 51, № 1, p. 30.
9. Басов Н. Г., Прохоров А. М. — ЖЭТФ, 1954, 27, № 4, с. 431.
10. Gordon I. P., Zeiger H. I., Townes C. H.—Phys. Rev., 1954, 95, № 1, p. 282.
11. Басов Н. Р., Прохоров А. М. — ЖЭТФ, 1957, 28, № 2, с. 249.

12. Bloembergen N.—Phys. Rev., 1956, 104, № 1, p. 324.
13. Scovil H. E. D., Feher G., Seidel H.—Phys. Rev., 1957, 105, № 1, p. 762.
14. Makhov G., Kikuchi G., Lambe L., Terhune R. W.—Phys. Rev., 1958, 109, № 4, p. 1399; Зверев Г. М., Корниенко Л. С., Маненков А. А., Прохоров А. М. — ЖЭТФ, 1958, 34, № 6, с. 1660.
15. De Grasse R. W., Shulz-Du Bois E. O., Scovil H. E. D.—Bell. System. Tech. J., 1958, 38, № 2, p. 305.
16. Штейншлейгер В. Б., Мисежников Г. С., Афанасьев О. А. — Радиотехника и электроника, 1962, 7, № 5, с. 874.
17. Карлова Е. К., Карлов Н. В., Прохоров А. М., Соловьев Е. Г. — ПТЭ, 1963, № 2, с. 107.
18. Таунс Ч. — УФН, 1966, 88, № 3, с. 461.
19. Черпак Н. Т., Шамфаров Я. Л. — III Республиканский семинар по квантовой электронике (Харьков, 1973). Тезисы докладов — Харьков: ИПЭ АН УССР, 1973, с. 6.
20. Edrigh J.—IEEE International convention digest, Synopses of papers.—New York: 1971, p. 162.
21. Reid M. S., Clauss R. C., Bathker D. A., Stelzried Ch. T.—Proc. IEEE, 1973, 61, № 9, p. 1330.
22. Kollberg E. L.—Proc. IEEE, 1973, 61, № 9, p. 1323.
23. Agrams F. R., Peyton B. J. — Proc. IRE, 1965, 53, № 1, p. 12.
24. Swanson P. N., Hagen I. P. — Nature, 1968, 218, № 5137, p. 158.
25. De Coatront Y., Robert A.—L'onde Electr., 1967, 47, № 479, p. 165.
26. Microwave J., 1963, 6, № 9, p. 44; 46.
27. Загатин В. И., Мисежников Г. С., Штейншлейгер В. Б. а) — Радиотехника и электроника, 1967, 12, № 3, с. 539; б) — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 15, с. 685.
28. Kollberg E. L., Lewin P. Th.—IEEE Trans., 1976, MTT-24, № 11, p. 718.
29. Черпак Н. Т., Мышенко В. В., Песковацкий С. А., Смирнова Т. А. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 9, с. 2154; ДАН УССР, сер. А, 1980, № 2, с. 69.
30. Черпак Н. Т., Смирнова Т. А., Мышенко В. В., Песковацкий С. А., Лавринович А. А. — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 9, с. 1804.
31. Gardiasmenos A. G., Shanley J. F., Yngvesson K. S.—IEEE Trans, 1976, MTT-24, № 11, p. 725.
32. Sollner T. C. et. al.—Appl. Phys. Lett., 1979, 35, № 11, p. 833.
33. Загатин В. И., Мисежников Г. С., Пузанов В. А., Соломонович А. Е., Сороченко Р. Л., Штейншлейгер В. Б. — ПТЭ, 1968, № 5, с. 118.
34. Bloembergen N., Shapiro S., Pershan P. S., Artman I. O.—Phys. Rev., 1959, 114, № 2, p. 445.
35. Kollberg E. L. Research Report № 109. — Göteborg: Res. Lab. of Electronics, Chalmers University of Technology, 1971.
36. Yngvesson K. S., Cheung A. C., Chui M. F. et. al.—IEEE Trans., 1976, MTT-24, № 11, p. 711.
37. Flesner L. D., Schulz Ch., Clauss R.—Rev. Sci. Instrum., 1977, 48, № 8, p. 1104.
38. Clauss R., Moore C. R.—IEEE Trans, 1979, MTT-27, № 3, p. 249.
39. Moor C. R. — IEEE Trans., 1980, MTT-28, № 2, p. 149.
40. Абрамян Л. Э., Мартиросян Р. М., Погосян Н. Г. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 1, с. 181.
41. McWhorter A. L., Meyer J. W.—Phys. Rev., 1958, 109, № 2, p. 312.
42. Корниенко Л. С., Прохоров А. М. — ЖЭТФ, 1959, 36, № 3, с. 919.
43. Gerritsen N. J., Harrison S. E., Lewis H. R.—Appl. Phys., 1960, 31, № 9, p. 1566.
44. Foner S., Motz L. R.—Appl. Phys., 1960, 31, № 4, p. 742.
45. Ацаркин В. А., Герасимова Э. А., Матвеева И. Г., Францессон А. В. — ЖЭТФ, 1962, 43, № 4 (10), с. 1272.
46. Емельянова Е. Н., Карлов Н. В., Маненков А. А., Мильев В. А., Прохоров А. М., Смирнов С. П., Ширков А. В. — ЖЭТФ, 1963, 44, № 3, с. 868.
47. Колбасов В. А., Некрашевич В. Б., Элькин С. А. — Вопросы радиоэлектроники. Серия ОТ, 1969, № 11, с. 3
48. Geusic J. E., Peter M., Schultz-Dubois E. O.—Bell. System. Tech. J., 1959, 38, № 4, p. 291.
49. Goodwin F. E. J.—Appl. Phys., 1959, 32, № 8, p. 1624.
50. Мартиросян Р. М. Диссертация, ФИАН, М., 1980.
51. Бмльдюкевич А. А., Винокуров В. М., Зарипов М. М., Польский Ю. Е., Степанов В. Г., Чиркин Г. К., Шекун Л. Я. — ЖЭТФ, 1960, 39, № 6 (12), с. 1548.

52. Еру И. И., Песковацкий С. А., Чернец А. Н. — ФТТ, 1967, 9, № 5, с. 1329.
53. Еру И. И., Песковацкий С. А., Чернец А. Н. — Радиотехника и электроника, 1968, 13, № 6, с. 1045; с. 1049.
54. Стеценко А. И., Черпак Н. Т. — Письма в ЖТФ, 1981, 7, № 2, с. 105.
55. Ацаркин В. А. Диссертация, ИРЭ АН СССР, М., 1965.
56. Ахумян А. А., Аракелян Ж. А., Мартиросян Р. М., Букин Г. В., Огнева В. К. — Квантовая электроника, 1979, 6, № 1, с. 109.
57. Ахумян А. А., Мартиросян Р. М., Погосян Н. Г. — Письма в ЖТФ, 1981, 7, № 14, с. 864.
58. Еру И. И., Песковацкий С. А., Чернец А. Н. — ФТТ, 1965, 7, № 2, с. 363.
59. Еру И. И. — ЖТФ, 1966, 36, № 7, с. 1315.
60. Ахумян А. А., Мартиросян Р. М., Шахпарян В. П. — II Всесоюзная школа-семинар по радиоприемным устройствам СВЧ (Арван Арм. ССР, 26 сентября — 2 октября 1974). Тезисы докладов. — Ереван, 1974, с. 33.
61. Carson J. W., Devor D. P., Hoskins R. H. — Phys. Rev., 1961, 122, № 4, p. 1141.
62. From W. H. — Phys. Rev., 1963, 131, № 3, p. 961.
63. Drumheller E., Locher K., Waldner F. — Helvetica Physica acta, 1964, 37, № 7—8, p. 626.
64. Holuj F., Thyer J. K., Hedgcock H. E. — Canad. J. Phys., 1966, 44, № 3, p. 509.
65. Ахумян А. А., Кочарян К. Н., Мартиросян Р. М. — ФТТ, 1975, 17, № 12, с. 3698.
66. Мышенко В. В., Просвирнин С. Л., Черпак Н. Т. Препринт ИРЭ АН УССР № 90. — Харьков, 1977.
67. Holuj F., Jestaповicz A. — Phys. Stat. Sol. (a), 1978, 48, № 1, p. 191.
68. Черпак Н. Т., Mishenko V. V., Smirnova T. A. — Phys. Stat. Sol. (a), 1976, 37, № 1, p. 37.
69. Черпак Н. Т. — ФТТ, 1980, 22, № 12, с. 3539; Mishenko V. V., Черпак Н. Т. — J. Phys. Lett., 1981, 42, № 6, p. 145.
70. Еру И. И., Королев В. Д., Мышенко В. В. и др. Препринт ИРЭ АН УССР № 46 — Харьков, 1975.
71. Blair G. N. Technical Report NMPS-05070-76-1, Texas: Electrical Engineering Research Laboratory «Millimeter Wave Sciences», The University of Texas at Austin — 130 p.
72. Hughes W. E. — Proc. IRE, 1962, 50, № 7, p. 1691.
73. Hoppe L. O., Hayes R. E., Baer N. W. — Applications of Cryogenic Technology, 1973, 5, p. 305.
74. Пул Ч. Техника ЭПР-спектроскопии — М.: Мир, 1970.
75. Мышенко В. В., Черпак Н. Т. Методы и средства измерений электромагнитных характеристик радиоматериалов на ВЧ и СВЧ Тезисы докладов IV Всесоюзной научно-технической конференции (Новосибирск, 29—31 мая 1979). — Новосибирск: СНИИМ, 1979, с. 176.
76. Siegman A. E. Quantum Electronics: A Simposium — New York: Columbia University Press, 1960, p. 597.
77. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны — М.: Сов. радио, 1957.
78. Sohn S. V. — IEEE Trans., 1969, MTT-17, № 10, p. 768.
79. Lewin Th., Kollberg E. Research Report № 134. — Göteborg: Res. Lab of Electronics and Onsala Space Observ., Chalmers University of Technology, 1978 — 116 p.
80. Noumann S., Sethares J. S. — IEEE Trans., 1966, MTT-14, № 1, p. 2.
81. Baier W. — IEEE Trans., 1970, MTT-18, № 10.
82. Van Bladel J. — IEEE Trans., 1974, MTT-22, № 1, p. 32.
83. Vartanian P. N., Ayres W. P., Helgesson A. L. — IRE Trans., 1958, MTT-6, p. 215.
84. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы — М.: Сов. радио, 1967.
85. Eberhardt N. — IEEE Trans., 1967, MTT-15, № 5, p. 282.
86. Chen H. S. — Bell System. Tech. J., 1964, 43, № 3, p. 1035.
87. Мисежников Г. С. — Радиотехника и электроника, 1965, 10, № 10, с. 1856.
88. Стеценко А. И., Шамфаров Я. Л., Кондрашин С. К. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 11, с. 1667.
89. Черпак Н. Т., Лавринович А. А., Мышенко В. В., Смирнова Т. А. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1981, 24, № 12, с. 9.
90. Petty S. M., Clauss R. S. — IEEE Trans., 1968, MTT-16, № 1, p. 47.
91. Мисежников Г. С., Мухина М. М., Штейншлейгер В. Б. — ПТЭ, 1969, № 5, с. 92.
92. Hensel M. L., Shultz-DuBois E. O. — IEEE Trans., 1964, MTT-12, № 3, p. 309.

93. Соловьев Е. Г., Карлова Е. К. — Радиотехника и электроника, 1961, 6, № 3, с. 406.
94. Мисежников Г. С., Мухина М. М. — Вопросы радиоэлектроники. Серия ОТ, 1968, № 4, с. 96.
95. Марченко Л. И., Мышенко В. В., Черпак Н. Т. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1979, 22, № 9, с. 75.
96. Мышенко В. В., Песковачкий С. А., Смирнова Т. А., Черпак Н. Т. — II Всесоюзный симпозиум по миллиметровым и субмиллиметровым волнам (Харьков, 13—15 сентября 1978). Тезисы докладов. — Харьков: ИРЭ АН УССР, 1978, 2, с. 117.
97. Hensel M. Z, Treacy E. B.— Rev. Sci. Instrum., 1964, 35, № 8, p. 970.
98. Соловьев Е. Г., Абазадзе Ю. В., Старцев А. В., Степанова Е. Г.— ПТЭ, 1968, № 2, с. 136.
99. Tabor W. J., Sibilica J. T.— Bell. System. Tech. J., 1963, 42, № 4, pt 3, p. 1863.
100. Tabor W. J.— Proc. IEEE, 1963, 51, № 8, p. 1143
101. Шамфаров Я. Л., Стеценко А. И., Черпак Н. Т.— III Республиканский семинар по квантовой электронике (Харьков, 1973) Тезисы докладов. — Харьков: ИРЭ АН УССР, 1973, с. 36.
102. Ахумян А. А., Мартиросян Р. М., Погосян Н. Г. Радиоастрономическая аппаратура, антенны и методы XIV Всесоюзная радиоастрономическая конференция (Ереван, 28—30 октября 1982) Тезисы докладов — Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1982, с. 101.
103. Данилов В. В., Балинский М. Г. Радиоастрономическая аппаратура, антенны и методы. XIV Всесоюзная радиоастрономическая конференция (Ереван, 28—30 октября 1982). Тезисы докладов.— Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1982, с. 105; Данилов В. В. — Изв. вузов — Радиотехника, 1980, 22, № 12, с. 1511
104. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1973.
105. Киттель Ч Введение в физику твердого тела. — М.: Наука, 1978.
106. Смирнова Т. А., Черпак Н. Т. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 1.
107. Morris L. C., Miller D. I.— IRE Trans. 1964, MTT-12, № 2, p. 421.
108. Roth D. H., Schedelbeck W. W., Schollmeier G. H.— IEEE Trans., 1966, MAG-2, p. 256.
109. Мисежников Г. С., Розенберг Я. И., Штейншлейгер В. Б. — Изв. АН СССР. Сер. физ.; 1961, 25, № 11, с. 1130.
110. Reuton V. J., Agrams F. R., Wade W., Collins T.— IEEE Trans., 1968, MTT-16, № 5, p. 319.
111. Смит Я., Вейн Х. Ферриты. — М.: ИЛ, 1962.
112. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферромагнетики. — М.: Мир, 1965.
113. Михайловский Л. К., Поллак Б. П., Балаков В. Ф., Ханамиров А. Е. — Радиотехника и электроника, 1965, 10, № 10, с. 1739.
114. Иванова В. И., Петрова И. И., Смирнова Т. А., Черпак Н. Т. — Препринт ИРЭ АН УССР № 184 — Харьков, 1982.
115. Ivanova V. I. et. al.— Proc. of the XXth Congress Ampere (Tallinn, august 1973).— Berlin — Heidelberg — New York: Springer Verlag, 1979
116. Сизов Р. А., Громзин Д. Е., Зайцев К. Н., Иванова В. И.— ЖЭТФ, 1975, 68, № 6, с. 2195
117. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на СВЧ. — М.—Л.: Госэнергониздат, 1963. — 663 С.
118. Ландау А. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Гостехиздат, 1957.
119. Черпак Н. Т. — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 4, с. 776.
120. Черпак Н. Т., Смирнова Т. А.— IEEE Trans., 1983, MTT-31, № 3, p. 306.
121. Черпак Н. Т., Смирнова Т. А., Лавринович А. А., Овечкина Т. А. Препринт ИРЭ АН УССР № 188. — Харьков, 1982.
122. Suhl H, Walker L R.— Bell System. Tech J., 1954, 33, № 5, p. 1133.
123. Никольский В. В. — Радиотехника и электроника. — Харьков. Выща школа
124. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. — Харьков: Выща школа.
125. Дюбко С. Ф., Фесенко Л. Д. Препринт ИРЭ АН УССР № 138. — Харьков, 1979
126. Schultz G V, Durwen E. I, Roser H. P, Wattenbach R.— Proceedings of an USA Workshop on the Scientific Importance of submillimetre Observations. 10—12 May 1982 (ESASP-189), 1982, p. 213.
127. Усиков А. Я. — Электронная техника Сер 1 Электроника СВЧ, 1972, № 12, с. 39.

128. Мышенко В. В., Песковацкий С. А., Ревин И. Д., Скрынник Б. К., Черпак Н. Т., Шестопапов В. П. — II Всесоюзный симпозиум по миллиметровым и субмиллиметровым волнам (Харьков, 13—15 сентября 1978): Тезисы докладов. — Харьков: ИРЭ АН УССР, 1978, 2, с. 119
129. Курин В. Г., Ревин И. Д., Скрынник Б. К., Стеценко А. И., Черпак Н. Т., Шестопапов В. П. — III Всесоюзный симпозиум по миллиметровым и субмиллиметровым волнам (Горький, 1980). Тезисы докладов — Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1980, с. 105.
130. Федосеев Л. И., Куликов Ю. Ю. — Радиотехника и электроника, 1971, 16, № 4, с. 554.
131. Квазиоптика. / Под ред. Б. В. Каценеленбаума и В. В. Шевченко. — М: Мир, 1966.
132. Harris D. J.— The Radio and Electronics Engineer, 1979, 49, № 7—8, p. 389.
133. Tischer F. J.—IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest. New York, The IEEE, Inc., 1977, p. 492.
134. Butterworth H. J, Ronde F. C— Philips Tech. Rev, 1967, 29, № 3—4, p. 86.
135. Harris D. J, Lee K. W.— Electr Lett, 1977, 13, № 25, p. 775.
136. Meier P. J.— IEEE Trans, 1974, MTT-22, № 12, p. 1159.
137. Wrixon G. T.— IEEE Trans., 1974, MTT-22, № 12.
138. Горошко А. И., Кулешов Е. М.— Радиотехника. Респ межведомств. сб — Харьков: Госуниверситет, 1972, вып. 21, с. 215
139. Смирнова Т. А., Черпак Н. Т., Шамфаров Я. Л. — Радиотехника и электроника, 1973, 18, № 2, с. 361.
140. Черпак Н. Т. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 2, с. 180.
141. Черпак Н. Т. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 7, с. 819.
142. Берулис И. И., Атласман А. В., Загати В. И., Краснов В. В. Радиоастрономическая аппаратура, антенны и методы. XIV Всесоюзная радиоастрономическая конференция. Тезисы докладов.— Ереван. Изд. АН АрмССР, 1982, с. 107.
143. Ефанов В. А. — Изв. КрАО, 1974, 1, с. 183.
144. Кисляков А. Г., Черпак Н. Т., Шестопапов В. П., Мальцев В. А., Лебский Ю. Б., Ревин И. Д., Смирнова Т. А., Чернышев В. И., Скрынник Б. К., Апаев М. М. — ДАН СССР, 1983, 268, № 3, с. 611.
145. Richards P. L. Shep T. M.— IEEE Trans., 1980, ED-27, № 10, p. 1909.
146. Shep T.-M.—IEEE, 1981, QE-17, № 7, p. 1151.
147. Мышенко В. В., Песковацкий С. А., Шульга В. М. Радиоастрономическая аппаратура, антенны и методы XIV Всесоюзная радиоастрономическая конференция Тезисы докладов.— Ереван. Изд-во АН АрмССР, 1982, с. 99
148. Кошелец В. П., Овсянников Г. А. — Зарубежная радиоэлектроника, 1983, № 6, с. 31.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
27 декабря 1983 г.

Х Р О Н И К А

IV ВСЕСОЮЗНЫЙ СЕМИНАР ПО ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

С 24 по 26 января 1984 г. в Московском университете был проведен IV Всесоюзный семинар по релятивистской высокочастотной электронике «Мощные генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках». Большой интерес к этой бурно развивающейся области физической электроники, а также гостеприимство старейшего и крупнейшего вуза страны позволили организовать очень интересную встречу ученых, на которой было заслушано много оригинальных сообщений, несмотря на то, что с момента проведения предыдущего семинара по релятивистской высокочастотной электронике в г. Горьком прошло лишь около года.

Во вступительном слове председателю секции «Высокочастотная релятивистская электроника» Научного совета АН СССР по проблеме «Физическая электроника» Ч. В. Гапонов-Грехов отметил, что в настоящее время релятивистскую СВЧ электронику уже можно считать сформировавшимся научным направлением, достигшим определенного уровня зрелости. Симптомами такого положения являются, с одной стороны, сложившееся представление о возможности получения с помощью релятивистских электронных пучков СВЧ импульсов гигаваттного уровня мощности с длительностью до 100 наносекунд и 100-мегаваттного уровня мощности с длительностью порядка микросекунд (что ранее представлялось многим сомнительным) и, с другой стороны, более трезвые (далекие от начальной эйфории) оценки перспектив развития данной области электроники.

(Продолжение см. с. 872)