

09; 10

## ИЗЛУЧЕНИЕ ПОТОКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ В СВЕРХРАЗМЕРНОМ ВОЛНОВОДЕ С ПОГЛОЩАЮЩИМИ СТЕНКАМИ

С. П. Бугаев, М. П. Дейчули, В. И. Канавец,  
В. И. Кошелев, Н. С. Сочугов

Приведены результаты экспериментальных исследований формирования трубчатого потока релятивистских осцилляторов в коаксиальном диоде с неоднородным магнитным полем. В устройстве с поглощающей трубой дрейфа реализован генератор — электронный синхротронный мазер с преимущественным взаимодействием потока и поля в пределах конуса синхротронного излучения. Показано, что в поглощающем волноводе существенно снижается мощность паразитных излучений.

В релятивистских СВЧ генераторах на потоках электронных осцилляторов для получения одночастотного процесса обычно используется излучение ансамблей осцилляторов в электромагнитном поле одной, выделенной, моды электродинамической системы. В то же время, как показывают результаты теоретических исследований, излучение интенсивных потоков электронов, осциллирующих в магнитном поле, не сводится к простому одномодовому механизму, а зависит от излучательных свойств электронной среды, в том числе от направленного излучения электронных сгустков [1], многоволнового механизма взаимодействия [2], а также от влияния среды на структуру электромагнитного поля [3]. Свойства среды наиболее отчетливо проявляются при излучении в сверхразмерном волноводе с поглощающими стенками, где моды свободного поля быстро затухают [1, 3].

Излучение релятивистских осцилляторов в общем случае происходит на доплеровски преобразованных частотах. Излучение вперед отличается наибольшим увеличением частоты и используется в мазерах и лазерах на свободных электронах. Согласно выводам теории, в поглощающем волноводе излучение вперед сопровождается взаимодействием потока и поля, сосредоточенным главным образом в пределах конуса направленного излучения, в том числе конуса синхротронного излучения циклотронных осцилляторов [1-3]. Многоволновой механизм взаимодействия и обратной связи имеет особенности, которые должны определять вид спектра излучения экспериментальных СВЧ генераторов.

Экспериментально показано [4, 5], что транспортировка трубчатого пучка в гладких трубах и в периодических сверхразмерных структурах многоволновых черенковских генераторов (МВЧГ) сопровождается паразитной генерацией в длинноволновой и коротковолновой частях сантиметрового диапазона, которую можно связать с излучением циклотронных осцилляторов и с процессами в электронных струях [5]. Представляет интерес возможность подавления генерации в поглощающем волноводе.

### Характерные частоты и механизмы излучения потока релятивистских циклотронных осцилляторов

Осцилляции электронов в однородном трубчатом электронном потоке большого диаметра, близком к стенкам волновода, происходят на частоте, примерно равной релятивистской циклотронной частоте [6],

$$\omega_B = \frac{\omega_{B_0}}{\gamma}, \quad \omega_{B_0} = \frac{l}{N} B_0, \quad (1)$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса покоя электрона,  $B_0$  — индукция фокусирующего магнитного поля,  $\gamma = (1 - \beta_{\parallel}^2 - \beta_{\perp}^2)^{-1/2}$  — релятивистский фактор,  $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$ ,  $\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c$ ,  $v_{\perp}$  и  $v_{\parallel}$  — поперечная и продольная скорости электронов,  $c$  — скорость света.

Самовозбуждение СВЧ колебаний в потоке, находящемся в волноводе, в общем случае может происходить на частотах  $\omega_i$ , соответствующих условию доплеровского резонансного воздействия  $i$ -й волны вихревого электромагнитного поля на осциллирующие электроны

$$\omega_i \left(1 - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{\phi i}}\right) \approx \omega_B, \quad \beta_{\phi i}^{-1} = \cos \Theta_i, \quad (2)$$

где  $\beta_{\phi i} = v_{\phi i}/c$  — фазовая скорость  $i$ -й волны,  $\Theta_i$  — угол между направлением распространения волны и осью системы.

Наряду с условием (2) должно выполняться условие положительной обратной связи для лучевого потока СВЧ энергии в направлении  $\Theta_i$ . В системе с поглощающими стенками волновода будут преобладать два главных механизма обратной связи, соответствующие двум волнам с фазовыми скоростями  $v_{\phi i} \approx \pm c$ , углами  $\Theta_i \approx 0, \pi$  и частотами излучения  $\omega_i \approx \omega_B / (1 \pm \beta_{\parallel})$ . При  $\Theta_i \ll 1$  излучение направлено вперед ( $v_{\phi} \rightarrow c$ ) на частоте  $\omega_i \gg \omega_B$  и обратная связь осуществляется путем отражения части волн, входящих в лепесток диаграммы направленности излучения. При  $\Theta_i \sim \pi$ ,  $v_{\phi} \approx -c$  и  $\omega_i \approx \omega_B/2$  реализуется обратная связь типа ЛОВ. В электродинамической системе в виде гладкого металлического волновода проявляется гиротронный механизм излучения  $v_{\phi i} \rightarrow \infty$ ,  $\Theta_i \sim \pi/2$ ,  $\omega_i \approx \omega_B$ .

Оптимальные режимы работы электронного синхротронного мазера (ЭСМ [1]) обычно достигаются при начальных закрутках потока  $\beta_{\perp}^2 \ll 1$ , энергиях электронов  $\gamma \gg 1$  и углах излучения  $\Theta^2 \ll 1$ . В этом случае формула (2) дает следующее выражение для длины волны излучения в направлении потока:

$$\lambda = \frac{m c \gamma \left( \frac{1}{\gamma^2} + \Theta^2 + \beta_{\perp}^2 \right)}{e B_0}. \quad (3)$$

Численное исследование процессов ЭСМ типа в поглощающих волноводах [1-3] показало, что при малом начальном разбросе скоростей на длине  $L/\lambda \sim 100$  достигается усиление бегущей волны 40—60 дБ при КПД до 20—40 %. Увеличение разброса существенно уменьшает усиление и КПД. Однако одновременно наблюдается и дополнительная устойчивая автофазного механизма ЭСМ к разбросу скоростей при малых углах  $\Theta$ . Этот результат является основанием для проведения экспериментов по получению миллиметрового излучения на сильноточном ускорителе в условиях влияния конечного разброса.

### Экспериментальная установка и формирование потока релятивистских осцилляторов

Экспериментальное исследование формирования и излучения сильноточного электронного пучка, осциллирующего в магнитном поле, проводилось на ускорителе «Гамма» [7]. Установка содержала коаксиальный диод с магнитной изоляцией (КДМИ), трубу дрейфа, область взаимодействия в виде гладкого волновода или волновода с поглощающими стенками, конический коллектор и окно вывода СВЧ энергии в атмосферу.

Диод состоял из тонкостенного металлического катода цилиндрической формы радиусом 6.3 см и цилиндрического анода радиусом 11 см. Расстояние катод—анод равнялось 8 см. Для получения поливинтового потока с увеличенной поперечной составляющей скорости электронов диод располагался в неоднородном магнитном поле с пробочным отношением (отношение магнитного поля

в трубе дрейфа к магнитному полю в области катода)  $k = B_0/B_k = 6.7$ . Угол между линией, соединяющей кромки катода и анода, и силовой линией магнитного поля  $\alpha \approx 55^\circ$ . Изменение расстояния катод—анод и угла  $\alpha$  в широких пределах достигалось перемещением анода. Угол оптимизировался по обратному току диода, току электронного пучка и величине поперечной скорости электронов. Средний радиус пучка в трубе дрейфа  $r_n = 2.4$  см. Длительность импульса напряжения по основанию  $\tau_n = 1$  мкс, длительность переднего фронта  $\tau_f = 0.3$  мкс, энергия электронов с учетом провисания потенциалов между пучком и трубкой дрейфа достигала  $\epsilon_e \approx 1.2$  МэВ, ток пучка  $I_n = 14-16$  кА. Ведущее магнитное поле на однородном участке изменялось в пределах  $B_0 = 7-28$  кГс. Поглощающая волноведущая структура радиусом 4 см и длиной 80 см состояла из набора цилиндров с поперечными и продольными разрезами различной формы. Для поглощения проходящей через щели СВЧ энергии структура снаружи покрывалась слоем поглотителя. «Холодные» измерения, проведенные в диапазонах 10, 3 см и 8 мм показали, что частотная характеристика не имеет ярко выраженных резонансов, а передача энергии в волноводе с погрешностью до 3—6 дБ определяется лучевым распространением волны от входа к выходу. При углах распространения излучения, больших  $20^\circ$ , ослабление превышало 20 дБ. В экспериментах для выяснения особенностей физики процессов поглощающий волновод заменялся гладкой трубкой дрейфа с теми же размерами.

В литературе описывается несколько способов измерения характеристик пучка, например по рентгеновскому излучению с мишени [8], по угловому распределению электронов [9], по длине шага ларморовской спирали [10]. Рентгеновская методика является наиболее сложной, большинство же остальных методов применимы лишь для тонких пучков с малой длительностью импульса тока. Большая длительность импульса и высокая плотность энергии электронного пучка ускорителя «Гамма» не позволяют применять эти методы из-за разрушения тонкого селективирующего элемента, служащего коллектором для основной части пучка.

В данном эксперименте для определения свойств пучка использовался анализатор, основным элементом которого был графитовый конус с радиальными продольными разрезами различной ширины. Продольная длина щелей была больше шага ларморовской спирали. Конус имел небольшой угол раскрытия и служил коллектором для основной части пучка. Очевидно, что сквозь прорезы шириной  $d_i$  проходят только те электроны, траектории которых не касаются стенок, т. е. их ведущие центры удалены от стенок на расстояние не менее ларморовского радиуса  $r_L$ .

Расстояние между крайними ведущими центрами электронов, способных пройти сквозь щель  $d_i$ , эффективная ширина щели  $l_i = d_i - 2r_n$ . С помощью цилиндров Фарадея измерялся ток за каждой щелью. Дополнительно измерялись полный ток пучка  $I_n(t)$  и напряжение на диоде  $U_d(t)$ .

Осциллограммы  $I_i(t)$  не повторяют по форме импульс тока пучка, на них наблюдаются колебания тока разной интенсивности с периодом 100—180 нс. Это свидетельствует о том, что в азимутальном направлении в пучке существуют уплотнения тока (струи), причем они сохраняются на протяжении всего импульса. Амплитуда колебаний падает с увеличением ширины щели анализатора  $d_i$  и при увеличении магнитного поля. При этом осциллограмма тока за щелью по форме приближается к осциллограмме полного тока. Толщина пучка, определяемая по «автографам» при  $\tau_n \approx 0.3$  мкс, также уменьшается с увеличением магнитного поля. При  $B_0 = 8$  кГс толщина пучка составляла 6—8 мм. Максимальная плотность тока в пучке в этом случае может достигать 60—100 А/мм<sup>2</sup>, в области между струями плотность тока находится на уровне 15—30 А/мм<sup>2</sup>. При  $B_0 = 12$  кГс и  $\tau_n \approx 0.3$  мкс толщина пучка составляет 4—6 мм, ярко выражены следы струй, свидетельствующие о том, что плотность тока в струях возросла и, по оценкам, может достигать 200 А/мм<sup>2</sup>. Эта плотность недостаточна для прямой реализации механизма самовозбуждения в струях [6], однако свидетельствует о влиянии пространственного заряда на процессы излучения. Распределение электронов по поперечным скоростям находилось через распределение по ларморовским радиусам из известного соотношения

$$\beta_{\perp} = \frac{r_x \omega B}{c}. \quad (4)$$

Зная величину  $d_i$  и среднее значение тока за каждой щелью для любого момента времени импульса, можно найти степень заполнения пучка электронами с радиусами  $d_{i-1} < 2r_x < d_i$  по формуле

$$N_e = \frac{I_i(t) - I_{i-1}(t)}{(d_i - d_{i-1}) \bar{I}}, \quad (5)$$

где  $\bar{I} = (I_{\pi}(t)) / (2\pi r_{\pi})$  — средняя линейная плотность тока в пучке.

Предполагаем, что плотность электронов с  $d_{i-1} < 2r_x < d_i$  в пучке одинакова. Так как эффективная ширина щели  $l_i$  зависит от ларморовского радиуса,

то электроны с различными поперечными скоростями будут давать различный вклад в полный ток за щелью. В этом случае все вычисления можно проводить для среднего ларморовского радиуса  $r_x = (d_i + d_{i-1}) / 4$ .

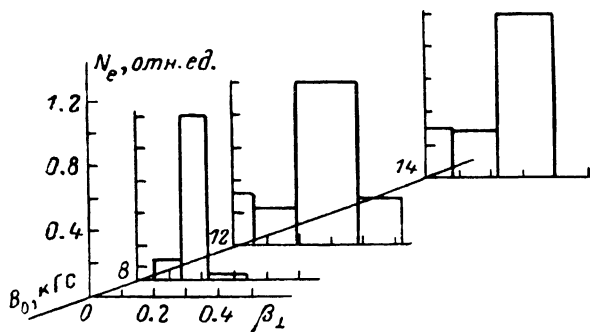


Рис. 1. Гистограммы поперечных скоростей электронов пучка при различных магнитных полях ( $t=0.3$  мкс).

Таким образом, в результате вычислений для всех  $d_i$  можно построить гистограмму  $N_e(\beta_{\perp})$  при различных значениях индукции магнитного поля (рис. 1). Минимальный разброс электронов по поперечным скоростям дости-

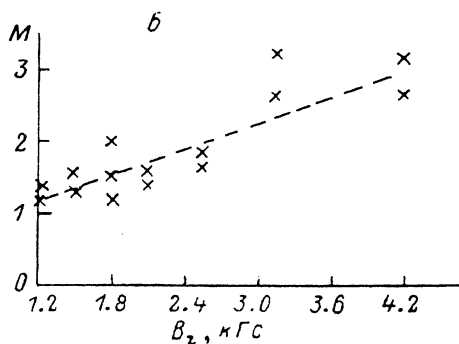
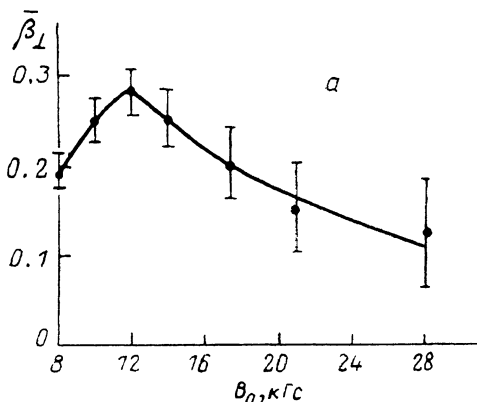


Рис. 2. Зависимость средней поперечной скорости электронов от магнитного поля (а) и зависимость коэффициента увеличения числа струй  $M$  от магнитного поля в области катода (б).

гается при  $B_0 = 8$  кГс. Если пренебречь разбросом электронов по поперечным скоростям, то средний ларморовский радиус можно найти из соотношения

$$r_x(t) = \frac{1}{2} \left( d_i - \frac{I_i(t)}{\bar{I}} \right). \quad (6)$$

Значение  $r_x$ , усредненное по всем щелям, будет соответствовать среднему значению  $\beta_{\perp}(t)$ . Из измерений следует, что зависимость средней поперечной составляющей скорости электронов от магнитного поля (рис. 2, а) имеет максимум в области  $B_0 = 12$  кГс. Малые  $\beta_{\perp}$  и уменьшение  $\beta_{\perp}$  с уменьшением  $B_0$  ( $< 12$  кГс) объясняются, по-видимому, особенностями формирования пучка в неоднородном магнитном поле. Предварительные расчеты показали, что электроны, вылетающие с катода под большим углом к силовым линиям магнитного

поля и имеющиеся большие поперечные скорости, испытывают отражение в области неоднородного магнитного поля и не проходят в трубу дрейфа. Из измерений следует, что средняя поперечная скорость электронов с течением времени импульса тока незначительно увеличивается, увеличивается также и разброс по поперечным скоростям.

Из сравнения максимальных токов в струях в различные моменты времени можно оценить динамику изменений числа струй в пучке. Если число струй с течением времени увеличивается, то средний ток струи должен падать, т. е. при  $t_2 > t_1$

$$\frac{I_{\Pi}(t_2)}{I_{\max}(t_2)} > \frac{I_{\Pi}(t_1)}{I_{\max}(t_1)},$$

где  $I_{\max}(t_1)$ ,  $I_{\max}(t_2)$  — максимальные токи, измеренные за щелями с одинаковой эффективной шириной  $l$ . Поскольку размер струи неизвестен, то число

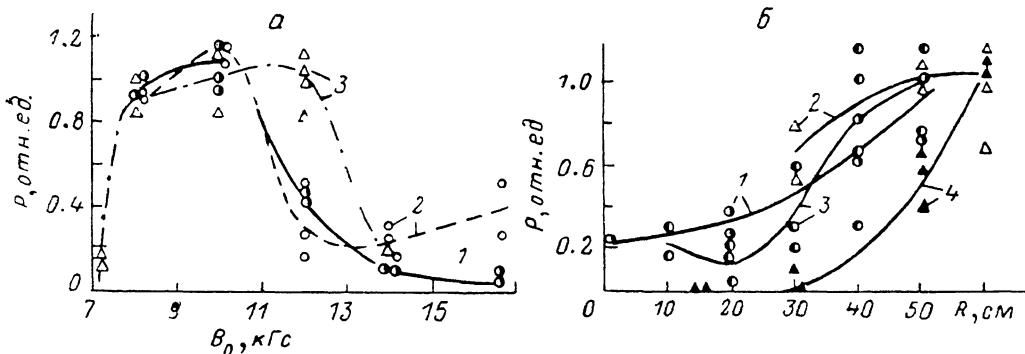


Рис. 3. Зависимость мощности излучения от магнитного поля (а) и распределение мощности по радиусу выходного окна при  $B_0=8$  кГс (б).

а: 1 — ДВИ, 2 — СМИ, 3 — ММИ; б: 1 — ДВИ, поглощающий волновод; 2 — СМИ, поглощающий волновод; 3 — ДВИ, гладкая труба; 4 — СМИ, гладкая труба.

струй из этих измерений найти нельзя, однако можно вычислить увеличение числа струй в момент времени  $t_2$  относительно  $t_1$  из соотношения

$$M = \frac{I_{\max}(t_1) I_{\Pi}(t_2)}{I_{\max}(t_2) I_{\Pi}(t_1)}.$$

В результате вычислений по этой методике получено, что число струй увеличивается практически только в первые 200—300 нс, т. е. на фронте импульса напряжения. Зависимость увеличения числа струй к моменту  $t_2 \geq 0.3$  мкс относительно  $t_1=50$  нс от магнитного поля в области катода  $B_k$  представлена на рис. 2, б. При  $B_0=12$  кГс, соответственно  $B_k=1.8$  кГс из «автографа», полученного при длительности импульса напряжения  $\tau_n \approx 0.3$  мкс, обнаружено, что в пучке содержится 20—25 струй, расстояние между ними 5—7 мм. Полагая, что появление струй связано с конечным числом эмиссионных центров на катоде [11], можно оценить расстояние между ними в 15—20 мм. Периодичность  $T \approx 150$  нс появления всплесков тока на осциллограммах тока за щелями не может быть объяснена движением эмиссионных центров по катоду или дрейфом плазмы в азимутальном направлении, так как при этом надо предполагать величины скоростей  $\sim 10^7$  см/с, что не соответствует экспериментам [12, 13]. Возможно, эти колебания связаны с квазипериодическим изменением тока эмиссионного центра (струи).

### Излучение релятивистского электронного пучка в сверхразмерном волноводе

В исследованиях СВЧ генерации регистрация мощности излучения проводилась в диапазоне от 14.4 см до 5 мм. Параметры излучения с длиной волны 4.6—14.4 см измерялись с помощью лампового детектора. Излучение с длиной

волны менее 4.6 см регистрировалось детекторами на горячих носителях сантиметрового и миллиметрового диапазонов. Длины волны определялись запрещающими фильтрами.

При измерениях было зарегистрировано СВЧ излучение трех типов: в длинноволновой части сантиметрового диапазона (ДВИ), в коротковолновой части сантиметрового диапазона (СМИ) и в миллиметровом диапазоне (ММИ). Зависимость относительной мощности излучений в поглощающем волноводе от индукции магнитного поля представлена на рис. 3, а. Наблюдается корреляция величины мощности и закрутки электронного потока (рис. 2, а). В области  $B_0=8-12$  кГс миллиметровое излучение является преобладающим. Результаты исследований спектров и диаграмм направленностей излучений потока в поглощающем волноводе и гладкой металлической трубе дрейфа с теми же разме-

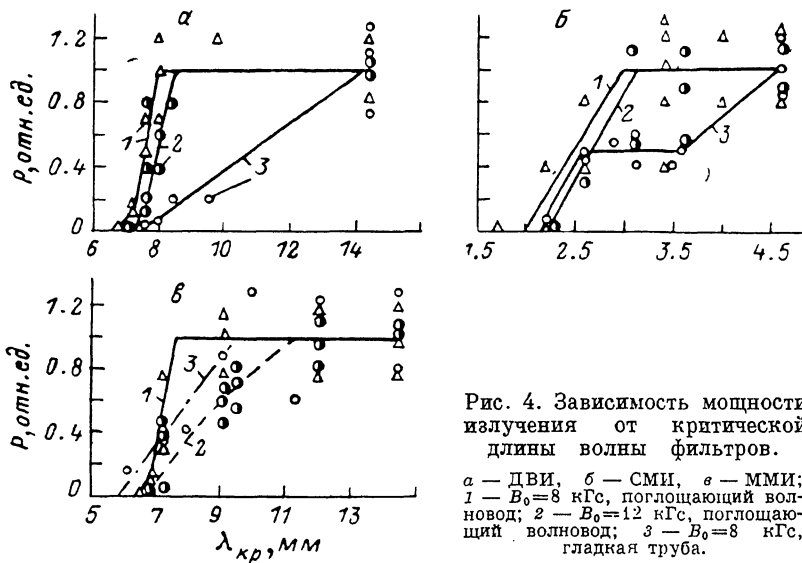


Рис. 4. Зависимость мощности излучения от критической длины волны фильтров.

а — ДВИ, б — СМИ, в — ММИ; 1 —  $B_0=8$  кГс, поглощающий волновод; 2 —  $B_0=12$  кГс, поглощающий волновод; 3 —  $B_0=8$  кГс, гладкая труба.

рами при индукции магнитного поля 8 и 12 кГс представлены на рис. 4, 5. Диаграммы направленности, снятые в азимутальной и радиальной поляризациях, близки по форме для каждого типа излучения. Полные мощности в каждой поляризации также примерно одинаковы.

Характеристики длинноволнового излучения в поглощающем волноводе подобны характеристикам ДВИ, зарегистрированного в гладкой трубе дрейфа [4] и периодическом волноводе многоволнового черенковского генератора [5]. При  $B_0=8$  кГс максимальное значение мощности ДВИ в поглощающем волноводе достигало 1—2 МВт, длина волны 7.3 см, ширина спектра на полувысоте 7—10 % (рис. 4, а, кривая 1). Длительность импульса изменялась в пределах 0.4—0.7 мкс. Распределение мощности по радиусу выходного окна представлено кривой 1 рис. 3, б.

В гладкой трубе дрейфа мощность ДВИ возрастала до 3—5 МВт, несколько изменялось распределение мощности по радиусу выходного окна (рис. 3, б, кривая 3), спектр расширялся до 20—30 % (рис. 4, а, кривая 3), что находится в согласии с результатами, полученными в работе [4]. Максимум в спектре ДВИ при  $B_0=8$  кГс приходится примерно на удвоенную релятивистскую циклотронную длину волны. Обратная связь в поглощающем волноводе осуществляется затухающей встречной электромагнитной волной, распространяющейся в направлении к катоду под малыми углами к оси системы. Для рассматриваемого излучения, согласно формуле (2), доплеровское условие синхронизма записывается следующим образом:

$$\omega_{\text{ДВИ}} \left( 1 - \frac{v_{\parallel}}{v_{\phi}^{\text{ДВИ}}} \right) \approx \omega_{\text{В}}, \quad v_{\phi}^{\text{ДВИ}} \approx -c, \quad \Theta_{\text{ДВИ}} \approx \pi, \quad \omega_{\text{ДВИ}} \approx \frac{\omega_{\text{В}}}{2},$$

где  $\omega$  (ДВИ) — частота «длинноволнового» излучения,  $v_{\phi}$  (ДВИ) — фазовая скорость волны, распространяющейся под углом  $\Theta$  (ДВИ) к оси волновода.

Вывод энергии СВЧ осуществляется отраженной встречной волной и прямым излучением фазовых сгустков. Механизм шнурования потока способствует увеличению эффективности излучения [6].

В гладкой трубе дрейфа наблюдалось излучение в коротковолновой части сантиметрового диапазона. В спектре этого излучения выделяются две компоненты с длинами волн 4 и 2.5 см со значительной шириной спектра (рис. 4, б, кривая 3). Длина волны излучения 4 см близка к релятивистской циклотронной длине волны  $\lambda_B \approx 4.5$  см, что свидетельствует о малости плазменной частоты. Появление этой спектральной компоненты можно связать с результатом действия гиротронного механизма, которому соответствуют большие фазовые скорости  $v_{\phi}^{(СМИ)} \rightarrow \infty$  и углы  $\Theta^{(СМИ)} \approx \pi/2$ . Спектральной компоненте  $\lambda \approx 2.5$  см, по-видимому, соответствует излучение на частоте второй гармоники быстрых циклотронных осцилляций  $\sim 2\omega_B$ , однако механизм ее возбуждения также является гиротронным, так как в системе нет каких-либо выделенных направлений. Полная мощность СМИ достигала 30–40 МВт. При переходе к поглощающему волноводу она

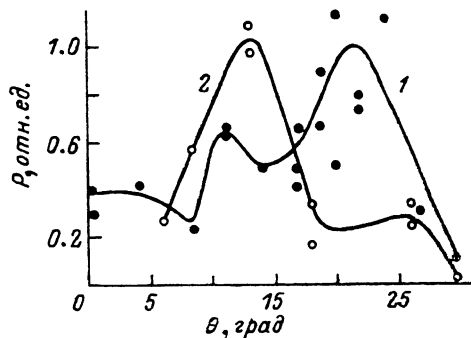


Рис. 5. Диаграммы направленности ММИ при  $B_0=8$  кГс.

1 — поглощающий волновод, 2 — гладкая труба.

падала до 3–5 МВт, причем из-за больших потерь в стенках исчезала спектральная компонента с  $\lambda \approx 4$  см.

Распределение мощности СМИ по радиусу выходного окна для поглощающего волновода (рис. 3, б, кривая 2) отличается от распределения для гладкой трубы дрейфа (рис. 3, б, кривая 4). Отличие связано с преимущественным излучением потока в гладком волноводе под большим углом к оси системы.

В исследуемом устройстве при достаточно больших отношениях  $v/v_{\phi}^3$  в области оптимальных значений магнитных полей  $B_0=8-12$  кГс наблюдалось излучение миллиметрового диапазона, как правило, с широким спектром. В устройстве с поглощающим волноводом при  $B_0=8$  кГс реализуется излучение на длине волны 7.2 мм с мощностью 25–30 МВт и малой шириной спектра 5–10% (рис. 4, в, кривая 1). Длительность импульса достигает 0.7 мкс. Сужение спектра при  $B_0=8$  кГс определяется достижением минимума разброса поперечных скоростей электронов (рис. 1). В гладкой трубе дрейфа мощность миллиметрового излучения падает в 3–4 раза, спектр расширяется до 20–30% (рис. 4, в, кривая 3). Такой результат объясняется подавлением миллиметрового излучения более мощными излучениями сантиметрового диапазона (СМИ и ДВИ).

Диаграммы направленности миллиметрового излучения в поглощающем волноводе и гладкой трубе дрейфа сняты в дальней зоне (рис. 5). Для поглощающего волновода мощность излучения с радиальной поляризацией в 1.5 раза больше мощности с азимутальной поляризацией. В гладком волноводе мощности в разных поляризациях одинаковы. Угол раскрытия диаграммы направленности миллиметрового излучения для случая поглощающего волновода и  $B_0=8$  кГс равен 15–25° и определяется главным образом направленным синхротронным излучением осциллирующих электронов, локализованным в пределах конуса с раскрытием  $\sim 1/\lambda$ .

Как видно из сравнения кривых 1 и 2 рис. 5, диаграмма направленности миллиметрового излучения в гладкой трубе дрейфа отличается от диаграммы излучения в поглощающем волноводе. Она не определяется потоком энергии в пределах конуса синхротронного излучения, а формируется в результате переотражения волн многих мод, возбуждаемых в гладком волноводе, среди них важную роль могут играть волны высших временных гармоник, распространяю-

щиеся под большим углом к оси системы. В частности, максимум диаграммы, приходящийся на угол  $\Theta = 10^\circ$ , определяется отражением таких волн от выходного конического рупора.

При увеличении индукции магнитного поля с 8 до 12 кГс длины волн ДВИ, СМИ и ММИ в поглощающем волноводе изменялись незначительно (рис. 4, *a—в*, кривые 2). Спектр ММИ значительно расширился, причем в область больших длин волн (рис. 4, *в*, кривая 2). Примерное постоянство длины волны ДВИ и ММИ можно объяснить следующим образом. При рассматриваемом увеличении магнитного поля релятивистская циклотронная частота также увеличивается в 1.5 раза, однако, согласно рис. 2, *a*, возрастает и закрутка потока  $\beta_{\perp} \approx 0.25$ . В соответствии с формулой (3) при малых углах  $\Theta \sim 0.3$  рад изменение закрутки компенсирует увеличение частоты  $\omega_B$  и длина волны излучения остается примерно постоянной. Расширение спектра ММИ в область более длинных волн происходит из-за увеличения разброса электронов по поперечным скоростям.

### Выводы

1. Получен и исследован трубчатый релятивистский поливинтовой поток электронов на основе коаксиального диода с магнитной изоляцией со сходящимся магнитным полем. При индукции магнитного поля на однородном участке  $B_0 = 8$  кГс достигаются закрутка  $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0.2$  и минимальный разброс поперечных скоростей.

2. В устройстве с поглощающим волноводом реализован генератор — электронный синхротронный лазер с преимущественным взаимодействием потока и поля в пределах конуса синхротронного излучения.

3. Исследовано соотношение между сантиметровым и миллиметровым излучениями. Показано, что в поглощающем волноводе мощности сигналов в длинноволновой и коротковолновой частях сантиметрового диапазона преимущественно ослабевают.

Авторы благодарят А. М. Афонина, А. И. Климова, В. А. Черепенина за полезные обсуждения, В. Т. Астрелина и Т. Е. Давыджок за выполненные расчеты диода.

### Список литературы

- [1] Афонин А. М., Канавец В. И., Черепенин В. А. // РИЭ. 1980. Т. 25. № 9. С. 1945—1954.
- [2] Канавец В. И., Корженевский А. В., Черепенин В. А. // РИЭ. 1985. Т. 30. № 11. С. 2202—2208.
- [3] Канавец В. И. // Лекции по электронике СВЧ. Саратов, 1978. Кн. 4. С. 119—142.
- [4] Бугаев С. П., Дейчули М. П., Канавец В. И. и др. // РИЭ. 1984. Т. 29. № 3. С. 557—560.
- [5] Бугаев С. П., Дейчули М. П., Канавец В. И. и др. // РИЭ. 1987. Т. 32. № 11. С. 2386—2396.
- [6] Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1980.
- [7] Бастриков А. Н., Бугаев С. П., Кошелев В. И. и др. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 6. С. 1298—1302.
- [8] Козача В. И., Соболев С. С., Иванов М. И. и др. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 10. С. 2200—2202.
- [9] Стрелков П. С., Шварунец А. Г., Шунка П. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 3. С. 564—572.
- [10] Борисов А. Д., Жерлицын А. Г., Синебрюхов А. Л. // ПТЭ. 1984. № 4. С. 130—132.
- [11] Бастриков А. Н., Бугаев С. П., Киселев И. Н. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 3. С. 483—488.
- [12] Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 10. С. 2120—2126.
- [13] Кошелев В. И. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 3. С. 698—701.

Институт сильноточной электроники  
СО АН СССР  
Томск

Поступило в Редакцию  
25 мая 1988 г.