1981 г. Январь Том 133, вып. 1

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

533.9

ПЛАЗМЕННАЯ СВЧ ЭЛЕКТРОНИКА

Л. С. Богданкевич, М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ

Цель настоящей обзорной статьи состоит в последовательном изложении современных представлений теории плазменных усилителей и генераторов когерентного электромагнитного излучения, использующих сильноточные релятивистские электронные пучки. О плазменных излучателях электромагнитных волн впервые заговорили после известных работ А. И. Ахиезера и Я. Б. Файнберга [1] и Д. Бома и Е. Гросса [2] (см. также [3]), в которых было открыто явление пучковой неустойчивости и предсказана возможность преобразования энергии направленного движения электронных пучков в энергию электромагнитных плазменных колебаний. В последствии многочисленные экспериментальные исследования полностью подтвердили предсказания работ [1-3], однако создание плазменных источников когерентного электромагнитного излучения оказалось делом далеко не простым. Осуществление этой цели приобрело реальную основу лишь в последнее десятилетие благодаря прогрессу в технике и физике сильноточных релятивистских электронных пучков [4,5]. И хотя на сегодняшний день достигнуты только первые успехи по созданию плазменных усилителей и генераторов электромагнитного излучения, теория таких приборов в основном уже разработана; можно сказать, что заложены теоретические основы нового раздела физики плазмы — сильноточной релятивистской плазменной СВЧ электроники.

Когда говорят о сильноточных электронных пучках, то прежде всего имеют в виду пучки с током, превышающим так называемый предельный вакуумный ток. Известно, что в металлическом волноводе с радиусом R и длиной $L \gg R$, который обычно используется в вакуумной электронике в качестве резонатора (рис. 1), ток пучка ограничен пространственным зарядом электронов, причем предельный ток по порядку величины определяется соотношением [5]

$$\omega_{b\ \text{пр}}^2 \approx \frac{c^2}{S}\gamma, \qquad (1.1)$$

где $\gamma = [1 - (u^2/c^2)]^{-1/2}$ — релятивистский фактор энергии электронов, S — поперечное сечение пучка, меньшее или порядка сечения волновода, а $\omega_b = \sqrt{4\pi e^2 n_b/m}$ — лэнгмюровская частота электронов пучка. Следовательно, сильноточным следует считать пучок, в котором $\omega_b^2 \gg \omega_{b\ \text{пр}}^2$. Такой пучок может распространяться в волноводе только при наличии нейтрализации пространственного заряда электронов, что достигается заполнением системы относительно плотной (по сравнению с плотностью пучка) плазмой *). Таким образом, сильноточная СВЧ электроника, строго говоря, может быть только плазменной.

При этом, однако, плазма может и не влиять существенным образом на частоты генерируемых пучком электромагнитных волн. Дело в том, что длины волн возбуждаемых пучком электромагнитных колебаний меньше или порядка поперечных размеров электродинамической системы генератора, т. е. резонатора, точнее $\omega \gg \omega_{\text{кр}} = \mu c/R$, где μ — характеризует радиальное волновое число моды колебаний (корни функций Бесселя или ее производных); обычно $\mu \sim 3$—10. Если плазма, заполняющая резонатор, имеет относительно низкую плотность, так что $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_p/m} < \mu c/R$, то она существенно не меняет электродинамику резонатора, который по своим электродинамическим свойствам остается практически вакуумным. Вместе с тем такая плазма может нейтрализовать пространственный заряд пучка и позволить пропустить через резонатор сильноточный пучок со сверхпредельным током. Однако ток пучка при этом ненамного может превышать предельный, не более, чем в $\mu^2 S/\gamma R^2$ раз, что следует из неравенств $\omega_b^2 < \omega_p^2 < \mu^2 c^2/R^2$. Иное положение имеет место в случае достаточно плотной плазмы, когда $\omega_p > \mu c/R$. Роль такой плазмы в резонаторе не ограничивается нейтрализацией пространственного заряда пучка, она существенно меняет всю электродинамику резонатора и, в частности, спектры частот собственных электромагнитных мод резонатора. Именно в этом случае мы имеем дело с настоящей плазменной электроникой, которая, как будет видно из дальнейшего, позволяет продвинуться в область токов электронного пучка, намного превосходящих предельный вакуумный ток, вплоть до $\mu^2\gamma S/R^2$ раз. Более того, с помощью ультрарелятивистских электронных пучков в таких системах оказывается возможным эффективное возбуждение колебаний с длиной волны, намного меньшей поперечных размеров резонатора, $\lambda \approx R/\gamma^2$. Другими словами, плазменная СВЧ электроника открывает возможность создания коротковолновых источников мощного электромагнитного излучения.

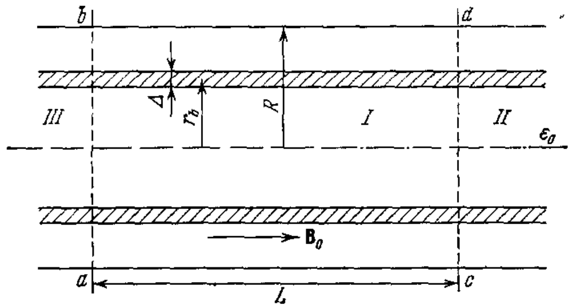

Рис. 1.

Следует заметить, что возбуждение коротковолновых колебаний с $\lambda \approx R/\gamma^2$ в принципе возможно и в вакуумных генераторах. Однако эта возможность эффективно может быть реализована только при заполнении

*) Следует заметить, что ток пучка может превосходить предельный вакуумный ток и без плазмы, при чисто ионной компенсации заряда пучка [5]. Плазма нейтрализует и ток пучка, что позволяет значительно превзойти предельный вакуумный ток.

электродинамической системы генератора плазмой и использовании электронных пучков со сверхпредельным током.

Теория плазменных усилителей и генераторов электромагнитного излучения строится по аналогии с теорией плазменных неустойчивостей на основе общего формализма электродинамики материальных сред [6-8]. В этом смысле она отличается от теории приборов в классической вакуумной электронике СВЧ — теории ЛБВ, ЛОВ, клистронов гиротронов и т. п. В вакуумной электронике СВЧ рассматривают взаимодействие отдельного электрона пучка с полем электромагнитной волны в резонаторе и вычисляют работу электронов пучка над полем за время его пролета через резонатор. Если эта работа компенсирует потери энергии электромагнитного поля в результате излучения из резонатора, то в системе будет происходить возбуждение электромагнитных колебаний (см. [9-12]). Такой подход, вообще говоря, ограничен относительно малыми плотностями тока электронного пучка, когда искажение поля резонатора, вызываемое пучком, пренебрежимо мало. Очевидно, для этого необходимо выполнение сильного неравенства $\omega \approx \mu c/R \gg \omega_b$, что эквивалентно требованию малости тока пучка по сравнению с предельным вакуумным током. Для плотных сильноточных пучков, естественно, описанный подход уже непригоден. Тем более он непригоден в случае плазменной электроники, использующей в качестве электродинамической системы резонаторы с плазменным заполнением. Искажение поля резонатора плазмой при этом становится столь существенным, что требует самосогласованного решения уравнений электромагнитного поля и уравнений движения плазмы как материальной среды, а в случае сильноточных пучков также и уравнений движения электронов пучка. Именно так и поступают в электродинамике плазмы при исследовании плазменных неустойчивостей [6-8].

С другой стороны, необходимо отметить, что в электродинамике плазмы при исследовании устойчивости неравновесных плазменных волноводов обычно анализируются продольно неограниченные системы *) (см. [6-8]), в то время как плазменные усилители и генераторы электромагнитного излучения являются существенно ограниченными в продольном направлении со специальными устройствами для ввода пучка и вывода излучения, а также с системой обратной связи. Это обстоятельство следует учитывать при построении теории плазменных излучателей. Поэтому любой усилитель или генератор электромагнитного излучения представляется как пространственно ограниченная среда, состоящая из плазмы и релятивистского электронного пучка. В такой термодинамически неравновесной системе возможно возбуждение электромагнитных волн, или, другими словами, малые возмущения в ней могут оказаться неустойчивыми и нарастать со временем. От теории как раз и требуется определить условия возникновения неустойчивости в системе, найти частоты возбуждаемых пучком электромагнитных волн и инкременты их нарастания, пороговые (стартовые) токи электронного пучка для возбуждения генератора, а также исследовать нелинейную стадию насыщения неустойчивости и определить эффективность преобразования энергии пучка в энергию излучения или, как принято говорить к. п. д. генератора.

Развитые на сегодняшний день методы анализа пространственно-ограниченных плазма-пучковых систем не позволяют решать сформулированную генераторную задачу в общем случае произвольных плотностей электронного пучка. Приходится ограничиваться рассмотрением не очень плотных пучков, токи которых ненамного превосходят предель-

*) Заметим, что при исследовании предельных токов электронных пучков в плазменных волноводах в ряде работ учитывалась продольная ограниченность систем (см. обзоры [13,14]).

ные вакуумные токи, а поэтому частоты возбуждаемых пучком волн $\omega^2 \gg \alpha\omega_b^2$, где α — малый параметр, зависящий от характера взаимодействия электронов пучка с полем возбуждаемой волны и разный для различных типов генераторов. Это позволяет при решении самосогласованной задачи учитывать только линейные по плотности пучка слагаемые, что существенно упрощает задачу. Такое приближение эквивалентно одночастичному, используемому в традиционной вакуумной СВЧ электронике. Поэтому некоторые приведенные ниже конкретные результаты совпадают с полученными в работах [10–12]. Тем не менее и в этом случае мы будем следовать общему электродинамическому формализму, поскольку он является не только более общим и открывает путь к переходу к истинно сильноточным пучкам, но также и более канонизированным.

Последнее замечание о сильноточности электронных пучков относится к сравнению величины возмущения спектра собственных частот резонатора, вносимого пучком (точнее, ширины полосы генерации) с разностью между собственными частотами невозмущенного резонатора. В интересующем нас случае длинных систем минимальная разность между собственными частотами порядка $\Delta\omega \leqslant \pi c/L$, в то время как возмущение спектра частот электронным пучком имеет порядок ω_b или даже больше. Для рассматриваемых нами сильноточных пучков $\omega_b \gtrsim c\sqrt{\gamma}/R \gg \pi c/L$, поэтому ширина полосы генерации может перекрыть большое число различных продольных мод колебаний резонатора. В результате в сильноточной электронике, как правило, имеют дело принципиально с многомодовыми генераторами, по крайней мере по продольным волновым числам.

В настоящем обзоре описание явлений, происходящих в плазменных излучателях, проводится на языке нормальных волн (собственных мод колебаний), в линейном приближении не взаимодействующих между собой в объеме резонатора, но претерпевающих взаимную трансформацию на его границах. При этом мы имеем классическую задачу линейной электродинамики пространственно-ограниченных сред. Для решения такой задачи уравнения Максвелла

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}\mathbf{E} &= -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \operatorname{div}\mathbf{D} &= 0, \\ \operatorname{rot}\mathbf{B} &= \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, & \operatorname{div}\mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \qquad (1.2)$$

должны быть дополнены материальным уравнением

$$D_i = \hat{\varepsilon}_{ij}E_j, \qquad (1.3)$$

где $\hat{\varepsilon}_{ij}$ — оператор тензора диэлектрической проницаемости и граничными условиями. Электродинамические граничные условия обычно выводятся непосредственно из системы (1.2) и (1.3) путем ее интегрирования по физически бесконечно малому пограничному слою вблизи поверхности раздела сред, что возможно только в условиях, когда материальное уравнение (1.3) справедливо для всей системы в целом. В связи с этим возникает проблема вывода материального уравнения (1.3), исходя из конкретной модели среды.

В настоящем обзоре принята модель холодной электронной плазмы и моноэнергетического электронного пучка. В такой модели не представляет труда определение оператора тензора диэлектрической проницаемости и запись материального уравнения (1.3) в явном виде. Это достигается путем решения линеаризованного кинетического уравнения Власова для электронов плазмы и пучка

$$\frac{\partial \delta f}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial \delta f}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\Omega}{\gamma(p)}\frac{\partial \delta f}{\partial \varphi} = e\left\{\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{vB}]\right\}\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{p}}; \qquad (1.4)$$

здесь $\Omega = eB_0/mc$, где $\mathbf{B}_0$ — внешнее продольное магнитное поле, удерживающее плазму и пучок от поперечного расплывания, а поэтому удовлетворяющее условию *)

$$\Omega^2 \gg \omega_1\ \gamma. \tag{1.5}$$

Электроны пучка предполагаются моноэнергетическими, причем равновесное распределение их по импульсам записывается в виде

$$f_{0\mathrm{b}} = \frac{n_\mathrm{b}}{2\pi p_{\perp 0}} \delta\,(p_\perp - p_{\perp 0})\ \delta\,(p_\parallel - p_{\parallel 0}), \tag{1.6}$$

где $p_{\perp 0} = m\gamma u_\perp$, $p_{\parallel 0} = m\gamma u_\parallel$, а $u_\perp$ и $u_\parallel$ — соответственно поперечная и продольная по отношению к полю $\mathbf{B}_0$ составляющие скорости электронов пучка. В дальнейшем считается, что $u_\perp^2 \ll c^2$, поскольку только при выполнении этого условия релятивистский пучок может быть сильноточным [5]. Аналогичный вид при пренебрежении тепловым движением имеет равновесное распределение электронов плазмы:

$$f_{0\mathrm{p}} = n_\mathrm{p}\delta\,(\mathbf{p}). \tag{1.7}$$

Прежде чем приводить решение уравнения (1.4) с равновесным распределением вида (1.6) либо (1.7), следует остановиться на структуре тех электродинамических систем, которые будут рассмотрены ниже в конкретных примерах плазменных генераторов электромагнитного излучения. Одна из наиболее распространенных реальных систем, используемых в качестве плазменных генераторов электромагнитного излучения, представляет собой отрезок гладкого металлического волновода длиной L, с радиусом R, заключенный между границами ab и cd и заполненный плазмой (область I на рис. 1). Границей ab служит металлическая сетка, либо тонкая фольга, прозрачная для электронного пучка и непрозрачная (отражающая) для излучения. Область III чисто вакуумная, откуда поступает невозмущенный электронный пучок, а область II упрощенно имитирует излучающий рупор в виде гладкого волновода радиуса R, заполненного диэлектриком ε_0. Границы ab и cd играют существенную роль в генерации электромагнитного излучения; на них происходит отражение и трансформация усиливаемых волн, являющихся собственными для продольно-неограниченной системы. Следствием трансформации является наличие обратной связи — механизма передачи информации от одной границы к другой, что является необходимым атрибутом для любого генератора электромагнитного излучения. Однако не всякая обратная связь обеспечивает генерацию; для этого необходимо, чтобы неравновесность системы, а в рассматриваемом нами случае величина тока электронного пучка, превышала некоторое пороговое значение, называемое стартовым током. Ниже такие стартовые токи будут определены для конкретных плазменных генераторов электромагнитного излучения. Основным элементом генератора является область I, в которой и осуществляется взаимодействие электронного пучка с электромагнитным полем.

Перейдем теперь к выяснению явного вида материального уравнения (1.3) для принятой выше модели среды. Для неограниченной в продольном направлении системы в цилиндрических координатах (r, φ, z) решение системы уравнений поля и кинетических уравнений следует искать в виде

$$f\,(r)\exp\,(-i\omega t + ik_z z + il\varphi), \tag{1.8}$$

*) Это условие, вообще говоря, является слишком жестким и необходимо только при полном отсутствии нейтрализации заряда пучка.

где ω — частота, а k_z и l — продольное и азимутальное волновые числа. Подставляя решения вида (1.8) в систему (1.2) и (1.4) и следуя общим методам, изложенным, например, в [6,7] в пределе $u_\perp^2 \ll c^2$, легко вычислить искомый оператор тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}_{ij}$. Мы здесь приведем явный вид этого тензора, поскольку он играет определяющую роль для всей сильноточной плазменной электроники, а в литературе нигде не выписан полностью:

$$
\left.
\begin{aligned}
&\varepsilon_{rr} = \varepsilon_{\varphi\varphi} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \Omega^2} + \varepsilon_\perp^b,\\
&\varepsilon_{r\varphi} = -\varepsilon_{\varphi r} = -i\frac{\omega_p^2\Omega}{\omega(\omega^2-\Omega^2)} - ig^b,\\
&\hat{\varepsilon}_{\varphi z} = -\frac{\gamma u_\parallel}{\Omega}\left(\frac{\Omega g^b}{\gamma(\omega - k_z u_\parallel)}\frac{\partial}{\partial r} - \frac{l}{r}g^b\right),\\
&\hat{\varepsilon}_{z\varphi} = \frac{\gamma u_\parallel}{\Omega}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\Omega g^b}{\gamma(\omega - k_z u_\parallel)} + \frac{l}{r}g^b\right),\\
&\hat{\varepsilon}_{rz} = i\frac{\gamma u_\parallel}{\Omega}\left(-g^b\frac{\partial}{\partial r} + \frac{l}{r}\frac{\Omega g^b}{\gamma(\omega - k_z u_\parallel)}\right),\\
&\hat{\varepsilon}_{zr} = i\frac{\gamma u_\parallel}{\Omega}\left(-\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}rg^b - \frac{l}{r}\frac{\Omega g^b}{\gamma(\omega - k_z u_\parallel)}\right),\\
&\hat{\varepsilon}_{zz} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{\gamma\gamma_\parallel^2(\omega - k_z u_\parallel)^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\varepsilon_\parallel^b\frac{\partial}{\partial r} -\\
&\qquad - \frac{l^2}{r^2}\varepsilon_\parallel^b + \frac{l}{r}\frac{\Omega}{\gamma(\omega - k_z u_\parallel)}\left(\frac{\partial}{\partial r}\varepsilon_\parallel - \varepsilon_\parallel\frac{\partial}{\partial r}\right);
\end{aligned}
\right\} \quad (1.9)
$$

здесь введены обозначения

$$
\left.
\begin{aligned}
&\varepsilon_\perp^b = \varepsilon_\perp^+ + \varepsilon_\perp^-, \quad g^b = \varepsilon_\perp^+ - \varepsilon_\perp^-, \quad \varepsilon_\parallel^b = \varepsilon_\parallel^+ - \varepsilon_\parallel^-,\\
&\varepsilon_\perp^\pm = -\frac{\omega_b^2}{2\gamma\omega^2}\left[\frac{\omega - k_z u_\parallel}{\omega - k_z u_\parallel \mp (\Omega/\gamma)} + \right.\\
&\qquad\qquad \left. + \frac{u_\perp^2}{2}\left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right)\frac{1}{[\omega - k_z u_\parallel \mp (\Omega/\gamma)^2]}\right],\\
&\varepsilon_\parallel^\pm = \frac{\omega_b^2}{2\omega^2}\left[\frac{u_\parallel^2}{\Omega}\frac{1}{\omega - k_z u_\parallel \mp (\Omega/\gamma)} + \frac{u_\perp^2}{\omega}\frac{(\omega \pm \Omega/\gamma)^2 - (\omega^2 u_\parallel^2/c^2)}{[\omega - k_z u_\parallel \mp (\Omega/\gamma)]^2}\right].
\end{aligned}
\right\} \quad (1.10)
$$

Перейдем теперь к обсуждению граничных условий, которыми дополняются уравнения поля (1.2) и (1.3) при решении задач плазменной электроники. Очевидными граничными условиями наряду с ограниченностью полей на оси волновода являются равенства нулю тангенциальных составляющих электрического поля на боковых металлических стенках волновода и на границе ab

$$
\begin{aligned}
E_z|_{r=R} &= E_\varphi|_{r=R} = 0,\\
E_r|_{z=0} &= E_\varphi|_{z=0} = 0.
\end{aligned} \quad (1.11)
$$

Остальные граничные условия на границах раздела плазма — пучок, а также на границе cd, отделяющей область взаимодействия пучка с волной I от области вывода генерируемого излучения II, выводятся непосредственным интегрированием материального уравнения (1.3) вблизи этих границ. Они имеют довольно громоздкий вид, и мы здесь не будем их приводить (подробнее см. [6]). Отметим лишь, что распределение плотности плазмы по радиусу волновода считается однородным; пучок же предполагается трубчатым, локализованным вблизи $r = r_b < R$ в узкой области с толщиной $\Delta \ll r_b$. При этом, однако, чтобы радиальное распределение плотности электронов пучка $n_b(r)$ можно было считать достаточно резко очерченным, необходимо потребовать выполнение неравенства

$$\Delta \gg \frac{u_\perp \gamma}{\Omega}, \tag{1.12}$$

или, что то же самое, толщина пучка должна намного превосходить радиус вращения электронов во внешнем продольном магнитном поле.

Наконец, заметим, что перечисленные граничные условия оказываются недостаточными для решения интересующей нас генераторной задачи. Недостающие граничные условия восполняются отсутствием возмущений пучка на поверхности ab и прозрачностью границ ab и cd для электронов пучка. В случае моноэнергетического пучка эти условия записываются в виде

$$\begin{gathered} \rho_b|_{z=0} = \mathbf{j}_b|_{z=0} = 0, \\ \{\rho_b\}|_{z=L} = \{\mathbf{j}_b\}|_{z=L} = 0, \end{gathered} \tag{1.13}$$

где ρ_b и $\mathbf{j}_b$ — соответственно плотности высокочастотного заряда и тока пучка. Для генераторной задачи очевидным условием является также требование отсутствия возмущений в областях II и III, падающих на область I. Это требование, как легко понять, эквивалентно условию излучения.

Обсудив общую формулировку генераторной задачи в электродинамике материальных сред, можно приступить к анализу ее решения. Прежде, однако, заметим, что в принятой выше модели как плазму, так и пучок мы считали моноэнергетическим, т. е. полностью пренебрегали тепловым (энергетическим) разбросом электронов плазмы и пучка. Такое приближение справедливо, если размеры плазмы намного превосходят дебаевский радиус экранирования, что в реальных условиях выполняется с большим запасом. Для электронного пучка такое пренебрежение означает малость дебаевского радиуса в собственной системе координат по сравнению с толщиной пучка. Это требование ограничивает ток пучка снизу [15]

$$J_b > J_{\text{пор}} \approx 8{,}5 \frac{r_b}{\Delta} \frac{\gamma \Delta \mathscr{E}}{mc^2} \ (\text{кА}); \tag{1.14}$$

здесь $\Delta\mathscr{E}$ — энергетический разброс электронов пучка в собственной системе координат. Неравенство (1.14), являясь одним из условий сильноточности электронного пучка, накладывает весьма жесткие ограничения на энергетические параметры пучка, требуя высокую степень моноэнергетичности электронов. Так, при энергии электронов $\mathscr{E} = 1$ МэВ (т. е. $\gamma = 3$) и $r_b/\Delta = 3$ энергетический разброс всего в 10 кэВ (т. е. $\Delta\mathscr{E}/\mathscr{E} \approx 1\%$) приводит к значению $J_{\text{пор}} \approx 2$ кА.

В действительности неравенство (1.14) является слишком жестким. Для работы генератора достаточно потребовать, чтобы ширина полосы генерации превышала разброс по частотам, обусловленный тепловым разбросом электронов пучка. Ниже это последнее требование будет явно выписываться при рассмотрении конкретных генераторов электромагнитного излучения.

2. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ. ЧАСТОТЫ ВОЗБУЖДАЕМЫХ ВОЛН И СТАРТОВЫЕ ТОКИ

Как уже отмечалось выше, в основе работы плазменных генераторов электромагнитного излучения лежат явления черенковской и циклотронной пучковых неустойчивостей, суть которых состоит в индуцированном излучении электромагнитных волн электронами пучка при их резонансном взаимодействии с собственными колебаниями резонатора, т. е. при условии

$$\omega_0(k_z) = k_z u_{\parallel} + s\frac{\Omega}{\gamma}; \qquad (2.1)$$

здесь $\omega_0(k_z)$ — собственная частота электромагнитных колебаний резонатора в отсутствие пучка, причем в случае $s = 0$ резонанс называется черенковским, а при $s \neq 0$ — циклотронным. Первый из них соответствует черенковскому излучению собственных волн резонатора в условиях, когда продольная скорость электронов равна фазовой скорости волн, а второй — циклотронному излучению вращающегося электрона в продольном магнитном поле. Поэтому второй случай возможен лишь при отличной от нуля поперечной составляющей скорости электронов, т. е. когда $u_\perp \neq 0$, причем, если $u_\perp^2 \ll c^2$, то циклотронное излучение в основном происходит на гармониках с $s = \pm 1$, соответствующих нормальному и аномальному эффектам Допплера.

Указанные здесь элементарные механизмы излучения проявляются в виде полюсов второго порядка в пучковом вкладе тензора диэлектрической проницаемости (1.9) при выполнении резонансных условий (2.1): полюс, соответствующий черенковскому резонансу, фигурирует лишь в компоненте $\hat{\varepsilon}_{zz}$, а полюсы, соответствующие циклотронному резонансу,— во всех компонентах тензора $\hat{\varepsilon}_{ij}$. Отсюда, в частности, находим порядок параметра α в указанном выше условии малости плотности пучка $\omega^2 \gg \gg \alpha\omega_b^2$: для черенковского резонанса $\alpha \sim 1/\gamma^3$, а для циклотронного резонанса $\alpha \sim u_\perp^2/c^2$. Очевидно, что в пределе $\omega^2 \gg \alpha\omega_b^2$ при решении сформулированной в предыдущем параграфе задачи возбуждения электромагнитных волн электронным пучком в тензоре $\hat{\varepsilon}_{ij}$ достаточно ограничиться учетом пучковых слагаемых, содержащих только полюсы второго порядка. В линейном приближении — это электродинамическая задача на собственные значения, цель которой состоит в определении спектра частот электромагнитных колебаний системы ω. Если среди собственных частот найдутся такие, у которых $\operatorname{Im}\omega > 0$, то система оказывается неустойчивой к малым электромагнитным возмущениям, которые будут нарастать со временем и в виде электромагнитных волн излучаться в область II. Равенство $\operatorname{Im}\omega = 0$ определяет пороговые условия возбуждения системы.

Следует отметить, что общий метод решения генераторных задач был развит в работе [16] и позже уточнен в [17] (см. также [18,19]). Ниже этот метод применяется к конкретным плазменным генераторам электромагнитного излучения. Для полноты изложения напомним основные положения метода.

Процедура нахождения собственных частот генерации для системы, изображенной на рис. 1, сводится к следующему. Решение уравнений поля (1.2) и (1.3), как уже отмечалось выше, в областях I и II следует искать в виде (1.8) *). Подстановка таких решений в уравнения поля с учетом радиальных граничных условий приводит к характеристическим уравнениям $D^{\mathrm{I,II}}(\omega, k_z) = 0$, определяющим спектры нормальных волн

*) *Решения в области III нас не интересуют, так как в ней отсутствуют какие-либо возмущения.*

в продольно неограниченных системах, имеющих радиальные структуры областей I и II соответственно. Обозначим решения уравнений $D^{\mathrm{I,II}}(\omega, k_z) = 0$ через $k_{zn}^{\mathrm{I,II}}(\omega)$, а соответствующие собственные функции через $\varphi_n^{\mathrm{I,II}}$, $n = 1, 2, \ldots, N^{\mathrm{I,II}}$, где $N^{\mathrm{I,II}}$ — число нормальных волн в областях I и II. Тогда общее решение уравнений поля в областях I и II можно записать в виде

$$E^{\mathrm{I,\,II}},\ B^{\mathrm{I,\,II}} = \sum_{n=1}^{N^{\mathrm{I,\,II}}} A_n^{\mathrm{I,\,II}} \varphi_n^{\mathrm{I,\,II}}(r) \exp\left[-i\omega t + il\varphi + ik_{zn}^{\mathrm{I,\,II}}(\omega) z\right], \tag{2.2}$$

где $A_n^{\mathrm{I,II}}$ — произвольные постоянные. До сих пор области I и II считались продольно неограниченными. Учет ограниченности этих областей достигается подстановкой (2.2) в продольные граничные условия при $z = 0, L$. Исключая из полученных таким образом алгебраических соотношений постоянные $A_n^{\mathrm{I,II}}$, окончательно получим искомое дисперсионное соотношение для определения комплексных собственных значений ω, действительная часть которых дает частоты возбуждаемых волн, а мнимая часть — инкременты их нарастания. Из равенства нулю мнимых частей ω, как уже говорилось выше, находим стартовые токи возбуждения генератора. В этом, по существу, и состоит вся линейная часть общей теории плазменных генераторов. Заметим, что описанный метод решения задачи справедлив, только если $\varphi_n^{\mathrm{I}}(r) \equiv \varphi_n^{(\mathrm{II})}(r)$, т. е. когда задача сводится к одномерной. Это, очевидно, имеет место для простой системы, изображенной на рис. 1. Расчет же более сложных систем связан с громоздкими математическими выкладками, и вряд ли целесообразно здесь его приводить.

Можно легко показать, что в интересующем нас пределе высоких частот $\omega^2 \gg \alpha\omega_b^2$ с точностью до линейных по плотности пучка слагаемых характеристические уравнения в областях I и II запишутся в единой форме

$$D_0(\omega, k_z) = \frac{A\omega_b^2}{[\omega - k_z u_\parallel - s(\Omega/\gamma)]^2}. \tag{2.3}$$

Величина $A \sim \alpha$ зависит от конкретного типа генератора; она уточняется ниже, а $D_0(\omega, k_z) = 0$ — дисперсионное соотношение для определения спектра собственных волн в данной области при отсутствии пучка, которая рассматривается как продольно-неограниченная.

В области I, где происходит резонансное взаимодействие электронного пучка с волной и усиление волны, уравнение (2.3) в отсутствие пучка $D_0(\omega, k_z) = 0$ является квадратным относительно k_z и определяет две сопряженные ветви собственных волн $\pm k_0(\omega)$. Электронный пучок при выполнении резонанса (2.1) возмущает ветвь $k_z = k_0(\omega)$, практически не меняя $k_z = -k_0(\omega)$. Поэтому все четыре решения полного уравнения (2.3) можем записать следующим образом:

$$k_{zi} = k_0(\omega) + \delta k_i \quad (i = 1, 2, 3), \quad k_{z4} = -k_0(\omega), \tag{2.4}$$

где $|\delta k_i| \ll |k_0(\omega)|$. Очевидно, что $k_0(\omega)$ может быть как положительной, так и отрицательной. Волну с $k_0(\omega) > 0$ принято называть попутной (прямой) волной, а с $k_0(\omega) < 0$ — встречной (обратной) волной *). Из (2.3) для определения δk_i находим кубическое уравнение

$$\delta k(\Delta_\omega - \delta k u_\parallel)^2 = \frac{A\omega_b^2}{\partial D_0/\partial k_z} \equiv f, \tag{2.5}$$

*) Здесь не рассматриваются среды с отрицательной дисперсией, в которых групповая и фазовая скорости волн противоположны, и поэтому возбуждаемая пучком волна при $k_0 < 0$ является попутной, а при $k_0 > 0$ — встречной.

где $\Delta_\omega = \omega - k_0(\omega)\,u_\| - s\Omega/\gamma$ — так называемая расстройка, характеризующая несовпадение частоты излучения с резонансной частотой (2.1), а f — величина, пропорциональная плотности электронов пучка (а следовательно, плотности тока пучка).

Уравнение (2.5) имеет комплексные корни, соответствующие усилению волн в области I, при следующих условиях:

$$\frac{\sqrt[3]{4}\,\Delta_\omega}{3(|f|\,u_\|)^{1/3}}\begin{cases}<1 & \text{при } f>0,\\ >-1 & \text{при } f<0.\end{cases} \tag{2.6}$$

Очевидно, что для генерации электромагнитных волн в системе только такие расстройки и интересны. При этом величина $|f|$, а вместе с ней и ток пучка должны превосходить некоторые пороговые, или, как говорят, стартовые значения, чтобы обеспечить преобладание усиления над затуханием волн, обусловленным выходом излучения из системы. Одной из

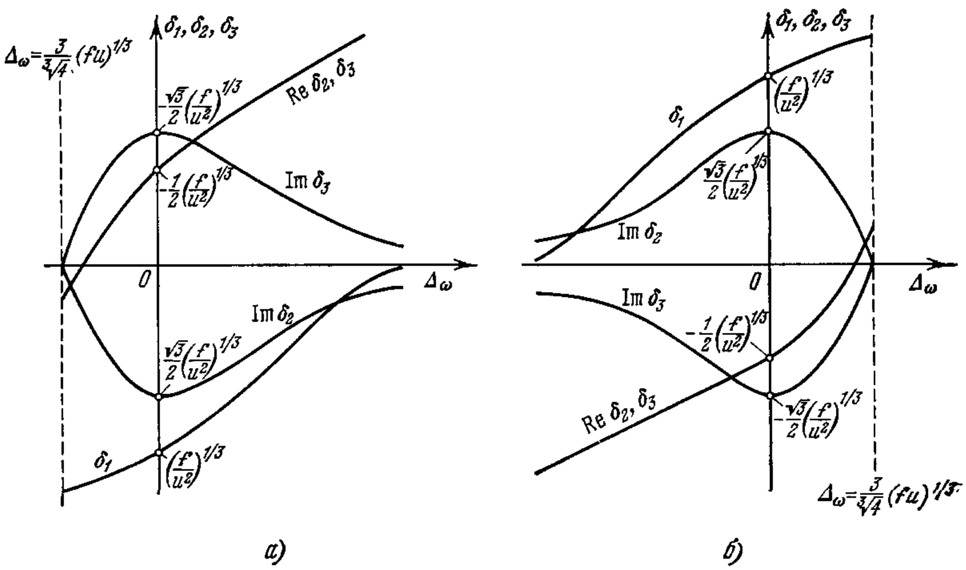

Рис. 2.

основных задач теории генераторов как раз и является определение пороговых значений $|f|$ и тока электронного пучка для возбуждения генератора.

Мы не будем приводить аналитические выражения для корней уравнения (2.5); качественно их зависимость от расстройки изображена на рис. 2, *а* при $f<0$ и рис. 2, *б* при $f>0$. Ограничимся анализом двух противоположных предельных случаев малых и больших расстроек Δ_ω. В пределе $|\Delta_\omega| \ll (|f|\,u_\|)^{1/3}$ (малые расстройки)

$$\delta k_1 = \left(\frac{f}{u_\|^2}\right)^{1/3}, \quad \delta k_{2,3} = \frac{-1 \pm i\sqrt{3}}{2}\left(\frac{f}{u_\|^2}\right)^{1/3}, \tag{2.7}$$

если же $|\Delta_\omega'| \gg (|f|\,u_\|)^{1/3}$ (большие расстройки), то

$$\delta k_1 \approx \frac{f}{\Delta_\omega^2}, \quad \delta k_{2,3} = \frac{\Delta_\omega}{u_\|}\left[1 \mp i\left(\frac{fu_\|}{\Delta_\omega^3}\right)^{1/2}\right]. \tag{2.8}$$

Теперь не представляет труда найти групповые скорости всех четырех волн $u_{gi} = (\mathrm{Re}\,\partial k_{zi}(\omega)/\partial\omega)^{-1}$, $i = 1, 2, 3, 4$. В пределе малых расстроек имеем

$$u_{gi} = w = \frac{3u_{\parallel} v_{g0}}{u_{\parallel} + 2v_{g0}} \quad (i = 1,\ 2,\ 3), \qquad u_{g4} = -v_{g0}, \tag{2.9}$$

в то время как для больших расстроек

$$u_{g1} = v_{g0}, \quad u_{g2,3} = u_{\parallel}, \quad u_{g4} = -v_{g0}; \tag{2.10}$$

здесь $v_{g0} = (-\partial D_0/\partial k_z)/(\partial D_0/\partial\omega)$ — групповая скорость резонансной волны в отсутствие пучка. В общем случае зависимость групповых скоростей волн u_{gi} от произвольной расстройки Δ_ω приведена на рис. 3, *а* при $v_{g0} > 0$, $f < 0$ и на рис. 3, *б* при $v_{g0} < 0$, $f > 0$.

Из формул (2.7) — (2.10) видно, что в пределе малых расстроек Δ_ω, когда коэффициенты усиления достигают своих максимальных значений, групповые скорости всех трех резонансных волн, взаимодействующих

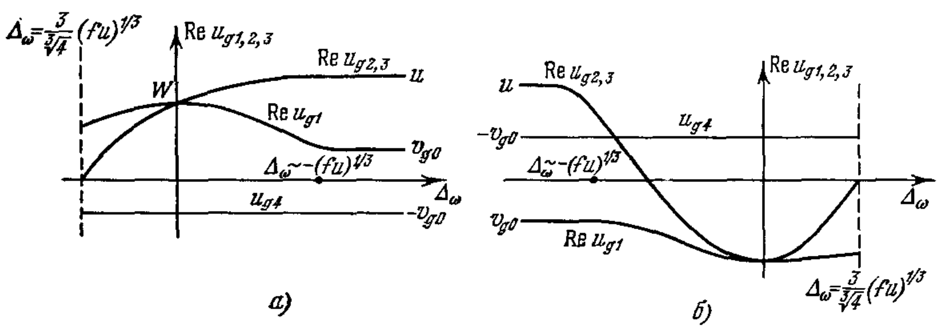

Рис. 3.

с пучком ($i = 1, 2, 3$), одного знака (знака v_{g0}) и даже равны между собой. Это означает, что для осуществления генерации волн в области малых расстроек необходимую обратную связь в системе может реализовать только отраженная от излучающей области II нерезонансная волна $k_{z4} = -k_0(\omega)$ с групповой скоростью $u_{g4} = -v_{g0}$, т. е. необходимо наличие конечного отражения усиливаемой пучком волны при $z = L$. Именно такое положение имеет место при возбуждении пучком попутной волны с положительной групповой скоростью $v_{0g} > 0$ (точки пересечения *1* на рис. 4). Для сильноточных пучков $\delta k_i L \gg 1$, и поэтому достаточно учесть из четырех волн только две волны: усиливаемую пучком резонансную волну и отраженную от сечения $z = L$ нерезонансную волну, осуществляющую обратную связь в генераторе. В результате для определения спектра частот ω получим следующее дисперсионное соотношение:

$$\exp\left[i\left(k_{\text{ус}} - k_4\right)L\right] = \frac{3}{\varkappa}, \tag{2.11}$$

где $k_{\text{ус}}$ совпадает с k_2 либо k_3 в зависимости от знака f, а $\varkappa$ представляет собой коэффициент отражения усиливаемой волны при $z = L$.

Для расчета величины $\varkappa$ необходимо задаться конкретной моделью излучающего устройства, т. е. области II. Принятая нами на рис. 1 модель является далеко не совершенной *). Расчет же реальных излучающих устройств возможно провести только численно. Поэтому, как правило, величину $|\varkappa|$ определяют экспериментально из так называемых «холодных» измерений, т. е. без пучка. Если величину $|\varkappa|$ считать известной,

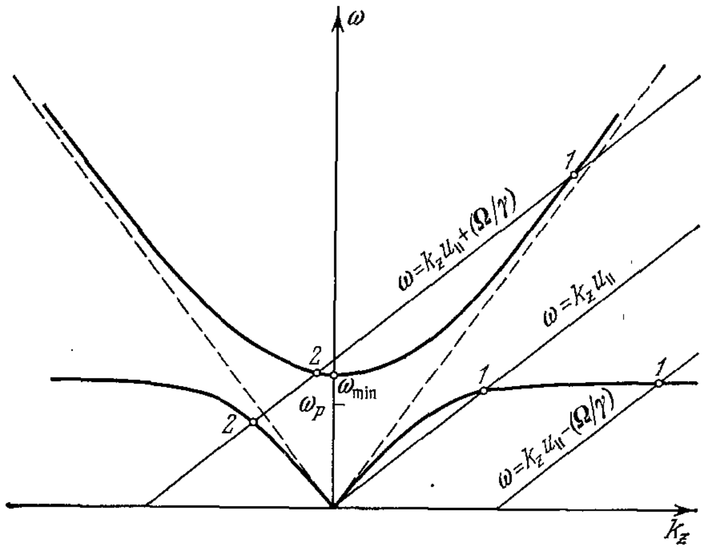

Рис. 4.

то вся генераторная задача, согласно дисперсионному соотношению (2.11), сводится к анализу лишь области I, в которой только и происходит резонансное взаимодействие пучка с электромагнитной волной.

Все последующие выражения удобно записывать с использованием величин ω_0 и k_{z0} — действительных решений системы уравнений

$$D_0(\omega, k_z)=0,$$
$$\omega-k_z u_\parallel-s\frac{\Omega}{\gamma}=0,$$

существование которых необходимо для развития в резонаторе пучковой неустойчивости. Эта система, очевидно, эквивалентна условию резонанса (2.1). Учитывая (2.4), (2.7) и (2.9) из соотношения (2.11), находим действительную и мнимую части частоты ($\omega\to\omega+i\delta\omega$):

$$\omega=\omega_0-\min_n|v_{g0}|\left[k_{z0}-\frac{\pi n}{L}+\frac{1}{4}\left(\frac{|f|}{u_\parallel^2}\right)^{1/3}+\frac{1}{2L}\arg\varkappa\right],$$
$$\delta\omega=\left[\frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{|f|}{u_\parallel^2}\right)^{1/3}-\frac{1}{L}\ln\frac{3}{|\varkappa|}\right]\left(\frac{1}{w}+\frac{1}{v_{g0}}\right)^{-1}. \qquad (2.12)$$

*) Коэффициент отражения $\varkappa$ для такой модели излучателя равен

$$\varkappa=[k_0^{\mathrm{II}}(\omega)-\varepsilon_0 k_0(\omega)][k_0^{\mathrm{II}}(\omega)+\varepsilon_0 k_0(\omega)]^{-1};$$

здесь $k_0(\omega)$ — соответствует попутной волне в области I, т. е. $D_0(\omega, k_0)=0$, а $k_0^{\mathrm{II}}(\omega)=\sqrt{\varepsilon_0(\omega^2/c^2)-(\mu_{ls}^2/R^2)}>0$, где μ_{ls} — корни функции Бесселя, $J_l(\mu_{ls})=0$ либо ее производной, $J_l'(\mu_{ls})=0$ для E и H-волн соответственно, причем в случае H-волн величину ε_0 в выражении для $\varkappa$ следует заменить на единицу. О структуре полей E- и H-волн в плазменном волноводе см., например, [8], § 48.

Нетрудно видеть, что целое число n в (2.12) определяет число полуволн, укладывающихся на длине резонатора.

Из условия $\delta\omega = 0$ получаем искомое соотношение, определяющее стартовый ток пучка для возбуждения генератора на попутной волне *):

$$|f_{\text{ст}}| = \frac{8}{3\sqrt{3}} \frac{u_\parallel^2}{L^3} \left(\ln \frac{3}{|\varkappa|}\right)^3. \tag{2.13}$$

Совершенно иное положение имеет место при возбуждении пучком встречной волны с отрицательной групповой скоростью $v_{g0} < 0$ (точки пересечения 2 на рис. 4). Такие волны могут возбуждаться в пределе больших расстроек Δ_ω даже при полном отсутствии отражения от излучающего устройства, или, иными словами, при идеальном согласовании излучателя с резонатором. Обратная связь в системе при этом осуществляется самими резонансными волнами, переносящими энергию, согласно (2.10), в противоположных направлениях. В результате получаем следующее дисперсионное соотношение:

$$\begin{gathered}\sum_{i=1}^{3} \alpha_i \exp(ik_{zi}L) = 0,\\ \alpha_{1,2} = \pm \frac{\delta k_{2,1}\delta k_3}{(\delta k_2 - \delta k_1)(\delta k_3 - \delta k_{1,2})}, \quad \alpha_3 = \frac{\delta k_1 \delta k_2}{(\delta k_3 - \delta k_1)(\delta k_3 - \delta k_2)},\end{gathered} \tag{2.14}$$

где δk_i даются формулами (2.8). Из (2.14), используя (2.8) и (2.10), находим действительную и мнимую части частоты ($\omega \to \omega + i\delta\omega$):

$$\begin{gathered}\omega = \omega_0 + \frac{\pi}{2} \frac{v_{g0}}{L} (4n - 1) \left(1 + \frac{u_\parallel}{|v_{g0}|}\right)^{-1},\\ \delta\omega = \frac{u_\parallel}{L} \left(\frac{|f|}{|f_{\text{ст}}|} - 1\right) \left(1 + \frac{u_\parallel}{|v_{g0}|}\right)^{-1}\end{gathered} \tag{2.15}$$

здесь $n = 1, 2, \ldots$ — номер продольной моды возбуждаемых пучком электромагнитных колебаний, а $f_{\text{ст}}$ определяет стартовый ток пучка для возбуждения генератора на встречной волне. При $n = 1$ выражение для $f_{\text{ст}}$ дается формулой [9] (ср. с (2.13))

$$|f_{\text{ст}}| = 8 \frac{u_\parallel^2}{L^3}. \tag{2.16}$$

Для моды с $n = 2$ величина $|f_{\text{ст}}|$ оказывается почти в шесть раз больше, чем (2.16). Это означает, что стартовые токи для возбуждения основной ($n = 1$) и второй ($n = 2$) продольных мод встречной волны отличаются друг от друга примерно в шесть раз, в то время как в случае попутной волны это отличие — не более чем в два раза. Именно поэтому в генераторах на встречной волне относительно легко обеспечить одномодовый режим генерации по продольным волновым числам. В генераторах на попутной волне добиться аналогичной одномодовости значительно сложнее. Более того, в случае сильноточных пучков генераторы на попутных волнах, как правило, оказываются многомодовыми. Действительно, изменение в (2.12) числа n на единицу изменяет частоту ω на $\Delta\omega = \pi v_{g0}/L$. С другой стороны, в сильноточных системах ширина полосы генерации порядка $|\delta k_i| u_\parallel \gg \Delta\omega$. (Это условие было использовано при получении уравнения (2.11).) Отсюда и следует, что в случае сильноточных пучков генераторы на попутных волнах должны быть многомодовыми по про-

*) Заметим, что проведенный выше анализ возбуждения попутной волны, строго говоря, справедлив только при $n \gg 1$.

дольным волновым числам n. Для преодоления этой трудности в работе [20] предлагается использовать заранее замодулированные на резонансной частоте электронные пучки, что, как показали эксперименты [21], приводит к значительному сужению полосы генерации.

3. КОНКРЕТНЫЕ ТИПЫ ГЕНЕРАТОРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Перейдем теперь к применению развитой выше общей теории к расчету конкретных типов плазменных генераторов электромагнитного излучения. Другими словами, выпишем в явном виде соотношения (2.12), (2.13), (2.15) и (2.16) для ряда плазменных СВЧ генераторов, получивших наиболее широкое распространение в экспериментальных исследованиях по сильноточной электронике.

а) Мазер на циклотронном резонансе для возбуждения H-волны [11, 22, 23] представляет собой гладкий металлический волновод в продольном магнитном поле, удовлетворяющем условиям

$$\Omega \sim \frac{c\gamma}{R} \sim \omega\gamma \gg \omega_p, \quad \omega_b \sqrt{\gamma}. \tag{3.1}$$

В такой системе трубчатый пучок может возбудить H-волну только при циклотронном резонансе (2.1), соответствующем нормальному эффекту Допплера с $s = 1$ (см. рис. 4), причем дисперсионное соотношение, записанное в виде (2.3), дает

$$D_0(\omega, k_z) = k_\perp^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}, \quad A = \frac{k_\perp^2 u_\perp^2 \Delta r_b}{2\gamma c^2 R^2} G; \tag{3.2}$$

здесь G — геометрический фактор, определяющий эффективность взаимодействия электронов пучка с полем H-волны, который дается формулой

$$G = \frac{J_{l+1}^2(k_\perp r_b)}{J_l^2(k_\perp R) - J_{l-1}(k_\perp R) J_{l+1}(k_\perp R)},$$

а $k_\perp = \mu_{ls}/R$, где μ_{ls} — корни производной функции Бесселя, $J'_{ls}(\mu_{ls}) = 0$. Из резонансного условия (2.1) при этом находим частоты возбуждаемых пучком электромагнитных колебаний

$$\omega_{01,2} = \sqrt{k_\perp^2 c^2 + k_z^2 c^2} = \frac{\gamma_\parallel^2 \Omega}{\gamma}\left(1 \pm \frac{u_\parallel}{c}\sqrt{1 - \frac{k_\perp^2 c^2 \gamma^2}{\Omega^2 \gamma_\parallel^2}}\right), \tag{3.3}$$

групповая скорость и продольное волновое число которых соответственно равны

$$v_{g01,2} = c\,\frac{k_{z01,2}c}{\omega_{01,2}}, \quad k_{z01,2} = \frac{1}{u_\parallel}\left(\omega_{01,2} - \frac{\Omega}{\gamma}\right). \tag{3.4}$$

Легко видеть, что при условии $\gamma_\parallel > k_\perp c\gamma/\Omega > 1$ оба корня $k_{z01,2} > 0$, т. е. в системе могут возбуждаться только попутные волны. Если же $k_\perp c\gamma/\Omega < 1$, то $k_{z01} > 0$, а $k_{z02} < 0$ и, следовательно, одна из возбуждаемых пучком волн попутная, а другая — встречная. Из сказанного вытекает также способ радиальной селекции мод генерации. Так, если потребовать выполнение неравенства

$$3{,}8 > \frac{R\gamma_\parallel \Omega}{c\gamma} > 1{,}8, \tag{3.5}$$

то в системе будет возбуждаться одна-единственная радиальная мода с минимальным значением $\mu_{11} = 1{,}8$ (первая несимметричная мода H_{11}).

Теперь, следуя общей теории, изложенной выше, можем определить стартовые токи для возбуждения генератора на попутной и встречной циклотронных волнах. Для возбуждения попутной волны, согласно (2.13), стартовый ток пучка равен

$$J_{\text{ст}} \approx 55 \frac{u_{\parallel}^2}{u_{\perp}^2} \frac{R^2 |k_{z01}| u_{\parallel} \gamma}{L^3 k_{\perp}^2 cG} \left(\ln \frac{3}{|\varkappa|} \right)^3 \text{ (кА)}. \tag{3.6}$$

Так как $k_{z01} \sim n$, то минимальный стартовый ток соответствует основной продольной моде с $n = 1$ (напомним, однако, что формула (3.4), так же как и (2.13), строго говоря, применима только в случае больших n), причем стартовый ток для возбуждения моды с $n = 2$ отличается от минимального стартового тока всего в два раза. Это еще раз указывает на то, что реально сильноточный генератор на попутной волне, если не принимать специальных мер, всегда будет многомодовым по продольным волновым числам.

Что касается поперечных мод, то наряду с указанным выше способом абсолютной селекции путем удовлетворения неравенства (3.5) имеется еще одна возможность селекции радиальных мод путем локализации пучка в максимумах функции G, когда работа электронов пучка над полем возбуждаемой H-волны максимальна, а стартовый ток возбуждения генератора соответственно минимален.

В смысле возможности селекции продольных мод более перспективным представляется циклотронный генератор на встречной H-волне. Согласно (2.16) стартовый ток возбуждения такого генератора с идеально согласованным излучателем для основной продольной моды с $n = 1$ равен

$$J_{\text{ст}} \approx 275 \frac{u_{\parallel}^2}{u_{\perp}^2} \frac{u_{\parallel}}{c} \frac{R^2 \gamma}{L^3 G} \frac{|k_{z02}|}{k_{\perp}^2} \text{ (кА)}. \tag{3.7}$$

Все сказанное выше о селекции радиальных мод, очевидно, полностью сохраняет силу и в рассматриваемом случае возбуждения встречной циклотронной волны. Селекция же продольных мод при возбуждении встречной волны значительно облегчается, поскольку стартовые токи для возбуждения основной моды с $n = 1$ и моды с $n = 2$, как уже отмечалось выше, отличаются почти в шесть раз.

Очевидно, что стартовые токи (3.6) и (3.7) должны превышать пороговый ток (1.14), обусловленный пренебрежением тепловым разбросом электронов пучка по скоростям. Выше уже обращалось внимание на жесткость требования (1.4). Необходимым условием пренебрежения тепловым разбросом является требование $|\delta k| u_{\parallel} > (\Omega/\gamma) \sqrt{(\Delta\mathscr{E})/mc^2}$, которое сводится к виду

$$J_{\text{b}} > J_{\text{пор}} \approx \frac{40\gamma |k_{z0}| k_{\perp} R^2 c^2 \Delta\mathscr{E}}{u_{\perp}^2 mc^4 G} \times \begin{cases} \sqrt{\dfrac{\Delta\mathscr{E}}{mc^2}} \text{ (кА) для попутной волны,} \\ \dfrac{|k_{z0}|}{k_{\perp}} \text{ (кА) для встречной волны,} \end{cases} \tag{3.8}$$

где $\Delta\mathscr{E}$ — разброс электронов пучка по энергиям в собственной системе координат. С другой стороны, токи пучка не могут быть сколь угодно большими. Пренебрежение слагаемыми с полюсами первого порядка в компонентах тензора диэлектрической проницаемости (1.10), играющими стабилизирующую роль при развитии циклотронной неустойчивости, ограничивает ток пучка сверху $J_{\text{b}} < J_{\text{b}\max} \approx J_{\text{ст}} (u_{\perp}^3 \Omega L/c^2 u_{\parallel} \gamma)^3$. Очевидно, должно быть $J_{\max} > J_{\text{ст}}$.

Как следует из формулы (3.3), $\omega_{01} \sim \gamma^2 \omega_{02} \sim \gamma^2 k_{\perp} c$. Поэтому мазер на циклотронном резонансе с релятивистским электронным пучком в принципе может быть использован для генерации коротковолнового излучения с длиной волны $\lambda \sim R/\gamma^2 \ll R$. Для этого, очевидно, необходимо, чтобы стартовый ток для возбуждения генератора на высокой частоте был меньше, чем на низкой частоте. Сравнение токов (3.6) и (3.7) приводит к следующим условиям генерации микроволнового излучения:

$$0{,}2\gamma^2 \left(\ln \frac{3}{|\varkappa_1|}\right)^3 < 1, \qquad (3.9)$$

если в системе возможно возбуждение низкочастотной встречной волны ($k_\perp c\gamma < \Omega$), и

$$\gamma^{2/3} \ln \frac{3}{|\varkappa_1|} < \ln \frac{3}{|\varkappa_2|}, \qquad (3.10)$$

когда встречная волна возбуждаться не может ($\gamma_\parallel > k_\perp c\gamma/\Omega > 1$). Индексы 1 и 2 в (3.9) и (3.10) относятся к высокой и низкой частотам соответственно (см. рис. 4). Легко видеть, что при больших γ условие (3.10) выполнить значительно легче, чем (3.9).

В заключение заметим, что в полученных выше формулах вообще не входит плотность плазмы, заполняющей волновод. Это является следствием неравенств (3.1), при выполнении которых наиболее эффективно проявляется циклотронный резонанс между электронами пучка и электромагнитной волной. В этом смысле теория плазменного генератора ничем не отличается от теории вакуумного генератора (в отличие от работ [11, 22], здесь она изложена на языке электродинамики материальных сред). Заметим, однако, что роль плазмы даже в таких условиях может оказаться весьма существенной — вследствие эффекта нейтрализации пространственного заряда электронов пучка плазмой можно значительно повысить токи, используемые в циклотронных генераторах, в особенности в случае малых отношений $u_\perp^2/u_\parallel^2$. Из выражений (3.6) и (3.7) видно, что с уменьшением этого отношения стартовые токи возбуждения циклотронных генераторов сильно возрастают и могут превысить предельный вакуумный ток, который в рассматриваемой нами геометрии пучка равен [5]

$$J_{\text{пр}} \approx 17 \frac{(\gamma_\parallel^{2/3}-1)^{3/2}}{\dfrac{\Delta}{r_b}+2\ln(R/r_0)} \frac{\gamma}{\gamma_\parallel} \text{ (кА)}. \qquad (3.11)$$

В вакуумных же генераторах стартовые токи должны составлять лишь небольшую долю предельного тока (3.11). Вместе с тем необходимо помнить, что плотная плазма может заэкранировать возбуждаемое пучком циклотронное излучение. Чтобы избежать такой экранировки, следует ограничить плотность плазмы в генераторе значением [8]

$$\omega_{p\,\max}^2 < \frac{\Omega^2}{\gamma^2}(1+\gamma).$$

Приведем наконец, основываясь на соотношениях (3.3) — (3.7), оценку параметров сильноточных плазменных циклотронных генераторов на попутной и встречной волнах в сантиметровом диапазоне длин волн. Поскольку такие генераторы хорошо приспособлены для возбуждения высоких радиальных мод, примем $\mu_{ls} = \mu_{13} = 8{,}5$, т. е. рассмотрим возбуждение H_{13}-волны в резонаторе с $|\varkappa| \approx 10^{-1}$, радиусом $R \approx 4$ см и длиной $L = 12$ см электронным пучком с энергией 1 МэВ и при $u_\perp/u_\parallel \approx 0{,}3$. Средний радиус пучка, совпадающий с максимумом функции $J_2(\mu_{13}r/R)$, выберем $r_b \approx 1{,}8$ см, а толщину пучка $\Delta \approx 0{,}6$ см. При напряженности магнитного поля $B_0 \approx 6$ кЭ частота генерируемой пучком попутной циклотронной волны оказывается порядка $\omega_1 \approx 1{,}5\cdot 10^{11}$ с$^{-1}$

($\lambda_1 \approx 1{,}3$ см), а встречной волны — $\omega_2 \approx 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\lambda_2 \approx 2$ см). Мода возбуждаемой попутной волны при этом оказывается порядка $n \approx 10$, а стартовый ток возбуждения данной моды $J_{\text{ст}} \approx 30$ кА. Для встречной же волны стартовый ток пучка для возбуждения согласованного генератора равен $J_{\text{ст}} \approx 10$ кА, причем возбуждается основная продольная мода с $n = 1$. Полученные здесь стартовые токи превосходят продольный вакуумный ток, который для принятой геометрии пучка, согласно (3.11), порядка $J_{\text{пр}} \approx 3$ кА.

б) Мазер на циклотронном резонансе для возбуждения E-волны[11] конструктивно не отличается от рассмотренного выше генератора H-волны и также требует выполнения условий (3.1). Более того, справедливыми остаются и соотношения (3.2) и (3.3), если под μ_{ls} понимать корни функции Бесселя, $J_l(\mu_{ls}) = 0$, а

$$A = \frac{u_\parallel^2 u_\perp^2}{c^4}\left(\frac{k_\perp^2 c^2}{\omega^2}\right)^2 k_\perp^2 \frac{r_b \Delta}{R^2} G, \quad G = \frac{J_{l-1}^2(k_\perp r_b)}{J_{l+1}^2(k_\perp R)}. \tag{3.12}$$

Из сказанного следует, что стартовые токи для возбуждения мазеров на циклотронном резонансе на попутной и встречной волнах E-типа отличаются от соответствующих выражений (3.6) и (3.7) множителем A_E/A_H, где A_E и A_H определяются формулами (3.12) и (3.2) соответственно. Поэтому весь анализ, проведенный выше для H-волн, сохраняет силу и для генераторов на E-волнах. Количественные изменения обусловлены изменением величин μ_{ls}, которые в данном случае совпадают с корнями функций Бесселя, а не их производных. В результате количественно меняются неравенства (3.5), обеспечивающие радиальную одномодовость генерируемого излучения с возбуждением основной симметричной моды $\mu_{01} = 2{,}4$ (мода E_{01}):

$$3{,}8 > \frac{R\gamma_\parallel \Omega}{c\gamma} > 2{,}4. \tag{3.13}$$

С возбуждением E-волны связано также и то обстоятельство, что минимум стартового тока достигается при локализации пучка в максимумах функции $J_{l-1}(\mu_{ls} r/R)$, когда работа электронов над полем E-волны оказывается максимальной. Изменяются также и неравенства (3.9) и (3.10), причем для возбуждения высокочастотной E-волны они становятся гораздо более трудно выполнимыми.

Заметим наконец, что выше мы рассмотрели возбуждение бегущих по азимуту (см. (1.8)) H и E-волн. Все предыдущие формулы, однако, легко обобщаются на случай возбуждения пучком стоячих по азимуту волн — для этого в них следует провести очевидную замену

$$J_{l\pm 1}^2(k_\perp r_b) \to \frac{1}{2}\left[J_{l\pm 1}^2(k_\perp r_b) + J_{l\mp 1}^2(k_\perp r_b)\right].$$

в) Черенковский плазменный генератор на низкочастотной E-волне[23, 24] представляет собой гладкий цилиндрический волновод, целиком заполненный сильно замагниченной плазмой, параметры которой удовлетворяют условиям

$$\Omega \gg \omega_p \sim \frac{c\gamma}{R} \sim \omega \gg \frac{\omega_b}{\gamma^{3/2}}. \tag{3.14}$$

В этих условиях в системе возможно как чисто черенковское ($s = 0$) возбуждение попутной плазменной волны, так и циклотронные возбуждения встречной и попутной плазменных волн при нормальном ($s = 1$) и аномальном ($s = -1$) эффектах Допплера соответственно (см. нижние кривые на рис. 4). Легко видеть, что в рассматриваемом пределе сильно замагниченной плазмы возбуждаемые пучком при циклотронном резонансе плазменные волны являются в сильной степени потенциальными. Такие волны заперты в плазме и практически не излучаются. Поэтому с точки зрения генерации электромагнитных волн они особого интереса не представляют и ниже не исследуются *).

При черенковском взаимодействии пучка с попутной плазменной волной дисперсионное соотношение, записанное в виде (2.1), дает

$$D_0(\omega, k_z) = k_\perp^2 + \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)\left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right),$$
$$A = 2\frac{\Delta r_b}{R^2}\frac{k_z^2\omega_b^2}{\gamma\gamma_\parallel^4}\frac{J_l^2(k_\perp r_b)}{J_{l+1}^2(k_\perp R)}; \tag{3.15}$$

здесь $k_\perp = \mu_{ls}/R$, где μ_{ls} — корни функции Бесселя, $J_l(\mu_{ls}) = 0$. Из резонансного условия (2.1) при этом получаем частоту генерируемой пучком волны

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_p^2 - k_\perp^2 u_\parallel^2 \gamma_\parallel^2}. \tag{3.16}$$

Отсюда, в частности, следует, что при условии

$$3{,}8 > \frac{\omega_p R}{u_\parallel \gamma_\parallel} > 2{,}4 \tag{3.17}$$

в системе возможно возбуждение только одной радиальной моды плазменных колебаний с $\mu_{01} = 2{,}4$ (основная аксиально-симметричная мода E_{01}).

Из соотношения (3.16) легко получить групповую скорость и продольное волновое число попутной плазменной волны

$$v_{g0} = \frac{u_\parallel}{(u_\parallel^2/c^2) + (\omega_p^2/k^2 u_\parallel \gamma_\parallel^4)}, \quad k_{z0} = \frac{\omega_0}{u_\parallel}. \tag{3.18}$$

Стартовый же ток пучка для черенковского возбуждения генератора на плазменной волне находится из общей формулы (2.13) и равен

$$J_{\text{ст}} \approx 13{,}5\gamma\gamma_\parallel^6 \frac{J_{l+1}^2(k_\perp R)}{J_l^2(k_\perp r_b)}\frac{k_\perp^2 R^2}{k_{z0}^3 L^3}\frac{u_\parallel^3}{c^3}\left(\ln\frac{3}{|\varkappa|}\right)^3 \quad (\text{кА}). \tag{3.19}$$

В рассматриваемом случае стартовый ток падает с ростом n как n^{-3}, причем при локализации электронного пучка в максимуме функции $J_l(k_\perp r)$, когда максимальна работа электронов пучка над полем плазменной E-волны, достигает наименьшего значения.

Наконец, заметим, что из условия пренебрежения тепловым разбросом электронов пучка по скоростям $\delta k > (k_{z0}/\gamma^2)\sqrt{\Delta\mathcal{E}/mc^2}$ находим ограничение на ток пучка, выше которого только и справедливы формулы (3.15) — (3.19) (ср. с (1.14)):

$$J_{\text{пор}} \approx 8{,}5\mu_{ls}^2\gamma\left(\frac{\Delta\mathcal{E}}{mc^2}\right)^{3/2}\frac{J_{l+1}^2(\mu_{ls})}{J_l^2(\mu_{ls}r_b/R)}. \tag{3.20}$$

Очевидно, что стартовый ток (3.19) теряет смысл, если он меньше этого порога.

*) Об особенностях возбуждения потенциальных плазменных волн электронным пучком при аномальном эффекте Допплера см. работу [25].

В заключение приведем оценку параметров черенковского генератора на плазменной E-волне в сантиметровом диапазоне длин волн. Легко показать, что при плотности плазмы $n_p \approx 3\cdot 10^{12}$ см$^{-3}$ и $R \approx 2{,}5$ см электронный пучок с энергией в 1 Мэв (при $u_\perp \approx 0$, а $u_\| \approx 2{,}8\cdot 10^{10}$ см/с) будет возбуждать основную радиальную моду E_{01} с частотой $\omega = 6\cdot 10^{10}$ с$^{-1}$, причем в относительно низкодобротном резонаторе с $|\varkappa| \approx 0{,}3$ и $L \approx 20$ см стартовый ток при $r_b \approx 1$ см, согласно (3.19), оказывается порядка $J_{\text{ст}} \approx 6$ кА, что не намного превышает предельный ток пучка такой геометрии в вакуумном волноводе. Продольное волновое число возбуждаемой волны $n \approx 12$.

Следует особо обратить внимание на то, что стартовый ток (3.19) очень быстро растет с ростом релятивизма электронов пучка, как γ^7, в то время как предельный вакуумный ток, согласно (3.11), растет как γ. Поэтому с увеличением γ в плазменных генераторах можно осваивать все более сильноточные электронные пучки. Если к этому добавить то обстоятельство, что, согласно (3.16), при больших γ возрастает плотность плазмы, при которой в системе возбуждается неустойчивость, а вместе с ней и максимальная частота генерируемого излучения $\omega \approx c\gamma/R$, то станет очевидным перспективность генераторов на плазменной волне для возбуждения коротковолнового излучения, миллиметрового и может субмиллиметрового диапазона длин волн.

г) Черенковский генератор со слабогофрированной замедляющей системой[10, 26] представляет собой металлический волновод, боковая поверхность которого задается уравнением $R(z) = R_0 + h\cos k_0 z$, где R_0 — средний радиус, h — глубина гофрировки с периодом $2\pi/k_0$. Для того чтобы в системе не происходило циклотронное возбуждение высокочастотных E- и H-волн, а также и черенковское возбуждение низкочастотной плазменной E-волны, следует потребовать выполнения следующих условий:

$$\Omega \gg \frac{c\gamma}{R} > \omega_p,\quad k_0 u,\quad \omega_b\sqrt{\gamma}. \tag{3.21}$$

Для простоты считаем пучок прямолинейным ($u_\perp \approx 0$) и полностью заполняющим волновод. В этих условиях в системе сказывается возможным возбуждение высокочастотной E-волны, спектр которой из-за слабой гофрировки волновода $h^2 \ll R_0^2$ мало отличается от спектра частот E-волн в вакуумном волноводе. Механизм возбуждения волны в такой системе можно трактовать как индуцированное переходное излучение электрона, движущегося в периодически неоднородной среде, поэтому может возникнуть впечатление, что теория таких генераторов должна отличаться от той, которая была изложена выше. Однако нетрудно убедиться, что это не так. Действительно, если перейти в криволинейную систему координат, в которой гофрированная поверхность волновода становится прямой, то движение электронов пучка в этой системе будет осциллирующим с частотой $k_0 u$. Тем самым задача сведется к задаче об индуцированном излучении ускоренных электронов, которая и была рассмотрена выше при анализе мазеров на циклотронном резонансе. Возможна и другая трактовка механизма взаимодействия электронного потока с гофрированным волноводом. Известно, что в любой периодической структуре электромагнитное поле представляет собой суперпозицию бриллюэновских волн, среди которых есть и медленные с фазовой скоростью меньше скорости света. Поэтому пучковую неустойчивость в периодической структуре можно трактовать как индуцированное черенковское излучение электронов пучка, подобно рассмотренному выше *) при анализе черенковского плазменного генератора. Какая из этих трактовок является более удачной, трудно сказать, да и вряд ли целесообразно ставить такой вопрос. Важно только то, что формализм теории остается неизменным и полностью сводится к уравнениям (2.11) — (2.16). Это утверждение, кстати, справедливо и для других типов генераторов СВЧ излучения, таких, как ондуляторы, убитроны, лазеры на свободных электронах, скаттроны и др. [10–12, 27].

Теория генераторов со слабогофрированной замедляющей системой, как уже отмечалось, полностью аналогична теории мазеров на циклотронном резонансе для возбуждения E-волны. В формулах (2.1), (2.3), (3.3), (3.4) и (3.13) следует Ω/γ заменить на $k_0 u$, а величина A дается выражением **)

$$A = -\frac{1}{4}\frac{h^2 k_0^2}{\gamma^3}\frac{\omega^2}{c^2}\omega_b^2\left(1-\frac{k_\perp^2 c^2}{k_0^2 u^2\gamma^2}\right)\left[1-\frac{I_1^2(x)}{I_0^2(x)}\right]; \qquad (3.22)$$

здесь $k_\perp = \mu_{0s}/R_0$, где μ_{0s} — корни функции Бесселя, $J_0(\mu_{0s}) = 0$, а $I_0(x)$ и $I_1(x)$ — модифицированные функции Бесселя от аргумента $x = \omega R_0/u\gamma$; для простоты мы ограничились анализом только аксиально симметричных мод E-волны.

Теперь, следуя общим формулам (2.13) и (2.16), легко определяем стартовые токи электронного пучка для возбуждения резонатора на попутной и встречной волнах. Для попутной волны имеем

$$J_{\text{ст}} \approx \frac{55\gamma^3}{h^2 k_0^2}\frac{u^3 v_{g0} R_0^2}{c^3\omega_{01}L^3}\left(1-\frac{k_\perp^2 c^2}{k_0^2\gamma^2 u^2}\right)^{-1}\left[1-\frac{I_1^2(x_1)}{I_0^2(x_1)}\right]^{-1}\left(\ln\frac{3}{|\varkappa_1|}\right)^3. \qquad (3.23)$$

Аналогично для встречной волны находим

$$J_{\text{ст}} \approx \frac{275\gamma^3}{h^2 k_0^2}\frac{u^3 v_{g0} R_0^2}{c^3\omega_{02}L^3}\left(1-\frac{k_\perp^2 c^2}{k_0^2\gamma^2 u^2}\right)^{-1}\left[1-\frac{I_1^2(x_2)}{I_0^2(x_2)}\right]^{-1}; \qquad (3.24)$$

здесь $x_{1,2} = \omega_{01,2}R_0/u\gamma$, причем, если $\gamma > k_\perp/k_0 > 1$, то обе возбуждаемые пучком волны являются попутными; если же $k_\perp < k_0$, то волна ω_{01} попутная, а ω_{02} встречная.

Анализ конкретных примеров генераторов СВЧ излучения можно было бы продолжить. Он полностью подобен проведенному выше и фактически сводится к приданию явного конкретного вида общим формулам (2.12), (2.13) и (2.15), (2.16). Мы ограничились здесь анализом лишь наиболее распространенных типов черенковских и циклотронных генераторов.

4. НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ПЛАЗМЕННОГО ГЕНЕРАТОРА. К. П. Д. ПЛАЗМЕННОГО ГЕНЕРАТОРА

В предыдущих главах была изложена линейная теория плазменных усилителей и генераторов электромагнитных волн, работа которых основана на явлении пучковой неустойчивости. В линейном приближении было выяснено, что генерация (неограниченный во времени рост поля

*) Заметим, что в гофрированных системах наряду с черенковским в принципе возможно также и циклотронное возбуждение замедленных волн прямолинейными электронными пучками ($u_\perp = 0$) при аномальном эффекте Доплера ($s = -1$). Однако легко показать, что в пределе сильных магнитных полей, когда выполнены условия (3.21), пучковая волна с аномальным эффектом Доплера может зацепляться лишь с высокой бриллюэновской гармоникой поля с очень малой амплитудой (h^n/R^n, где $n \gg 1$). Поэтому такое возбуждение волн должно быть очень мало эффективным.

**) Это, очевидно, справедливо, только если частоты генерируемых волн $\omega_{01,2}$ расположены далеко от зон непрозрачности гофрированного волновода (зоны брегговского отражения [28]) и если глубина гофрировки достаточно мала $h^2 \ll R^2$.

$E_{\mathrm{b}}(t)$) в электродинамической системе имеет место только тогда, когда ток электронного пучка превосходит стартовый ток. Как долго будет происходить нарастание поля в системе и к чему это нарастание приведет, каков будет к. п. д. генератора, мощность выходного излучения и каким образом их можно сделать максимальными? — это вопросы, которые могут быть разрешены только в рамках нелинейной теории.

Такая нелинейная теория излагается в настоящем параграфе для случая черенковского механизма пучковой неустойчивости, т. е. для взаимодействия прямолинейного ($u_\perp = 0$) моноэнергетического трубчатого электронного пучка с попутной аксиально-симметричной электромагнитной плазменной E-волной в гладком металлическом волноводе, целиком заполненном плазмой и помещенном в сильное продольное магнитное поле. При решении данной задачи исходными являются уравнения Максвелла для E-волн (только с ними может взаимодействовать рассматриваемый прямолинейный электронный пучок) и кинетические уравнения Власова для электронов плазмы и пучка (см., например, [7, 8]).

Как показано в работах [29–31], при малой плотности электронов пучка плазму можно рассматривать в линейном приближении. Кроме того, так как пучок является узким, естественно предположить, что радиальная структура полей в волноводе не возмущается электронным пучком. Поэтому решение уравнений поля, например для компоненты поля E_z, следует искать в виде

$$E_z(z,\ r,\ t) = E(z,\ t)\,J_0\left(\mu_{0s}\frac{r}{R}\right)\cos\left[\omega t - k_z z + \alpha(z,\ t)\right]; \qquad (4.1)$$

здесь ω и k_z связаны дисперсионным уравнением $D_0(\omega,\ k_z) = 0$, определяющим спектры в беспучковой системе. Отметим, что, строго говоря, в рассматриваемой задаче, как и в любом нелинейном процессе, решение (4.1) должно содержать гармоники с кратными частотами. Однако, как показано в работах [29–31], для электронных пучков малой плотности этими гармониками можно пренебречь.

Поскольку предполагается, что пучок слабо возмущает систему, то для амплитуды $E(z,\ t)$ и фазы $\alpha(z,\ t)$ справедливы следующие неравенства:

$$\left|\frac{1}{\omega}\frac{\partial E}{\partial t}\right|,\quad \left|\frac{1}{k_z}\frac{\partial E}{\partial z}\right| \ll E,\qquad \left|\frac{1}{\omega}\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right|,\quad \left|\frac{1}{k_z}\frac{\partial \alpha}{\partial z}\right| \ll 1. \qquad (4.2)$$

Подставляя (4.1) с учетом (4.2) в исходные уравнения и усредняя по длине волны рассматриваемых колебаний $\lambda = 2\pi/k_z$, получим уравнения для медленно меняющихся функций E и α [24], которые в безразмерных переменных имеют следующий вид:

$$\left.\begin{aligned}
&\varepsilon\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{q}\frac{\partial}{\partial \tau}\right)\alpha = \frac{\nu}{N}\sum_{p=1}^{N}\tilde{v}_p \sin(\tau - x_p + \alpha),\\
&\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{q}\frac{\partial}{\partial \tau}\right)\varepsilon = -\frac{\nu}{N}\sum_{p=1}^{N}\tilde{v}_p \cos(\tau - x_p + \alpha),\\
&\frac{\mathrm{d}x_p}{\mathrm{d}\tau} = \tilde{v}_p,\qquad \frac{\mathrm{d}\tilde{v}_p}{\mathrm{d}\tau} = \tilde{\gamma}_p\varepsilon\cos(\tau - x_p + \alpha);
\end{aligned}\right\} \qquad (4.3)$$

здесь введены обозначения

$$\varepsilon = \frac{eE(z,\ t)\,\gamma^{-3}}{m\omega u}\,J_0(k_\perp r_{\mathrm{b}}),\qquad q = \frac{v_{\mathrm{g}0}}{u},\qquad \tau = \omega t,\qquad x = k_z z,$$

представляющие собой безразмерное электрическое поле, невозмущенную групповую скорость электромагнитной волны, время и координату соответственно, а u — невозмущенная продольная скорость электронов пучка. Величина $\nu = |\delta k/k_z|^3$, где δk — линейный коэффициент усиления волны (2.7), равный

$$|\delta k| = k_z \left[\frac{\Delta r_b}{R^2} \frac{J_0^2(k_\perp r_b)}{J_1^2(k_\perp R)} \frac{\omega_b^2}{\gamma^7 k_\perp^2 u^2} \right]^{1/3}. \qquad (4.4)$$

Система (4.3) записана в виде, удобном для численного интегрирования методом крупных частиц (см., например, [32]), который в основном и используется в подобных задачах для моделирования динамики пучковой неустойчивости. Поэтому в этой системе под $x_p = k_z z_p$ и $\tilde{v}_p = v_p/u$ подразумеваются безразмерные координаты и скорость p-й частицы, $\gamma_p = [1 - (v_p^2/c^2)]^{3/2} [1 - (u^2/c^2)]^{-3/2}$, а N — число крупных частиц, приходящихся на длину волны $\lambda = 2\pi/k_z$. Требование малости возмущений, вносимых электронным пучком в плазменный волновод, сводится, как и в линейной теории, к малости параметра ν *).

Система (4.3) описывает самосогласованное взаимодействие моноэнергетического прямолинейного электронного пучка и квазимонохроматической плазменной волны (4.1). Для перехода к генераторной задаче эта система должна быть дополнена граничными условиями, которые получаются из следующих соображений. Помимо волны (4.1), в резонаторе есть и нерезонансная волна, распространяющаяся навстречу пучку и осуществляющая обратную связь в системе. Считая, что электронный пучок в среднем с этой волной не взаимодействует, получаем уравнение обратной связи

$$\varepsilon(0, \tau) = |\varkappa|\, \varepsilon\left(\tilde{L}, \tau - \frac{\tilde{L}}{q}\right), \qquad (4.5)$$

являющееся искомым граничным условием; здесь $\varkappa$ — коэффициент отражения волны (4.1) от границы $z = L$, а $\tilde{L} = k_z L$ — безразмерная длина резонатора. Систему (4.3) следует дополнить также условием влета электронов в резонатор на границе $z = 0$:

$$\tilde{v}_p|_{x_p=0} = \frac{\omega}{k_z u} = 1. \qquad (4.6)$$

Соотношения (4.3), (4.5) и (4.6) позволяют полностью исследовать нелинейную стадию работы черенковского плазменного генератора, а ее решение описывает все процессы в одномодовом плазменном генераторе, в частности, и процессы установления колебаний. В настоящем обзоре, однако, процессы установления не обсуждаются, а исследуются только стационарные решения, т. е. стационарные режимы работы генератора, которые всегда реализуются, если только ток электронного пучка больше стартового тока (линейные стационарные решения существуют только тогда, когда ток пучка равен стартовому току).

На рис. 5 изображен в относительных единицах установившийся профиль поля $\varepsilon(x)$ для случая, когда коэффициент отражения $|\varkappa| = 0{,}5$. Видно, что амплитуда поля $\varepsilon(x)$ достигает максимума в некоторой точке внутри резонатора, а затем спадает к правой границе резонатора. В точке максимума амплитуды $\varepsilon(x)$ происходит захват электронов пучка в поле

*) Неравенства (4.2), позволяющие пренебречь в уравнениях поля вторыми производными амплитуды E и фазы α, справедливы, если $\nu^{1/3} \ll 1$. Это условие позволяет, кроме того, пренебречь в поле (4.1) кратными гармониками $\sim n(\omega t - k_z z)$ при $n \geqslant 2$.

волны, после чего электроны начинают отбирать энергию у волны и поле падает (подробнее об явлении захвата см. [29–31, 24]). Однако подбором длины резонатора L и коэффициента отражения $|\varkappa|$ можно добиться того, что максимальная амплитуда поля, равная амплитуде захвата, будет достигаться на выходе из резонатора, т. е. при $z = L$, как это показано на рис. 6. Очевидно, что такая ситуация является наиболее выгодной с точки зрения достижения максимального к. п. д. генерации и мощности выходного излучения.

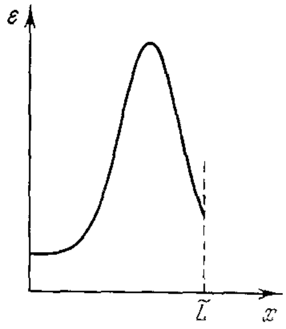

Рис. 5.

На рис. 7 представлена расчетная зависимость (кривая *1*) оптимальной длины резонатора от коэффициента отражения $|\varkappa|$. В резонаторах с параметрами, соответствующими этой кривой, на выходе устанавливается поле, близкое к полю захвата. На этом же рисунке представлена и пороговая зависимость длины L от $|\varkappa|$ (кривая 2), которая определяется из равенства тока пучка стартовому току возбуждения резонатора (в безразмерных единицах уравнение этой кривой, согласно (2.13), имеет вид $\tilde{L}\nu^{1/3} = \ln^3|\varkappa|\cdot 2/3\sqrt{3}$). Оптимальная кривая, как и следовало ожидать, лежит выше пороговой. Кривые *1* и *2* не продолжены в область

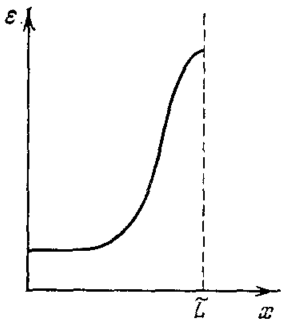

Рис. 6.

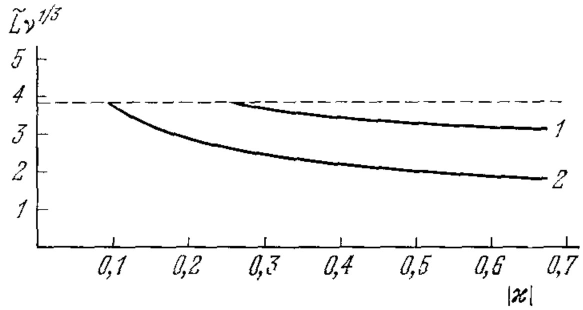

Рис. 7.

больших $\tilde{L}\nu^{1/3}$ (выше пунктирной кривой), так как в этой области генерация оказывается многомодовой по продольным волновым числам, и поэтому искать решение задачи в виде (4.1) недопустимо. В этой области задачу следует решать методами квазилинейной теории [5].

В заключение оценим к. п. д. плазменного генератора, работающего в стационарном режиме. По определению поток энергии электромагнитного поля (мощность излучения) в цилиндрическом волноводе равен

$$P_z = \frac{c}{4\pi}(1-|\varkappa|^2)\int_0^R r\,\mathrm{d}r \int_0^{2\pi} \mathrm{d}\varphi\,[\mathbf{EB}]_z\,|_{z=L}. \tag{4.7}$$

Поэтому к. п. д. генератора следует определить как отношение

$$\eta = \frac{P_z}{2\pi\Delta r_b n_b mc^2 u\,(\gamma-1)}. \tag{4.8}$$

Для нерелятивистского электронного пучка соответствующим выбором безразмерных переменных система (4.3) в стационарном режиме сводится к универсальной, т. е. не зависящей от параметров системы [31], Это позволяет получить общее выражение для амплитуды поля захвата E_{max} в аналитическом виде

$$\frac{eE_{max}}{k_z} J_0(k_\perp r_b) \approx 2{,}34 m u^2 \nu^{2/3}. \tag{4.9}$$

Подстановка (4.9) в (4.8) приводит к следующему выражению для к. п. д. нерелятивистского черенковского плазменного генератора

$$\eta \approx 2{,}75(1 - |\varkappa|^2)\nu^{1/3}. \tag{4.10}$$

В случае релятивистского электронного пучка, если его движение в системе координат волны (4.1) является нерелятивистским, уравнения (4.3) также могут быть сведены к универсальным [29]. Амплитуда поля захвата для пучка с $\gamma \gg 1$ при этом дается следующим выражением:

$$\frac{eE_{max}}{k_z} J_0(k_\perp r_b) \approx 2{,}34 m u^2 \gamma^3 \nu^{2/3}, \tag{4.11}$$

а к. п. д. генератора равен

$$\eta \approx 1{,}37(1 - |\varkappa|^2)\gamma^2\nu^{1/3}. \tag{4.12}$$

Из выражения (4.12) видно, что с ростом тока пучка растет и к. п. д. генератора и при $\gamma^2\nu^{1/3} \gtrsim 1$, когда ток пучка оказывается больше предельного вакуумного тока (3.11), к. п. д., согласно (4.12), формально может стать даже больше единицы. В этом случае, однако, формула (4.12) уже неприменима. Действительно, предположение о нерелятивистском характере движения электронов пучка в системе координат волны сводится, как нетрудно видеть, к малости относительного изменения энергии электронов *)

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} \sim \frac{u^2}{c^2}\gamma\frac{\Delta u}{u} \sim \gamma^2\nu^{1/3} \ll 1. \tag{4.13}$$

Этот параметр совпадает с коэффициентом полезного действия (4.12).

Для произвольных релятивистских пучков, т. е. произвольных параметрах $\gamma^2\nu^{1/3}$, не удается получить универсальных выражений для к. п. д. плазменных генераторов. В этом случае для конкретных параметров системы приходится численно решать уравнения (4.3) и рассчитывать к. п. д. по формуле (4.8). Приведем здесь результат такого расчета для следующих параметров системы: $R = 4{,}1$ см, $r_b = 2$ см, $\Delta = 0{,}1$ см, $\omega_p = 12\cdot10^{10}$ с$^{-1}$, $u = 2{,}81\cdot10^{10}$ см/с ($\gamma = 3$), $\omega_b = 5\cdot10^{10}$ с$^{-1}$, $k_z = 3{,}93$ см$^{-1}$, $\omega = 11\cdot10^{10}$ с$^{-1}$ ($\nu^{1/3} = 0{,}046 \ll 1$, $\gamma^2\nu^{1/3} \approx 0{,}42$). Оптимальная длина резонатора при $\varkappa \approx 0{,}23$ оказывается равной 19,6 см ($\tilde{L}\nu^{1/3} \approx 3{,}5$), а к. п. д., рассчитанный по формуле (4.8), $\eta \approx 16\%$. Мощность выходного излучения генератора $P_z = \eta J_b (mc^2/e)(\gamma - 1)$ при выбранных параметрах системы составляет $P_z \approx 0{,}55\cdot10^9$ Вт, причем ток пучка порядка вакуумного предельного тока.

В заключение отметим, что подобным же образом можно рассчитать и к. п. д. других плазменных генераторов, рассмотренных в предыдущем параграфе. Такие вычисления, однако, можно и не производить, поскольку к. п. д. генераторов высокочастотных волн, в которых плазма не играет определяющей роли, вряд ли существенно отличается от рассчитанных в работах [9-11] для вакуумного случая и составляющих 20—30%.

*) Если $\Delta\gamma \ll \gamma$, то в системе (4.3) $\tilde{\gamma}_p = 1$.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СВЧ ЭЛЕКТРОНИКИ

Хотя настоящий обзор в основном посвящен изложению современного состояния теоретических представлений плазменной СВЧ электроник, в заключение кратко обсудим достигнутые за последние годы экспериментальные успехи в этой области. Обзор экспериментов мы ограничим обсуждением генераторов СВЧ излучения только на релятивистских сильноточных пучках. основанных на черенковском и циклотронном механизме излучения, теория которых была изложена выше, а принципиальная схема показана на рис. 1.

Сразу же после появления первых сильноточных релятивистских ускорителей электронов как в США, так и в Советском Союзе были предприняты попытки использования сильноточных электронных пучков для генерации мощных импульсов СВЧ излучения. Однако первые эксперименты 70-х годов следует признать неудачными, поскольку эффективность генерации излучения в них была очень низкой, к. п. д. не превышал 1%. Недостатком этих экспериментов является полное отсутствие расчета параметров генератора на оптимальную работу, чем и объясняется их низкая эффективность. Ниже этих работ мы не будем касаться и обсудим лишь работы, в которых были реализованы относительно высокоэффективные генераторы электромагнитного излучения.

Первым удачным экспериментом по генерации СВЧ излучения следует считать эксперимент, проведенный в 1973 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР совместно с Горьковским радиофизическим институтом [33]. Теоретически был рассчитан черенковский генератор с замедляющей структурой в виде гофрированного волновода на моду E_{01} (основная радиальная мода аксиально-симметричной E-волны) с длиной волны $\lambda \approx 3,1$ см. Длина замедляющей структуры $L \approx 12$ см, внутренний радиус 1,6 см, период гофра 1,6 см, глубина гофра 0,4 см. Вся система была помещена в сильное магнитное поле порядка 3—5 кГс и откачивалась до давления $2\cdot10^{-5}$ Торр, что исключало образование плазмы за время инжекции пучка $\tau \approx 30$ нс. Через такую систему пропускался электронный пучок с током до 8 кА (предельный вакуумный ток) и энергией 670 кэВ. Максимальная генерация наблюдалась при токе $J_b \approx 5$ кА, в то время как стартовый ток составлял $J_{\text{ст}} \approx 3$ кА. К. п. д. генератора достигал $\eta \approx 15\%$ при мощности излучения $P_z \approx 400$ МВТ и длительности импульса излучения $\tau_и \approx 15$ нс, а ширина линии генерации составляла $\leqslant 5\%$. Наконец, слабая зависимость характера генерации от магнитного поля в интервале $B_0 \approx 3—5$ кГс подтверждала, что действительно работал вакуумный черенковский генератор замедленной волны (при $B_0 < 3$ кГс еще достаточно сильно проявлялись потери электронов из-за их разлета под действием пространственного заряда пучка). Описанный эксперимент был повторен в США в 1974 г. [35]: на таком же генераторе и примерно при таких же параметрах пучка была достигнута мощность излучения в 500 МВТ, что соответствовало к. п. д. генерации 17%.

Недавно [34] повышением магнитного поля до 18 кГс на этом генераторе удалось получить мощность излучения в 1000 МВт при к. п. д. генерации $\approx 30\%$.

В 1975 г. появились сразу две работы, посвященные исследованию черенковского генератора на релятивистском электронном пучке. Первая из них [36], выполненная в Харьковском физико-техническом институте, посвящена исследованию генерации трехсантиметрового излучения при инжекции электронного пучка с энергией $\mathscr{E} \approx 1$ МэВ и длительностью $\tau \approx 30$ нс в замедляющую систему длиной $L = 70$ см, нагруженную дисками и рассчитанную для замедления излучения моды E_{01} с длиной волны $\lambda = 3{,}3$ см до скорости пучка. Вся система помещалась в продольное магнитное поле, которое могло достигать 12 кЭ, и наполнялась газом в диапазоне давлений 10^{-5}—10^{-2} Торр. При низких давлениях ($p_0 \leqslant 10^{-4}$ Торр), когда плазма не могла образовываться и работал вакуумный черенковский генератор, максимальная мощность излучения составляла $P_z \approx 200$—300 МВт при длительности импульса излучения 15—20 нс. Предельный ток вакуумного генератора $J_b \approx 12$ кА, который и пропускался через вакуумный генератор, обеспечивая к. п. д. $\eta \approx 2$—3%. При больших давлениях газа ($p_0 \approx 10^{-3}$ Торр) пучок успевал ионизовать газ, и ток через генератор подрастал до $J_b \approx 20$—22 кА, т. е. увеличивался менее чем в 2 раза по сравнению с предельным вакуумным током. Мощность генерации при этом увеличивалась в 3 раза, достигая $P_z \approx 600$ МВт при к. п. д. $\eta \approx 6$—7%. При очень больших давлениях газов ($p_0 \geqslant 10^{-2}$ Торр) наблюдался срыв генерации, как полагают авторы, из-за образования плазмы большой плотности $\omega_p > \omega$, которая экранировала излучение.

В более поздней работе [37] те же авторы повторили свой эксперимент при энергии электронов $\mathscr{E} \approx 0{,}7$ МэВ в фиксированном токе инжекции пучка $J_b \approx 5$ кА. В области низких давлений газа $p_0 < 10^{-4}$ Торр мощность генерации на длине волны $\lambda \approx 3{,}3$ см составила $P_z \approx 200$—300 МВт; с ростом давления газа мощность генерации возросла и при $p_0 \approx 10^{-2}$ Торр достигала $P_z \approx 700$ МВт, что соответствует высокому к. п. д. $\eta \approx 22\%$. При $p_0 > 10^{-2}$ Торр генерация срывалась, по-видимому, вследствие экранировки излучения плотной плазмой. Для объяснения результатов экспериментов авторы привлекают идею двойного резонанса, когда в резонаторе возможно возбуждение как высокочастотной, так и низкочастотной (плазменной) E-волн и их частоты близки друг другу. Предположение авторов подтверждается тем, что максимальная мощность излучения в экспериментах действительно наблюдается при $\omega \approx \omega_p$.

Вторая работа 1975 г. была выполнена в США [38] на трубчатом электронном пучке с внутренним радиусом 0,8 см и толщиной 0,3 см, энергия электронов в пучке была $\mathscr{E} \approx 450$ кэВ, а ток достигал 7 кА при длительности импульса $\tau \approx 50$ нс. Пучок инжектировался в вакуумный ($p_0 < 10^{-5}$ Торр) диафрагмированный волновод длиной в 1 м, замедляющий до нужной скорости электронов излучение с длиной волны $\lambda \approx 10$ см. Максимальная мощность излучения составляла $P_z \approx 600$ МВт при длительности импульса излучения $\tau_и \approx 30$—40 нс, а к. п. д. генерации $\eta \approx 20\%$.

Обзор экспериментальных работ по вакуумным черенковским генераторам на прямолинейных релятивистских электронных пучках закончим работой [39], выполненной в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР совместно с Институтом прикладной физики АН СССР, по генерации коротковолнового излучения с длиной волны $\lambda \approx 8$ мм. В замедляющей системе миниатюрных размеров (гофрированный волновод с четырехугольным сечением (4×4) мм и длиной ≈ 6 см) в вакууме $p_0 \leqslant 2\cdot 10^{-5}$ Торр электронным пучком с энергией $\mathscr{E} \approx 670$ кэВ и током до $J_b \approx 500$ А при длительности импульса тока $\tau \approx 20$ нс была осуществлена генерация E_{11} моды, мощность излучения составила 10 МВт при длительности импульса излучения $\tau_и \approx 15$ нс и к. п. д. 3%. По сравнению с описанными выше генераторами черенковского типа этот генератор является малоэффективным. Причина этого лежит в малости тока пучка, который едва-едва превосходил стартовый ток. Если бы удалось ток пучка повысить до 1—2 кА, можно было бы ожидать значительного увеличения к. п. д. генерации по крайней мере до 10—15%; мощность излучения при этом достигала бы 100 МВт. Но это оказалось сделать невозможно, на сегодняшний день пока не удается достичь плотностей тока пучка, намного превышающих 10^4 А/см^2 в условиях хорошей степени моноэнергетичности электронов, требуемой для когерентности излучения.

Высокоэффективные генераторы на циклотронном механизме взаимодействия с использованием релятивистских электронных пучков появились несколько позже. И здесь пальма первенства принадлежит Советскому Союзу. В работе Физического института АН СССР [40], опубликованной в 1975 г., было показано, что при инжекции релятивистского электронного пучка с $\mathscr{E} \approx 300$—400 кэВ и током до 10 кА в гладкий металлический волновод под углом к продольному магнитному полю происходит генерация излучения с частотой $\omega \approx \Omega/\gamma$, что свидетельствует о циклотронном механизме излучения. При этом, кроме того, было обнаружено важное явление — при заполнении волновода относительно редкой плазмой мощность генерации резко возрастала, в 30—40 раз, в то время как ток проходящего через волновод электронного пучка увеличивался только в 2—3 раза. Это свидетельствует об увеличении эффективности циклотронной генерации при наличии в системе нейтрализующей электронный пучок плазмы. При больших плотностях плазмы генерация срывалась, имела место экранировка излучения. Система эта не была оптимизирована, и говорить об эффективности излучения не приходится. По-видимому, максимальная мощность излучения на длине волны $\lambda \approx 3$ см не превышала 10 МВт при к. п. д. $\eta \approx 1$—2%.

Впоследствии в работе [41] указанный недостаток был устранен, был рассчитан циклотронный генератор (гиротрон) на моду H_{13} длиной волны $\lambda \approx 3$ см. Это гладкий волновод диаметром ≈ 7 см и длиной 10—12 см, через который пропускался трубчатый электронный пучок со средним радиусом 1,5 см и толщиной в 1 см. Пучок проходил в максимуме поля моды H_{13} и возбуждал именно эту волну. Угол между скоростью электронов и направлением магнитного поля составлял 45°. Максимальная мощность генерации в вакуумном варианте достигала $P_z = 25$ МВт при $J_b \approx 0,5$ кА (половина предельного вакуумного тока), $\mathscr{E} = 350$ кэВ, $\tau = 40$ нс и к. п. д. $\eta \approx 20\%$. При заполнении системы плазмой [42] удалось без изменения эффективности генерации увеличить ток пучка в три раза, т. е. до $J_b \approx 1,5$ кА, что в 1,5 раза превышает предельный вакуумный ток. Таким образом, мощность генерации подросла до $P_z \approx 70$ МВт при $\eta \approx 20\%$. Длительность импульса пучка как в вакуумном, так и плазменном вариантах генератора составляла около $\tau \approx 30$—40 нс, а длительность излучения около $\tau_и \approx 20$—30 нс.

Сверхмощный вакуумный гиротрон был создан в 1975 г. и в США [43]. Электронный пучок с энергией $\mathscr{E} \approx 3,3$ МэВ и током $J_b \approx 80$ кА при длительности импульса $\tau \approx 70$ нс инжектировался в гладкий волновод под углом $\approx 7°$ к сильному магнитному полю; была достигнута мощность генерации $P_z \approx 10^9$ Вт на длине волны $\lambda \approx 6$ см. Эта цифра хотя и весьма внушительна, но генератор работал явно в неоптимальном режиме, поскольку к. п. д. $\eta \approx 1\%$.

Значительно в более оптимальном режиме работал сверхмощный гиротрон на длине волны $\lambda = 10$ см, созданный в 1976 г. в Институте ядерной физики при Томском политехническом институте [44]. Здесь электронный пучок с энергией 900—1200 кэВ и током до $J_b \approx 30$ кА при длительности $\tau \approx 60$ нс и радиусом $r_b \approx 2$ см инжектировался в гладкий волновод радиуса 9,8 см; длина генератора и стартовый ток рассчитывались на моду H_{11} при угле инжекции, определяемом рассеянием пучка титановой фольгой с толщиной 50 мкм. Оптимальная генерация в вакуумном варианте наблюдалась при $\mathscr{E} = 900$ кэВ и $J_b = 8$ кА и составляла

$P_z \approx (1{,}5-2)\cdot 10^9$ Вт, т. е. к. п. д. $\approx 30\%$. При заполнении системы газом с давлением $p_0 \gtrsim 10^{-2}$ Торр образовывалась плазма и мощность излучения падала — эффект увеличения эффективности генерации и мощности излучения с ростом плотности плазмы при относительно небольших плотностях плазмы, как это наблюдалось в работе [38], обнаружен не был.

Перечисленными работами, по существу, на сегодняшний день исчерпывается литература по сильноточным релятивистским генераторам черенковского и циклотронного типов на прямолинейных пучках. Во всех экспериментах, описанных выше, плазма либо компенсировала ток и заряд пучка и тем самым увеличивала проходящий через систему ток, либо

Таблица

Год	1973 [33]	1974 [35]	1975 [36]	1975 [36]	1975 [37]	1975 [37]
Тип генератора	Замедляющая система	Замедляющая система	Замедляющая система	Замедляющая система	Замедляющая система	Замедляющая система
$\mathcal{E}$, МэВ	0,67	0,67	1	1	0,7	0,7
J_b, кА	5	8	12	22	5	5
τ, нс	20	40	30	30	30	30
B_0, кГс	2—5	4—10	12	12	10	10
p_0, Торр	$2\cdot 10^{-5}$	$10^{-5}-10^{-4}$		$10^{-3}-10^{-2}$	10^{-4}	$10^{-3}-10^{-2}$
λ, см	3,1	3,1	3,3	3,3	3,3	3,3
P_z, МВт	400	500	200—300	600	200—300	700
$\tau_и$, нс	15	30	20	20	20	20
η (к.п.д.), %	15	17	3	7	7	22
Год	**1975 [38]**	**1978 [39]**	**1978 [41]**	**1978 [42]**	**1975 [43]**	**1976 [44]**
Тип генератора	Замедляющая система	Замедляющая система	Гиротрон	Гиротрон	Гиротрон	Гиротрон
$\mathcal{E}$, МэВ	0,45	0,67	0,35	0,35	3,3	0,9
I_b, кА	5	0,5	0,5	1,5	80	8
τ, нс	50	30	40	40	70	60
B_0, кГс	10	5	6	4	20	3
p_0, Торр	10^{-5}	$2\cdot 10^{-5}$	10^{-5}		10^{-5}	10^{-5}
λ, см	10	0,8	3	3	6	10
P_z, МВт	600	10	25	70	10^3	10^3
$\tau_и$, нс	30—40	15	30	30	50	30
η (к.п.д.), %	20	3	20	20	1	30

экранировала генерируемое пучком излучение, но не определяла частоту и моду генерации; они определялись вакуумной электродинамической системой. Что касается чисто плазменных генераторов с возбуждением плазменной волны, то систематические экспериментальные исследования сильноточными релятивистскими пучками пока не производились. В случае нерелятивистских пучков такие исследования проводились и они отражены в ряде обзорных работ [15, 45]. Мы здесь не будем их касаться, тем более, что и эти исследования не могли привести и не привели к созданию чисто плазменных генераторов когерентного электромагнитного излучения. Теоретические исследования, изложенные выше, показывают, что такой генератор с высокой эффективностью можно реализовать в условиях, когда $\omega_p > u\gamma/R \gtrsim \omega = 2\pi c/\lambda$, т. е. при $\gamma \gtrsim 2\pi R/\lambda$, что достигается в пучках с энергией свыше $0{,}3 \div 0{,}5$ МэВ. На таких пучках эксперименты по плазменной генерации систематически пока не проводились. Таким образом, создание чисто плазменных генераторов — актуальная проблема сегодняшнего дня.

В заключение заметим, что сильноточные импульсные электронные пучки с успехом используются также и в генераторах иного типа, использующих криволинейные пучки, например магнетронах, в которых пучок вращается как целое в замедляющей системе, либо убитронах, в которых пучок движется вдоль гофрированного магнитного поля, и др. Мы не будем здесь подробно обсуждать такие генераторы. Заметим только, что в таких генераторах также достигнуты существенные результаты, по мощности и эффективности генерации не уступающие черенковским и циклотронным генераторам. Обзор экспериментальных достижений сильноточной электроники СВЧ можно найти в работах [10-12, 97, 46, 47] (см. также весь выпуск журнала Известия вузов, «Физика», т. 10 за 1979 г.).

Из всего сказанного можно сделать вывод о том, что релятивистская электроника уже вышла за чисто исследовательские рамки и находит широкое распространение. Если к этому добавить сообщение [48] об успешных экспериментах по созданию СВЧ генераторов с высокой частотой следования импульсов, то можно говорить о появлении не только новой отрасли науки, но и новой области энергетики — релятивистской СВЧ энергетики.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность Н. И. Карбушеву, В. И. Курилко, М. И. Петелину, Н. Ф. Ковалеву и М. В. Незлину, дискуссии с которыми помогли устранить ряд неясностей в изложении обзора.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А. И., Файнберг Я. Б.— ДАН СССР, 1949, с. 65, т. 555.
2. Bohm D., Grass E.— Phys. Rev., 1949, v. 75, p. 1851.
3. Файнберг Я. Б.— АЭ, 1961, т. 11, с. 313; УФН, 1969, т. 93, с. 619.
4. Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П. Мощные электронные пучки и их применение.— М.: Атомиздат, 1977.
5. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Рухлин В. Г., Росинский С. Е. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков.— М.: Атомиздат, 1980.
6. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1, 2.— М.: Атомиздат, 1975.
7. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В., Ситенко А. Г., Степанов К. Н. Электродинамика плазмы.— М.: Атомиздат, 1974.
8. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы.— М.: Высшая школа, 1978.
9. Шевчек В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы в электронике СВЧ.— М.: Советское радио, 1970.
10. Ковалев Н. Ф., Петелин Н. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В.— В кн. Релятивистская высокочастотная электроника / Под ред. А. В. Гапонова-Грехова.— Горький, 1979.— С. 76.
11. Братман В. Д., Гинзбург Н. С., Петелин М. И., Сморгонский А. В.— Ibid.— С. 157.
12. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Сморгонский А. В.— Ibid.— С. 249.
13. Незлин М. В.— УФН, 1970, т. 102, с. 105.
14. Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А.— УФН, 1971, т. 103, с. 609.
15. Aronov B. I., Bogdankevich L. S., Rukhadze A. A.— Plasma Phys., 1976, v. 18, p. 101.
16. Куликовский А. Г.— ПММ, 1966, т. 30, т. 148.
17. Kalmikova S. S.— Plasma Phys., 1974, v. 16, p. 891.
18. Калмикова С. С.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 2250; ЖТФ, 1977, т. 47, с. 2211.
19. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика.— М.: Наука, 1979.
20. Файнберг Я. Б., Шапиро В. Д.— АЭ, 1965, т. 9, с. 336.
21. Fainberg J. B.— Ch. J. Phys. Ser. B, 1968, v. 18, p. 552.

22. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1967, т. 10, с. 1414.
23. Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А.— Физ. плазмы, 1979, т. 5, с. 90.
24. Кузелев М. В., Рухадзе А. А.— ЖТФ, 1979, т. 49, с. 1182.
25. Незлин М. В.— УФН, 1976, т. 120, с. 481.
26. Bogdankevich L. S., Kuzelev M. V., Rukhadze A. A.— J. Phys. Suppl. 7, 1979, v. 40, p. C7-783.
Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А.— ЖТФ, 1980, т. 50, с. 233.
27. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И., Сморгонский А. В.— Цит. в [10] сб.— С. 217.
28. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн.— М.: Наука, 1979.
29. Ковтун А. И., Рухадзе А. А.— ЖЭТФ, 1970, т. 58, с. 1709; Радиотехн. и электрон., 1970, т. 15, с. 2124.
30. Линецкий А. Р., Мациборко Н. Г., Онищенко И. Н., Шапиро В. Д., Шевченко В. И.— Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 407.
31. Шапиро В. Д.— В кн. Проблемы теории плазмы./Под ред. А. Г. Ситенко.— Киев; Наукова думка, 1972.— С. 257.
32. Вычислительные методы в физике плазмы. Сб. статей.— М.: Мир, 1974.
33. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В., Цопп Л. Э.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 232.
34. Иванов В. С., Кременцов С. И., Райзер М. Д. и др.— В кн. Труды II Международной конференции по электронным пучкам.— Новосибирск, 1979.
35. Cormel Y., Ivers I., Kribel R., Nation I.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1478.
36. Ткач Ю. В., Файнберг Я. Б., Магда И. И. и др.— Физ. плазмы., 1975, т. 1, с. 81.
37. Ткач Ю. В., Файнберг Я. Б., Магда И. И. и др.— УФЖ, 1978, т. 23, с. 1902; Физ. плазмы, 1979, т. 5, с. 1012.
38. Friedman M.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, p. 366.
39. Иванов В. С., Ковалев Н. Ф., Кременцов С. И., Райзер М. Д.— Письма ЖТФ, 1978, т. 4, с. 817.
40. Кременцов В. И., Рабинович М. С., Рухадзе А. А., Стрелков П. С., Шкварунец А. Г.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 1214.
41. Гинзбург Н. С., Кременцов С. И., Петелин М. И., Стрелков П. С., Шкварунец А. Г.— Ibid., с. 149; ЖТФ, 1979, т. 49, с. 378.
42. Кременцов В. И., Петелин М. И., Рабинович М. С., Рухадзе А. А., Стрелков П. С., Шкварунец А. Г.— ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 2151.
43. Granatstein V., Herndon H., Sprangle R. et al.— Plasma Phys., 1975, v. 17, p. 23.
44. Диденко А. Н., Жерлицын А. Г., Зеленцов В. И. и др.— Физ. плазмы, 1976, т. 2, с. 514.
45. Файнберг Я. Б.— УФН, 1968, т. 93, с. 619.
46. Гапонов А. В., Петелин М. И.— Вестн. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 4, с. 11.
47. Богданкевич Л. С., Рабинович М. С., Рухадзе А. А.— Изв. вузов, Сер. Физика, 1979, № 10, с. 47.
48. Белоусов В. И., Бункин Б. Ф., Гапонов-Грехов А. В. и др.— Письма ЖТФ, т. 4, с. 1443.