

Е. И. ШМАТЬКО, канд. физ.-мат. наук,
Н. А. КОВАЛЕВА, В. И. ИСАЧЕНКО, канд. техн. наук,
А. И. СОБОЛЕВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ НА СПЕКТР ГЕНЕРАЦИИ ДИАФРАГМИРОВАННОГО ВОЛНОВОДА, ЗАПОЛНЕННОГО АКТИВНОЙ СРЕДОЙ

К настоящему времени детально изучено взаимодействие модулированных и немодулированных электронных пучков с волноводами, заполненными активной средой как в безграничной, так и в ограниченной активной среде [1—3]. При построении теории данных излучателей учитывается, что они существенно ограничены в продольном направлении. Поэтому в работе рассматривается устройство, представляющее собой ограниченную активную среду и релятивистский пучок, помещенный в диафрагмированный волновод. В указанной системе появляются неустойчивости различного типа (пучковые, кинетические, Ландау, магнитно-циклотронные, черенковские и др.) в зависимости от заданного режима и исходных параметров (концентрации пучка и активной среды, наличия и величины магнитного поля, напряжения, тока, температуры пучка и среды, конфигурации пучка).

Физика появления неустойчивостей такова: электронный поток возбуждает волну активной среды, излучение сгустков приводит к возбуждению в спектре колебаний гармоник, сдвинутых по частоте относительно основной на величину порядка частоты фазовых колебаний электрона. Если пучок немодулированный, то неустойчивость оказывается существенной и приводит к уширению спектра [4]. Пучковые неустойчивости образуются в результате преобразования направленного движения электронов пучка в энергию электромагнитных колебаний среды [5]. Абсолютные неустойчивости появляются на встречных волнах, конвективные — на попутных волнах.

При взаимодействии пучков заряженных частиц с плотной средой представляет интерес изучение диссипативной неустойчивости электронного пучка, возникающей при больших частотах соударений. Она становится существенной при релятивистских энергиях.

В случае неустойчивости пучка малой плотности с максимальным инкрементом раскачиваются электростатические колебания, частота которых близка к собственной частоте активной среды. В отсутствие внешнего магнитного поля инкремент наиболее существенной гармоники с $k_z = \omega_{01}/v$, где ω_0 — электронная ленгмюровская частота плазмы, определяется соотношением

$$\delta = \frac{1}{2^{1/2}} \frac{\omega_1}{\gamma_0^{1/2}} \left(\frac{\omega_0}{v} \right)^{1/2} \left[\frac{k_z^2}{k^2} \frac{1}{\gamma_0^2} + \frac{k_{\perp}^2}{k^2} \right]. \quad (1)$$

Здесь ω_1 — ленгмюровская частота пучка; ν — частота соударений. Спектр колебаний, возбуждаемых при диссипативной неустойчивости, близок к изотропному.

При наличии сильного внешнего магнитного поля $\omega_H = \frac{eH_0}{mc} \gg \omega_0$ инкремент нарастания значительно меньше

$$\delta = \frac{1}{2^{1/2}} \frac{\omega_1}{\gamma^{3/2}} \left(\frac{\omega_0}{\nu} \right)^{1/2} \left(\frac{k_z}{k} \right)^{3/2}. \quad (2)$$

В длинноволновой области спектра рассматриваемая неустойчивость переходит в более слабую нерезонансную бесстолкновительную неустойчивость, в коротковолновой области инкремент падает до нуля.

Рассчитывается уширение спектральной линии при наличии пучковой неустойчивости по формуле

$$\text{Im}\omega' = \omega_{pe} \sqrt{3} \alpha^{1/3} 2^{4/3}, \quad (3)$$

где $\alpha = \frac{n_1}{n_0}$, n_1 , n_0 — плотность пучка и плазмы.

Уширение спектральной линии в результате влияния кинетической неустойчивости определяется следующим образом:

$$\text{Im}\omega = \frac{\omega_p}{2} \frac{n_1}{n_0} \left(\frac{1}{\gamma^{1/3}} \right)^2. \quad (4)$$

Неустойчивости Ландау также приводят к увеличению инкремента нарастания и уширению спектральной линии и вычисляются по формуле

$$\gamma = -\omega_0 \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{(kd)^2} e^{-\frac{1}{2} k^2 a^2}. \quad (5)$$

Особое внимание уделим расчету магнитно-циклотронных неустойчивостей В-типа, поскольку уширение спектральной линии для них максимально. Решения дисперсионного уравнения для этого типа неустойчивости имеет вид

$$\omega_{01,2} = \gamma_{11}^2 \frac{\omega_H}{\gamma} \left[1 \pm \frac{u_{11}}{c} \sqrt{1 - \frac{k_{\perp}^2 c^2 \gamma^2}{\gamma_{11}^2 \omega_H^2}} \right];$$

$$k_{z01,2} = \frac{1}{u_{11}} \left(\omega_{01,2} - \frac{\omega_H}{\gamma} \right), \quad (6)$$

где $k_{\perp} = \mu'_{es}/R$, $\mu'_{es} = 1,84 (H_{11})$.

При $k_{\perp} c \gamma / \omega_H < 1$ возбуждается встречная ($k_{z01} > 0$) и попутная ($k_{z02} < 0$) волны, при $k_{\perp} c \gamma / \omega_H > 1$ возбуждается только попутная.

Решение граничной задачи ищем как функцию ω' (отстройка частоты от точного резонанса). Расстройка Δ_n пропорциональна ω' и для попутной волны такова:

$$\Delta_n = \omega' \frac{|v_{g0}| - u_n}{|v_{g0}| u_n},$$

$$\omega' = \left[-k_{z01} - \frac{\pi n}{L} + \frac{1}{4} f^{1/3} \arg x \right] |v_{g01}|. \quad (7)$$

$$\text{Здесь } f = -\frac{Q}{u_{11}^2 |v_{g0}|}, \quad Q = -\frac{1}{8} \frac{u_1^2}{c^2} \gamma^{-1} \omega_b^2 \times \\ \times \frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2 + k_{z0}^2} < 0 \text{ — сплошной пучок}; \quad (8)$$

$$\omega_b^2 = \begin{cases} \omega_b^2 \\ \frac{r_0 \Delta}{R^2} \frac{[J_{l+1}^2(k_{\perp} r_0) + J_{l-1}^2(k_{\perp} r_0)] \omega_b^2}{J_l^2(\mu'_{ls}) - J_{l-1}(\mu'_{ls}) J_{l+1}(\mu'_{ls})} \end{cases} \text{ — трубчатый пучок.}$$

При малых расстройках $|\Delta_n|/|f|^{1/3} \ll 1$ и больших расстройках $|\Delta_n|/|f|^{1/3} \gg 1$ вводится приближенное вычисление значений $\delta_{1,2,3}$, которые при больших расстройках запишутся как

$$\delta_1 = -\Delta_n |f/\Delta_n^3|, \quad \delta_{2,3} = \Delta_n + \frac{1}{2} \Delta_n |f/\Delta_n^3| \mp i \Delta_n |f/\Delta_n^3|^{1/2}, \quad (9)$$

а при малых расстройках по формулам

$$\delta_1 = f^{1/3}, \quad \delta_{2,3} = \frac{-1 \pm i\sqrt{3}}{2} f^{1/3}. \quad (10)$$

Тогда решение дисперсионного уравнения ищем в виде

$$\omega = \omega_0 + \omega', \quad k_z = k_{z0} + k'_z;$$

$$\operatorname{Re} \omega' = \left[\frac{\pi n}{L} - k_{z0} \right] |v_{g0}|, \quad \operatorname{Im} \omega' = -\frac{1}{2} \frac{|v_{g0}|}{L} \ln |x|^{-1},$$

$$\text{где } k_{z1,2,3} = k_{z01} + \frac{\omega'}{|v_{g01}|} + \delta_{1,2,3}, \quad k_{z4} = -k_{z0} - \frac{\omega'}{|v_{g01}|}. \quad (11)$$

Стартовый ток в этом случае определяется выражением

$$I_c = 55 R^2 \gamma \frac{k_{\perp}^2 + k_{z01}^2}{k_{\perp}^2} \frac{u_{11}^2 v_{g01}}{c u_{\perp} \omega_{01} L^3} \left(\ln \frac{3}{|x|} \right)^3. \quad (12)$$

Для встречной волны расстройка Δ_n и собственная частота колебаний резонатора ω' имеют вид

$$\Delta_n = \omega' \frac{u_{11} + |v_{g01}|}{u_{11} |v_{g0}|}, \quad \omega' = \frac{u_{11} |v_{g02}|}{u_{11} + |v_{g02}|} \frac{\pi}{L} \frac{4n-1}{2}. \quad (13)$$

Для малых расстройок $|\Delta_n|/|f|^{1/3} < 1$

$$k_{z1,2,3} = k_{z02} - \omega' / |v_{g02}| + \delta_{1,2,3}; \quad (14)$$

$$k_{z4} = -k_{z02} + \omega' / |v_{g02}|.$$

В этом случае собственные частоты и стартовый ток следующие:

$$\omega = \omega_0 - \left(\frac{\pi n}{L} - k_{z0} \right) |v_{g0}|;$$

$$\text{Im } \omega = \frac{1}{2} \frac{|v_{g0}|}{L} \ln |x|^{-1}; \quad (15)$$

$$I_c = 280 R^2 \gamma \frac{k_{\perp}^2 + k_{z0}^2}{k_{\perp}^2} \frac{u_{11}^3 |v_{g02}|}{c u_{\perp}^2 \omega_{02} L^3},$$

КПД генератора определяется с помощью соотношений

$$\eta_{\text{н.рел.}} \approx 2,75 (1 - |x|^2)^{1/3}, \quad (16)$$

а в релятивистском случае

$$\eta_{\text{рел.}} \approx 1,37 (1 - |x|^2)^{2/3} \gamma^{1/3}, \quad (17)$$

где

$$x = \frac{1}{2} \gamma^{-5} \frac{u}{v_{g0}} \frac{\tilde{\omega}_b^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} - \frac{u^2}{c^2} \right)^{-1}$$

Полученные аналитические выражения для нахождения спектра частот, уширения спектральных составляющих, стартовых токов и КПД рассчитываются на ЭВМ.

Анализ поведения частот в заданном диапазоне показал, что для сплошного пучка в системе с изменением концентрации пучка и активной среды, температуры, давления и толщины пучка смещение местоположения частоты не происходит, с увеличением же длины резонатора $\text{Re } \omega_1$ смещается в область низких частот ($L = 1 \cdot 10^{-2}$ м, $\text{Re } \omega_1 = 0,66 \cdot 10^{11}$ 1/с; $L = 3 \cdot 10^{-2}$ м, $\text{Re } \omega_1 = 0,65 \cdot 10^{11}$ 1/с), а с ростом напряжения — в область высоких частот ($U_0 = 30$ кВ, $\text{Re } \omega_1 = 0,75 \cdot 10^{11}$ 1/с; $u_0 = 40$ кВ, $\text{Re } \omega_1 = 0,82 \cdot 10^{11}$ 1/с). В случае трубчатого пучка с увеличением магнитного поля ($B_0 = 1$ Тл, $\text{Re } \omega_1 = 0,65 \cdot 10^{11}$ 1/с; $B_0 = 1,5$ Тл, $\text{Re } \omega_1 = 0,12 \cdot 10^{12}$ 1/с) и с увеличением радиуса волновода ($R = 0,01$ м, $\text{Re } \omega_1 = 0,65 \cdot 10^{11}$ 1/с; $R = 0,02$, $\text{Re } \omega_1 = 0,82 \cdot 10^{11}$ 1/с) $\text{Re } \omega_1$ сдвигается в сторону более коротких длин волн.

С увеличением магнитного поля продольная составляющая ВЧ-поля на оси волновода растет, усиление также растет, что позволяет работать при больших диаметрах волноводов, заполненных активной средой. В этом случае получается распределение, соответствующее объемной волне, а следовательно, повышается и мощность системы.

В работе исследуется изменение Γ_m для сплошного и трубчатого пучков в зависимости от длины резонатора и напряжения.

Конфигурация пучка не влияет на уширение спектральной составляющей, в то время как увеличение длины резонатора приводит к сужению ширины спектральной линии, а повышение напряжения — к возрастанию ее.

Определение стартовых токов ленгмюровских частот или порогов неустойчивости является важнейшей задачей линейной теории. Однако удобнее пользоваться не ленгмюровскими частотами, а токами. Если эффективная ленгмюровская частота электропучка превышает стартовую частоту, то в системе начинается циклотронная раскачка попутной волны *B*-типа (генерация). Представляет интерес изменение стартового тока в зависимости от ус-

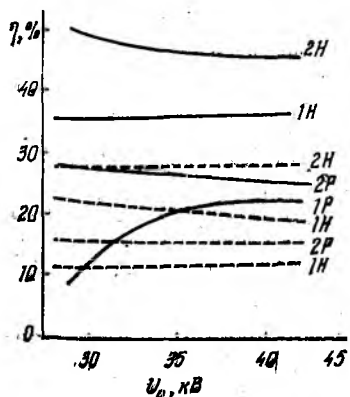


Рис. 1

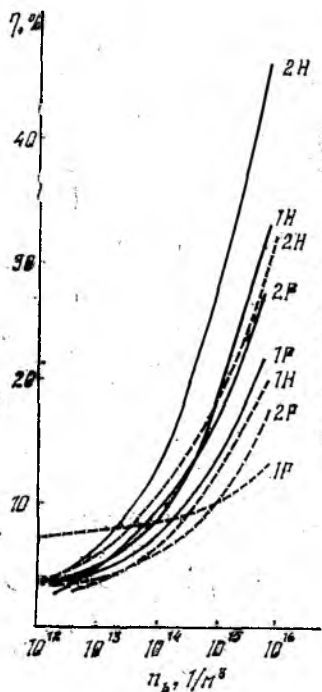


Рис. 2

коряющего напряжения и радиуса волновода. Для сплошного и трубчатого пучков эти зависимости одинаковы. С увеличением ускоряющего напряжения, а также с ростом радиуса волновода сила стартового тока растет.

Важный параметр системы — КПД. Генерация оптимальна с точки зрения достижения максимального КПД.

На рис. 1 приведены зависимости КПД для попутной и встречной волн в зависимости от изменения ускоряющего напряжения в случаях, когда пучок сплошной (непрерывная кривая) и трубчатый (прерывистая кривая).

В конечных системах различие между абсолютной и конвективной неустойчивостями незначительно. Обе они характеризуются наличием усиления колебаний. Конвективная неустойчивость появляется на попутных волнах, абсолютная — на встречных.

Циклотронная неустойчивость может развиваться как на попутных, так и на встречных волнах. На попутной волне с увеличением напряжения начинают проявляться релятивистские эффекты, в связи с чем релятивистский КПД возрастает. На встречной волне КПД с ростом U_0 падает, поскольку обратная связь осуществляется не мгновенно, а через волну k_{z1} . С этим связано уменьшение инкремента по сравнению с инкрементом начальной задачи. На попутных волнах k_{z1} играет важную роль, осуществляя обратную связь, необходимую для развития неустойчивостей в конечных системах. На встречной волне ее роль становится несущественной. Здесь k_{z1} и $k_{z2,3}$ распространяются в противоположные стороны, обеспечивая тем самым прямую и обратную связь в системе.

На рис. 2, 3 показано поведение КПД в зависимости от концентраций пучка и активной среды на попутной и встречной волнах. Чем больше концентрация пучка, тем выше КПД, и чем больше концентрация активной среды, тем он ниже. Кроме того, отметим, что с увеличением концентрации активной среды критическая частота сдвигается в сторону более высоких частот.

При наличии магнитного поля с той же концентрацией активной среды критическая частота сдвигается в еще более высокочастотную область. Из рисунков следует, что как релятивистский, так и нерелятивистский КПД на встречной волне выше, чем на попутной, причем в случае сплошного пучка он значительно больше, чем в случае трубчатого.

Таким образом, вариацией геометрии системы, концентрации пучка и рабочей среды, изменением ускоряющего напряжения и магнитного поля, конфигурации пучка можно влиять на местоположение спектральных составляющих в спектре, их ширину, на силу стартового тока и КПД, что очень важно для создания широкополосных генераторов средней мощности.

Список литературы: 1. Репалов Н. С., Тырнов В. Ф. К теории параметрического резонанса в пространственно-модулированной плазме // Журн. техн. физики. 1973. Т. 43, № 8. С. 1588—1594. 2. Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике / Н. С. Ерохин, М. В. Кузелев, С. С. Моисеев и др. М., 1982. 272 с. 3. Богданкевич Л. С., Кузелев М. В. Плазменная СВЧ-электроника // Усп. физ. наук. 1981. № 1. С. 3—32. 4. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. М., 1975. 324 с. 5. Кадамцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. М., 1976. 238 с.

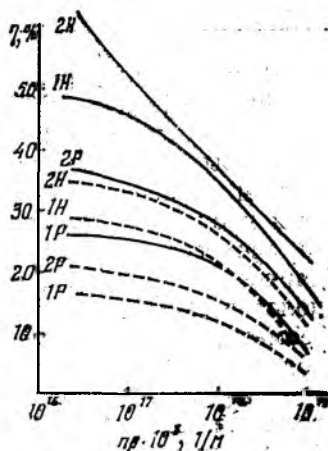


Рис. 3

Поступила в редколлегию 06.12.88