

искусственности и в этом случае будет определяться отношением f_x/f_y , однако теперь его придется вычислять по «центрам тяжести» спектров обоих принятых сигналов

Предложенный здесь дублет частот не отменяет предложенных ранее [4] дублетов πf_H и f_H/π или $f_H\sqrt{2}$ и $f_H/\sqrt{2}$, он равноправен с ними. Это несколько увеличивает число дублетов, подлежащих проверке, но соответственно увеличивает и вероятность контакта с ВЦ.

Автор признателен В. С. Троицкому за постоянный интерес и обсуждение, стимулировавшее появление данной статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cocconi G, Morrison P.—Nature, 1959, 184, p. 844
- 2 Троицкий В. С — В сб.: Внеземные цивилизации — Ереван: АН Арм. ССР, 1965, с. 97.
3. Маковецкий П. В. — Астрон. журн., 1977, 54, с. 449.
4. Маковецкий П. В. — Астрон. журн., 1976, 53, с. 221.
5. Маковецкий П. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 1, с. 139
- 6 Тейлор Б, Паркер В, Лангеберг Д. Фундаментальные константы и квантовая электродинамика. — М.: Атомиздат, 1972.
7. Пановкин Б. Н. — В сб.: Философские проблемы астрономии XX века. — М.: Наука, 1976

Ленинградский институт авиационного
приборостроения

Поступила в редакцию
31 марта 1980 г.

УДК 621.385.632.19 : 621.391.822.3

СПЕКТРЫ СЛАБЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В СТАЦИОНАРНОМ ОДНОМОДОВОМ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОМ УСИЛИТЕЛЕ

Н. И. Айзацкий

До последнего времени наибольшие успехи в теории спектров неравновесных систем были достигнуты при исследовании физических объектов с сосредоточенными параметрами типа генератора Ван-дер-Поля. Для пучковых усилителей и генераторов, которые представляют собой системы с распределенными параметрами, в настоящее время не существует общей теории, позволяющей описать корреляционные характеристики возбуждаемых полей как функции произвольных начальных условий. Удается провести анализ для двух крайних случаев: генерация (усиление) почти монохроматического и полностью стохастического (квазилинейная теория) сигналов. Для первого режима в настоящее время наиболее детально исследовано многоволновое взаимодействие в пучковых системах [1, 2]. Многоволновая теория, однако, не позволяет учесть стохастические свойства сигнала, поскольку каждая волна из рассматриваемого пакета является регулярной.

Стационарное усиление регулярного сигнала $E = \mathcal{E}(z)\cos[k_{\parallel}z - \omega t + \varphi]$ в пучковом усилителе с электронным пучком, имеющим малый тепловой разброс и фиксированные параметры, описывается системой укороченных уравнений для амплитуды $\mathcal{E}(z)$ и фазы волны $\varphi(z)$ [3–5], для нахождения решения которой обычно используют численные методы. Решение этих уравнений производится при фиксированной начальной амплитуде \mathcal{E}_0 и фазе φ_0 . Частотный спектр такого сигнала имеет вид δ -функции [6]. Однако реально спектр усиливаемого сигнала не является строго монохроматическим, что связано с флуктуациями во времени начального сигнала и параметров пучка. Рассмотрим влияние малых начальных флуктуаций параметров усилителя на спектр выходного сигнала на нелинейной стадии усиления.

Пусть нам известны функции $\mathcal{E}(z)$ и $\varphi(z)$, полученные путем численного решения системы укороченных уравнений при начальных значениях амплитуды и фазы \mathcal{E}_0 и φ_0 соответственно. Можно показать, что при изменении начальных условий ($\mathcal{E}_0 \rightarrow \mathcal{E}_1$, $\varphi_0 \rightarrow \varphi_1$) поле усиливаемой волны будет иметь вид

$$E = \mathcal{E}_1(z - \Delta z)\cos[k_{\parallel}z - \omega t + \Delta z k_{\parallel}/2^{4/3} + \varphi_1 + \varphi_1(z - \Delta z)], \quad (1)$$

где $\Delta z \equiv \frac{2^{4/3}}{\sqrt{3}} \propto^{-1} \ln(\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_1)$, \propto — коэффициент усиления. Если амплитуда и фаза начального сигнала будут случайными функциями времени, спектр которых значительно уже, чем характерная ширина черенковского резонанса $(\Delta\omega \ll \omega_{k\parallel})$, то можно считать, что полное решение в этом случае будет иметь вид (1), где Δz и φ_1 являются случайными функциями времени, при этом $\langle \mathcal{E}_1 \rangle = \mathcal{E}_0$.

Найдем спектр случайного сигнала (1). Он принадлежит ко второй группе [6], поэтому для получения спектральной плотности мощности необходимо вычислить функцию корреляции второго рода, откуда спектр получается преобразованием Фурье. Предположим, что дисперсия входного сигнала мала, так что $|\ln(\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_1)| \ll 1$. Тогда, опуская промежуточные выкладки, для спектра будем иметь

$$\begin{aligned} W_E(\Omega) = & \frac{1}{2} \mathcal{E}^2(z) \left\{ 1 + \left[\frac{1}{\mathcal{E} k_{\parallel}^2} \frac{d^2 \mathcal{E}}{dz^2} - \left(\frac{1}{k_{\parallel}} \frac{d\varphi}{dz} - \frac{1}{2^{4/3}} \right)^2 \right] \langle \psi^2 \rangle \right\} \delta(\Omega) + \\ & + \frac{1}{2} \mathcal{E}^2(z) \left[\left(\frac{1}{\mathcal{E} k_{\parallel}} \frac{d\mathcal{E}}{dz} \right)^2 + \left(\frac{d\varphi}{dz} - \frac{1}{2^{4/3}} \right)^2 \right] W_{\psi}, \end{aligned} \quad (2)$$

где W_{ψ} — спектральная плотность мощности входного сигнала.

Видно, что спектр сигнала представляет собой узкую монохроматическую линию с флюктуационным пьедесталом, причем влияние малых входных флюктуаций на величину монохроматической линии незначительно. Пьедестал же полностью определяется статистическими свойствами начального сигнала. Наибольший интерес представляет динамика изменения пьедестала на нелинейной стадии, когда пучок отдает волне максимальную энергию. Так как неизвестна аналитическая зависимость \mathcal{E} и φ от z , то такое исследование возможно лишь численно. На рис. 1 представлена зависимость

величины $\Phi_{\mathcal{E}} \equiv \frac{1}{2} \mathcal{E}^2(\xi) \left[\left(\frac{1}{\mathcal{E}} \frac{d\mathcal{E}}{d\xi} \right)^2 + \left(\frac{d\varphi}{d\xi} - \frac{1}{2^{4/3}} \right)^2 \right]$ от $\xi \equiv \propto z$. На этом же рисун-

ке изображена зависимость \mathcal{E} от ξ . Видно, что на линейной стадии происходит экспоненциальный рост высоты пьедестала. В то же время на нелинейной стадии в области насыщения $\left(\frac{d\mathcal{E}}{d\xi} \sim 0 \right)$ наблюдается уменьшение шумового фона в 2,5 раза по сравнению с линейной стадией. После первого максимума амплитуда колебаний уменьшается, что связано с движением захваченных волновой частиц пучка [3–5]; на этой стадии

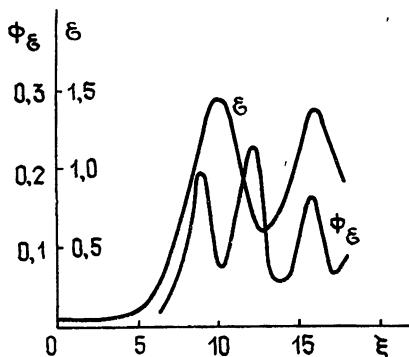


Рис. 1.

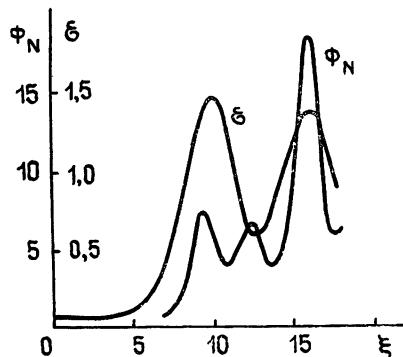


Рис. 2.

наблюдается увеличение шумов. Этот факт качественно хорошо согласуется с экспериментальными данными [7], где наблюдалось резкое уширение спектра после первого максимума амплитуды. В дальнейшем с ростом координаты ξ происходит осцилляторное изменение высоты пьедестала.

Наряду с флюктуациями входного сигнала в усилителе имеет место случайное изменение входных параметров электронного пучка, в частности плотности пучка.

Будем считать, что эти флуктуации малы, и рассмотрим такие длины взаимодействия, что выполняется неравенство $\frac{\sim dx}{dn_b} \ll 1$, $n_b = n_{b0} + \tilde{n}_b$. Тогда поле усиливающей волны можно разложить по этому параметру, так что спектральная плотность мощности усиливаемого сигнала будет иметь вид

$$W_E = \frac{1}{2} \mathcal{E}^2 \left\{ 1 + \left[\frac{5}{18} \frac{1}{\mathcal{E}} \frac{d\mathcal{E}}{d\xi} \xi + \frac{1}{9\mathcal{E}} \frac{d^2\mathcal{E}}{d\xi^2} \xi^2 - \frac{1}{9} \left(k_{\parallel}^{-1} \times \frac{d\varphi}{d\xi} \xi \right)^2 \right] \times \right. \quad (3)$$

$$\left. \times \left\langle \frac{\tilde{n}_b^2}{n_{b0}^2} \right\rangle \right\} \delta(\Omega) + \frac{1}{2} \mathcal{E}^2 \left[\left(\frac{3}{4} + \frac{1}{3} \frac{1}{\mathcal{E}} \frac{d\mathcal{E}}{d\xi} \xi \right)^2 + \frac{1}{9} \left(k_{\parallel}^{-1} \times \frac{d\varphi}{d\xi} \xi \right)^2 \right] W_{\sim n_b/n_{b0}}(\Omega).$$

Все величины в этом выражении взяты при $n = \langle n_b \rangle = n_{b0}$, формула представлена в соответствующих безразмерных переменных.

Таким образом, спектр усиливаемого сигнала с небольшими флуктуациями начальной плотности пучка также представляет собой совокупность монохроматической линии и пьедестала. Однако зависимость величины пьедестала от ξ оказывается несколько иной. На рис. 2 изображена зависимость величины $\Phi_N(\xi) \equiv \frac{1}{2} \mathcal{E}^2 \left[\left(\frac{3}{4} + \frac{1}{3} \frac{1}{\mathcal{E}} \frac{d\mathcal{E}}{d\xi} \xi \right)^2 + \frac{1}{9} \left(k_{\parallel}^{-1} \times \frac{d\varphi}{d\xi} \xi \right)^2 \right]$ от ξ . Видно, что в области первого максимума наблюдается рост и спад амплитуд пьедестала аналогично тому, как было при амплитудных флуктуациях. Однако затем амплитуда пьедестала резко возрастает. Этот всплеск обусловлен тем, что в данном случае высота шумового пьедестала имеет явную зависимость от координаты ξ , а в области ее больших значений флуктуации могут стать заметными (отметим, что наша теория справедлива при $\frac{\sim dx}{dn_b} \ll 1$).

Таким образом, усиление малых амплитудных шумов в плазменно-пучковом усилителе приводит к их экспоненциальному росту на линейной стадии с последующей осцилляторной зависимостью в нелинейном режиме; флуктуации плотности электронного пучка приводят к значительному увеличению шумового фона (в рамках данной модели).

В заключение выражаю благодарность В. И. Курилко за постановку задачи.

ЛИТЕРАТУРА

- Кац А. М., Ильина Е. М., Манькин И. А. Нелинейные явления в СВЧ приборах O -типа с длительным взаимодействием. — М.: Сов. радио, 1975.
- Роу Дж. Теория нелинейных явлений в приборах СВЧ. — М.: Сов. радио, 1969.
- Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. — М.: Сов. радио, 1973.
- Онищенко И. Н., Линецкий А. Р., Мацуборко Н. Г., Шапиро В. Д., 5 O'Neil T. M., Winfrey J. H., Malmberg J. H.—Phys. Fluids, 1971, 14, p. 1204.
- Шевченко В. И.—Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, с. 407.
- Малахов А. Н., Флуктуации в автоколебательных системах. — М.: Наука, 1968.
- Gentle K. W., Lohr J.—Phys. Fluids, 1973, 16, p. 1464.

Поступила в редакцию
23 апреля 1979 г.,
после доработки
26 мая 1980 г.

УДК 621.396.677.494

ОПТИМИЗАЦИЯ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛА К ШУМУ В АНТЕННЫХ РЕШЕТКАХ, РАСПОЛОЖЕННЫХ В БЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

В. Т. Ермолаев, Б. А. Краснов, А. Г. Флаксман

Распространенным критерием качества приемной системы является величина отношения мощностей сигнала и шума на выходе. Применительно к антенным решеткам (AP) данный критерий оптимизации использовался в [1-3]. В [1] рассмотрена оптимальная линейная AP, фазовое распределение токов в которой согласовано с полем плоской волны источника сигнала. Для оптимальных амплитуд токов возбуждения