

УДК 621.385.6

ГРУППИРОВКА ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С РАЗБРОСОМ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ГИРОКЛИСТРОНЕ С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А. П. Кейер

Рассмотрена группировка электронного пучка с разбросом скоростей электронов в гироклистроне. Показано, что для осуществления группировки, соответствующей режиму максимального КПД, может быть применено неоднородное магнитостатическое поле. Показано, что этот же способ может быть использован для регулировки сдвига фаз сгустков, образующихся в различных скоростных группах электронного пучка, при влете в выходной резонатор. Полученные результаты могут найти применение при расчете и конструировании гироклистронов, электронные пучки в которых обладают значительным разбросом скоростей электронов.

Механизм группировки электронного потока в гироклистроне имеет далеко идущую аналогию с механизмом группировки в клистродах типа «О»* [1]. В многорезонаторных клистродах эффективная группировка достигается в режиме максимального КПД [2, 3]. Однако в гироклистродах реализация этого режима затруднена из-за того, что его необходимо обеспечить для каждой скоростной группы электронов, поскольку разброс скоростей электронов в потоке велик [4-7].

В работе рассмотрена возможность реализации режима группировки, соответствующего максимальному КПД, с помощью слабонеоднородного статического магнитного поля в трехрезонаторном гироклистроне. Считаются выполненными условия слаборелятивистского приближения. Глубина модуляции электронного потока и амплитуды ВЧ-поля в резонаторах группирователя предполагаются малыми. Это позволяет ограничиться в решении уравнений движения электронов [8] членами, пропорциональными первой степени амплитуды ВЧ-поля.

1. ГРУППИРОВКА ПОТОКА С РАЗБРОСОМ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ОДНОРОДНОМ СТАТИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Высокое качество сгустка электронов при работе клистрода в режиме максимального КПД достигается за счет того, что сгусток, формируемый ВЧ-полем в промежуточном резонаторе, образуется в фазе со сгустком, поступающим в этот резонатор [3]. В случае гироклистрода это требование должно выполняться одновременно для всех скоростных групп электронов наряду с требованием равномерности группировки.

Используя обозначения, принятые в [9], фазу влета Ψ_2 электрона во второй резонатор можно записать в виде

* Приборы, использующие этот механизм группировки, рассматривались в докладе А. В. Гапонова, А. Л. Гольденберга и В. К. Юлпатовна на V Межвузовской конференции (Саратов, 1966 г.).

$$\Psi_2 = \Psi_1 + \tilde{\Psi}_1 + \delta_{12} - \hat{\theta}_{12} - \frac{\hat{\theta}_1}{2} + \frac{\hat{\theta}_2}{2}, \quad (1)$$

где Ψ_1 — фаза влета электрона во входной резонатор, δ_{12} — разность фаз ВЧ-колебаний во входном и в промежуточном резонаторах, $\hat{\theta}_{1,2}$ — относительный угол пролета электрона от середины входного до середины промежуточного резонатора,

$$\hat{\theta}_{12} = -\frac{2}{\beta_{\perp}^2} \frac{f}{\xi \chi_0} \left(\zeta_{x1} + \frac{\zeta_{p1} + \zeta_{p2}}{2} \right), \quad (2)$$

$$\xi \chi_0 = \sqrt{\xi^2(1+f) - 4f},$$

ζ_{p1} , ζ_{p2} и ζ_{x1} — длины резонаторов и трубки дрейфа, f определяется соотношением [8]

$$H_0(Z) = H_s(1+f), \quad (3)$$

$\tilde{\Psi}_1$ — дрейф фазы электрона, обусловленный ВЧ-полем во входном резонаторе.

Учитывая в выражении для $\tilde{\Psi}_1$ лишь члены, связанные с неизо-хронностью вращения электрона, выражение (1) можно преобразовать к виду

$$\Psi_2 = \Psi_1 - x_{12} \cos \left(\Psi_1 - \frac{\hat{\theta}_1}{2} \right) + \delta_{12} - \hat{\theta}_{12} - \frac{\hat{\theta}_1 - \hat{\theta}_2}{2}, \quad (4)$$

$$x_{12} = \frac{\gamma_1}{\beta_{\perp}^2} \frac{2\zeta_{x1} + \zeta_{p1}}{\xi \chi_0},$$

$$\gamma_1 = A_1 \beta_{\perp}^2 \frac{\zeta_{p1}}{\xi \chi_0} F_1(\hat{\theta}_1) \sqrt{1+f_1} \sqrt{\frac{4-\xi^2}{3}},$$

$$F_1(\hat{\theta}_1) = \frac{2\pi}{\pi^2 - \hat{\theta}_1^2} \cos \frac{\hat{\theta}_1}{2},$$

$$\hat{\theta}_{1,2} = \frac{\theta_{1,2}}{\xi \chi_0} = -\frac{2f_1 \zeta_{p1, p2}}{\beta_{\perp}^2 \xi \chi_0},$$

где $\hat{\theta}_{1,2}$ — относительные углы пролета электрона во входном и в промежуточном резонаторах.

Предполагая выполненным неравенство $|\hat{\theta}_1| < 3\pi$, можно считать параметр группировки x_{12} положительной величиной. В этом случае из выражения (4) видно, что сгусток образуется около электрона с фазой влета Ψ_1^* , определяемой равенством

$$\Psi_1^* = \frac{3\pi}{2} + \frac{\hat{\theta}_1}{2}. \quad (5)$$

В режиме группировки, соответствующем максимальному КПД, фаза влета Ψ_2^* этого электрона в промежуточный резонатор должна удовлетворять условию

$$\Psi_2^+ = \frac{3\pi}{2} + \frac{\hat{\theta}_2}{2}. \quad (6)$$

Определяя Ψ_2^+ из выражения (4), получим

$$\Psi_2^+ = \frac{3\pi}{2} + \delta_{12} + \frac{\hat{\theta}_2}{2} - \hat{\theta}_{12}. \quad (7)$$

Очевидно, что условие (6) может быть удовлетворено для всех скоростных групп электронов одновременно лишь в случае

$$\hat{\theta}_{12} = 0. \quad (8)$$

При этом, однако, нельзя добиться равномерности группировки из-за сильной зависимости x_{12} от ξ .

2. ГРУППИРОВКА ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В НЕОДНОРОДНОМ СТАТИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассмотренные недостатки группировки электронного потока могут быть устранены с помощью неоднородного магнитного поля, которое для упрощения анализа считается кусочно-однородным.

Предполагая выполненными неравенства

$$g_{\max}^2 \beta_{\perp}^2 \ll \zeta_{p1, p2}, \quad (9)$$

где g_{\max} — максимальное значение отношения осцилляторной скорости электрона в потоке к поступательной, можно не учитывать изменения функции распределения электронов по продольной скорости при изменении магнитного поля. Зависимость x_{12} от ξ для этого случая представлена на рис. 1 для различных значений θ_1 . Она имеет максимум, положение и ширина которого определяются модулем θ_1 . Видно, что условие равномерности группировки удовлетворяется, если $|\theta_1| \neq 0$ выбрать в соответствии с функцией распределения электронов по продольной скорости.

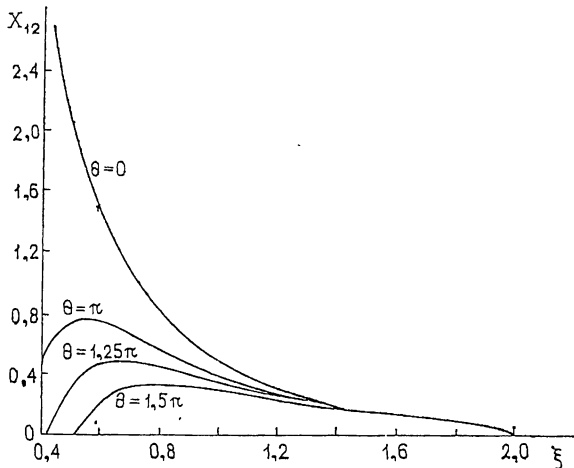


Рис. 1.

Условия (8) и $|\theta_1| \neq 0$ могут быть удовлетворены лишь в неоднородном статическом магнитном поле. Условие (8) для магнитного поля

во входном и промежуточном резонаторах гироклистрона, представленного на рис. 2, может быть записано в виде

$$f_1(0,5\zeta_{p1} + \zeta_{d1}^{(1)}) + f_2(0,5\zeta_{p2} + \zeta_{d1}^{(2)}) = 0. \quad (10)$$

В этом случае $\theta_1 = -\theta_2$, что не всегда желательно из-за нагрузки резонатора электронным потоком при отрицательных $\theta_{1,2}$.

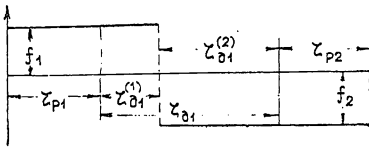


Рис. 2.

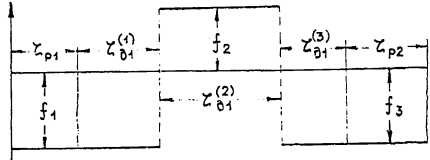


Рис. 3.

На рис. 3 представлено магнитное поле, имеющее более сложную структуру, для которого $\theta_1 = \theta_2$. В этом случае условие (8) также может быть удовлетворено, если выполняется равенство

$$f_1(0,5\zeta_{p1} + \zeta_{d1}^{(1)}) + f_2\zeta_{d1}^{(2)} + f_3(0,5\zeta_{p2} + \zeta_{d1}^{(3)}) = 0. \quad (11)$$

С помощью неоднородного статического магнитного поля можно удовлетворить условия более общего вида, чем (8). В частности, можно обеспечить зависимость от ξ фазы влета сгустков Ψ_3 в выходной резонатор вида

$$\Psi_3 = \frac{\theta_{23}}{\xi} + \text{const}. \quad (12)$$

Сдвиг фаз влета сгустков в выходной резонатор указанного вида помимо требований, предъявляемых к качеству сгустков, необходим для оптимального отбора энергии от электронного потока [9].

Ограничение (9), принятое выше, может нарушаться даже при сравнительно низких потенциалах потока за счет большого значения g_{max} . В этом случае затруднительно добиться полной независимости от ξ в условии (8). Можно, однако, получить

удовлетворительное качество группировки, потребовав, как показывает следующий пример, равенства углов пролета наиболее быстрых и наиболее медленных электронов в потоке.

Рассмотрим кусочно-однородное магнитное поле в промежуточном резонаторе и последней трубке дрейфа, показанное на рис. 4, которое может быть использовано для синфазного встрела сгустков в выходной резонатор [9]. Для случая $\xi_{\text{min}} = 0,6$, $\xi_{\text{max}} = 1,2$, $\zeta_{p2} = 2,5$, $\zeta_{d2} = 4$, $\beta_{\perp}^2 = 0,105$ и $\theta_2 = 3\pi/2$ условие (9) нельзя считать выполненным. Поэтому равенство углов пролета для электронов с $\xi = 1,2$ и с $\xi = 0,6$ от середины промежуточного до начала выходного резонатора следует записать с учетом изменения поступательной скорости электронов на скачке магнитного поля:

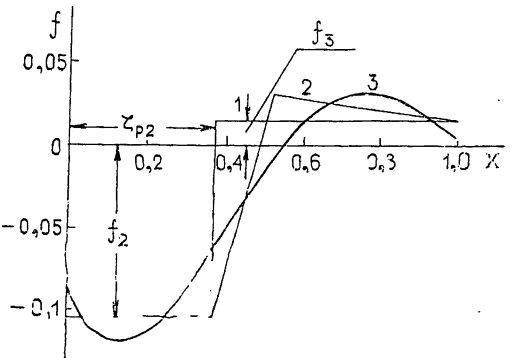


Рис. 4.

$$\frac{0,5 f_2 \zeta_{p2}}{\sqrt{\xi_{\min}^2 (1 + f_2) - 4f_2}} + \frac{f_3 \zeta_{d2}}{\sqrt{\xi_{\min}^2 (1 + f_3) - 4f_3}} =$$

$$= \frac{0,5 f_2 \zeta_{p2}}{\sqrt{\xi_{\max}^2 (1 + f_2) - 4f_2}} + \frac{f_3 \zeta_{d2}}{\sqrt{\xi_{\max}^2 (1 + f_3) - 4f_3}}, \tag{13}$$

что дает $f_2 = -0,1$, $f_3 = 0,013$.

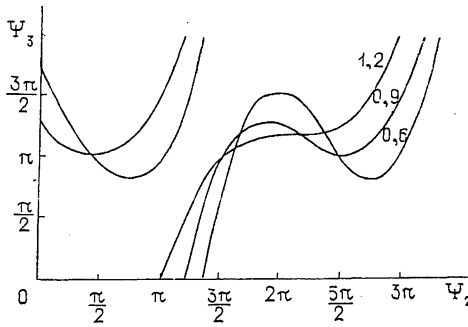


Рис. 5.

Зависимость фазы влета электрона Ψ_3 в выходной резонатор от фазы влета Ψ_2 в промежуточный резонатор для $\xi = 0,6; 0,9; 1,2$ построена на рис. 5, из которого видно, что условие синфазности сгустков при влете в выходной резонатор выполняется достаточно точно, а неравномерность группировки невелика.

3. РЕАЛИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ ГРУППИРОВКИ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В СТАТИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ СГЛАЖЕННОЙ СТРУКТУРЫ

Кусочно-однородное магнитное поле не может быть рекомендовано для практической реализации рассмотренных выше условий группировки. Оно, однако, может быть использовано как исходное для аналитического построения гладкого магнитного поля, в котором выполняются условия, обеспечивающие эффективную группировку потока. Вопросы практической реализации магнитного поля сглаженной структуры в данной работе не рассматривались.

Одним из способов, позволяющих получить приемлемую структуру магнитного поля, является аппроксимация кусочно-однородного поля гладкими функциями по методу наименьших квадратов. При этом возможна предварительная аппроксимация кусочно-однородного поля ломаной линией, что до некоторой степени позволяет варьировать его структуру.

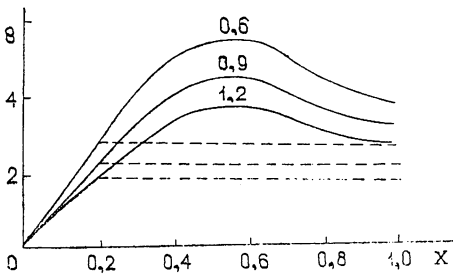


Рис. 6.

На рис. 4 представлены результаты аппроксимации кусочно-однородного поля полиномом четвертой степени. Условия группировки в сглаженном магнитном поле можно оценить, сравнивая статические углы пролета электронов от середины промежуточного до начала вы-

ходного резонатора. Зависимость $\hat{\theta}$ от $X = \zeta/(\zeta_{p2} + \zeta_{дс})$ для $\xi = 0,6; 0,9; 1,2$ построена на рис. 6. Видно, что полученное в результате аппроксимации магнитное поле обеспечивает и нужное значение $\theta_2 = 3\pi/2$ и равенство углов пролета $\hat{\theta}_{23}$ для электронов различных скоростных групп, сохраняя свойства кусочно-однородного поля, необходимые для эффективной группировки.

Результаты анализа гироклистрона, проведенного в данной работе, позволяют прийти к выводу, что в неоднородном статическом магнитном поле можно осуществить группировку потока с разбросом скоростей электронов, соответствующую режиму максимального КПД.

Кроме того, имеется возможность эффективно управлять сдвигом фаз влета сгустков электронов в выходной резонатор, что необходимо для оптимального отбора энергии от потока.

Приведенный пример расчета сглаженного профиля магнитного поля показывает, что в предварительных оценках группировки потока можно использовать кусочно-однородное поле с последующей аппроксимацией его по методу наименьших квадратов.

Автор выражает признательность В. Т. Овчарову за поддержку данной работы и благодарен А. В. Гапонову и В. К. Юлпатову за ряд полезных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Изв. вузов — Радиофизика, 10, № 9, 1414 (1967).
2. S. E. Webber, IRE Trans., ED-5, № 4, 306 (1958).
3. И. В. Лебедев, Техника и приборы СВЧ, т. 2, изд. Высшая школа, М., 1972.
4. Ш. Е. Цимринг, Изв. вузов — Радиофизика, 15, № 8, 1247 (1972).
5. Е. Г. Авдошин, Л. В. Николаев, И. Н. Платонов, Ш. Е. Цимринг, Изв. вузов — Радиофизика, 16, № 4, 605 (1973).
6. Е. Г. Авдошин, А. Л. Гольденберг, Изв. вузов — Радиофизика, 16, № 10, 1605 (1973).
7. И. И. Антаков, В. А. Гинцбург, Е. В. Засыпкин, Е. В. Соколов, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 8, 1196 (1975).
8. А. А. Кураев, Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками, изд. Наука и техника, Минск, 1971.
9. А. П. Кейер, Изв. вузов — Радиофизика, 21, № 6 (1978).

Поступила в редакцию
11 февраля 1977 г.

GROUPING OF ELECTRON FLUX WITH THE ELECTRON VELOCITY SCATTERING IN A GYROKLYSTRON WITH AN INHOMOGENEOUS MAGNETIC FIELD

A. P. Kejer

Grouping of an electron beam with the scattering of electron velocities in the gyrokystron is considered. It is shown that to make grouping corresponding to the regime of the maximal efficiency an inhomogeneous magnetic field may be applied. The same method may be used to adjust the phase shift of clusters formed in different velocity groups of an electron beam when flying into the output resonator.