

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК НЕОДНОРОДНОГО ВОЛНОВОДА ПРИ СИНХРОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТОКА ПУЧКА С БЕГУЩЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ

А. М. МОВСИСЯН, Ю. О. АВETИСЯН

Исследован процесс синхронного взаимодействия тока пучка с бегущей электромагнитной волной. Найдена проводимость волновода, обеспечивающая определенные законы изменения стороннего поля (поля генератора), синхронного и действующего полей.

Как отмечалось в работах [1, 2], на начальных участках ускорения от волноводов требуется максимальный захват электронов и достаточно узкие спектры энергии и фаз частиц на выходе. Эти требования наиболее полно реализуются в волноводных секциях с переменными значениями фазовой скорости и амплитуды ускоряющей волны. В однородных ускоряющих секциях с увеличением тока пучка развивается поперечная неустойчивость пучка, сильно ограничивающая предельно достижимый ток. Кроме того, такие секции не могут обеспечить значительный прирост энергии на единицу длины при наличии потерь на стенках волновода и нагрузки током пучка. Применением неоднородных волноводов удастся в какой-то мере скомпенсировать уменьшение в приросте, обусловленное этими факторами.

В работах [3, 4] исследованы характеристики неоднородных ускоряющих секций с постоянным сторонним полем и постоянным действующим синхронным полем. Целью настоящей работы является обобщение результатов [3, 4] для неоднородных секций при заданных законах изменения стороннего, синхронного и действующего полей.

Рассмотрим режим заданного стороннего поля. Используя обозначения работы [5], выражение для действующего синхронного поля представим в виде

$$E_s = \sqrt{\frac{P_{\Gamma H}}{\Gamma}} e^{-az} \sin \varphi_{\Gamma} - \frac{I e^{-az}}{2\sqrt{\Gamma}} \int \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz. \quad (1)$$

Проводимость волновода, обеспечивающая заданный закон изменения стороннего поля, определяется как

$$\Gamma = \frac{P_{\Gamma H} e^{-2az}}{E_{\Gamma}^2(z)}. \quad (2)$$

Подставляя это выражение в формулу (1), получим

$$E_s = E_{\Gamma} \sin \varphi_{\Gamma} - \frac{I E_{\Gamma}}{2 P_{\Gamma H}} \int E_{\Gamma} e^{2az} dz. \quad (3)$$

Толный набор энергии и электронный коэффициент полезного действия секции будут

$$U_s = \int_0^L E_s dz, \quad \eta = \frac{IU_s}{P_{\text{гн}}} \quad (4)$$

Пользуясь векторной диаграммой работы [5], для действующей синхронной фазы имеем

$$\operatorname{tg} \varphi_s = \operatorname{tg} \varphi_r \left(1 - \frac{I \int E_r e^{2\alpha z} dz}{2 P_{\text{гн}} \sin \varphi_r} \right) \quad (5)$$

Из этого выражения видно, что при любом законе изменения поля генератора синхронная фаза имеет падающий характер вдоль волновода. Максимально возможное значение ускоренного тока определяется из условия $E_s(L) = 0$ и равно

$$I_{\text{max}} = \frac{2 P_{\text{гн}} \sin \varphi_r}{L \int_0^L E_r e^{2\alpha z} dz}$$

В частном случае постоянного поля генератора полученные соотношения преобразуются к выражениям работы [3]. При этом для синхронной энергии получаем

$$U_s = E_r \sin \varphi_r \left[1 - \frac{I(e^{2\alpha L} - 2\alpha L - 1)}{8 \alpha^2 \Gamma_{\text{н}} L E_r \sin \varphi_r} \right] \quad (6)$$

Оценивая оптимальность секции по начальной проводимости при заданном токе пучка и мощности стороннего поля, имеем

$$U_{s_{\text{опт}}} = \sin^2 \varphi_r \frac{2 \alpha^2 L^2 P_{\text{гн}}^2}{I(e^{2\alpha L} - 2\alpha L - 1)},$$

что получается при

$$\Gamma_{\text{н}_{\text{опт}}} = \frac{I^2 (e^{2\alpha L} - 2\alpha L - 1)}{16 P_{\text{гн}} \sin^2 \varphi_r \alpha^4 L^2}$$

КПД секции при этом будет

$$\eta_{\text{max}} = \sin^2 \varphi_{\text{гн}} \frac{2 \alpha^2 L^2}{e^{2\alpha L} - 2\alpha L - 1}$$

Рассмотрим режим заданного синхронного действующего поля. Из результатов работы [6] при синхронном взаимодействии для проводимости волновода имеем

$$\Gamma = \frac{P_{\text{гн}} \sin^2 \varphi_r - I \int E_s e^{2\alpha z} dz}{E_s^2} e^{-2\alpha z}$$

Синхронная фаза изменяется по закону

$$\cos \varphi_s = \frac{\cos \varphi_r}{\sqrt{1 - \frac{I}{P_{\text{гн}}} \int E_s e^{2\alpha z} dz}},$$

а синхронная энергия и КПД секции определяются согласно выражению (4).

Как частный случай, при постоянном синхронном действующем поле эти расчеты совпадают с результатами работы [4]. Оценивая оптимальность такой секции, получим

$$\eta_{\max} = \frac{2\alpha L \sin^2 \varphi_r}{e^{2\alpha L} - 1}.$$

Практический интерес представляет также работа секции в режиме заданного действующего поля. Решая уравнение действующего поля, полученное в работе [5] для величины $\int \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz$, и пользуясь начальным условием, получим

$$I \int \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz = 2\sqrt{P_{\text{гн}}} \sin \varphi_r - 2\sqrt{E_d^2 \Gamma e^{2az} - P_{\text{гн}} \cos^2 \varphi_r}.$$

После несложных преобразований мы приходим к трансцендентному уравнению для определения проводимости волновода, обеспечивающей заданный закон изменения действующего поля

$$\begin{aligned} E_d \sqrt{\Gamma} e^{az} \sqrt{E_d^2 \Gamma e^{2az} - P_{\text{гн}} \cos^2 \varphi_r} - P_{\text{гн}} \sin \varphi_r - I \int E_d e^{2az} dz = \\ = I P_{\text{гн}} \cos^2 \varphi_r \ln \frac{E_d \sqrt{\Gamma} e^{az} + \sqrt{E_d^2 \Gamma e^{2az} - P_{\text{гн}} \cos^2 \varphi_r}}{\sqrt{P_{\text{гн}}}(1 + \sin \varphi_r)}. \end{aligned}$$

Построив график зависимости проводимости от продольной координаты, можно рассчитать синхронную фазу и величину синхронного поля

$$\begin{aligned} \cos \varphi_s &= \sqrt{\frac{P_{\text{гн}}}{\Gamma} \frac{e^{-az} \cos \varphi_r}{E_d}}, \\ E_s &= \sqrt{E_d^2 - \frac{P_{\text{гн}}}{\Gamma} e^{-2az} \cos^2 \varphi_r}, \end{aligned}$$

а на основании выражений (4) — синхронную энергию и КПД секции.

В частном случае, когда отсутствует токовая нагрузка ($I=0$), полученные формулы дают режим заданного поля генератора, что и следовало ожидать из физических соображений.

Ереванский государственный университет

Поступила 15.IV.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Жилейко. Высоковольтные электронные пучки, Энергия, 1968.
2. О. А. Вальднер, А. Д. Власов, А. В. Шальнов. Линейные ускорители, Атомиздат, 1969.
3. В. А. Володин, А. В. Шальнов. Сб. Ускорители, МИФИ, вып. XII, 54, 1970.
4. В. А. Володин, А. В. Шальнов. Сб. Ускорители, МИФИ, вып. XII, 61, 1970.
5. Г. И. Жилейко, Л. М. Мовсисян, В. В. Синдинский. Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 150 (1972).
6. Л. М. Мовсисян, Ю. О. Аветисян. Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 283 (1972).

Փնջի ՀՈՍԱՆՔԻ ԵՎ ՎԱԶՈՂ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ՍԻՆԺՐՈՆ
ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԱԼԻՔԱՏԱՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ
ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍԻԱՆ, ՅՈՒ. Հ. ԱՎԵՏԻՍԻԱՆ

Ուսումնասիրված է փնջի հոսանքի սինքրոն փոխազդեցությունը վազող էլեկտրամագնիսական ալիքի հետ: Որոշված են ալիքատարի տարրեր հաղորդականությունները, որոնք ապահովում են կողմնակի դաշտի (զեներատորի դաշտի), սինքրոն և գործող դաշտերի փոփոխման որոշակի օրենքները:

CALCULATION OF NONREGULAR WAVEGUIDE
CHARACTERISTICS OF THE SYNCHRONOUS-INTERACTION
OF BUNCH CURRENT WITH TRAVELLING
ELECTROMAGNETIC WAVE

L. M. MOVSISIAN, Yu. H. AVETISIAN

The process of synchronous interaction of the bunch current with the travelling electromagnetic wave along the axis of nonregular waveguide is investigated. The conductivity of the waveguide satisfying certain laws characteristics at synchronous interaction of outside field (generation field) synchronous field and the acting field variation is found.