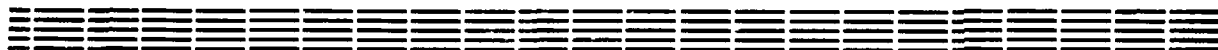


848807257

Препринт ЕФИ-981(31)-87

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Г. В. АЗИЗБЕКЯН

**ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛИНЕЙНЫХ
ВОЛНОВОДНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ**

ЦНИИАтоминформ
ЕРЕВАН — 1987

Գ.Վ. ԱՅԻԶԲԵՆՅԱՆ

ԳՃԱՅԻՆ ԱՐԱԳԱՏՈՒՄԻՆԻ ԱՐԻՅՈՒՆԱՎԵՏՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԲԱՐՁՐԱՑՆԵԼՈՒ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Հողվածում ըննարկվում են հարցեր՝ կապված զծային արագացու-
լիչներում ինտենսիվ էլեկտրոնային փնջի և արագացնող էլեկտրամագ-
նիսական դաշտի փոխազդեցության արդյունավետությունը: Բարձրացնել ու
հետ: Տվյալ աշխատանքում արագացնող էլեկտրամագնիսական դաշտի արագ-
հայտությունը ներկայացվում է, գնեկատորի և մառագայթման դաշտերի
գումարի տեսքով, ընդ որում մառագայթման դաշտը զրվում է ամենա-
ընդհանուր դեպքի համար, ի նկատի ունենալով սահը՝ մասնիկների
փնջերի և մառագայթման դաշտի ալիքի միջև: Ստացված սեռական գնահա-
տականների համեմատումը գործող արագացուցիչների իրժարարական
ալյալների հետ թույլ է տալիս հեռուելություն անել բարձր արդյունա-
վետություն ունեցող արագացուցիչների հնարախորոլյունների մասին:
Ելք է տրված, որ սահմանային հոսանքների արժեքները արագացուցիչ-
ներում, որտեղ հաղորդականությունը ցուցչային կալում ունի հասկածի
երկարությունը, կարող են լինել ավելի բարձր քան հաստատուել կալ-
յունային կալումով արագացուցիչներում:

Երևանի Գիլիլայի ինստիտուտ

Երևան 1987

Preprint ERM-98I(3I)-87

G.V. AZIZBEKIAN

POSSIBILITIES FOR A HIGHER EFFICIENCY OF
LINEAR WAVE GUIDE ACCELERATORS

Problems connected with a higher efficiency of interaction of an intense electron beam with the accelerating electromagnetic field in linear wave guide accelerators are considered in this work. Here the expression for the accelerating electromagnetic field is written as the sum of fields of the generator and the radiation, obtained in the most general case with regard to the slip between the particle clusters and the wave of the radiation field. Comparison between the obtained theoretical values and experimental data from some accelerators allows us to conclude on the possibility for designing of more efficient accelerators. It is shown that the threshold values of current in accelerators with exponential dependence of conduction along a section can be higher than in those with constant or linear dependence.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1987

Г.В. АЗИЗБЕКЯН

ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛИНЕЙНЫХ
ВОЛНОВОДНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

В работе рассматриваются вопросы, связанные с повышением эффективности взаимодействия интенсивного пучка электронов с ускоряющим электромагнитным полем в линейных волноводных ускорителях. В данной работе выражение для ускоряющего электромагнитного поля записывается в виде суммы поля генератора и поля излучения, полученного в наиболее общем случае с учетом скольжения между ступками частиц и волной поля излучения. Сравнение полученных теоретических оценок с экспериментальными данными некоторых действующих ускорителей позволяет сделать вывод о возможности проектирования более эффективных ускорителей. В работе показано, что предельные значения токов в ускорителях с показательной зависимостью проводимости по длине секции могут быть существенно больше, чем в ускорителях с постоянной либо линейной зависимостью.

Ереванский физический институт

Ереван 1987

В настоящее время остаются актуальными вопросы, связанные с получением прецизионных параметров электронного пучка в линейных волноводных ускорителях, а также вопросы повышения эффективности взаимодействия интенсивного пучка электронов с ускоряющим электромагнитным полем.

Предварительный расчет линейных волноводных ускорителей с учетом токовой нагрузки проводится на основе решения уравнений баланса для ускоряющих структур с постоянным градиентом либо с постоянным импедансом. При этом выражение для прироста энергии получается при упрощающем предположении строгого равенства скорости движения частиц с фазовой скоростью ускоряющей волны [1].

В работе [2] получено выражение для поля излучения, сгруппированного на сгустки малой длины пучка заряженных частиц, движущегося в нерегулярной замедляющей системе с переменной фазовой скоростью. Наиболее полное выражение для амплитуды этого поля излучения $E_{\text{и}}$ и фазы $\varphi_{\text{и}}$ относительно сгустка

имеет вид [2] :

$$E_n \sin \varphi_n = - \frac{I e^{-\bar{\alpha}}}{2 \sqrt{\Gamma}} \left[\sin \varphi \int \frac{\sin \varphi e^{\bar{\alpha}}}{\sqrt{\Gamma}} dz + \cos \varphi \int \frac{\cos \varphi e^{\bar{\alpha}}}{\sqrt{\Gamma}} dz \right], \quad (1)$$

где I - ток пучка, Γ - проводимость волновода,

φ - скольжение фазы стороннего поля относительно сгустка зарядов, $\bar{\alpha} = \int \alpha dz$, α - коэффициент затухания волновода.

Скольжение фазы φ определяется из известного соотношения [2]

$$\frac{d\varphi}{dz} = \omega \left(\frac{1}{V} - \frac{1}{V_\phi} \right), \quad (2)$$

где ω - циклическая частота стороннего поля,

V - скорость электронов, V_ϕ - фазовая скорость волны в волноводе.

Действующее равновесное поле складывается из поля генератора (стороннего поля) и поля излучения

$$E_p = E_c \sin \varphi_c + E_n \sin \varphi_n, \quad (3)$$

где E_p , E_c и E_n - амплитуды волн действующего поля, стороннего поля и поля излучения, φ_c и φ_n - фазы стороннего поля и поля излучения. Фазу φ_c запишем в виде

$$\varphi_c = \varphi_{cn} + \varphi, \quad (4)$$

где φ_{cn} - начальная фаза равновесного заряда по отношению к

стороннему полю, а φ определяется из известного соотношения (2). Амплитуда стороннего поля выражается в виде [1]

$$E_c = \sqrt{P_c/\Gamma} e^{-\bar{\alpha}}, \quad (5)$$

где P_c - мощность стороннего поля на входе волновода.

Подставляя (1), (4), (5) в (3), получим наиболее общее выражение для действующего поля

$$E_p = \sqrt{P_c/\Gamma} e^{-\bar{\alpha}} \sin(\varphi_{сн} + \varphi) - \frac{I e^{-\bar{\alpha}}}{2\sqrt{\Gamma}} \left[\sin \varphi \int \frac{e^{\bar{\alpha}} \sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz + \right. \\ \left. + \cos \varphi \int \frac{e^{\bar{\alpha}} \cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz \right]. \quad (6)$$

При синхронном взаимодействии, т.е. при $V = V_\phi$ и, следовательно, из (2) $d\varphi/dz = 0$, выражение в квадратных скобках примет вид:

$$S = \sin \varphi \int \frac{e^{\bar{\alpha}} \sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz + \cos \varphi \int \frac{e^{\bar{\alpha}} \cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz = \int \frac{e^{\bar{\alpha}}}{\sqrt{\Gamma}} dz. \quad (7)$$

При квазисинхронном же взаимодействии, когда $\varphi \ll 1$, что имеет место для большинства ныне действующих линейных ускорителей, выражение для равновесного поля принимает вид:

$$E_p = \sqrt{\frac{P_c}{\Gamma}} e^{-\bar{\alpha}} \sin \varphi_c - \frac{I e^{-\bar{\alpha}}}{2\sqrt{\Gamma}} \int \frac{e^{\bar{\alpha}}}{\sqrt{\Gamma}} dz. \quad (8)$$

Прирост кинетической энергии U^c запишем в виде

$$U = \int_0^L E_p dz = \sqrt{P_c} \int_0^L \frac{e^{-\alpha z} \sin \varphi_c}{\sqrt{\Gamma}} dz - \frac{I}{2} \int_0^L \frac{e^{-\alpha z}}{\sqrt{\Gamma}} \left(\int_0^z \frac{e^{\alpha} dz}{\sqrt{\Gamma}} \right) dz. \quad (9)$$

L - длина ускорителя.

Используя (9), для КПД ускорителя имеем

$$\eta = \frac{IU}{P_c} = \frac{I}{\sqrt{P_c}} \int_0^L \frac{e^{-\alpha z} \sin \varphi_c}{\sqrt{\Gamma}} dz - \frac{I^2}{2P_c} \int_0^L \frac{e^{-\alpha z}}{\sqrt{\Gamma}} \left(\int_0^z \frac{e^{\alpha} dz}{\sqrt{\Gamma}} \right) dz. \quad (10)$$

Получим ряд формул для КПД при различных значениях $\Gamma(z)$ и $\varphi_c(z)$. Пусть $\varphi_c = \text{const}$ и $\Gamma = \Gamma_0 = \text{const}$ (однородный волновод), тогда

$$\eta = \chi \sin^2 \varphi_c \left[\frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha L} - \frac{\chi}{2\alpha L} \left(1 + \frac{e^{-\alpha L} - 1}{\alpha L} \right) \right], \quad (11)$$

где $\chi = \frac{IL}{\sqrt{P_c \Gamma_0} \sin \varphi_c}$ - параметр нагрузки током, Γ_0 и φ_c - начальные значения проводимости и равновесной фазы.

Оптимальное значение параметра нагрузки током в этом случае равно

$$\chi_{\text{опт}} = \left(1 - e^{-\alpha L} \right) / \left(1 + \frac{e^{-\alpha L} - 1}{\alpha L} \right). \quad (12)$$

и соответственно

$$\eta = \frac{\sin^2 \varphi_c (1 - e^{-\alpha L})^2}{2\alpha L \left(1 + \frac{e^{-\alpha L} - 1}{\alpha L} \right)}. \quad (13)$$

При линейной же зависимости проводимости от длины ускорителя, т.е. при $\Gamma(z) = \Gamma_0 - Kz$, где $K = (\Gamma_0 - \Gamma_k)/L$, Γ_0 и Γ_k - начальное и конечное значения проводимости, выражение для η принимает вид

$$\eta = \frac{2\chi \sin^2 \varphi_c}{(\Gamma_k/\Gamma_0 - 1)(1 + \xi)} \left[\left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_0} \right)^{\frac{1+\xi}{2}} - 1 \right] \left[1 + \frac{\chi}{(\Gamma_k/\Gamma_0 - 1)(1 - \xi)} \right] - \frac{\chi^2 \sin \varphi_c}{(\Gamma_k/\Gamma_0 - 1)(1 - \xi)}, \quad (14)$$

где $\xi = (2\alpha_0 \Gamma_0)/K$,

и соответственно

$$\chi_{\text{опт}} = \left[\left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_0} \right)^{\frac{1+\xi}{2}} - 1 \right] \left(\frac{1-\xi}{1+\xi} \right) \left\{ \frac{2 \left[\left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_0} \right)^{\frac{1+\xi}{2}} - 1 \right]}{(\Gamma_k/\Gamma_0 - 1)(1 + \xi)} - 1 \right\}^{-1}. \quad (15)$$

При этом значении параметра нагрузки максимальное значение КПД будет равно

$$\eta_{\text{max}} = \frac{\sin^2 \varphi_c (1 - \xi)}{(1 + \xi)} \left[\left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_0} \right)^{\frac{1+\xi}{2}} - 1 \right]^2 \left\{ \left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_0} - 1 \right) (1 + \xi) - 2 \left[\left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_0} \right)^{\frac{1+\xi}{2}} - 1 \right] \right\}^{-1}. \quad (16)$$

Если же $\varphi_c = \nu a z$, $\Gamma = \Gamma_0 = \text{const}$ и

$\sin \varphi_c = \sin \varphi_{c0} + (\sin \varphi_{ck} - \sin \varphi_{c0}) \frac{z}{L}$, где φ_{c0} и φ_{ck} - начальное и конечное значения фазы, то

$$\eta = \frac{\chi \sin^2 \varphi_{co}}{\alpha L} \left[1 - \chi + \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha L} \left(\frac{\sin \varphi_{ck}}{\sin \varphi_{co}} + \chi \right) \right]. \quad (17)$$

$$\chi_{opt} = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\sin \varphi_{ck}}{\sin \varphi_{co}} \left(\frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha L} \right) \right] \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha L} \right)^{-1}, \quad (18)$$

и соответственно

$$\eta_{max} = \frac{\sin^2 \varphi_{co}}{4 \alpha L} \left(1 + \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha L} \frac{\sin \varphi_{ck}}{\sin \varphi_{co}} \right)^2 \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha L} \right)^{-1}. \quad (19)$$

Из вышеприведенных формул видно, что для неоднородных ускоряющих волноводов оптимальный параметр нагрузки током χ_{opt} может принимать различные значения, что помогает на практике выбирать ток, величину поля и проводимость волновода в наиболее приемлемых пределах для конкретных случаев.

При малых коэффициентах затухания $\alpha L \ll 1$ формулы (14)-(16) принимают простой вид

$$\eta = \chi \sin^2 \varphi_c \left[\frac{2}{\sqrt{\Gamma_k/\Gamma_0} + 1} - \frac{\chi}{(\sqrt{\Gamma_k/\Gamma_0} + 1)^2} \right]. \quad (20)$$

$$\chi_{opt} = \sqrt{\Gamma_k/\Gamma_0} + 1. \quad (21)$$

$$\eta_{max} = \sin^2 \varphi_c. \quad (22)$$

Численное сравнение формул (14)-(16) с (20)-(22) для реальных ускорителей позволяет сделать вывод о возможности применения более простых последних выражений, так как ошибка составляет менее 10%.

Для сравнения полученных выражений с экспериментальными данными приведем несколько примеров.

Ускоритель, приведенный в [3], имеет следующие данные:

$$U = 5 \text{ МэВ}, \quad P_0 = 10 \text{ МВт}, \quad I = 1 \text{ А}, \quad L = 1,8 \text{ м}, \quad \beta_0 = 1, \\ \lambda = 15 \text{ см}, \quad \text{волновод неоднородный с } \Gamma_0 = 1,58 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \cdot \text{Ом}^{-1}, \\ \Gamma_k = 0,044 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \cdot \text{Ом}^{-1}, \quad \kappa = 0,85 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \cdot \text{Ом}^{-1}, \\ \alpha_0 L = 0,1, \quad \text{фаза } \varphi_0 \approx \pi/2 = \text{const}$$

Экспериментальное значение КПД равно 50%. Для расчета используем формулы (14)-(16).

Параметр нагрузки током $X = 0,455$, и соответственно КПД получаем равным

$$\eta_l = 0,58,$$

что хорошо согласуется с экспериментальным значением.

Оптимальный же параметр нагрузки равен $X_{\text{опт}} = 1,14$, и экспериментальное значение меньше оптимального в 2,5 раза и, следовательно, режим работы ускорителя неоптимален. Возможное же максимальное значение КПД равно $\eta_{\text{max}} = 0,87$. Так, при увеличении тока в 2,5 раза энергия на выходе уменьшается в 1,67 раза и станет равной ~ 3 МэВ. Отметим также, что без изменения геометрии волновода невозможно добиться увеличения тока без уменьшения энергии.

Рассмотрим ускоритель ЛУЭ-5-500Д ВНИИЭА [4].

$$\text{Энергия } U = 5 \text{ МэВ}, \quad P_0 = 3 \text{ МВт}, \quad \Gamma_0 = 1,08 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 \cdot \text{Ом}^{-1},$$

$$\Gamma_k = 10^{-8} \text{ м}^2 \cdot \text{Ом}^{-1}, \quad L = 1 \text{ м}, \quad \alpha_0 L = 0,1, \quad \varphi_c = 60^\circ, \quad I = 0,1 \text{ А}.$$

Параметр нагрузки током равен

$$\chi = \frac{IL}{\sqrt{P_c} \Gamma_0' \sin \varphi_c} \approx 0,2, \quad \eta = 0,18$$

Оптимальный параметр нагрузки током равен $\chi_{\text{опт}} = 1,23$ и, соответственно, возможное значение КПД равно $\eta_{\text{max}} = 0,52$.

Следовательно, режим работы ускорителя также неоптимален. Так, при увеличении тока в 6 раз, энергия на выходе падает всего в 2 раза.

Оценим предельное значение тока $I_{\text{пр}}$ при заданной начальной СВЧ мощности и заданной конечной энергии. Максимум КПД достигается при условии, если поле на конце секции равно нулю. Поэтому из формулы (6) получим

$$I_{\text{пр}} = \frac{2\sqrt{P_c} \sin(\varphi_{\text{сн}} + \varphi)}{\sin \varphi \int_0^L \frac{\sin \varphi e^{-\alpha z}}{\sqrt{\Gamma}} dz + \cos \varphi \int_0^L \frac{\cos \varphi e^{-\alpha z}}{\sqrt{\Gamma}} dz} \quad (23)$$

Приведем формулы $I_{\text{пр}}$ для некоторых зависимостей $\Gamma(z)$ от длины ускорителя при условии, что скольжение фазы невелико.

При линейной зависимости, т.е. $\Gamma(z) = \Gamma_0 - Kz$, получим

$$I_{\text{пр}} = K(1 - \xi) \sqrt{\frac{P_c}{\Gamma_0}} \left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_0} \right)^{\frac{\xi-1}{2}} \left[1 - \left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_0} \right)^{\frac{\xi-1}{2}} \right]^{-1}. \quad (24)$$

Для однородного волновода, $\Gamma = \Gamma_0 = \text{const}$, получим

$$I_{\text{пр}} = \frac{\sqrt{P_c \Gamma_0}}{L} e^{-\alpha L} \sin \psi_c, \quad (25)$$

Для волновода же с экспоненциальной зависимостью, $\Gamma = \Gamma_0 e^{-\kappa z}$, предельное значение тока пучка будет равно

$$I_{\text{пр}} = \sqrt{\alpha_0 \kappa P_c \Gamma_0} e^{-\alpha_0 / \kappa} \left[\int_0^A e^{x^2} dx \right]^{-1}, \quad (26)$$

где $A = \sqrt{\alpha_0 / \kappa} e^{\kappa L / 2}$.

Оценим предельный ток для ЛУЭ-5-500Д [4] по формулам (24) и (26). Для линейной зависимости $\Gamma(z)$ получаем $I_{\text{пр}} = 0,5 \text{ А}$, а для экспоненциальной зависимости получим $I_{\text{пр}} = 3 \text{ А}$. Из полученных оценок ясно следует, что как в приведенном ускорителе, так и в других линейных ускорителях можно получить существенно большие значения токов пучка, если брать зависимость проводимости по длине ускорителя нелинейной. Иными словами, чем более неоднороден волновод, тем больше возможные значения токов, ускоренных в них.

В заключение автор выражает благодарность Емельяно Г.И. и Лазиеву Э.М. за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вальднер О.А., Собенин Н.П. Справочник по диафрагмированным волноводам. М.: Атомиздат, 1977, с.376.
2. Жилейко Г.И., Синдинский В.В. Поле излучения пучка заряженных частиц в нерегулярной замедляющей системе при скольжении сгустков частиц относительно волны. ЖТФ, 1970, т.15, вып.5, с.900.
3. Петренко Л.П., Нижешичев Ю.Н. Ускорители электронов для промышленности и радиационных исследований. Атомная энергия, 1968, т.24, вып.3, с.293.
4. Вахрушин Ю.П. и др. О выборе параметров серии волноводных ускорителей электронов для промышленности и медицины. Препринт НИИЭФА: П-В-0431, 1960.

Рукопись поступила 29 мая 1987 г.

Г.В.АЗИЗБЕКЯН

ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ
УСКОРИТЕЛЕЙ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 21/УП-87 ВФ-02486 Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 1.0

Тираж 299 экз. Ц. 15 к.

Зак. тип. №437

Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркарянна 2

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Markaryan St., 2
Yerevan, 375036
Armenia, USSR

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ