

удаление  $\rho_{\text{макс}}$  в этом случае составляет 33 см. Ведущее поле  $H = 10^3 \text{ э}$ . Если ускоряются однократно заряженные ионы легких элементов ( $m \sim 10m_0$ ), то соответствующее значение энергии равно 100 кэв. Ведущее магнитное поле в этом случае  $H = 10^4 \text{ э}$ .

Поступило в Редакцию 25/VIII 1970 г.  
В окончательной редакции 23/II 1971 г.

## Фокусировка сильноточных электронных пучков в линейных индукционных ускорителях

Ю. П. ВАХРУШИН, В. С. КУЗНЕЦОВ, О. Л. КОМАРОВ, В. И. БОГДАНОВА,  
Н. И. ИВАНОВА

УДК 621.384.62

Линейные индукционные ускорители (ЛИУ) применяются для ускорения электронных пучков с током порядка сотен ампер. В настоящей работе рассматриваются вопросы фокусировки сильноточных электронных пучков в ЛИУ.

Для формирования электронных пучков в отсутствие ускоряющего поля широко используется фокусировка однородным продольным магнитным полем, а также фокусировка с помощью дискретной системы линз. При выборе способа фокусировки важным является вопрос об устойчивости огибающей пучка относительно отклонения начальных параметров пучка от равновесных. В работе [1] было показано, что в отсутствие ускоряющего поля фокусировка за счет продольного магнитного поля и дискретной системы линз является устойчивыми.

В работе [2] было выведено и решено уравнение колебаний огибающей пучка относительно равновесной огибающей для случая, когда пучок ускоряется в однородном электрическом поле и фокусируется однородным продольным магнитным полем. Было показано, что фокусировка ускоряемого пучка продольным магнитным полем устойчива относительно отклонения начальных параметров пучка от равновесных. На рис. 1 приведена равновесная огибающая ускоряемого пучка фокусирующего магнитным полем и огибающая потока заряженных частиц, соответствующая отклонению начальных параметров пучка от равновесных. Уменьшение поперечных размеров пучка связано с уменьшением расталкивающей силы пространственного заряда при ускорении электронов. Теоретически [2] и экспериментально [3] показано, что фокусировку электронных пучков с током порядка сотен ампер продольным магнитным полем целесообразно применять для ЛИУ на энергию до 2—3 Мэв. При ускорении таких пучков до энер-

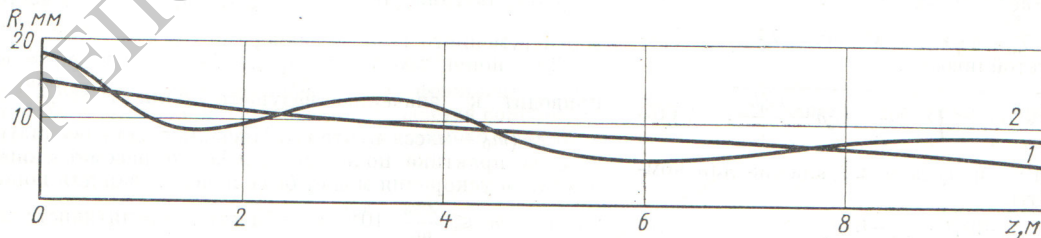
### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Л. Капица. «Успехи физ. наук», 78, 181 (1962).
2. А. А. Соколов, Ю. Г. Павленко. «Оптика и спектроскопия», 22, 3 (1967).
3. А. А. Соколов и др. «Ядерная физика», 5, 309 (1967).

гий порядка десятков мегаэлектронвольт целесообразно использовать продольное магнитное поле лишь в начальной части ускорителя, а в основной области ускорения — дискретные фокусирующие системы. Уравнение огибающей колебаний сильноточного релятивистского пучка электронов, справедливое для любых фокусирующих систем, было получено в работе [4]:

$$\frac{d^2\sigma}{dz^2} + \frac{E}{2U} \cdot \frac{1 + \frac{e}{m_0c^2} U}{1 + \frac{e}{2m_0c^3} U} \cdot \frac{d\sigma}{dz} + \left( \frac{eB^2}{8m_0} \cdot \frac{1}{U \left(1 + \frac{e}{2m_0c^2} U\right)} + \frac{U_z''}{4U} \cdot \frac{1 + \frac{e}{m_0c^2} U}{1 + \frac{e}{2m_0c^2} U} \right) \times \\ \times \sigma \frac{I}{4\pi \sqrt{2} \varepsilon_0 \left(\frac{e}{m_0}\right)^{1/2}} \cdot \frac{1}{\left\{U \left(1 + \frac{e}{2m_0c^2} U\right)\right\}^{3/2}} \times \\ \times \frac{\sigma}{[\sigma^*(z)]^2} + \frac{U_0 \left(1 + \frac{e}{2m_0c^2} U_0\right)}{U \left(1 + \frac{e}{2m_0c^2} U\right)} \cdot \frac{E_0^2}{\sigma^3} = 0,$$

где  $\sigma$  — огибающая пучка;  $z$  — продольная координата;  $E$  — градиент ускоряющего поля;  $U$  — потенциал электрического поля;  $I$  — ток пучка;  $B$  — индукция продольного магнитного поля;  $\sigma^*(z)$  — равновесная огибающая;  $E_0 = \Delta R \left(\frac{Pr}{m_0c}\right)$  — величина, определяющая разброс начальных параметров в пучке по радиусу и попе-



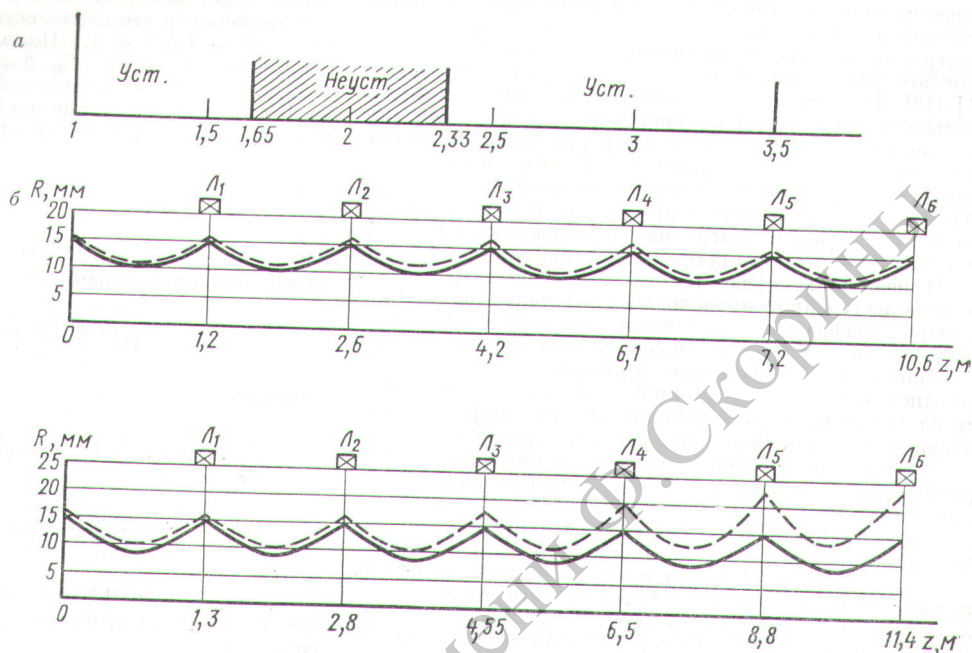
Р и с. 1. Огибающая ускоряемого пучка в однородном продольном магнитном поле:

1 — равновесная огибающая; 2 — огибающая при отклонении начального радиуса пучка от равновесного.



Р и с. 2. Области устойчивости в зависимости от параметра  $k(a)$  и огибающая пучка в устойчивой и неустойчивой системах (б):

— равновесная огибающая;  
 - - - огибающая при отклонении начальных параметров пучка от равновесных.



речному импульсу, выраженному в относительных единицах;  $c$  — скорость света;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная.

Область изменения начальных параметров пучка задается эллипсом с полуосями  $(\Delta R)$  и  $\Delta \left( \frac{P_r}{m_0 c} \right)$ . Уравнение (1) использовалось нами для численного исследования устойчивости ускоряемых электронных пучков при фокусировке системой, состоящей из отдельных линз, расположенных на различном расстоянии друг от друга. Расстояние между линзами увеличивается вследствие уменьшения расфокусирующего действия пространственного заряда по мере ускорения электронов.

В результате расчетов был получен критерий устойчивости движения заряженных частиц пучка в дискретных фокусирующих системах, справедливый при любых значениях ускоряющего поля (в том числе и в отсутствие ускорения).

Оказалось, что устойчивость зависит от параметра  $k = \frac{R_{\max}}{R_{\min}}$ , где  $R_{\max}$  — максимальное значение огибающей пучка (в месте расположения линзы);  $R_{\min}$  —

минимальное значение огибающей пучка (между линзами). Области устойчивости в зависимости от параметра  $k$  приведены на рис. 2. На этом же рисунке показаны устойчивая и неустойчивая огибающие колебаний границы пучка.

Поступило в Редакцию 24/VIII 1970 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Р. Пирс. Теория и расчет электронных пучков. М., «Советское радио», 1956.
2. Ю. П. Вахрушин, А. С. Кузнецов. ЖТФ, XXXIX, вып. 3 (1969).
3. А. И. Анацкий и др. «Атомная энергия», 21, 439 (1966).
4. Ю. П. Вахрушин, В. С. Кузнецов, О. Л. Комаров. «Фокусировка интенсивных электронных потоков в непериодических фокусирующих системах». Доклад на VIII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Ереван, 1969).

## Исследование возможности стационарного режима термоядерных реакций

Я. П. КОЛЕСНИЧЕНКО

Как известно, одно из необходимых условий протекания самоподдерживающихся термоядерных реакций — преобладание энергопоступлений в плазму, обусловленных этими реакциями, над потерями энергии, связанными с тормозным излучением, синхротронным излучением и т. п. Поскольку энерговыделение при термоядерных реакциях с ростом температуры растет быстрее, чем указанные виды энергетических потерь, температура

плазмы должна превышать некоторую критическую величину  $T_{кр}$  (если плазма прозрачна).

В случае идеальной магнитной термозоляции плазмы при  $T > T_{кр}$  ( $T$  — температура реагирующих ионов) будет происходить разогрев плазмы. Это приведет к росту скорости реакции, что вызовет еще большее повышение температуры плазмы. Поскольку при минимальной температуре, необходимой для самопод-

УДК 621.039.61:533.9