

12/ХИ-83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

6497/83

P9-83-595

Л.А.Меркулов

К РАСЧЕТУ НЕЛАМИНАРНОГО  
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
В ЛИНЕЙНОМ ИНДУКЦИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ

Направлено в журнал "Радиотехника  
и электроника"

1983

## ВВЕДЕНИЕ

Известные методы расчета интенсивных электронных пучков в ЛИУ<sup>/1,2/</sup> сводятся преимущественно к расчету огибающей потока и в своей основе опираются на предположение, что поток ламинарный, т.е. все внутренние траектории подобны, распределение плотности заряда по сечению постоянно и действующие силы линейны в поперечных координатах. Но, как было неоднократно показано, интенсивные электронные пучки имеют неламинарную структуру<sup>/3-6/</sup>.

Основные причины, приводящие к возникновению неламинарности в ЛИУ, следующие:

- 1/ конечный эмиттанс электронного пучка на входе ускорителя,
- 2/ погрешности фокусирующего поля в виде смещения и наклона магнитных осей линз,
- 3/ погрешности ускоряющего поля в виде смещения электрических осей индукторов.

При учете электромагнитных погрешностей /п.2,3/ происходит смещение пучка как целого. При этом возникают колебания центра тяжести пучка и происходит нарушение симметрии поперечного сечения потока.

В данной работе будет рассмотрено влияние конечного эмиттанса /п.1/ на прохождение пучка по длине ускорителя.

В практической ситуации для расчета ускоряющих систем желательно воспользоваться таким приближением, которое могло бы дать достаточно полную информацию, касающуюся динамики пучка с учетом всех нелинейных эффектов.

Идея воспользоваться таким методом для описания поведения неламинарного электронного пучка в ЛИУ достаточно легко реализуемыми средствами и стимулирующая появление этой статьи, была подсказана работой<sup>/7/</sup>.

## ТЕОРИЯ

1. Как известно<sup>/8/</sup>, в гидродинамике мы имеем дело с "физически" бесконечно малым элементом объема идеальных жидкостей или газа, в котором содержится много молекул, но который в то же время рассматривается как точка, и в любом месте пространства может быть описан единственной плотностью  $\rho_0$  и единственной скоростью  $\vec{v}_0$ . Поэтому под понятием смещение частицы жидкости или газа речь идет не о смещении отдельной молекулы, а о смещении целого элемента объема. В некотором смысле  $\vec{v}_0$  можно представить как мгновенную скорость частицы жидкости.

Основными уравнениями, которым должен удовлетворять этот элемент объема, являются уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} + \text{div} \rho_0 \vec{v}_0 = 0 \quad /1/$$

и уравнение Эйлера

$$\frac{\partial \vec{v}_0}{\partial t} + (\vec{v}_0 \vec{\nabla}) \vec{v}_0 = -\frac{1}{\rho_0} \text{grad} p, \quad /2/$$

где  $\rho_0$  - масса единицы объема ( $\rho_0 = nm$ ),  $n$  - плотность числа молекул,  $m$  - масса молекулы,  $(-\text{grad} p)$  - сила, действующая со стороны окружающей среды на единицу объема.

Если  $\vec{v}$  - скорость молекулы, а  $\vec{v}_0$  - средняя скорость жидкости или газа в каждой точке пространства в момент времени  $t$ , т.е. относится к определенным точкам пространства, а не к определенным частицам жидкости, передвигающимся со временем в пространстве, то  $\vec{u} = \vec{v} - \vec{v}_0$  можно представить как собственную скорость молекул.

Среднее гидростатическое давление газа  $p$ , согласно <sup>/9/</sup>, можно выразить непосредственно через собственные скорости молекул или через термодинамическую абсолютную температуру

$$p = \frac{1}{3} \rho_0 \overline{u^2} = knT, \quad /3/$$

где  $k$  - постоянная Больцмана.

2. На практике любой пучок не будет моноэнергетическим и наличие конечного фазового объема приведет к существованию разброса скоростей около некоторых средних значений. В этом случае необходимо статистическое приближение, которое использует функцию распределения плотности частиц относительно координат и скоростей  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ . Любой результат, выраженный через эту функцию, характеризует среднее поведение газа. В этом случае достаточно хорошее описание динамики пучка достигается самосогласованным уравнением Власова <sup>/10/</sup>

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + (\vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}}) + \frac{e}{m} (\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \vec{H}]) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0. \quad /4/$$

При переходе от шестимерной функции распределения к гидродинамике, т.е. к пространству трех измерений, весьма целесообразно использовать ее свойства в виде моментов нулевого и первого порядков.

Введенные обозначения

$$n = \int_{(\infty)} f d\vec{v} \quad \text{и} \quad \vec{v}_0 = \frac{1}{n} \int_{(\infty)} \vec{v} f d\vec{v} \quad /5/$$

позволят прийти к гидродинамическому закону сохранения вещества

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div} n \vec{v}_0 = 0 \quad /6/$$

и к уравнению, совпадающему по виду с гидродинамическим законом сохранения импульса

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_0 \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right) \vec{v}_0 = -\frac{1}{n} \frac{\partial \vec{P}}{\partial \vec{r}} + \frac{1}{n} \int_{(\infty)} \vec{v} f d\vec{v}, \quad /7/$$

где  $\vec{P}$  - гидродинамический тензор натяжения,  $\vec{v}$  - среднее ускорение частиц.

Для оценки второго слагаемого правой части /7/ рассмотрим односкоростное приближение, когда функцию распределения  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  можно характеризовать весьма малым разбросом скоростей относительно некоторой средней скорости  $\vec{v}_0$ , представив ее в виде

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = n(\vec{r}, t) \cdot \delta(\vec{v} - \vec{v}_0) = n(\vec{r}, t) \cdot \delta(\vec{u}). \quad /8/$$

В этом случае первое слагаемое равно нулю, а второе стремится к

$$\vec{v} \Big|_{u=0} = \frac{e}{m} (\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_0 \vec{H}]), \quad /9/$$

где  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  - напряженности электрического и магнитного полей, которые, в свою очередь, зависят от распределения плотности заряда и тока в пучке.

Видно, что уравнения /6/ и /7/ по внешнему виду аналогичны /1/ и /2/, что может служить обоснованием гидродинамической трактовки газа. При этом для расчета пучков конечного, но достаточно малого эмиттанса, можно использовать уравнения /6/ и /7/, описывающие с хорошим приближением среднее движение пучка, в силу пространственного заряда, действующую на произвольные частицы из заданной фазовой области, в любой точке сечения можно вычислить исходя из этого среднего движения.

Для случая конечного эмиттанса /например, эллипс на рис.1/ в качестве этого среднего движения можно рассматривать непрерывное изменение состояния ламинарного пучка. Если представить, что в начальный момент он характеризуется равномерным распределением плотности заряда по сечению, то на фазовой плоскости  $(\vec{r}, \vec{r}')$  /рис.1/ проекция фазового объема будет представлена прямой  $OA_0$ , прохо-

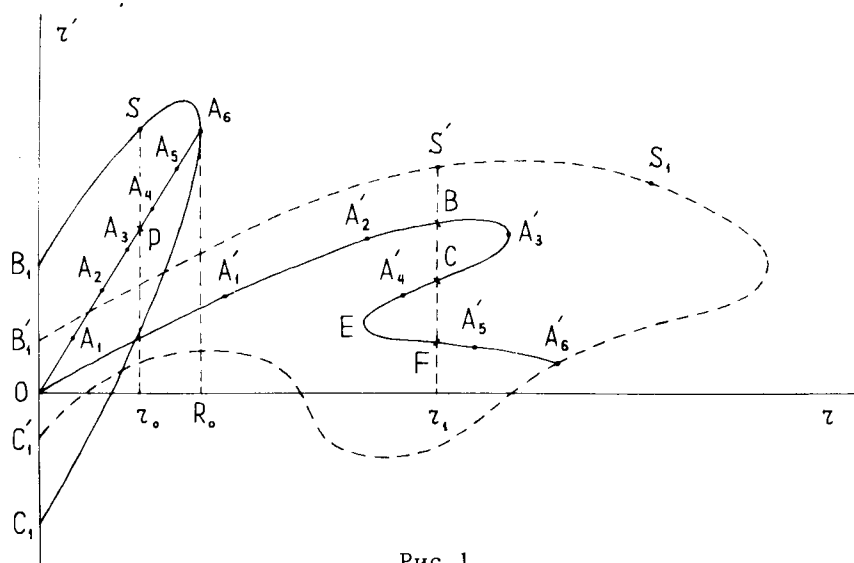


Рис. 1

двух через начало координат. Разбивая начальный радиус огибающей пучка  $R_0$  на  $N$  равных отрезков, мы автоматически, согласно /6/, задаемся начальными координатами точек  $A_i$  /радиусов  $r_i$  и производных  $r'_i$ , где  $i = 1, \dots, N$ / набора из  $N$  траекторий и величиной заряда /тока/, переносимого каждой трубкой тока. Кривую  $OA_6$  и ее последующие видоизменения, отображающие связь между  $r'_i$  и  $r_i$  последовательности точек  $A_i$  в порядке возрастания индекса  $i$ , будем называть "линией нулевого начального эмиттанса" в соответствующем сечении на фазовой плоскости  $(r, r')$ .

Расчет ламинарного пучка /6/ не представляет сложности до начала возникновения пересечения траекторий. В этот момент математически наблюдается скачок плотности заряда, хотя в реальном случае при существующих в ЛИУ плотностях частиц  $\sim 4 \cdot 10^7$  электр./см<sup>3</sup> можно ожидать только незначительного возмущения в этих местах, когда частицы будут двигаться свободно относительно друг друга. Чтобы иметь возможность продолжить расчеты в такой ситуации, достаточно представить плотность заряда /и, следовательно, тока/ как функцию не от  $r$ , а от расстояния  $s$  вдоль линии нулевого начального эмиттанса, что было частично использовано в /6/.

В процессе движения электронного пучка в сложных электромагнитных полях начальная линия нулевого эмиттанса /прямая  $OA_6$  на рис. 1/ трансформируется в кривую  $OA'_6$ , но порядок следования точек  $A'_i$  ( $i = 1, \dots, N$ ) не нарушается, так как пересечение частиц не может иметь места вдоль этой линии, а непрерывное распределение плотности заряда  $\rho(s)$  сохранит свою непрерывность. Точки перегиба  $A'_3$  и  $E$  в порядке последовательности характеризуют момент

возникновения пересечений близлежащих слоев вдоль линии нулевого начального эмиттанса. Так как по теореме Гаусса поле пространственного заряда в произвольной точке пучка на расстоянии  $r_1$  от оси определяется количеством заряда на единицу длины пучка внутри  $r_1$ , то данная величина заряда может быть найдена проектированием распределения заряда вдоль линии нулевого начального эмиттанса на ось  $r$ . Таким образом, величина заряда на рис. 1 в точке  $r_1$  состоит из суммы заряда между началом и точкой  $B$  и величиной заряда вдоль дуги  $CEF$ .

Как уже упоминалось выше, для пучков с малым по величине эмиттансом первый член в /7/ оказывается незначительным по сравнению со вторым /по приближенной оценке для  $\epsilon = 0,05$  см·рад он равен порядка 4-5% этой величины/ и  $\rho$  и  $\vec{v}_0$ , вычисленные из /6/ и /7/, будут очень хорошими приближениями для средней плотности и средней скорости частиц. Если эллиптическая кривая  $B_1A_6C_1$  на рис. 1 является начальной границей проекции фазового объема на фазовой плоскости  $(r, r')$ , то прямая  $OA_6$ , тождественная среднему состоянию пучка, характеризует пучок с нулевым эмиттансом, как это уже было отмечено. Последующее положение среднего состояния пучка будет отмечено вышеупомянутой кривой  $OA'_6$  на плоскости  $(r, r')$ , полученной из  $OA_6$ , а положение огибающей проекции фазового объема /пунктирная кривая  $B'_1A'_6C'_1$ / может быть найдено интегрированием уравнений движения произвольных частиц, расположенных на эллиптической кривой, с учетом того, что действующая на них сила вычисляется из среднего движения пучка. В частности, в точке  $S$  сила определяется средним количеством заряда на линии нулевого начального эмиттанса внутри радиуса  $r_0$ , т.е. величиной заряда между  $O$  и точкой  $P$ .

Но, как показывают расчеты в ЛИУ, реальный радиус огибающей пучка, если судить по кривой  $B'_1A'_6C'_1$ , довольно значительно /в среднем в пределах 1,2-2,5/ превосходит радиус, соответствующий максимальному радиусу для линии нулевого начального эмиттанса. Следовательно, для всех точек вне его /например, точка  $S_1$ / в некоторой степени мы будем неправильно оценивать поле пространственного заряда и, надо полагать, ошибка эта будет возрастать с увеличением расхождения между этими двумя величинами. Но так как обычно даже для малых значений эмиттанса эти расхождения значительны, то надо воспринимать полученную огибающую проекции фазового объема  $B'_1A'_6C'_1$  как качественное изменение состояния пучка. Под этим надо иметь в виду, что реально все частицы совершают колебания в более слабом электромагнитном поле и, следовательно, истинный размер пучка в данном сечении может несколько отличаться от полученного результата даже и в меньшую сторону, зато в другом месте он может резко возрасти. Оценочный пересчет /наподобие итерационного процесса/ только подтверждает сохранность в среднем величины относительного изменения размера пучка. В этом смысле "качественный" результат можно приравнять с хорошей точностью к количественному.

В принципе, зная только истинное распределение заряда в  $V_1 A_0 C_1$  во время счета, можно говорить о более точных размерах пучка и о его внутренней структуре как о результатах решения самосогласованной задачи.

3. Вычисление распределения потенциала и составляющих напряженности электрического поля в произвольный момент прохождения неламинарного пучка в процессе ускорения в пространстве ЛИУ, ограниченном вакуумной камерой радиуса  $R_a$  с нанесенным на ней металлическим покрытием, предпочтительнее начать с задания начальных условий на входе ускорителя /размер пучка, его энергия, начальная производная огибающей, величина тока/ и выбора фокусирующей и ускоряющей систем по длине ускорителя, как это уже использовалось в <sup>6/</sup>. Начальный радиус огибающей пучка  $R_0$  разбивается на  $N$  равных отрезков и предположение однородности распределения плотности объемного заряда по сечению облегчает процесс определения величины тока  $\Delta I_1$  /заряда/ в каждой трубке тока. Исследование поведения каждой довольно тонкой трубки тока в процессе ускорения, в сечении которой предполагаются выполненными  $\rho(r) = \text{const}$ , а распределения  $\beta(r)$  и  $r'(r)$  линейными, и составляет предмет рассмотрения, т.к. это и будет характеризовать среднее состояние как ламинарного, так и неламинарного пучка в каждый момент времени.

Фокусирующая система на начальном инжекторном участке представлена набором соответствующим образом расположенных неэкранированных соленоидов с прямоугольным сечением катушек <sup>6/</sup>, а параметры внешнего электрического поля, создаваемого в процессе перемагничивания индукторов и упрощенно описываемого без ущерба искажения сущности распределения напряженности вдоль секций по аналогии с фокусирующей системой, выбираются из условия прироста энергии на длине одной секции.

Для произвольного распределения заряда, преобразуя уравнение Пуассона, можно получить выражение

$$r \left(1 + \frac{r'^2}{2}\right) \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{1}{2} \int_0^r r'^2 \left(\frac{\partial V}{\partial r} - r \frac{\partial^2 V}{\partial r^2}\right) dr = 4\pi \int_0^r \rho r dr. \quad /10/$$

Практически второе слагаемое значительно меньше первого и составляет меньше 1% его. Можно с уверенностью считать, что

$$E_r = - \frac{4\pi}{r \left(1 + \frac{r'^2}{2}\right)} \int_0^r \rho r dr. \quad /11/$$

Для неламинарного пучка при вычислении значения потенциала и составляющих электрического поля в произвольной точке  $r$  сечения пучка учитывается вклад всех трубок тока как расположенных внутри окружности радиуса  $r$ , так и вне ее.

Так что

$$V(r) = V_a - \sum_{i=1}^N V_i(r),$$

$$\frac{\partial V(r)}{\partial r} = \frac{\partial V_a}{\partial r} - \sum_{i=1}^N \frac{\partial V_i(r)}{\partial r},$$

$$\frac{\partial V(r)}{\partial z} = \frac{\partial V_a}{\partial z} - \sum_{i=1}^N \frac{\partial V_i(r)}{\partial z}.$$

/12/

Для каждой  $i$ -той трубки тока согласно теореме Гаусса можно записать:

а/ при  $r > r_{2i}$ , когда  $b_i = \frac{R'_a - r'_{2i}}{R_a - r_{2i}}$ ,

$$a_i = r'_{2i} - b_i r_{2i},$$

$$A = a_i \ln \frac{R_a^2 (2 + r'^2)}{r^2 (2 + R_a'^2)} - \beta_i \cdot \text{arctg} \left[ \frac{(R'_a - r') \sqrt{2}}{2 + R_a' r'} \right],$$

$$V_i(r) = 4\pi A \cdot F_1(r_{2i}).$$

/13/

$$\frac{\partial V_i(r)}{\partial r} = \frac{2A_1 \cdot V_i(r)}{A},$$

$$\frac{\partial V_i(r)}{\partial z} = 4\pi \left[ A \cdot F_2(r_{2i}) + 2 \left( \frac{a_i R'_a}{R_a} + r' A_1 \right) \cdot F_1(r_{2i}) \right],$$

б/ при  $r_{1i} < r \leq r_{2i}$ , когда  $b_i = \frac{r'_{2i} - r'_{1i}}{r_{2i} - r_{1i}}$ ,

$$a_i = r'_{1i} - b_i r_{1i},$$

$$A = a_i \ln \frac{2R_a^2}{2 + R_a'^2} - \beta_i \cdot \text{arctg} \left( \frac{R'_a}{\sqrt{2}} \right),$$

$$V_i(r) = 4\pi \left[ A \cdot F_1(r_{2i}) - A_2 \cdot F_1(r) - \rho_i \int_r^{r_{2i}} A_2 r dr \right],$$

$$\frac{\partial V_i(r)}{\partial r} = 8\pi A_1 \cdot F_1(r),$$

$$\frac{\partial V_i(r)}{\partial z} = 4\pi \left[ \frac{2a_i R'_a}{R_a} F_1(r_{2i}) + A \cdot F_2(r_{2i}) - A_2 \cdot F_2(r) + \right.$$

/14/

$$\left. + 2r' A_1 \cdot F_1(r) + \rho_i \int_r^{r_{2i}} (2A_1 r - A_2) r' dr \right],$$

в/ при  $r \leq r_{1i}$

$$V_i(r) = V_i(r_{1i}), \quad \frac{\partial V_i(r)}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial V_i(r)}{\partial z} = \frac{\partial V_i(r_{1i})}{\partial z},$$

где правые части соответствуют выражениям в пункте б/.  
Всюду имеется в виду

$$r' = a_i + b_i r, \quad a_i = \frac{1}{a_i^2 + 2}, \quad \beta_i = a_i a_i \sqrt{2},$$

$$A_1 = \frac{b_i}{2 + r'^2} \left( a_i r' + \frac{\beta_i}{\sqrt{2}} \right) - \frac{a_i}{r},$$

$$A_2 = a_i \ln \frac{2r^2}{2 + r'^2} - \beta_i \cdot \arctg\left(\frac{r'}{\sqrt{2}}\right),$$

$$F_1(r) = \frac{\rho_i}{2} (r^2 - r_{1i}^2), \quad F_2(r) = \rho_i a_i (r - r_{1i}) + b_i F_1(r),$$

$V_a$ ,  $\frac{\partial V_a}{\partial r}$  и  $\frac{\partial V_a}{\partial z}$  определяются в месте расположения координат

$(R_a, R'_a)$  стенки вакуумной камеры при соответствующих значениях  $z$ .

Уравнение траектории электрона в аксиально-симметричном релятивистском потоке в произвольных осесимметричных стационарных электромагнитных полях имеет вид

$$r'' = \frac{\sigma}{\gamma \beta_z^2} \left[ \frac{\partial V}{\partial r} - r' \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\sigma}{\gamma} \left( A \phi - \frac{a}{r} \right) \left( \frac{\partial A \phi}{\partial r} + \frac{a}{r^2} - r' \frac{\partial A \phi}{\partial z} \right) + \right.$$

/15/

$$\left. + \beta_z H_\phi (1 + r'^2) \right],$$

где  $\alpha = \text{const}$  и определяется условиями вылета электрона с поверхности катода,  $r' = \frac{dr}{dz}$ ,  $\sigma = \frac{e}{E_0}$ ,  $e > 0$ ,  $e$  и  $E_0$  - заряд и энергия покоя электрона,  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = 1 + \sigma V(r, z)$ ,

$v$  и  $c$  - скорость электрона и скорость света,  $A_\phi$  - суммарная азимутальная составляющая векторного потенциала фокусирующего поля.

$$\beta_z = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\gamma^2 - 1 - \sigma^2 \left( A_\phi - \frac{a}{r} \right)^2}{1 + r'^2}},$$

$$H_\phi = - \frac{4\pi}{r} \int_0^r \beta_z \rho r dr,$$

т.е. пропорциональна суммарной величине заряда, содержащегося в окружности радиуса  $r$ , механизм нахождения которого уже был описан выше.

Энергия всех частиц, принадлежащих области конечного эмиттанта, и действующие на них силы определяются с помощью /13/ и /14/. Расчет уравнения /15/ для каждой траектории производится методом Рунге-Кутты четвертого порядка с постоянным шагом. Так как порой неизбежны при этом пересечения траекторий с осью на некотором  $(n+1)$ -м шаге, когда угловая скорость  $\dot{\phi}$  при  $r \rightarrow 0$  неопределена, то для достаточно малых  $r$  полагаем в этом случае  $\dot{\phi}_{n+1} = \dot{\phi}_n^{1/11}$ .

Интегрирование уравнений движения, описывающих среднее движение пучка и его огибающую проекции фазового объема, было выполнено на машине CDC-6500. На линии нулевого начального эмиттанта задавалось  $N = 16$  равно расположенных точек и 31 точка на огибающей проекции фазового объема. Увеличение числа точек в 3 раза приводило к увеличению продолжительности счета приблизительно в 5-6 раз без изменения его результата.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО СЧЕТА

Исходными номинальными начальными данными на входе ускорителя ламинарного электронного пучка с постоянной плотностью заряда по сечению, что, в принципе, почти достижимо /12/, и используемой ускорительной трубки были ток  $I = 250$  А, радиус огибающей пучка  $R_0 = 3,043$  см, производная огибающей  $R'_0 = 0,0433$ , начальное замагничивание  $\alpha = 0$  см<sup>2</sup>.Э, величина потенциала на аноде электронной пушки  $V_a = 300$  кВ и радиус вакуумной камеры  $R_a = 3,75$  см. Параметры ускоряющей системы определялись из условия, чтобы при-

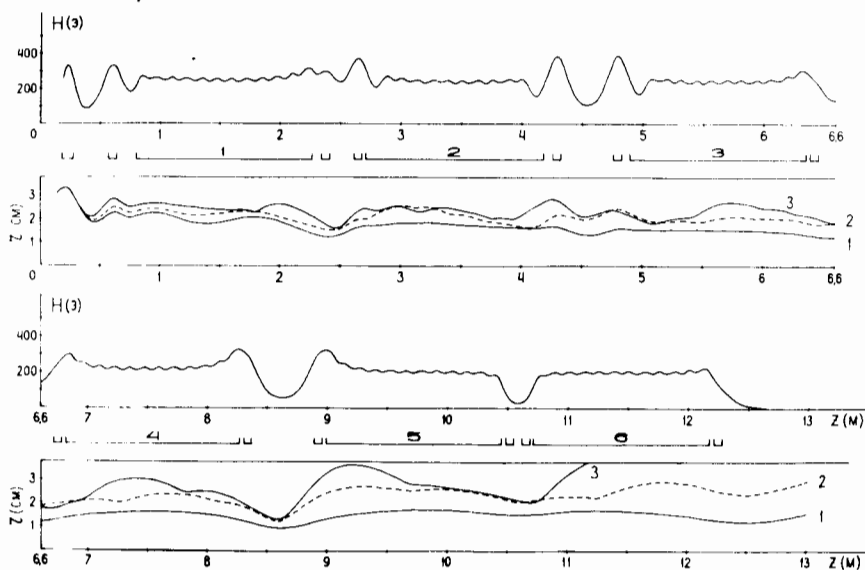


Рис.2. Первый вариант проводки пучка в ЛИУ. 1.  $\epsilon = 0$  см·рад, 2.  $\epsilon = 0,05$  см·рад, 3.  $\epsilon = 0,1$  см·рад.

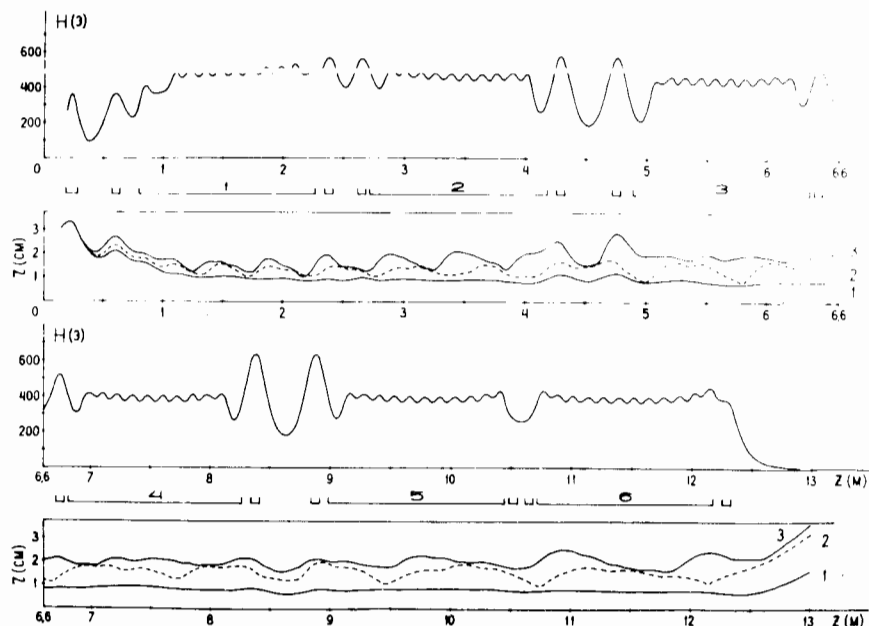


Рис.3. Второй вариант проводки пучка в ЛИУ. 1.  $\epsilon = 0$  см·рад, 2.  $\epsilon = 0,05$  см·рад, 3.  $\epsilon = 0,1$  см·рад.

рост энергии на каждой секции был равен 250 кэВ, что соответствует средней напряженности электрического поля  $\sim 1,6$  кВ/см.

Были предложены и исследованы два варианта проводки электронного пучка на длине шести секций до энергии  $\gamma = 4,54$  /рис.2,3/ с соответствующими распределениями напряженности магнитного поля на оси по всей длине. Порядок включения фокусирующих линз, величина тока питания в них и их расположение выбирались из условия желательного сохранения постоянства размера пучка при стремлении к наименьшему использованию числа источников питания. Как видно, в первом варианте /рис.2/ предпочтение дано пучку с относительно большим размером радиуса огибающей пучка, но с наименьшим по величине средним значением магнитного поля. Во втором варианте /рис.3/ в основном внимание было уделено стремлению удержать радиус огибающей в пределах 1 см. Кривые 1 в обоих вариантах соответствуют пучку с нулевым начальным эмиттансом, в то время как пунктирные кривые 2 соответствуют пучку с начальным эмиттансом  $\epsilon = 0,05$  см·рад, а кривые 3 - пучку с эмиттансом  $\epsilon = 0,1$  см·рад. В качестве огибающей проекции начального фазового объема /см. рис.5/ использовался эллипс из-за удобства задания начальных параметров точек, расположенных на огибающей. Из сравнения результатов расчета по двум вариантам можно сделать следующие выводы:

1/ Если в первом варианте при данных энергиях пучок с  $\epsilon = 0$  еще пока сохраняет свою ламинарность, то во втором варианте ламинарность нарушается уже в начале шестой секции /рис.4/;

2/ Второй вариант даже для относительно больших начальных эмиттансов / $\epsilon = 0,1$  см·рад/, несмотря на значительное увеличение радиуса пучка /кривая 3/, по сравнению с кривой 1 все же намного предпочтительнее первого варианта для проводки пучка, где уже при  $\epsilon = 0,05$  см·рад чувствуется приближение к предельному состоянию, а при  $\epsilon = 0,1$  см·рад пучок заведомо высаживается на стенку камеры;

3/ Благополучная проводка пучка с нулевым начальным эмиттансом любым способом не должна являться самоцелью, ибо конкретной форме огибающей пучка соответствует и конкретное распределение магнитного поля. Некорректно выбранное распределение магнитного поля на оси /особенно в зазорах между секциями/ может привести к тому, что даже для  $\epsilon = 0,03$  см·рад, что считается на практике очень хорошей величиной, после прохождения этих участков реальные размеры пучка будут соизмеримы с размером камеры.

4/ Изображенные на рис.5 этапы трансформации огибающей проекции фазового объема в начальной части ускорителя свидетельствуют о значительном отличии этой кривой от эллиптической формы, что, в свою очередь, вызывает повышенный интерес как к распределению истинного заряда и, следовательно, тока по радиусу пучка, так и является косвенным оправданием приближенной оценки первого члена в /7/.

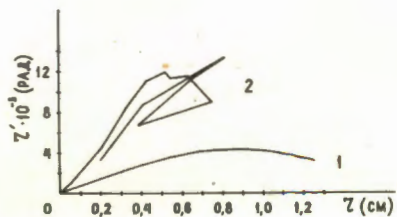
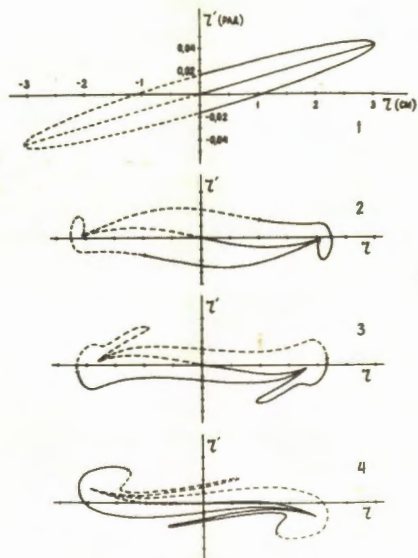


Рис. 4. Кривые линий нулевого начального эмиттанса на фазовой плоскости  $/z = 12,6$  м/. 1. Вариант 1. 2. Вариант 2.

Рис. 5. Кривые огибающей проекции фазового объема в различных сечениях.  $/\epsilon = 0,05$  см.рад, вариант 1/. 1.  $z = 0,14$  м, 2.  $z = 0,75$  м, 3.  $z = 1,35$  м, 4.  $z = 1,95$  м.



#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вахрушин Ю.П., Кузнецов В.С. ЖТФ, 1969, 39, с.506.
2. Вахрушин Ю.П. и др. ОИЯИ, Р9-5714, Дубна, 1971.
3. Власов А.Д. РЭ, 1964, 9, с.1234.
4. Кузнецов В.С. ЖТФ, 1968, 38, с.274.
5. Кузнецов В.С. и др. РЭ, 1971, 16, с.1476.
6. Меркулов Л.А. ОИЯИ, Р9-81-743, Дубна, 1981.
7. Davies A.J. Nucl. Instr. and Meth., 1970, 80, p.45.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. ОГИЗ Гос.изд.тех.-теор.лит., М.-Л., 1944.
9. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. ИИЛ, М., 1960.
10. Власов А.А. Статистические функции распределения. "Наука", М., 1966.
11. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрооптики. "Наука", Новосибирск, 1974.
12. Матора И.М., Меркулов Л.А. ОИЯИ, Р9-9476, Дубна, 1976; РЭ, 1977, 22, с.1246.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 августа 1983 года.

Меркулов Л.А.

Р9-83-595

К расчету неламинарного электронного пучка  
в линейном индукционном ускорителе

Изучалась динамика электронного пучка в ЛИУ, где пучок имел вращательную симметрию. Показано, что гидродинамическое приближение, учитывающее пересечение частиц и нелинейные эффекты пространственного заряда, может дать удовлетворительное описание поведения пучка. Предложены и исследованы два варианта проводки сильноточного электронного пучка в ЛИУ до энергии  $\gamma = 4,54$ .

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Merkulov L.A.

Р9-83-595

On Calculation of Nonlaminar Electron Beam  
in a Linear Induction Accelerator

Dynamics of electron beam in a linear induction accelerator where the beam had a rotary symmetry is considered. It is shown that the hydrodynamic approximation taking into account particle intersection and nonlinear space-charge effects can give a satisfactory description of beam behaviour. Two versions of conducting ting big current electron beam in linear induction accelerator up to  $\gamma = 4.54$  energy are proposed and investigated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградской