

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ*

Я. Б. ФАЙНБЕРГ

Физико-технический институт АН УССР,

Исследования в области коллективных методов ускорения заряженных частиц были начаты работами по когерентным методам ускорения В. И. Векслера [1], автостабилизированному электронному пучку А. М. Будкера [2] и нашими по ускорению заряженных частиц в плазме и некомпенсированных электронных пучках [3]. Для развития этих направлений существенное значение имели работы Альфена по ускорению частиц сменным фокусом электронного потока [4] и Беннета по магнитной самофокусировке релятивистских пучков [5]. Хотя основные идеи первых трех методов были изложены еще в докладах на Женевской конференции 1956 года, понадобилось почти двенадцать лет, чтобы по крайней мере один из них — метод ускорения с помощью релятивистского электронного кольца В. И. Векслера — получил признание и перестал рассматриваться как красивая, но почти неосуществимая идея. Этому мы обязаны, в первую очередь, работам В. И. Векслера, В. П. Саранцева и их сотрудников, а в дальнейшем работам по проекту ERA " Лоуренсовской лаборатории, благодаря которым этот метод уже начал воплощаться в реальные ускорители. Заметные успехи получены и в других коллективных методах ускорения.

Чем же объяснить, что доложенный на той же конференции метод встречных пучков уже давно осуществлен в большом количестве действующих ускорителей, а коллективные методы только в последние годы начинают осуществляться? Чем объяснить также различную степень разработки отдельных коллективных методов ускорения? Если отвлечься от субъективных факторов, то надо будет признать, что в основном это различие обусловлено чисто физическими причинами.

Характерной особенностью всех коллективных методов является то, что ускорение и фокусировка частиц в них осуществляется электриче-

* Доклад основан на теоретических исследованиях, проведенных В. И. Курилко, В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, и автором, а также на экспериментальных исследованиях А. К. Березина, Л. И. Болотина, Е. А. Корнилова, А. И. Измайлова, Е. И. Луценко и автора. На начальной стадии в этих исследованиях принимали участие Н. А. Хижняк и И. Ф. Харченко.

скими и магнитными полями, создаваемыми электронами или ионами. Поэтому осуществление этих методов требовало создания электронных сгустков или потоков с большой плотностью зарядов и токов или создания устойчивой и достаточно однородной плазмы той же плотности. Для этого необходимо было разработать высокоточные электронные ускорители, обеспечить удержание и устойчивость электронов в движущихся потоках и сгустках и, наконец, решить одну из труднейших задач коллективных методов ускорения — задачу устранения разнообразных неустойчивостей, обусловленных коллективным взаимодействием электронов колец, сгустков и потоков или электронов и ионов плазмы. Опасность этих неустойчивостей возрастает с увеличением токов и зарядов в системе. Последняя из перечисленных задач является наиболее трудной и можно без преувеличения сказать, что успех различных методов коллективного ускорения зависит, в основном, от ее решения.

В настоящем докладе изложены результаты теоретических и экспериментальных исследований, посвященных решению указанных выше задач для метода ускорения заряженных частиц с помощью волн плотности заряда или волн плазменных волноводов, возбуждаемых в плазме и некомпенсированных электронных потоках, а также проведено сравнение с другими коллективными методами ускорения.

Одной из существенных трудностей коллективных методов ускорения является то, что поля объемных зарядов электронов, ускоряющие ионы, одновременно приводят к расталкиванию электронов. В методе ускорения ионов с помощью электронных колец силы расталкивания электронов частично компенсируются лоренцовыми силами притяжения, обусловленными токами релятивистского кольца электронов. Значительно ослабленные таким образом силы расталкивания уравниваются действием внешних полей или сил электростатического изображения в резонаторах, где движутся электронные кольца. Так как силы кулоновского расталкивания существенно ослаблены, то необходимые для удержания электронов в кольце электрические поля могут иметь напряженность в γ^2 раз меньше, чем ускоряющее поле, создаваемое кольцом. Соответственно меньше и магнитные поля бегущих волн, необходимых для удержания электронов сгустка. В принципе возможна и полная компенсация сил расталкивания (без образования электронных колец, создание которых является непростой задачей) в электронных пучках или при ускорении электронных сгустков, удерживаемых бегущими электрическими или магнитными полями. Но при этом требуемые поля оказываются весьма значительными — порядка полей, создаваемых сгустком. Поэтому в таких случаях необходимо убедиться в том, что ускорение с помощью кольца имеет преимущество по сравнению с непосредственным ускорением, когда сгусток удерживается полями*.

* Интересно отметить, что ускорение кулоновским полем не является единственным способом ускорения с помощью сил, создаваемых электронами. Как было показано еще Померанчуком [6], при ультрарелятивистских энергиях электронов сила ра-

Большей частью постоянные и переменные магнитные поля, требуемые для фокусировки и ускорения ионов при их прямом взаимодействии с ионами, больше полей, необходимых в том случае, когда фокусировка и ускорение ионов осуществляется с помощью электронных сгустков или пучков, удерживаемых в равновесном состоянии этими полями. Так, для удержания электронного сгустка с плотностью n , требуется магнитное поле $H^2 \equiv 8\pi n p_0 c^2 / \gamma_{\parallel}$. Частота продольных и радиальных колебаний ускоряемых ионов, обусловленная этим пространственным зарядом $\Omega_z \sim \Omega_r \sim \left(\frac{4\pi e^2 n}{M} \right)^{1/2}$. При прямом воздействии магнитных полей на ионы частота колебаний порядка ω_{ni} . Поэтому при фокусировке посредством объемного заряда электронов необходимые магнитные поля в $\left(\frac{M}{m} \right)^{1/2}$ раз меньше, чем при прямой фокусировке. Эти же соображения относятся и к ускорению полями бегущих волн магнитного поля.

В рассмотренных выше случаях силы расталкивания, действующие на электроны кольца или сгусток, знакопостоянны и ускоряющие поля создаются одними и теми же электронами. Другая ситуация имеет место при ускорении частиц с помощью волн плотности заряда, распространяющихся в плазме или нескомпенсированных пучках. В этом случае области повышенной плотности электронов — пучности волны плотности заряда, движущиеся с фазовой скоростью волны, — создаются все новыми электронами, на которые действуют осциллирующие знакопеременные поля. Поэтому в среднем по периоду колебаний или по пространственному периоду порядка длины волны силы расталкивания равны нулю. В этом случае имеет место динамическое равновесие, так как силы расталкивания, созданные объемными зарядами, уравновешиваются силами инерции электронов

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e(\vec{E}_t + \frac{1}{c} [\vec{v}, \vec{H}_t]) - \frac{1}{n} \nabla P + \vec{r}_p; \quad \vec{F}_t \equiv \vec{F}_{ext} + \vec{F}_{int}.$$

Так как при этом не нужны внешние поля, то предельная плотность заряда и, следовательно, максимальная напряженность поля могут быть увеличены. Конечно, и в этом случае напряженности ускоряющих полей и предельные значения переменной составляющей плотности ограничены. Они определяются условием, чтобы скорости, приобретаемые электронами в поле волны за половину периода, были меньше фазовой скорости волны или, что то же самое, смещение электронов в поле волны за период не должно превышать длину волны (в следующую половину периода из-за изменения знака силы кулоновского расталки-

диационного торможения во внешнем магнитном поле значительно превосходит силу Лоренца. В этом случае эффективные поля, тормозящие электроны, очень велики. Поэтому не исключена возможность использования полей излучения электронов во внешнем магнитном поле для ускорения ионов. Эксперимент по проверке эффекта Померанчука может быть поставлен уже при существующих энергиях электронов.

вания, действующей на электроны, скорость и смещение начнут уменьшаться). Указанные выше условия определяются соотношениями

$$v = \frac{eE}{mc} \frac{\lambda}{2\pi} < v_{\phi} \text{ и эквивалентны требованию отсутствия захвата электронов волной.}$$

Когда число захваченных частиц возрастает, кулоновские силы расталкивания, действующие на электроны, образующие пучности плотности, уже не усредняются, а становятся знакопостоянными, т. е. возникает ситуация, аналогичная ускорению с помощью периодической последовательности сгустков. Важно отметить, что при ускорении полем бегущих волн плотности заряда процесс ускорения не происходит короткими импульсами, как в случае ускорения электронными кольцами или сгустками, а является квазинепрерывным. Ускоряемые ионы рассредоточены не в одном сгустке, а на всей длине ускорителя. Все это позволяет резко увеличить средний ток ускоряемых частиц. В рассматриваемом случае отпадает довольно сложная задача обеспечения продольной устойчивости электронных колец и сгустков. Так как электроны сгустков при ускорении волнами плотности заряда не имеют поперечной скорости, приводящей к релятивистскому возрастанию массы в γ_{\perp} раз, то эффективное ускоряющее поле в γ_{\perp} раз больше, чем в случае ускорения кольцевыми токами. Недостатком метода ускорения с помощью волн плотности заряда по сравнению с ускорением кольцевыми токами является то, что в первом случае электрическое поле распределено по всей области занятой волной и полная энергия электромагнитного поля, запасенная в плазме или в пучках при равной напряженности ускоряющего поля, существенно больше, чем в случае электронных колец. Учитывая, однако, то, что площадь поперечного сечения электронных колец значительно больше сечения плазменных волноводов и электронных пучков, а также и то, что адекватной по величине тока ускоряемых частиц является последовательность большого числа электронных колец, можно утверждать, что различие в запасенной энергии электростатического и электромагнитного поля не так велико. Что касается энергии электрического поля, ускоряющего кольцевые сгустки, то хотя требуемые для этого напряженности поля в γ^2 раз меньше, объем, занимаемый электрическими полями, очень велик, так что полная запасенная энергия не намного меньше, чем в случае ускорения в плазме.

Нам представляется, что существенный интерес мог бы иметь коллективный способ ускорения, в котором сочетались бы достоинства метода ускорения электронными кольцами и бегущими волнами плотности заряда. Такой способ ускорения может быть осуществлен при возбуждении бегущих или стоячих волн плотности заряда в Е-слое Христовилоса [7]. В этом случае, как и в методе Векслера, силы расталкивания электронов из-за вращательного движения уменьшаются в γ^2 раз, но так как в бегущей вдоль слоя волне уплотнения плотности заряда образуются не одними и теми же, а все новыми электронами, си-

лы объемного расталкивания в среднем за период равны нулю. Такое сочетание приводит к сильному увеличению, максимально возможной напряженности поля волны, и, следовательно, значительному повышению эффективности ускорения.

Из широкого комплекса вопросов, связанных с методом ускорения в плазме и нескомпенсированных электронных пучках, мы остановимся только на следующих:

1) возбуждение необходимых для ускорения волн с помощью интенсивных релятивистских и корелятивистских пучков;

2) управление пучковыми неустойчивостями, используемыми для возбуждения ускоряющих полей, их спектром по частотам и фазовым скоростям, а также степенью регулярности;

3) исследование способов подавления и стабилизации неустойчивостей, приводящих к аномальной диффузии и развалу плазмы или электронно-ионных пучков.

Эти вопросы, особенно подавление неустойчивостей и управление ими, помимо самостоятельного значения для рассматриваемого метода, представляют в значительной степени и общий интерес для коллективных методов, а также для сильноточных классических ускорителей.

При этом мы не касаемся интересных модификаций коллективного ускорения в электронных потоках, содержащихся в работах Джонсона (сканирующий электронный луч), Л. М. Коврижных (ускорение в движущихся вдоль луча магнитных пробках) и Г. А. Аскарьяна (рассеяние электронного пучка магнитным полем плазменного сгустка и лидерное ускорение в краевом поле этого сгустка), которые подробно рассмотрены в обзоре М. С. Рабиновича [8].

Основным достоинством метода ускорения заряженных частиц с помощью волн плотности заряда в плазме и нескомпенсированных электронных пучках и волн плазменных волноводов является, как и в других коллективных методах, возможность создания больших ускоряющих полей и ускорение больших токов заряженных частиц*. Ускоряющие поля, создаваемые электронами плазмы или нескомпенсированных пучков, даже при относительно малых плотностях $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ могут достигать значений порядка Мв/см. Максимальная напряженность электрического поля, которое может возбуждаться в плазме, определяемая из нелинейной теории равна

$$E_m^2 = 4\pi m v_{\phi}^2 n \left[1 - \left(\frac{8v_T}{\pi v_{\phi}} \right)^{1/2} \Gamma(3/4) \right].$$

Оценка по порядку величины следует просто из того, что для потенциальных полей $\frac{E^2}{8\pi} = n \frac{mv^2}{2}$, а максимальная скорость электронов в

* Так как поля создаются электронами плазмы или нескомпенсированных пучков, они сосредоточены в основном, в области, где находится плазма или пучок. Это позволяет локализовать поля в малых областях, где движутся ускоряемые частицы.

поле волны ограничена значениями $v=v_{\phi}$ (при больших скоростях возникают захват частиц волной и встречные потоки, что приводит к турбулентности и нагреву плазмы). Та же оценка следует из соотношения $\frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi n_{\sim} = 2\pi E_z / V\lambda$ при $n_{\sim} \simeq n$, если учесть, что частота

возбуждаемых волн порядка ленгмюровской $\omega \sim \omega_p = \left(\frac{4\pi e^2}{m} n \right)^{1/2}$. Возможность ускорения больших токов в плазме или нескомпенсированных пучках обусловлена сильной продольной радиальной устойчивостью, возникающей при таком ускорении. Для положительных ионов, движущихся в пучностях плотности заряда волны, одновременно осуществляется сильная радиальная и продольная фокусировка в потенциальной яме, созданной электронами.

Предельный ток ускоряемых частиц равен $j = en_{\sim} v$. Поэтому максимальное значение тока определяется плотностью ускоряемых ионов, удерживаемых фокусирующими силами. Так как эти силы пропорциональны градиенту электрического поля, то частота продольных колебаний, характеризующая продольную устойчивость

$$\left(\Omega_z^2 \equiv - \frac{e}{M} \frac{\partial E_z}{\partial z} \simeq \frac{4\pi e^2 n_{\sim}}{M} \right),$$

увеличивается с ростом переменной составляющей плотности электронов плазмы или пучка. Предельная плотность ускоряемых ионов определяется из условия равенства ленгмюровской частоты колебаний для ускоряемых частиц и частоты продольных колебаний Ω_z . Поэтому плотность ускоряемых частиц (ионов) может достигать $10^{-1} \div 10^{-2}$ плотности электронов плазмы (пучка). При этом токи достигают огромных значений*.

При возбуждении в плазме нелинейных волн с крутым фронтом продольная устойчивость, пропорциональная градиенту поля, становится еще большей. Как показывают расчеты [3], частота фазовых колебаний в этом случае равна:

$$\Omega_z^2 \simeq \frac{m}{M} \omega_p^2 \cdot (v_{\phi}/v_T)^{1/2}; \quad (v_{\phi} \gg v_T).$$

При ускорении волнами плазменных волноводов одновременная радиальная и фазовая устойчивость, в отличие от ускорения в вакууме, достигается благодаря тому, что рассматриваемая среда является ани-

* Заметим, что условие $\Omega_z^2 = \Omega_{y1}^2$ имеет простой физический смысл, заключающийся в том, что кулоновские поля расталкивания ускоряемых ионов равны напряженности поля ускоряющей волны, удерживающей сгусток в продольном или радиальном направлениях.

зотропной или гиротропной ($\text{div } E \neq 0$). Поэтому квадрат частоты Ω_r радиальных колебаний положителен при условии $\frac{\partial E_z}{\partial z} < 0$, необходимом для обеспечения продольной устойчивости, так что условия радиальной и продольной устойчивости совместимы. Частоты радиальных и продольных колебаний, пропорциональные плотности электронов плазмы или пучков, велики, что позволяет ускорять большие токи заряженных частиц.

Важной характеристикой эффективности методов ускорения являются потери энергии ускоряющих ВЧ полей, обусловленные распространением волн в замедляющих системах. В отличие от металлических волноводов, в которых волны распространяются в вакууме и волноводные свойства которых определяются отражением от металлических поверхностей, в большинстве плазменных волноводов волны распространяются в самой плазме (существуют также волноводы типа канала в плазме). Возможность их использования для ускорения частиц основана на том, что волноводные свойства плазмы для микрорадиоволн проявляются уже при сравнительно малых плотностях последней. Отметим, что плотность электронов в металле на много порядков больше, чем необходимо для обеспечения волноводных свойств в микроволновой области. Как известно, для того чтобы среда заметным образом влияла на распространение волн, необходимо, чтобы ее характерные частоты были сравнимы с частотами этих волн. В данном случае это означает, что ленгмюровская (или ларморовская) частота плазмы должна быть порядка частоты распространяющейся волны $\omega \lesssim \omega_p$. Это условие для рассматриваемого диапазона волн выполняется уже при плотностях порядка $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях потери высокочастотной энергии при распространении волн, обусловленные парными соударениями частиц плазмы, невелики. Так как при ($\nu < \omega_p$) эти потери пропорциональны ν , то дальнейшее их уменьшение может быть достигнуто путем нагрева плазмы до температур порядка $10 - 100 \text{ эв}$ ($\nu \simeq 20 \frac{n}{T^{3/2}}$).

Другая возможность существенного уменьшения потерь энергии в ускорителях связана с использованием сверхпроводящих волноводов или резонаторов. Интересно обратить внимание на то, что уменьшение диссипации ВЧ энергии достигается как в низкотемпературных волноводах, так и в высокотемпературной плазме. Конечно, никакого противоречия здесь нет. В случае металла потери ВЧ энергии

$$P \sim H_{\sim}^2 / \sigma^{1/2} \sim H_{\sim}^2 / \nu^{1/2},$$

в случае плазмы $P \sim E_{\sim}^2 \sigma \sim E_{\sim}^2 \nu$, так как в этом случае $\sigma \sim \frac{\nu \omega_p^2}{\omega^2}$ ($\omega \gg \nu$),

Переход же в сверхпроводящее состояние, как и нагрев плазмы приводит к уменьшению частоты соударений*.

I. Возбуждение волн, необходимых для ускорения

Необходимые для ускорения заряженных частиц в плазме или в нескомпенсированных пучках волны могут возбуждаться как электронными потоками, так и с помощью сторонних ВЧ генераторов. Наиболее эффективным способом возбуждения продольных волн в плазме в настоящее время является предложенный и разработанный в ФТИ АН СССР способ их возбуждения с помощью пучков электронов, движущихся в плазме. Как показали теоретические и экспериментальные исследования нелинейной стадии плазменно-пучкового взаимодействия, почти 30% энергии пучка идет на возбуждение колебаний. Важно отметить, что переход от пучков с мощностью в десятки квт к пучкам с мощностью порядка мегаватт не изменяет относительной величины энергии, идущей на возбуждение волн. В настоящее время начаты эксперименты с пучками мощностью 30—50 мвт и 300—800 мвт с длительностью импульса $(2 \div 5)10^{-7}$ сек, получаемых в линейных плазменных бетатронах ФТИ АН СССР. Если относительная доля энергии, идущая на возбуждение волн, не изменится, то задачу возбуждения необходимых для ускорения волн можно будет считать решенной.

Возбуждение колебаний при плазменно-пучковом взаимодействии** происходит благодаря пространственному резонансу между волной и частицами пучка $v_0 = v_{\phi}$ (эффект Черенкова) или временному резонансу, когда частота волны, пересчитанная в систему отсчета пучка, совпадает с его собственными частотами $\omega - kv_0 = \pm \omega_n$ (аномальный или нормальный эффект Допплера). Как следует из квазилинейной теории плазменно-пучкового взаимодействия, обратное влияние возбуждаемых волн на пучок приводит к разбросу его по скоростям, благодаря чему условия возбуждения выполняются одновременно для большого числа гармоник $\omega = kv$. Вместо почти монохроматических волн, необходимых для регулярного ускорения, при этом возбуждаются широкие волновые пакеты с малой напряженностью поля каждой гармоники, колебания и волны которых становятся стохастическими и непригодными для регулярного ускорения, хотя и очень эффективными для стохастического. Достоинством метода возбуждения с помощью пучков

* Здесь речь идет только о парных соударениях. При наличии в плазме квазистационарных электрических полей в ней могут развиваться коллективные неустойчивости, увеличивающие эффективные частоты соударений и, следовательно, потери в плазме, идущие на ее нагрев. Мы покажем, что существуют способы предотвратить появление этих эффектов.

** Существование пучковой неустойчивости было предсказано в работах Ахиезера и Файнберга [9], Бома и Гросса [9]. Квазилинейная теория этих неустойчивостей была развита Веденовым, Велиховым, Сагдеевым [9] и Шапиро [21].

является то, что отпадает необходимость в ВЧ-генераторах и для ускорения достаточно иметь только электронные пучки и плазму, которая может создаваться самим пучком. Так как методы получения мощных электронных пучков очень быстро совершенствуются, а мощность их сильно возрастает, то рассматриваемый метод возбуждения необходимых для ускорения волн является весьма эффективным. При ускорении частиц волнами в нескомпенсированных пучках возбуждение колебаний может иметь место и в отсутствии ионов благодаря взаимодействию захваченных и незахваченных электронов пучка. Какой способ возбуждения будет использован в дальнейшем — с помощью электронных пучков или внешних ВЧ-генераторов — будет зависеть от успехов в развитии этих двух направлений методов генерирования ВЧ колебаний.

Для увеличения напряженности электрических полей, возбуждаемых в плазме электронами пучка, необходимо увеличивать их токи. Как известно, в последнее время достигнуты очень большие успехи в разработке источников мощных электронных пучков (линейные вакуумные и плазменные бетатроны, сильноточные прямые разряды и, наконец, ускорение огромных токов в импульсных устройствах типа линий с обостренной формой импульса и импульсных электростатических генераторах, использующих в качестве источников катоды с холодной эмиссией или плазменные источники). Характерной особенностью большинства этих источников является то, что увеличение тока достигается благодаря возрастанию ускоряющего напряжения, а получаемые таким образом электронные пучки являются релятивистскими. Поэтому рассматриваемая ранее линейная и нелинейная теория возбуждения необходимых для ускорения волн в результате взаимодействия релятивистских электронных пучков с плазмой приобретает уже и прикладной интерес.

На первый взгляд может показаться, что переход к релятивистским пучкам уменьшает эффективность коллективных взаимодействий пучков с плазмой. В самом деле, благодаря релятивистскому возрастанию продольной m_{\parallel} и поперечной m_{\perp} массы электрона инкременты возбуждаемых колебаний заметно уменьшаются:

$$\delta \sim \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/3} \frac{\omega_p}{\gamma} (k_{\perp} \ll k_{\parallel}); \quad \delta \sim \left(\frac{n_b}{n_p \cdot \gamma} \right)^{1/3} \omega_p (k_{\perp} \gg k_{\parallel}).$$

Однако, для решения вопроса об эффективности плазменно-пучкового взаимодействия при релятивистских энергиях, как и в нерелятивистском случае, необходима нелинейная теория, которая позволяет определить напряженность возбуждаемых электрических полей, долю энергии пучка, идущей на возбуждение колебаний, а также время передачи энергии плазме — время релаксации. Прежде чем изложить результаты этой теории напомним, что на начальной стадии взаимодействия монохроматического пучка электронов с плазмой — «гидродинамической» стадии все электроны пучка находятся в резонансе с каждой гармо-

никой очень узкого волнового пакета возбуждаемых колебаний*. В этих условиях взаимодействие пучка с плазмой является сильным, а соответствующие инкременты нарастания колебаний достаточно велики. Так как возбуждаемые на этой стадии волны представляют собой узкие волновые пакеты с узким спектром по частотам и фазовым скоростям и регулярной фазой, с большой напряженностью поля в отдельных гармониках, то они могут быть эффективно использованы для регулярного ускорения частиц. Обратное воздействие возбуждаемых колебаний на пучок приводит к размытию его функции распределения, разброс электронов по скоростям пучка становится большим (больше ширины резонансной кривой для возбуждения отдельных гармоник), что приводит к нарушению условий резонансного взаимодействия и возбуждению широкого спектра волн с различными $k(v_{\phi})$. На этой стадии, таким образом, происходит возбуждение широких волновых пакетов стохастических волн, которые не могут быть использованы для регулярного ускорения. Энергия возбуждаемых колебаний становится сравнимой с энергией пучка, но их нарастание происходит очень медленно. Инкремент δ уменьшается до значений $\frac{n_b}{n_p} \cdot \omega_p$. Так как в релятивистском случае разброс по энергиям пучка, обусловленный обратным воздействием возбуждаемых волн на пучок не приводит к сильному разбросу по скоростям, то «гидродинамическая» стадия взаимодействия затягивается и интенсивные регулярные колебания, возбуждаемые при этом, могут быть эффективно использованы для ускорения. Поэтому можно ожидать, что переход к релятивистским пучкам не только не уменьшит, но даже увеличит эффективность взаимодействия пучков с плазмой.

Прежде чем привести основные результаты нелинейной теории возбуждения колебаний плазмы релятивистским пучком электронов, развитой в работе автора, Шапиро и Шевченко [10], сделаем следующие замечания. Переход из «гидродинамической» стадии в квазилинейную происходит, если разброс скоростей в пучке увеличивается до значе-

ний $\sim c \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/3} \cdot 1/\gamma$, но в релятивистском случае существует ограничение на изменение скорости, определяемое соотношением $1 - \frac{(v_0 + \Delta v)^2}{c^2} > 0$ и, следовательно $2 \frac{\Delta v}{c} < 1/\gamma^2$. В случае слабого релятивизма, когда γ не очень велико $\left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/3} \gamma < 1$, выполняется условие $\Delta v < c \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/3}$, так что может наступить квазилинейная

* Разброс электронов пучка по скоростям, обусловленный обратным воздействием колебаний на пучок Δv , меньше ширины резонанса между отдельной волной и частицами пучка, равной δ/k .

стадия взаимодействия. В противоположном случае сильного релятивизма $\left(\frac{n_v}{n_p}\right)^{2/3} \gamma > 1$ все взаимодействие происходит на «гидродинамической» стадии,

Основные результаты нелинейной теории следующие.

Полная энергия возбуждаемых колебаний в случае слабого релятивизма на «гидродинамической» стадии равна $W \sim n_v m c^2 \gamma \cdot \left(\frac{n_v}{n_p}\right)^{1/3} \cdot \gamma$.

Энергия колебаний, возбуждаемых на квазилинейной стадии, сравнима с энергией пучка.

По сравнению с нерелятивистским случаем доля энергии пучка, идущая на возбуждение колебаний, на «гидродинамической» стадии возрастают в γ раз. Такое увеличение связано с тем, что из-за возрастания массы частиц при релятивистских энергиях разброс по скоростям мал и пучок остается монохроматическим при значительном разбросе по импульсам. Обычно в экспериментах $n_v/n_p \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$, поэтому при $\gamma \sim 10 \div 20$ значительная часть энергии пучка ($\sim 10\%$) идет на возбуждение почти монохроматических колебаний, которые могут быть использованы для регулярного ускорения частиц.

Во втором предельном случае — сильно релятивистского пучка — все взаимодействие происходит на «гидродинамической» стадии. Энергия возбуждаемых монохроматических колебаний в этом случае сравнима с энергией пучка. Следовательно, она почти вся может быть использована для возбуждения электрических полей, необходимых для ускорения.

Изложенные выше результаты относились к случаю сильного магнитного поля $\omega_{ne} \gg \omega_p$, когда спектр возбуждаемых пучком колебаний является одномерным. Так как плотность плазмы, создаваемой электронным пучком, может быть велика, так что $\omega_p \gg \omega_{ne}$, то представляет интерес и рассмотрение нелинейной теории плазменно-пучкового взаимодействия в отсутствие магнитного поля. Важной особенностью (отмеченной еще в [9]) в этом случае является то, что поперечное движение электронов не запрещено, а так как $m_{\perp} \equiv m_0 \gamma \ll m_{\parallel} \equiv m_0 \gamma^3$, то инкременты поперечных колебаний ($k_{\perp} \gg k_{\parallel}$) больше, чем продольных, и интенсивность этих колебаний вначале превосходит интенсивность продольных. Вместе с тем, из-за того, что поперечная масса существенно меньше продольной, обратное влияние возбуждаемых колебаний сказывается сильнее на поперечном движении частиц. В результате этого для поперечных колебаний быстро наступает квазилинейная стадия, приводящая к их насыщению. Для продольных колебаний из-за большой массы разброс по скоростям незначителен и продолжается их возбуждение на «гидродинамической» стадии, на которой происходит быстрое нарастание поперечных колебаний, релаксация пучка в основном происходит, как и в предыдущем случае.

Выше мы рассмотрели случаи непрерывного, хотя и достаточно узкого спектра возбуждаемых колебаний. В случае дискретного спектра ограничение амплитуды возбуждаемых колебаний обусловлено фазовым перемещением электронов пучка, захваченных в потенциальную яму, созданную колебаниями. Максимальная напряженность электрического поля определяется из условия $\left(\frac{e\varphi}{m_{\parallel}}\right)^{1/2} \sim \delta/k_{\parallel}$, где φ — амплитуда потенциала [11].

Основным результатом исследования нелинейного взаимодействия пучков с плазмой следует считать доказательство того, что с релятивистским увеличением массы эффективность коллективных взаимодействий не только не уменьшается по сравнению с нерелятивистским случаем, но и возрастает. Максимальная напряженность электрического поля волн, которые могут быть возбуждены с помощью уже имеющихся релятивистских пучков, составляют $10^6 \div 10^7$ в/см.

Рассмотрим теперь процессы, которые могут ограничить интенсивность или совсем подавить колебания, возбуждаемые при взаимодействии пучков с плазмой. Тривиальным эффектом являются парные соударения электронов плазмы с ионами и нейтралами. Условие возбуждения колебаний заключается в том, что инкременты должны превышать декременты, обусловленные парными соударениями: $\delta > \nu$. Отсюда следует, что для возбуждения колебаний в плотной плазме необходимо увеличивать плотность тока в пучках или температуру электронов плазмы (до десятков—сотен эв).

Менее тривиальным эффектом, приводящим к стабилизации колебаний и ограничению их амплитуды, на значение которого для плазменно-пучкового взаимодействия в нерелятивистском случае впервые обратили внимание Цытович и Шапиро [12], является индуцированное рассеяние колебаний на ионах плазмы. В результате индуцированного рассеяния ленгмюровских волн на ионах может происходить перекачка колебаний из области фазовых скоростей, в которой имеет место возбуждение колебаний, в область больших фазовых скоростей, где они не возбуждаются пучком. Особенно это существенно в релятивистском случае, когда переход колебаний в область $v_{\phi} > c$ исключает возможность резонансного взаимодействия волн с пучками, скорость которых, естественно, меньше c [13]. Вместе с тем, инкремент индуцированного рассеяния пропорционален энергии колебаний и может превысить инкремент возбуждения колебаний пучком только при достаточно больших амплитудах электрического поля, когда к тому же инкремент нарастания падает за счет «размытия» пучка. При выполнении условия $T_i > T_e \frac{M}{m} \frac{v_{Te}^2}{c^2}$, когда эффект индуцированного рассеяния на ионах оказывается наиболее существенным, ограничение роста колеба-

ний происходит при энергии колебаний $W \simeq n_e m c^2 \gamma \left(\frac{v_{Ti}}{c} \cdot \frac{T_e}{T_i} \right)^{1/3}$, т. е.

энергия колебаний все же может быть весьма значительной.

На эффективность взаимодействия пучка с плазмой существенно влияет неоднородность плазмы. Изменение плотности плазмы может как увеличивать эффективность этого взаимодействия, так и существенно уменьшить его, т. е. стабилизировать неустойчивости. На такую возможность было обращено внимание в [14]. Это влияние определяется тем, что плотность плазмы задает частоту продольных колебаний, от нее также зависит фазовая скорость волн, распространяющихся в плазме. Вопрос о влиянии неоднородности плазмы на пучковые неустойчивости и, следовательно, возбуждение в ней электростатических волн, был исследован Берсом [15] и Рютовым [16]. В [15] плазма предполагалась холодной, так что ее неоднородность не сказывалась на фазовой скорости волн, которая определялась только скоростью пучка. В этом случае ослабление взаимодействия обусловлено тем, что при распространении волн с заданной на входе системы частотой ω временной резонанс между волной и электронами плазмы $\omega = \omega_p$ имеет место только в ограниченной области плазмы. Вне этой области из-за изменения плотности ω не совпадает с ω_p , резонанс нарушается и взаимодействие ослабевает. Длина взаимодействия при этом не совпадает с длиной взаимодействия однородной системы плазма — пучок, а значительно меньше ее. Она равна расстоянию, на котором расстройка частоты, обусловленная изменением плотности плазмы, сравнивается с шириной резонансной кривой, равной временному инкременту:

$$\Delta\omega = \frac{d\omega}{dn} \Delta n = \frac{d\omega}{dn} L \Delta n < \delta. \text{ В более реальном случае нагретой плазмы фа-}$$

зовая скорость продольной волны зависит от плотности плазмы:

$$\omega = \omega_p \cdot \left[1 + \frac{3}{2} \frac{k^2 v_{Te}^2}{\omega_p^2} \right] \text{ [16]. При этом ослабление взаимодействия пучка с}$$

плазмой обусловлено изменением фазовой скорости колебаний и нарушением пространственного резонанса ($v_{\phi}(x) \neq v_0$), вследствие чего каждое колебание взаимодействует с пучком только на небольшом участке области взаимодействия. Частота возбуждаемых колебаний в этом случае поддерживается постоянной вдоль системы, так как ее изменение, обусловленное неоднородностью плотности, компенсируется изменением фазовой скорости. Важным является то, что этот эффект на квазилинейной стадии взаимодействия становится существенным уже

при $\frac{\Delta n}{n} \gtrsim \frac{v_{Te}^2}{v_{\phi}^2} (v_{\phi} \sim v_0)$, то есть при сравнительно малой неоднород-

ности плазмы. За счет нарушения резонанса между возбуждаемыми колебаниями и пучком, энергия колебаний при заданных параметрах пучка и плазмы существенно уменьшается в неоднородной плазме по сравнению с однородной:

$$\left(\frac{W}{\varepsilon}\right) \sim \frac{kT}{\varepsilon} \left[\left(\frac{W}{\varepsilon}\right)_{\text{одн}} \right]^2,$$

где $kT/\varepsilon \ll 1$ — отношение температуры плазмы к энергии пучка. Весьма вероятно, что отрицательные результаты некоторых экспериментов по взаимодействию релятивистских пучков с плазмой объясняются влиянием неоднородности плазмы. Неоднородность плазмы в настоящее время является серьезным фактором, определяющим эффективность плазменных методов ускорения и некоторый скептицизм по отношению к ним связан, в частности, с утверждением о невозможности получения достаточно однородной плазмы. На это можно возразить, что устранение влияния неоднородностей в полупроводниках (на много порядков меньших) казалось ранее неразрешимой задачей и служило главным аргументом против их использования в электронике и технике. Требования, предъявляемые к однородности плазмы, существенно менее жестки и не вызывают почти никаких сомнений относительно возможности их выполнения. Следует также помнить, что частота и фазовая скорость волн в плазме зависят также от магнитного поля, с помощью которого можно осуществить тонкую коррекцию этих величин*.

Эффективность ускорения с помощью электронных колец и сгустков большой плотности и плазмы, в конечном счете, обусловлена тем, что плотность энергии ускоряющих электрических полей в них велика. В связи с этим возникает вопрос о возможности ускорения в других средах с большой плотностью запасенной энергии, в частности, в активных средах, в которых энергия запасается в результате инверсии заселенности энергетических уровней**. Достоинством ускорения в таких средах является также то, что в электрическом отношении они нейтральны, в связи с чем отпадает ряд трудностей с удержанием и устойчивостью сгустков и плазмы. Теория ускорения в таких средах развита В. И. Курилко. Им же предложен ряд интересных модификаций этого метода.

В основе ускорения в активных средах лежит коллективное взаимодействие ускоряемых потоков заряженных частиц с активной средой, приводящее к индуцированному пучком черенковскому излучению среды, ускоряющему пучок [17]***. Так как ускоряющая сила, действующая на отдельную заряженную частицу мала, а соответствующее время индуцированного перехода велико по сравнению со временем спонтан-

* Увеличивая фазовую скорость волны вдоль системы путем изменения плотности плазмы, можно создать условия для длительного резонансного взаимодействия электронов пучка с волной и, следовательно, существенно увеличить эффективность этого взаимодействия.

** Впервые возможность ускорения в активных диэлектрических средах была указана Я. Б. Файнбергом, в активных параметрах — Е. К. Завойским.

*** Возможность обращения знака силы черенковского поля в среде с отрицательным поглощением была замечена В. П. Силиным [18] и теоретически исследована в работах [17, 19].

ного излучения, то существенное увеличение эффективности взаимодействия пучка со средой, как показано в [17, 19], может быть обеспечено путем модуляции пучка на частоте перехода между инвертированными уровнями.

II. Управление пучковыми неустойчивостями

Мы указали на ряд существенных достоинств методов ускорения частиц в плазме. Однако, несмотря на очевидные достоинства методов ускорения с помощью продольных волн в плазме и волн плазменных волноводов, развитие этих методов сильно задерживалось, так как поля, возбуждаемые интенсивными немодулированными пучками в плазме нельзя было использовать для регулярного ускорения частиц, при котором необходимы волны с фиксированной частотой, фазовой скоростью и регулярной фазой. Между тем при взаимодействии немодулированных пучков с плазмой размытие функции распределения электронов пучка, возникающее благодаря обратному воздействию возбуждаемых волн на пучок, приводило к сильному уширению спектров по фазовым скоростям и частотам, а колебания становились стохастическими. Поэтому в первую очередь необходимо было найти способы сужения и разрежения спектров по фазовым скоростям и частотам и способы превращения стохастических колебаний в регулярные, то-есть найти способы «регуляризации» колебаний. Для обеспечения устойчивости плазмы, в которой происходит ускорение, надо было разработать способ подавления неустойчивостей, в частности, наиболее опасных — дрейфовых и пучково-дрейфовых. Для увеличения предельных токов ускоряемых частиц необходимо научиться подавлять неустойчивости, ограничивающие эти токи. Таким образом возникает задача управления плазменно-пучковыми и другими неустойчивостями.

Из-за большого числа и разнообразия пучковых и других микро-неустойчивостей задача управления ими была бы совершенно безнадежной, если бы для каждого отдельного вида неустойчивости был необходим свой способ управления. Эта задача становится значительно более реальной, если заметить, что в основе самых разнообразных неустойчивостей лежат три-четыре элементарных механизма взаимодействия заряженных частиц с волнами, распространяющимися в плазме. Поэтому можно надеяться, что и число необходимых методов управления неустойчивостями может быть весьма ограниченным. Для развития неустойчивости необходимо прежде всего выполнение условий, при которых имеет место какой-либо из элементарных процессов, обуславливающих излучение волн частицами или осцилляторами в плазме (эффект Черенкова, аномальный и нормальный эффект Допплера), преимущественная группировка частиц в области фаз, в которых они отдают энергию полю, и преобладание процессов излучения над поглощением, накладывающее определенные условия на функцию распределения частиц по скоростям. Отсюда следует, что управление неустой-

чивостями, в частности, их подавление, должно идти по пути создания условий, при которых соответствующие элементарные процессы невозможны, необходимая группировка частиц не имеет место, а функция распределения модифицируется таким образом, что процессы излучения перестают преобладать над процессами поглощения. В работе [14] была высказана такая точка зрения и указан ряд конкретных способов срыва неустойчивостей. Ниже мы приведем результаты экспериментальных и теоретических исследований проверки этих возможностей, а также укажем ряд новых возможностей управления неустойчивостями.

Модуляция пучка с помощью сторонних ВЧ-полей нарушает необходимую для развития неустойчивостей фазировку частиц для тех колебаний, частота и длина волны которых отличаются от модуляционных, и поэтому она должна привести к срыву неустойчивостей в широком интервале частот и фазовых скоростей.

Вследствие фазовой группировки частиц, обусловленной модуляцией, разброс по энергиям частиц, возникающий в результате возбуждения колебаний, может быть значительно уменьшен и, следовательно, понижена эффективная температура пучка и плазмы. Таким образом, если при взаимодействии с плазмой первоначально немодулированного пучка имеет место возбуждение широких волновых пакетов с относительно небольшой напряженностью поля в каждой гармонике по волновому числу k , то модуляция должна привести к сильному сужению и разрежению спектров по k .

Теоретические исследования взаимодействия модулированных пучков с плазмой и соответствующие эксперименты подтверждают эти соображения.

Прежде чем перейти к изложению экспериментальных результатов исследования взаимодействия модулированных пучков с плазмой, следует отметить так же и то, что модуляция изменяет степень стохастичности возбуждаемых колебаний и может быть использована для регуляризации колебаний. Укажем, что в ряде случаев трудно отделить влияние модуляции от эффектов, обусловленных заданием начального возмущения не флуктуационного, а регулярного характера, который, так же как и захват частиц при возбуждении колебаний большой амплитуды и в случае сильнооточных пучков, может привести к тем же явлениям, что и модуляция пучков. В случае задания начального возмущения регулярного характера может иметь место сужение спектра, аналогичное тому, которое происходит в квантовых генераторах и обусловлено индуцированным излучением.

На следующих рисунках представлены результаты экспериментальных исследований возможностей управления пучковыми неустойчивостями с помощью предварительной модуляции маломощных и интенсивных электронных пучков*. Основной целью этих экспериментов явля-

* Эти результаты были получены Березиным, Болотиным, Безъязычным и автором; Корниловым, Ковпиком и автором.

лось доказательство возможности сужения спектра возбуждаемых высокочастотных и низкочастотных колебаний по частотам и волновым числам (фазовым скоростям), подавление неустойчивостей в широком интервале спектра, а также управления степенью стохастичности возбуждаемых колебаний.

Наиболее эффективным способом экспериментального исследования этих вопросов является измерение пространственных и временных автокорреляционных функций электрических полей или непосредственное наблюдение формы возбуждаемых полей и их Фурье-анализ (в последнем случае сохраняются также и фазовые соотношения). По автокорреляционным функциям с помощью соотношения Хинчина-Виннера можно определить спектральные плотности излучения по ω и k , являющиеся основными характеристиками турбулентной плазмы, степень стохастичности, время и длину корреляции. Напомним, что монотонно и быстро спадающая корреляционная функция соответствует возбуждению стохастических колебаний, а осциллирующая — регулярным.

На рисунках представлена форма возбуждаемых полей, временная автокорреляционная функция и частотный спектр возбуждаемых колебаний при наличии (рис. 1) и в отсутствие модуляции (рис. 2)* для интенсивных электронных пучков с мощностью ~ 600 квт, $(25A \times 25 \text{ кэВ})$ и длительность импульса 4,5 мксек, плотность плазмы ($n_p \sim 6 \div 8$) 10^{11} . Напряженность магнитного поля — до 2000 гаусс. Мощность возбуждаемых колебаний составляла 100—200 квт. Сравнение этих рисунков показывает, что модуляция приводит к сильному сужению спектра по частотам. Время корреляции также сильно возрастает от нескольких нсек в отсутствие модуляции до 0,5 мксек при модуляции, то-есть возбуждаемые колебания становятся значительно более регулярными.

Очень важным нам представляется то обстоятельство (рис. 3 и 4), что управление интенсивными колебаниями может быть осуществлено при наложении на вход системы очень слабого регулярного сигнала, в 10^5 раз меньшего мощности возбуждаемых колебаний.

Зависимость ширины спектра от мощности модуляции приведена на рис. 3 и 4. Существенным отличием этого случая от приведенных на рис. 1 является то, что в первом случае модуляция осуществлялась на частоте, значительно меньшей основной частоты возбуждаемых колебаний (300 Мгц при $\omega \approx 900$ Мгц). При этом значительное сужение спектра достигалось при больших мощностях модуляции (порядка нескольких киловатт). В случае рис. 3 и 4 модуляция осуществлялась на частотах, близких к возбуждаемым с максимальной интенсивностью. В этом случае требуемые для управления спектром мощности составляют десятые ватта. Заметим, что относительно большие мощности и низкие частоты были использованы в предыдущих случаях для того, чтобы возбудить нелинейные волны в результате пучково-плазменного взаи-

* В ранее проведенных нами экспериментах мощность составляла 100 квт.

модействия. Как видно из рис. 1, увеличение мощности модуляции приводит к сильной нелинейности возбуждаемых колебаний. На рис. 5÷8 приведены пространственные и временные автокорреляционные функции электрических полей возбуждаемых высокочастотных колебаний при наличии и в отсутствие модуляции для пучков малой интенсивности, но в непрерывном режиме (ток 0,1 А, энергия — 5 кэВ, $p_r \sim 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $H_0 \approx 1000$ гаусс) [20]. Из этих рисунков следует, что даже очень слабая модуляция ($\omega_m = 2\omega_A = 3000$ МГц, глубина модуляции 0,09—0,15) приводит к сильному сужению спектра по частотам и, что не менее важно, по волновым числам (фазовым скоростям), а также к регуляризации колебаний. Определенная из корреляционных функций спектральная плотность энергии $S_0(k)$ (рис. 9) находится в полном соответствии с вычисленной из квазилинейной теории (Шапиро [21]).

Интересно отметить, что модуляция на высокой частоте привела к срыву широкого спектра низкочастотных колебаний, значительному ослаблению аномальной диффузии, уменьшению площади поперечного сечения плазмы и величин ионных токов. Пока еще трудно дать обоснованное толкование этим экспериментам, но скорее всего оно состоит в том, что низкочастотные колебания возникают в результате нелинейного взаимодействия ВЧ-колебаний, поэтому срыв ВЧ-колебаний сопровождается срывом низкочастотных (рис. 10 и 11). В пользу этого предположения говорит тот факт, что наблюдаемая максимальная частота низкочастотных колебаний равна ширине спектра высокочастотных колебаний $\omega_{\text{max}}^{\text{нч}} \approx (\Delta\omega)^{\text{вч}}$. Приведенные экспериментальные результаты убедительно свидетельствуют о том, что первоначальная модуляция пучков является эффективным способом разрежения и сужения спектров возбуждаемых колебаний по ω и k и способом преобразования стохастических колебаний в регулярные, т. е. надежным способом управления пучковыми неустойчивостями.

III.

Как указывалось выше, одной из важнейших задач, решение которых необходимо для осуществления метода ускорения заряженных частиц в плазме, является задача управления неустойчивостями, т. е. их подавление и стабилизация в тех случаях, когда они являются вредными, и возбуждение благодаря неустойчивостям интенсивных колебаний, необходимых для ускорения частиц. Подобно тому, как осуществление классических методов ускорения стало возможно только после решения Векслером и Мак Милланом задачи обеспечения устойчивости отдельных ускоряемых частиц с помощью автофазировки, так и осуществление коллективных методов ускорения становится возможным после решения задачи подавления вредных неустойчивостей, обусловленных коллективным взаимодействием частиц. С точки зрения устранения влияния неустойчивостей на коллективные методы ускорения пре-

имущество имеет метод Векслера и метод ускорения с помощью волн плотности заряда в нескомпенсированных электронных пучках, так как в этих методах удержание электронов осуществляется без ионов и поэтому полностью отсутствуют неустойчивости, обусловленные относительным движением электронов и ионов. Плотность же ускоряемых ионов мала и поэтому они не сказываются практически на развитии неустойчивостей. При этом, правда, следует указать на возможность возникновения новых неустойчивостей, обусловленных внешними полями, удерживающими электроны: ВЧ-полями в методе Векслера и магнитными полями в случае нескомпенсированных электронных потоков (эффект Допплера). Благодаря особенностям ускорения кольцевых токов значительную опасность могут представить радиационные неустойчивости. В методе автостабилизированных пучков Будкера—Беннета удержание электронов осуществляется ионами, плотность которых меньше плотности электронов ($n_+/n_- \sim \gamma^{-2}$). Поэтому неустойчивости обусловленные движением электронов относительно ионов, более опасны. И, наконец, в случае ускорения в плазме ($n_+ = n_-$) электрон-ионные неустойчивости могут оказаться существенными. Проведенные в ФТИ АН УССР теоретические и экспериментальные исследования показывают, что существуют способы, с помощью которых наиболее опасные неустойчивости могут быть устранены. Следует отметить, что на протяжении последних лет неустойчивости, число которых очень быстро росло, считались основным препятствием для осуществления управляемого термоядерного синтеза и всякая новая теоретически или экспериментально обнаруживаемая неустойчивость превращалась в непреодолимое препятствие на пути осуществления управляемого синтеза (УТР). Чрезмерное преувеличение опасности неустойчивостей заставило даже отказаться от развития ряда важных направлений осуществления УТР. Теперь, несмотря на то, что значительная часть теоретически предсказанных неустойчивостей действительно обнаружена, оказалось, что степень их опасности была преувеличенной, что существуют способы их устранения и действительно опасных неустойчивостей не так уж много. Поэтому задача осуществления УТР считается вполне реальной. Неустойчивости в плазме, используемые для ускорения заряженных частиц, во многом похожи на неустойчивости в термоядерной плазме, но их устранение и подавление является значительно менее сложной задачей.

Сравнивая требования к параметрам и свойствам плазмы, используемой в ускорителях и установках по исследованию управляемых термоядерных реакций, можно убедиться в том, что в первом случае эти требования значительно менее жесткие. Важно отметить, что при использовании плазмы для целей ускорения ее волноводные свойства определяются в основном электронами плазмы. Поэтому ионный состав может быть в значительной степени произвольным и отпадает важная для проблемы управляемой термоядерной реакции задачи нагрева

ионов. При работе ускорителя в импульсном режиме облегчается задача обеспечения устойчивости, так как ряд неустойчивостей просто не успевает развиваться. Ввиду того, что плотность плазмы и протекающие в ней токи в случае ускорителей значительно меньше, скорость развития неустойчивостей и степень диффузии также уменьшаются.

При использовании в качестве ускоряющих систем волноводов, образованных нескомпенсированными электронными и ионными пучками, вообще отпадает целый ряд неустойчивостей и задача поддержания необходимых параметров плазмы облегчается*. В работах по управляемому термоядерному синтезу уже в настоящее время создана плазма с параметрами, близкими к необходимым для ускорения.

Перейдем теперь к изложению ряда экспериментальных и теоретических результатов исследования возможностей подавления и стабилизации микронеустойчивостей плазмы, которые могут привести к аномальной диффузии и развалу плазмы.

Наиболее опасными из них являются дрейфовые или пучково-дрейфовые неустойчивости.

Как показали теоретические и предварительные экспериментальные исследования существует возможность их срыва с помощью ВЧ полей (напомним, что возможность стабилизации гидродинамических неустойчивостей с помощью ВЧ полей была рассмотрена и изучена Осовцом). Важно отметить, что речь идет не об устранении эффектов, связанных с развитием неустойчивости, а о подавлении самих неустойчивостей. Рассматриваемая возможность срыва микронеустойчивостей имеет много общего со способом срыва неустойчивостей в плазме, основанном на использовании автофазировки [23]. При наличии автофазировки взаимодействие частиц плазмы с электромагнитными полями, нарастающими благодаря неустойчивости волн, сводится к взаимодействию с этими полями продольного осциллятора, а не свободной частицы, как в отсутствие автофазировки. Так как интенсивность колебаний, возбуждаемых при развитии неустойчивости, определяется энергией, передаваемой частицами нарастающей волне, а энергия, передаваемая движущимся осциллятором, за исключением резонансных случаев, будет значительно меньше, чем для свободной частицы, то инкременты нарастания значительно уменьшаются. Как показывают расчеты, это уменьшение пропорционально $(\gamma/\Omega_\phi)^2$, где Ω_ϕ — частота фазовых колебаний. В случае стабилизации микронеустойчивостей неоднородной плазмы внешними ВЧ полями**, роль частоты фазовых колебаний играет частота стабилизирующего ВЧ поля. Как показывают расчеты [24],

* При больших токах ускоренных частиц необходимые для ускорения волновые свойства могут создаваться незахваченными в процессе ускорения частицами пучка, через который движутся захваченные частицы, т. е. волноводной системой является сам пучок, инжектируемый в ускоритель.

** Подавление пучковых неустойчивостей с помощью однородных ВЧ-полей было рассмотрено в работе Алиева и Сирина [25].

наложение высокочастотного поля (связанная с этим сила давления высокочастотного поля) приводит к увеличению частоты колебаний, на которых развивается неустойчивость. С ростом частоты увеличивается величина стабилизирующего (второго) члена в выражении для инкремента нарастания

$$\delta \sim \alpha \frac{\partial f_0}{\partial x} + \beta \frac{\partial f_0}{\partial w}; \quad \frac{\partial f_0}{\partial w} \approx -\frac{m\omega}{k_z T} f_0(0).$$

Из теории следует, что для срыва целого ряда дрейфовых неустойчивостей достаточно относительно небольших электрических полей, для

которых параметр $a_e \equiv \frac{eE_0}{m\Omega^2}$, определяющий смещение электрона в

ВЧ поле, оказывается порядка $\frac{k}{k_z} \lambda_D$ (λ_D — дебаевский радиус электрона, k и k_z — модуль волнового вектора дрейфовых колебаний и его составляющая в направлении ВЧ поля).

Для экспериментальной проверки метода ВЧ-стабилизации микро-неустойчивостей* была построена односторонняя Q-машина, в которой создавалась калиевая плазма с плотностью $5 \cdot 10^8 \div 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ при давлении остаточных газов $2 \cdot 10^{-7} \div 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$ Плазма находилась в магнитном поле, напряженность которого изменялась в пределах 400—2000 гаусс. При отсутствии стабилизирующего ВЧ-поля были обнаружены, как и в других работах, низкочастотные дрейфовые колебания с частотами, удовлетворяющими известному соотношению

$$\omega_{др} = -k_z \frac{T_e}{m\omega_{he}} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}.$$

Для идентификации неустойчивостей определялась их зависимость от магнитного поля. Измеренные значения частот $\omega_{др}$, температуры электронов T_e и градиента плотности хорошо укладываются в вышеприведенную формулу. Первые гармоники дрейфовой частоты лежат в пределах 8—11 кгц. Наложение ВЧ-поля с частотой 11,4 Мгц с напряженностью электрического поля порядка 0,1 В/см. приводило к уменьшению амплитуды дрейфовых колебаний на 20—30 дб. При этом плотность плазмы увеличивалась на оси в несколько раз и уменьшалась в периферийной области на расстоянии 15 мм от плазменного столба. Для того, чтобы отделить действие электрического ВЧ-поля от магнитного, между спиралью и стеклянной колбой вводилась система типа «беличьего колеса», закорачивающая продольную составляющую электрического поля. При этом амплитуда дрейфовых колебаний незначительно умень-

* Пучково-дрейфовые неустойчивости впервые были изучены Михайловским [26], Рухадзе [27] и экспериментально Незлиным [28], Райзером, Рухадзе и Стрелоквым [29]. Экспериментальные исследования высокочастотной стабилизации дрейфовых неустойчивостей были проведены Измайловым, автором, Чечелем и Шапиро [30].

шалась по сравнению со случаем отсутствия ВЧ-стабилизации. Плотность плазмы на оси уменьшилась в 1,5—2 раза. Таким образом, в этих предварительных экспериментах показана возможность подавления дрейфовых неустойчивостей путем наложения ВЧ-электрического поля. С ростом плотности было обнаружено повышение температуры электронов плазмы до 7 эв и увеличение амплитуды продольных ионно-звуковых колебаний, обусловленных упорядоченным движением электронов в электрическом поле стабилизирующей волны. Эти частоты не зависят от магнитного поля. Поэтому наряду с несомненными достоинствами метод стабилизации и подавления неустойчивостей с помощью электрических ВЧ-полей имеет недостатки, заключающиеся в возможности возникновения новых неустойчивостей, обусловленных упорядоченным движением электронов в поле стабилизирующей волны и дополнительного нагрева электронов плазмы. Так как, однако, частоты этих колебаний достаточно велики, то они не должны привести к сильной диффузии. Что касается нагрева электронов плазмы, то в ряде случаев этот эффект является полезным. Для правильной оценки перспективы этого метода стабилизации неустойчивостей необходимы еще дальнейшие экспериментальные исследования.

Эффективность стабилизации микронестойчивостей может быть существенно повышена при переходе к пространственно неоднородным полям типа бегущих или стоячих волн, при которых осуществляется резонансное взаимодействие стабилизирующего поля с электронами и ионами плазмы. Дело в том, что очень многие неустойчивости, обусловлены резонансными частицами, движущимися со скоростью возбуждаемой ими волны. Однородное поле действует одинаковым образом на резонансные и нерезонансные частицы. При стабилизации с помощью бегущих волн, фазовая скорость которых близка к скорости частиц, вызывающих неустойчивость, воздействие стабилизирующих волн на частицы сильно возрастает и эффект стабилизации достигается при очень малых стабилизирующих полях. На рис. 12—13 приведены результаты экспериментальных исследований возможностей подавления дрейфовых неустойчивостей с помощью бегущих волн. При относительно малой амплитуде стабилизирующего поля, на два порядка меньшей чем в случае однородных полей, достигается сильный эффект стабилизации. Так как плотность плазмы, используемой в ускорителях, значительно меньше, чем в установках по УТР, рассматриваемый метод стабилизации может дать решение проблемы устойчивости.

Одной из наиболее опасных неустойчивостей, приводящей к сильному нагреву плазмы и увеличению ее сопротивления, является ионно-звуковая неустойчивость, возникающая когда в поле волны электроны приобретают упорядоченную скорость, превышающую скорость звука в плазме, или будкеровско-бунемановская неустойчивость, возникающая в условиях, когда направленные скорости всех электронов плазмы относительно ионов становятся большими тепловой скорости электронов. Использование этих неустойчивостей уже позволило осуще-

сделать наиболее эффективный нагрев плазмы в установках по УТР. В нашем случае ускорения заряженных частиц эти неустойчивости являются вредными и могли бы привести к потерям энергии волн на бесполезный нагрев плазмы. Однако особенностью рассматриваемого случая ускорения в плазме является то, что ускоряющие поля имеют большую частоту. Поэтому неустойчивости, обусловленные стационарным движением электронов относительно ионов, здесь не имеют места. Однако могут существовать неустойчивости, обусловленные осцилляторным упорядоченным движением электронов в поле ВЧ-волны относительно ионов. Теория таких неустойчивостей предложена Силиным [31].

Согласно этой теории наиболее опасны гидродинамические неустойчивости с частотами внешнего поля $\omega_0 \sim \omega_p$ с инкрементами

$$\delta \sim \omega_p \cdot \left[\frac{V\sqrt{27}}{32} I_1^2(ka_e) \frac{m}{M} \right]^{1/2}$$

Здесь $k = \omega_p/v_0$, $a_e \equiv \frac{eE}{m\omega_0^2}$ — амплитуда колебаний электронов в поле волны.

Так как $ka_e < 1$, инкременты этих неустойчивостей значительно меньше инкрементов пучковой неустойчивости, приводящей к возбуждению необходимых для ускорения волн, и в этом случае они не опасны. В случае $kv_{Te} \ll kv_E = \omega_0 a_e$ инкремент неустойчивости невелик

$$\delta \sim \omega_p \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{8} \cdot \frac{m}{M} \cdot \frac{\omega_p^2}{k^2 v_{Te}^2} \cdot \left(\frac{v_{Te}}{v_E} \right)^3$$

и сильно уменьшается с ростом напряженности электрического поля.

Для обнаружения указанных выше неустойчивостей необходимо проведение экспериментов по взаимодействию с плазмой высокочастотных полей большой напряженности. С этой точки зрения существенный интерес представляют эксперименты Плюто [32] и Луценко [33]. В частности, из работы Плюто следует возможность существования в плазме полей с напряженностью порядка 10^6 в/см.

Для ускорения в плазменных бетатронах и других сильноточных ускорителях, где период ускоряющего поля T значительно больше времени пробега электрона в системе и скорости электронов знакопостоянны, существенную опасность могут представить ионно-звуковые и будкеровско-бунемановские неустойчивости. В связи с этим в работе [34] был рассмотрен вопрос о стабилизации ионно-звуковой неустойчивости полем бегущей волны $E(z - v_{\phi}t)$. Рассмотрен случай, когда фазовая скорость стабилизирующей волны существенно меньше скорости звука. Стабилизация имеет место в условиях, когда резонансные электроны, которые в отсутствие стабилизирующей волны ответственны за раскачку ионно-звуковых колебаний, оказываются захваченными в потенциальную яму, созданную волной. В ряде случаев (наличие в плазме сильного магнитного поля $\omega_p < \omega_{ce}$ одномерный спектр в узких

трубках) раскачка ионно-звуковых колебаний связана с небольшой группой резонансных электронов, имеющих малые скорости $v_z \lesssim v_0$ — скорости дрейфа электронов. В этих случаях стабилизация происходит уже при весьма малых амплитудах потенциала в стабилизирующей волне $e\phi_0 \gtrsim mv_0^2 \ll kT_e$. При выполнении условия

$$\sqrt{\frac{e\phi_0}{m}} > v_s \approx \sqrt{\frac{kT_e}{M}}$$

инкремент ионно-звуковых колебаний определяется формулой

$$\gamma \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \omega_k \cdot \frac{1}{1 + k^2 \lambda_D^2} \cdot \frac{\alpha \left(\frac{k}{k_0} \right) \cdot v_0 - \sqrt{\frac{e\phi_0}{m}} \cdot \beta \left(\frac{k}{k_0} \right)}{\sqrt{\frac{kT_e}{m}}}$$

где k и k_0 — волновые числа ионно-звуковых колебаний и стабилизирующей волны, $\alpha \sim 1$, $\beta \sim 1$. Стабилизация ионно-звуковой неустойчивости имеет место при $e\phi_0 < mv_0^2$.

Как указывалось выше, неоднородность плазмы должна приводить к существенному ослаблению неустойчивости и, следовательно, уменьшению интенсивности возбужденных колебаний и разбросу по энергиям пучков, движущихся через плазму. На рис. 14 приведены результаты экспериментальных измерений влияния неоднородностей на развитие неустойчивостей, проведенных на малой модели линейного плазменного бетатрона (Луценко и др. [35]). Как следует из рисунка, увеличение степени неоднородности плазмы ослабляет неустойчивости и приводит к значительному росту мощности и тока ускоряемых электронов. С повышением напряженности ускоряющего поля в линейном плазменном бетатроне электроны очень быстро набирают энергию и «проскакивают» через ряд неустойчивостей (например, ионно-звуковых), соответствующих медленному движению электронов. На рис. 15 приведены результаты измерений зависимости тока ускоренных электронов и уровня колебаний, возбуждаемых при развитии неустойчивости, от напряженности ускоряющего электрического поля. С ростом напряженности этого поля неустойчивости существенно ослабляются.

Нам представляется, что приведенные результаты экспериментальных и теоретических исследований показывают, что основные задачи, решение которых необходимо для ускорения частиц в плазме — возбуждение в плазме и некомпенсированных пучках регулярных волн большой амплитуды, управление неустойчивостями и подавление вредных неустойчивостей — могут быть решены.

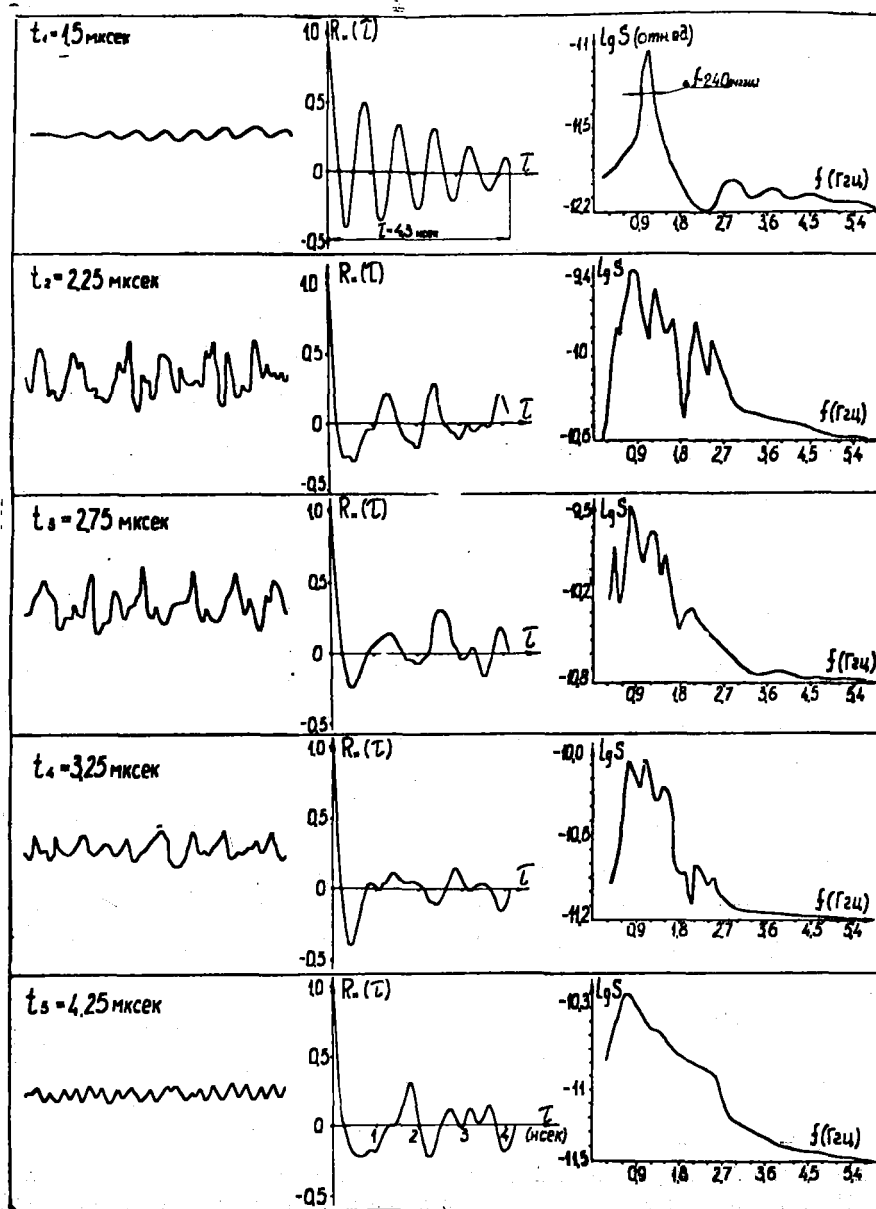


Рис. 1. Частотный спектр колебаний при отсутствии модуляции
 $(\varepsilon = 25 \text{ кэВ}, I = 25 \text{ А}, \tau \leq 4,5 \text{ мксек}, n_p = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}, H_0 = 2000 \text{ эрстед})$

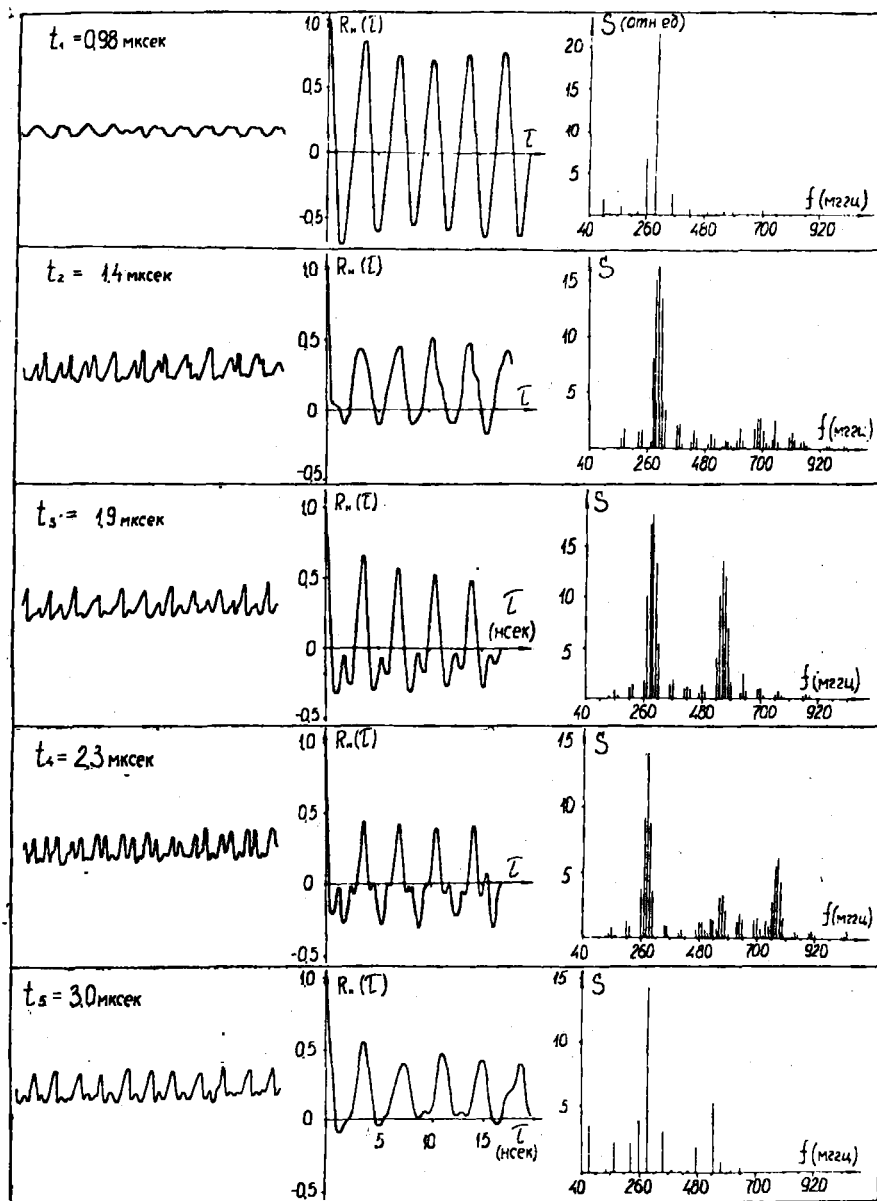


Рис. 2. Частотный спектр колебаний для модулированного пучка (мощность модуляции $P_m = 10$ кВт) при тех же параметрах пучка и плазмы. Суммарная мощность ВЧ-колебаний не уменьшилась.

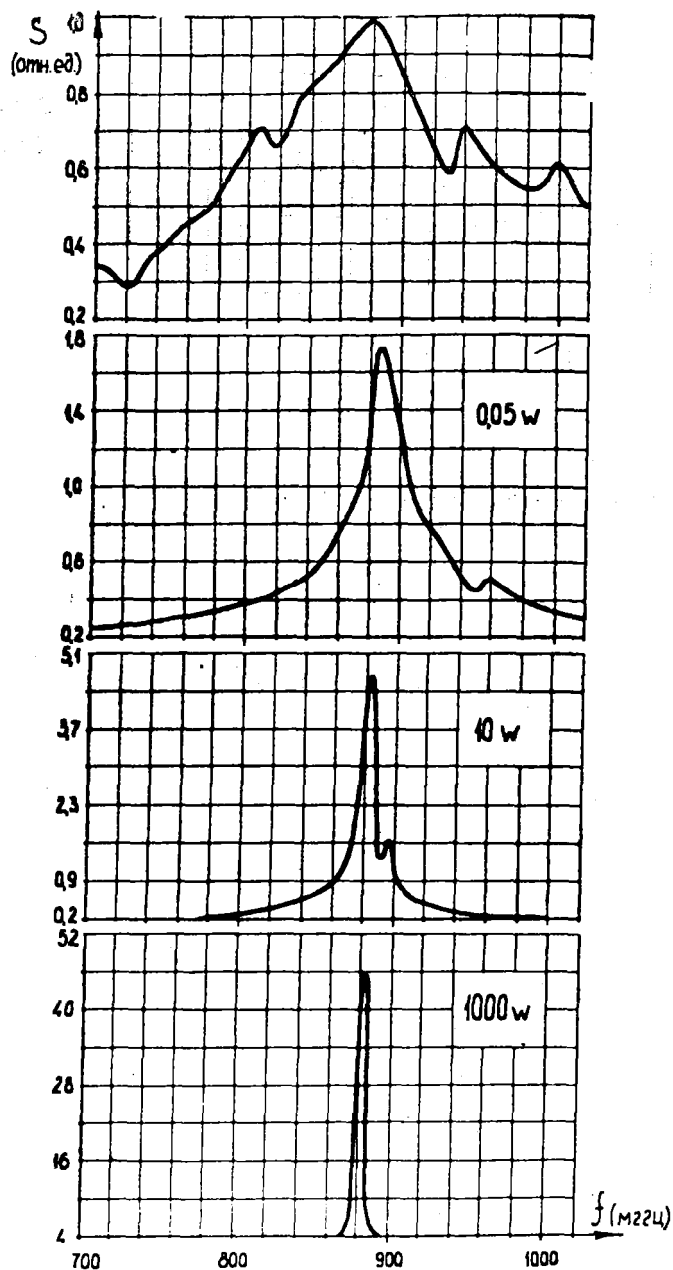


Рис. 3. Зависимость спектральной плотности интенсивности колебаний от мощности модуляции.

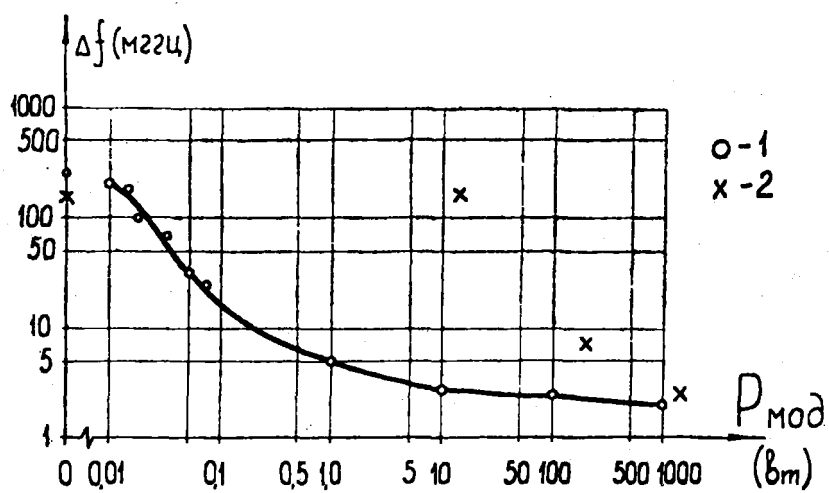


Рис. 4. Зависимость ширины спектра от мощности модуляции.

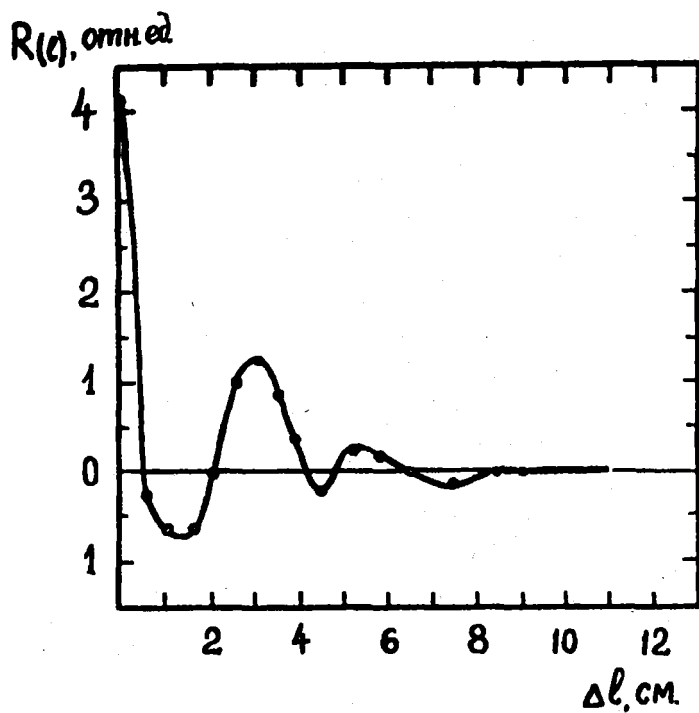


Рис. 5. Пространственная автокорреляционная функция для немодулированного пучка.

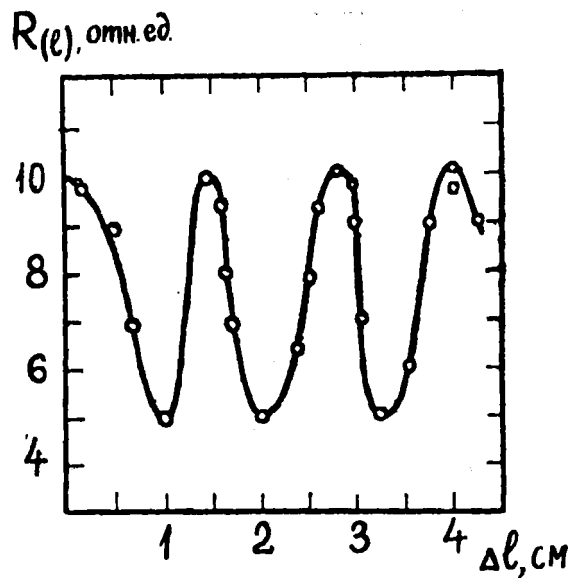


Рис. 6. Пространственная автокорреляционная функция колебаний, возбуждаемых пучком, промодулированным на частоте $f_M = 3000$ мГц.

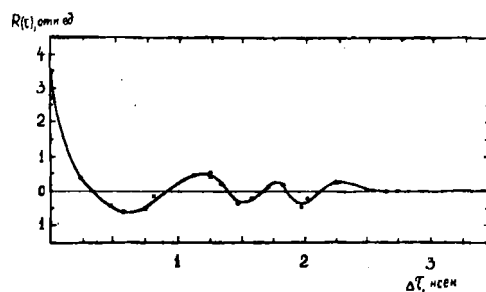


Рис. 7. Временная автокорреляционная функция колебаний, возбуждаемых немодулированным пучком.

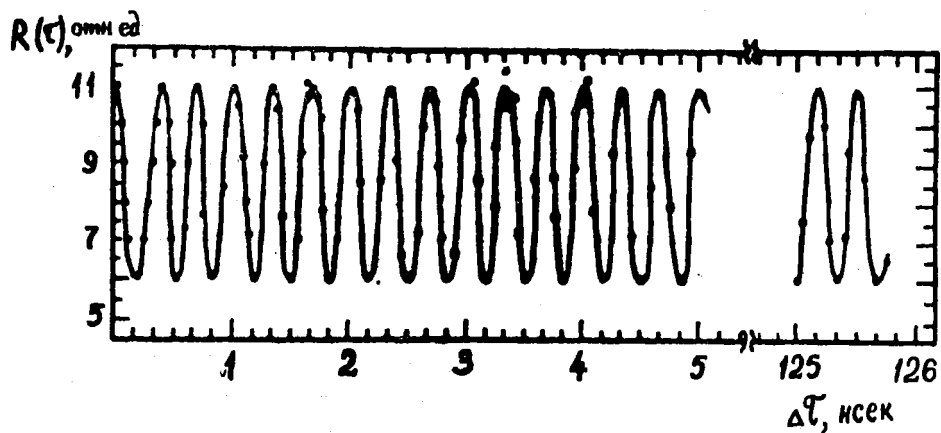


Рис. 8. Временная автокорреляционная функция колебаний, возбуждаемых модулированным пучком.

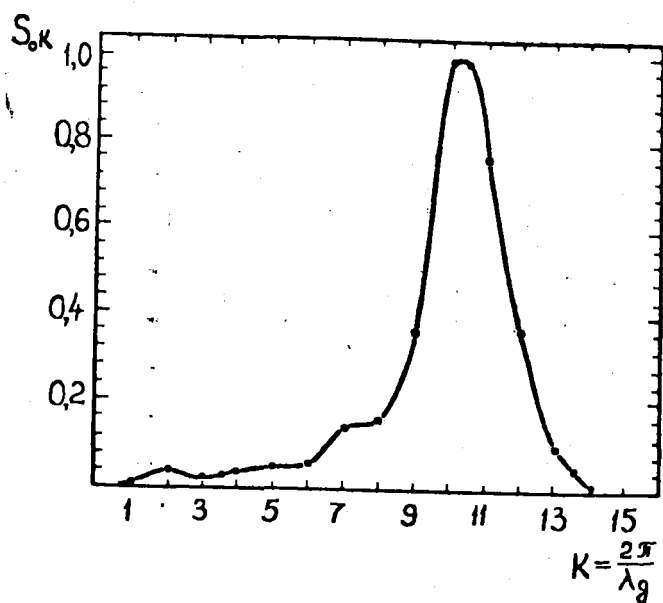


Рис. 9.

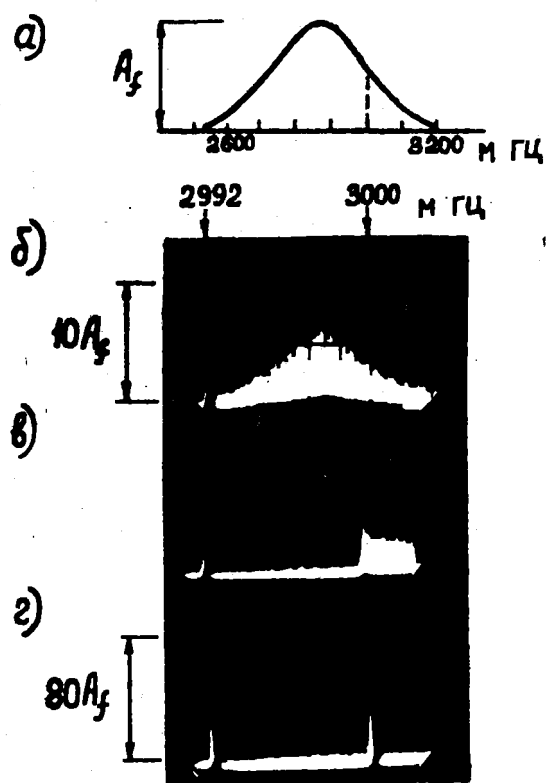


Рис. 10. Спектр ВЧ-колебаний в зависимости от глубины модуляции α :
 а) $\alpha=0$; б) $\alpha=0,06 \div 0,09$; в) $\alpha=0,11$; г) $\alpha=0,15$; (2992—метка начала развертки экрана анализатора, полная развертка—10 мГц).

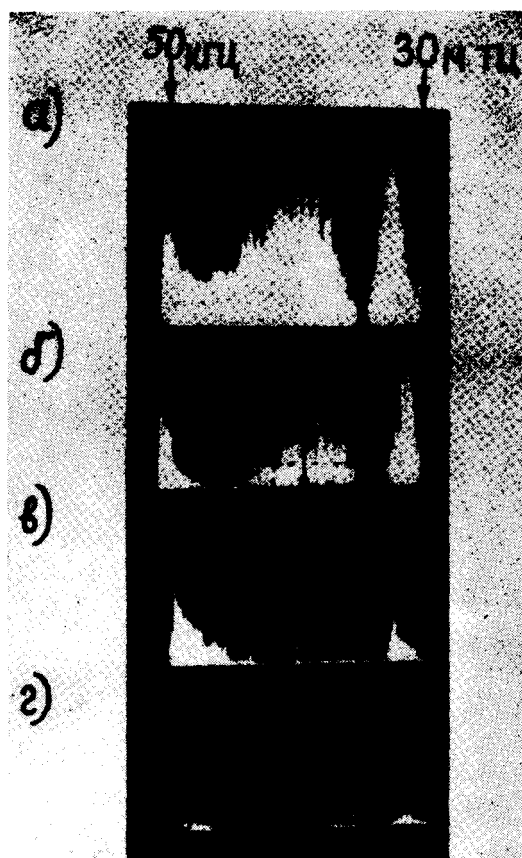


Рис. 11. Спектр НЧ-колебаний в зависимости от глубины модуляции α в тех же условиях.

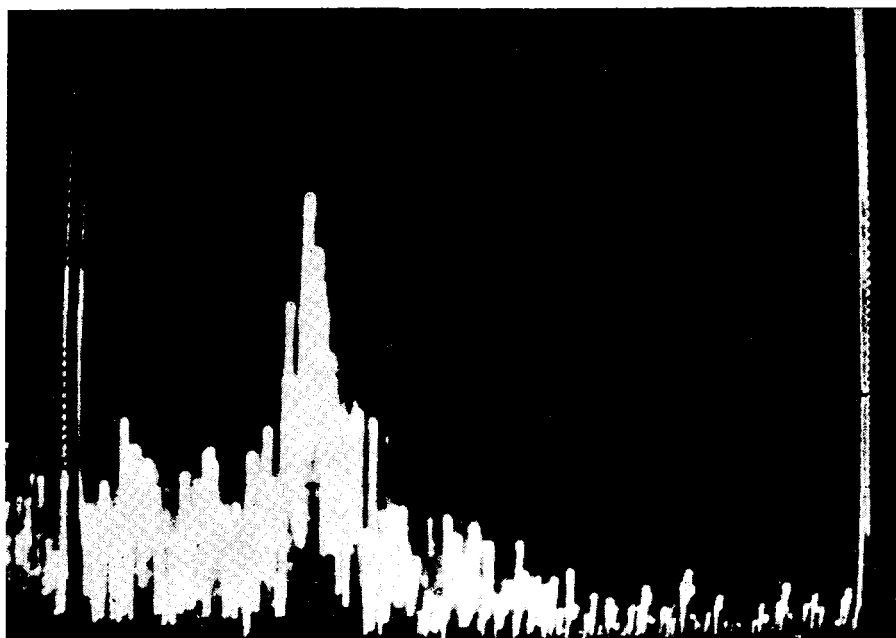


Рис. 12. Осциллограмма спектра дрейфовых неустойчивостей при отсутствии внешнего стабилизирующего поля ($n_p = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 1,5 \text{ кэ}$). Левая метка—0 кгц, правая метка—22 кгц.

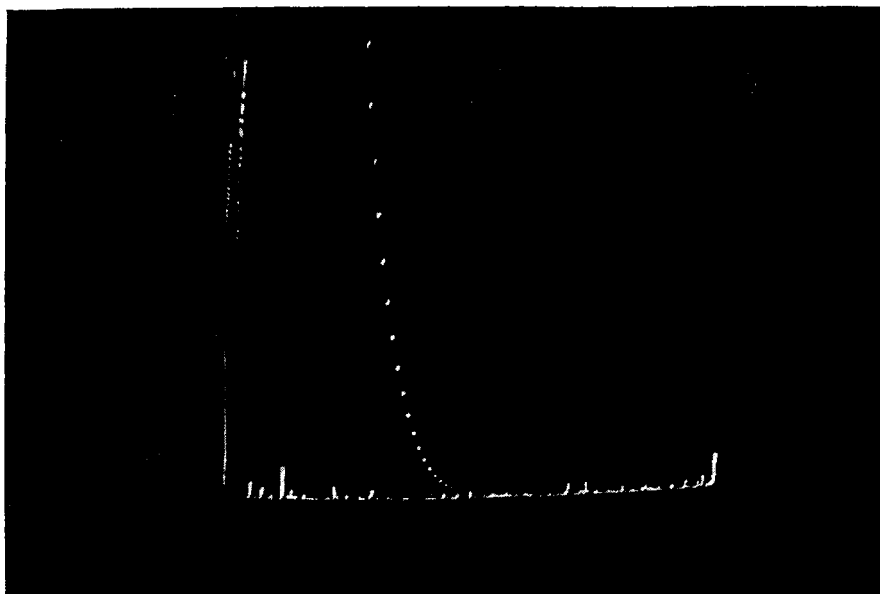


Рис. 13. Осциллограмма спектра дрейфовых неустойчивостей при наложении внешнего ВЧ-поля с частотой $f_M = 11,4$ МГц. Условия эксперимента и частотный масштаб те же, что и на рис. 12.

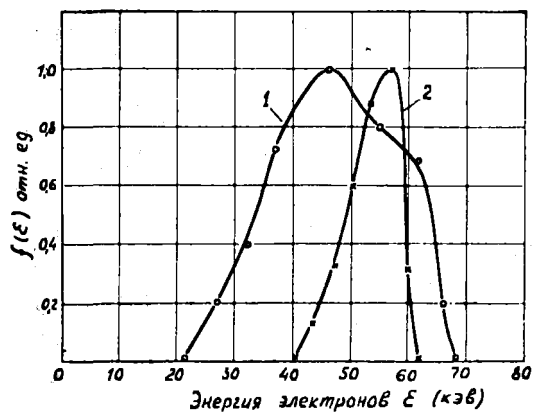


Рис. 14. Функция распределения частиц пучка по энергиям:

1.) — однородная плазма ($\frac{\Delta n}{n} < 0,1$) 2.) — неоднородная плазма с монотонно меняющейся плотностью ($\frac{\Delta n}{n} \sim 1$).

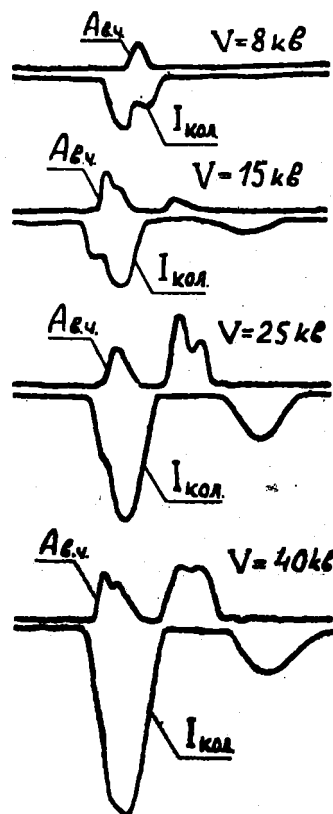


Рис. 15.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Векслер, Атомная энергия, 2, 427, 1957; Proc. Symp. CERN, 1, 80, 1956.
2. Г. И. Будкер, Атомная энергия, 1, 9, 1956; Proc. Symp. CERN, 1, 68, 1956.
3. Я. Б. Файнберг, Атомная энергия, 6, 431, 1959; Proc. Symp. CERN, 1, 84, 1956.
4. Г. Альфвен, К. Г. Фельтхаммер, «Космическая электродинамика», Изд. «Мир», М.—1967.
5. W. H. Bennett, Phys. Rev., 45, 89, 1934.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, «Теория поля», Изд. «Наука», М.—1967.
7. N. C. Christofilos, Nucl. Fus., Suppl. 1, 159, 1962.
8. М. С. Рабинович, «Сборник докладов Всесоюзной конференции по ускорителям, Москва—1968».
9. Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, Сб. «Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой», изд. АН УССР, Киев—1965, стр. 92.
10. Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, ЖЭТФ, 57, 3, 1969.
11. А. В. Гуревич, ЖЭТФ, 53, 953, 1967; В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, ЖЭТФ, 52, 144, 1967.
12. В. Н. Цытович, В. Д. Шапиро, Ядерный синтез, 5, 228, 1965.
13. В. Н. Цытович, «Взаимодействие релятивистского пучка с плазмой», Препринт ФИАН СССР. 1969.
14. Я. Б. Файнберг, 953, Атомная энергия, 11, 313, 1961.
15. I. A. Davis, A. Bers., Symp. on Turbulence of Fluids and Plasmas: N—Y—1968.
16. Д. Д. Рютов, ЖЭТФ, 56, 1537, 1969.
17. В. Б. Красовицкий, В. И. Курилко, ЖЭТФ, 57, 3, 1969.
18. В. Л. Гинзбург, В. Я. Эйдем, ЖЭТФ, 42, 1865, 1962.
19. Е. К. Завойский, В. И. Курилко, ДАН СССР, 187, 5, 1969.
20. Е. А. Корнилов, Я. Б. Файнберг, О. Ф. Ковпик, Письма ЖЭТФ, 3, 354, 1966; 4, 447, 1966.
21. В. Д. Шапиро, ЖЭТФ, 44, 613, 1963.
22. С. М. Осовец, ЖЭТФ, 39, 311, 1960.
23. Я. Б. Файнберг и др., Международная конференция по ускорителям, Дубна—1963, стр. 1023, Атомиздат — 1964.
24. Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, Письма ЖЭТФ, 4, 32, 1966; ЖЭТФ, 52, 293, 1967.
25. Ю. М. Алиев, В. П. Силин, ЖЭТФ, 48, 901, 1965.
26. А. Б. Михайловский, ЖЭТФ, 35, 1933, 1965.
27. Е. А. Ловецкий, А. А. Рухадзе, Ядерный синтез, 6, 9, 1966.
28. М. В. Незлин, А. М. Солнцев, ЖЭТФ, 48, 1237, 1965.
29. М. Д. Райзер, А. А. Рухадзе, П. С. Стрелков, ЖЭТФ, 53, 1891, 1967.
30. А. И. Измайлов, Я. Б. Файнберг, Л. В. Чечель, В. Д. Шапиро, Укр. физ. журнал, 13, 1215, 1968.
31. В. П. Силин, ЖЭТФ, 48, 1679, 1965.
32. А. А. Плутто и др., Письма ЖЭТФ, 6, 540, 1967.
33. Е. И. Луценко, Л. И. Болотин, Я. Б. Файнберг, И. Ф. Харченко, ЖЭТФ, 35, 635, 1965.
34. Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, Атомная энергия, 23, 5, 1969.
35. Е. И. Луценко, Я. Б. Файнберг, В. А. Васильчук, Н. П. Шепелов, ЖЭТФ, 57, 6, 1969.