

621.384.6

УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ*Я. В. Файнберг*

Поиски новых физических принципов ускорения заряженных частиц и их осуществление составляли одно из главных направлений многосторонней деятельности Владимира Иосифовича Векслера в области физики высоких энергий. Ему выпало большое счастье увидеть осуществленной свою выдающуюся идею — принцип автофазировки *), лежащий в основе всей современной физики ускорителей, совершивший подлинный переворот в области ускорения частиц и превративший ускорители в прочную основу развития физики элементарных частиц. Автор такой фундаментальной идеи, много сделавший для ее осуществления, Владимир Иосифович продолжал непрерывные поиски новых методов ускорения. Мне кажется, что эта трудная, напряженная и во многом неблагодарная работа доставляла ему особое удовлетворение. Я глубоко убежден, что замечательная идея автофазировки не была последним словом Владимира Иосифовича в области физики ускорителей и что его идеи, разрабатываемые учениками и последователями, приведут еще к радикальным изменениям в этой области.

Владимир Иосифович, пристально следивший за развитием физики, очень скоро оценил возможности, которые открывает использование электронно-ионной плазмы для ускорения заряженных частиц. В одном из предложенных им новых принципов ускорения — в когерентном методе — впервые была показана возможность использования плазмы для ускорения заряженных частиц ¹⁻⁴. Идеи когерентного ускорения, выдвинутые Владимиром Иосифовичем, хорошо известны, и нет необходимости их подробно излагать, хочется только отметить одно важное обстоятельство: в этом методе предлагалось использовать именно те особенности плазмы, которые определили ее значение для физики ускорителей. Это возможность получения больших напряженностей электрических полей, возможность ускорения квазинейтральных сгустков, ускорение тяжелых частиц не непосредственно, а путем их увлечения электронами, ускоряемыми ВЧ полями. Если к тому же вспомнить, что в когерентных методах содержались идеи ускорения с помощью сил, квадратичных по полю, для которых отпадает необходимость поддержания синхронизма между волной и ускоряемыми частицами, локализации ускоряющих полей только в тех областях, где движутся ускоряемые частицы, и ускорения продольных осцилляторов, то станет ясно, что в когерентных методах заложено содержание, далеко выходящее за пределы данного конкретного метода ускорения частиц. В настоящее время из различных вариантов когерентных методов ускорения исследуется больше всего радиационное ускорение плазмы. Исследования в этом направлении находятся пока в поисковой

*) Принцип автофазировки был открыт В. И. Векслером в 1944 г. и независимо Э. Мак-Милланом в 1945 г.

стадии. В работах, проведенных под руководством М. С. Рабиновича в ФИАНе (экспериментальные и теоретические исследования) и М. Л. Левина в РИАНе (теоретические исследования), получила дальнейшее развитие теория радиационного метода ускорения. Исследованы вопросы создания устойчивой формы сгустка и обеспечения его фокусировки, необходимой для длительного ускорения, детально рассмотрены ускоряющие силы, действующие на сгусток. Значительный интерес представляет проведенное А. В. Гуревичем и В. П. Силиным⁹ исследование, в котором наряду с перемещением ускоряемого сгустка как целого учтено также внутреннее движение зарядов и показано, что ускорение сгустка происходит частями, так что ускоряются частицы, попадающие в скин-слой плазмы. При этом происходит «перемешивание» частиц, так как передние и задние фронты сгустка периодически меняются местами. Получены уже первые экспериментальные результаты по радиационному ускорению плазмы в поле бегущей волны у нас в Союзе (ФИАН, М. С. Рабинович с сотрудниками) и в Японии, в неоднородных ВЧ полях в США и СССР, в комбинированных неоднородных ВЧ и статических полях во Франции. В частности, во время недавнего визита проф. Консоли с сотрудниками мы могли убедиться, насколько успешно теоретически и экспериментально продвигаются эти работы. Достижение уже в первых исследованиях, проведенных с маломощными ВЧ генераторами, энергии ионов плазмы порядка десятков *кэв* служит обнадеживающим результатом. Основной задачей теперь является использование больших ВЧ мощностей для радиационного ускорения и создание ВЧ и статических полей, обеспечивающих фокусировку и устойчивость сгустков плазмы.

Плазменное направление новых методов ускорения заряженных частиц в настоящее время образуют вместе с методом когерентного ускорения методы ускорения заряженных частиц с помощью автостабилизированных электронно-ионных пучков, предложенные Г. И. Будкером⁵, и ускорения заряженных частиц в плазме с помощью продольных волн, возбуждаемых электронными потоками в плазме, и волн плазменных волноводов (ФТИ АН УССР). Не останавливаясь на изложении хорошо известного и чрезвычайно интересного метода автостабилизированных пучков, мы постараемся изложить основные результаты исследований по ускорению в плазме, проводимых в ФТИ АН УССР. Идея этих исследований навеяна работами Владимира Иосифовича, а все теоретические и экспериментальные исследования многократно обсуждались с ним. Эти очень ценные обсуждения в большой степени стимулировали развитие наших работ.

Переходя к методу ускорения заряженных частиц в плазме с помощью продольных волн, возбуждаемых электронными потоками, и волн плазменных волноводов, возбуждаемых сторонними высокочастотными источниками, предложенному автором⁸ и разработанному им с сотрудниками *) в ФТИ АН УССР, сделаем несколько общих замечаний о линейном методе ускорения.

Как известно, с помощью линейных ускорителей обычного типа уже достигнуты большие энергии ускоренных частиц. Особенно это относится к линейным ускорителям, в которых получены электроны с энергией порядка 20 *Гэв* при токе в импульсе порядка 25 *ма*. По-видимому, вскоре будут построены ускорители на 40 *Гэв* **). Меньшие успехи достигнуты

*) Теоретические исследования проводились В. Д. Шапиро, В. И. Курилко, В. И. Шевченко, В. Б. Красовицким, М. Ф. Горбатенко и на начальной стадии Н. А. Хижняком, экспериментальные исследования — А. К. Березиным, Л. И. Болотиным, Е. А. Корниловым и их сотрудниками и до 1965 г. И. Ф. Харченко.

**) Если в циклических ускорителях электронов не будет устранено лимитирующее действие излучения электронов (что в принципе не исключено), то линейный ускоритель станет основным типом ускорителя для электронов.

в развитии линейных протонных ускорителей, однако уже и сейчас протонные ускорители — инжекторы — являются весьма совершенными устройствами. Вместе с тем для дальнейшего развития линейных ускорителей и использования всех их потенциальных возможностей, в частности создания сильноточных ускорителей тяжелых частиц и электронов, необходимы новые методы линейного ускорения. В линейном ускорителе, где заряженная частица проходит ускоряющую систему только один раз, дальнейшее увеличение энергии возможно лишь при возрастании напряженности ускоряющего поля, достигающей уже сейчас величины порядка $100\text{--}150\text{ кВ/см}$, или увеличении длины ускорителя, равной, например, 3 км в стэнфордском ускорителе. Но при увеличении напряженности поля на порядок (во столько же раз возрастает энергия) при существующих ускоряющих системах потери высокочастотной мощности составили бы $200\text{--}300\text{ Мвт/м}$. Потоки высокочастотной энергии ускоряющих полей при этом достигали бы значений порядка 300 Мвт . Если даже отвлечься от возможности возникновения пробоев при таких напряженностях поля на поверхностях металлических волноводов ($E \sim 10^6\text{ в/см}$), то станет очевидным, что путь увеличения энергии за счет возрастания напряженности ускоряющего поля в существующих линейных ускорителях вряд ли осуществим. Другой путь, приводящий к удлинению ускорителей до десятков километров, также далеко не прост. Физической причиной этих затруднений является то, что в качестве ускоряющих систем используются металлические волноводы. Поглощение электромагнитной энергии в стенках волноводов пропорционально $H_{\phi}^2 \sigma^{-1/2}$ (H_{ϕ} — напряженность магнитного поля волны, σ — проводимость). Так как для волн микроволнового диапазона в случае металлов $\sigma \sim \frac{1}{\nu}$, а частота соударений ν велика, то σ не может быть сделана достаточно большой. Существенное уменьшение потерь высокочастотной энергии может быть достигнуто несколькими путями. Наиболее очевидным является использование сверхпроводящих волноводов, для которых потери энергии высокочастотных полей могут быть уменьшены на $4\text{--}5$ порядков. Это следует как из теории, так и из многочисленных экспериментов. Для линейных ускорителей с напряженностями полей порядка существующих такие ускоряющие системы являются очень эффективными. Кроме того, они позволяют перевести ускорители в непрерывный режим работы. Серьезным препятствием для использования сверхпроводящих волноводов и резонаторов в ускорителях с большими напряженностями ускоряющих электрических полей является возможность разрушения сверхпроводимости сильными высокочастотными магнитными полями ускоряющих частицы волн. Как известно, использование существующих сверхпроводящих сплавов с большими напряженностями критических статических магнитных полей в области высоких частот невозможно. Поэтому в ускорителях с большой напряженностью ускоряющего поля использование сверхпроводников станет реальным только после создания сверхпроводников с большими критическими магнитными полями в области микрорадиоволн. Возможно также, что удастся создать ускоряющие поля такой конфигурации, при которой напряженность магнитного поля волны \vec{H} на поверхности сверхпроводника при заданном значении ускоряющего поля \vec{E} будет не очень велика. Существует также возможность использования металлических волноводов в обычном и сверхпроводящем состояниях с помощью фокусировки электромагнитной энергии. Одним из вариантов такого решения является использование сходящихся цилиндрических волн (поляризованных так, чтобы имела большая составляющая электрического поля в направлении движения частицы), причем напряженность поля на оси системы

оказывается значительно большей, чем на поверхности волновода. Фазовая скорость такой волны должна быть $v_\phi \sim c$. Как показывают расчеты, такая волна может быть создана с помощью заполненного газом волновода типа цилиндрической дифракционной решетки, возбуждаемой извне. Другое, более радикальное решение заключается в том, чтобы отказаться вообще от металлических волноводов и производить ускорение с помощью электромагнитных полей, распространяющихся в средах, где могут быть возбуждены электрические поля большой напряженности при малых потерях высокочастотной энергии и энергии ускоряемых частиц. При ускорении с помощью сил, линейных по электрическому полю, для синхронизма необходимо, чтобы фазовая скорость волны была $v_\phi \leq c$ и чтобы волна имела составляющую электрического поля вдоль движения частицы. В случае ускорения с помощью сил, квадратичных по полю, два последних требования не являются необходимыми.

Как известно, в существующих линейных ускорителях невозможно создать только с помощью ускоряющих полей продольную и радиальную устойчивости. Это особенно существенно для ускорителей тяжелых частиц и сильноточных электронных ускорителей. Поэтому особый интерес представляют такие среды, где одновременно может быть осуществлена сильная радиальная и продольная устойчивость. Это необходимо не только для получения больших токов ускоренных частиц, но и для возможности концентрации электромагнитной энергии в радиальном и продольном направлениях, так как достижение больших напряженностей поля при разумных значениях потоков электромагнитной энергии и ее потерь возможно только в том случае, когда эта энергия сосредоточена в малых областях, где движутся ускоряемые частицы.

Средой, в значительной степени удовлетворяющей этим условиям, является электронно-ионная плазма и нескомпенсированные электронные и ионные пучки. В настоящее время большой интерес представляет также использование для целей ускорения нелинейных активных сред¹³, в которых запасенная в атомах активного вещества энергия очень велика и может быть преобразована в энергию необходимых для ускорения волн (например, продольных волн). При движении частиц в таких средах или сделанных в них каналах возможно эффективное ускорение частиц.

Ниже мы остановимся подробно на вопросе об использовании плазмы для ускорения частиц. В отличие от металлических волноводов, в которых волны распространяются в вакууме и волноводные свойства определяются отражением от металлических поверхностей, в большинстве плазменных волноводов волны распространяются в самой плазме (существуют также волноводы типа канала в плазме). Возможность использования таких волноводов для ускорения частиц основана на том, что волноводные свойства для микрорадиоволн проявляются уже при сравнительно малых плотностях плазмы. Отметим, что плотность электронов в металле на много порядков больше, чем это 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, $\omega_p \sim \omega$. Это условие для рассматриваемого диапазона волн выполняется уже при плотностях порядка $10^9 \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях потери высокочастотной энергии при распространении волн, обусловленные парными соударениями частиц плазмы, невелики. Так как при малой частоте соударений $\nu \ll \omega$ потери высокочастотной энергии пропорциональны $\sigma \sim \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \nu_{\text{кул}}$, то дальнейшее

их уменьшение может быть достигнуто путем нагрева плазмы до температур порядка $10 \div 100$ эв, что приведет к значительному уменьшению частоты кулоновских соударений, $\nu_{\text{кул}} \sim n_p/T^{3/2}$. Для плотностей $10^9 \div 10^{13}$ см⁻³ боровские потери при прохождении частиц через плазму, пропорциональные ее плотности, незначительны, $dE/dx \sim \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ эв/см. Это означает, что плазма прозрачна для ускоряемых частиц. По условиям ускорения частицы разделяются на отдельные сгустки. При этом из-за обращения эффекта когерентного ускорения, установленного В. И. Векслером, эти потери могут сильно возрасти. Однако даже при токах порядка десятков ампер они все же незначительны. Для создания сильноточных электронных и протонных ускорителей, которые делают реальной задачу их промышленного использования, необходимо обеспечить одновременно сильную радиальную и фазовую устойчивость. (Заметим, что для линейных ускорителей электронов обычного типа с небольшими токами такой проблемы не существует.) Интересной особенностью ускорения в плазме является возможность одновременного достижения радиальной и продольной устойчивостей. Это утверждение справедливо для анизотропных и гиротропных сред с $\epsilon_z/\epsilon_r < 0$. В самом деле, из условия $\text{div } \mathbf{D} = 0$ следует, что радиальная компонента

$$E_r \approx -r \frac{\epsilon_z}{\epsilon_r} \frac{\partial E_z}{\partial z};$$

отсюда частота радиальных колебаний

$$\Omega_r^2 \approx -\frac{\epsilon_z}{\epsilon_r} \frac{\partial E_z}{\partial z}.$$

Так как продольная устойчивость пропорциональна градиенту электрического поля, то частота продольных колебаний $\Omega_z^2 \sim -\frac{\partial E_z}{\partial z}$ (знак минус связан с тем, что частица, обогнавшая волну, должна попасть в область меньшего поля). Поэтому при $\epsilon_z/\epsilon_r < 0$ имеем $\Omega_r^2 > 0$, $\Omega_z^2 > 0$ и, в отличие от вакуума, возможны одновременно радиальная и фазовая устойчивость. При этом, как показывают расчеты, радиальная устойчивость значительно сильнее, чем в вакууме:

$$\Omega_r^2 = -\frac{\epsilon_z}{\epsilon_r} (1 - \epsilon_r \beta^2) (1 - \beta^2)^{1/2} \frac{\pi e E_0}{m \beta \lambda}.$$

Для волн синусоидальной формы продольная устойчивость, определяемая полем E_z , такая же, как и в вакууме. Однако в плазме могут быть возбуждены нелинейные волны с крутым фронтом нарастания; при этом сильно возрастает продольная устойчивость. При продольной фокусировке с помощью нелинейных волн в плазме могут быть достигнуты большие плотности и токи ускоряемых частиц, так как частота фазовых колебаний в рассматриваемом случае очень велика:

$$\Omega_\Phi^2 \sim \omega_p^2 \frac{m}{M} \left(\frac{v_\Phi}{v_T} \right)^{1/2},$$

а предельная плотность ускоряемых частиц определяется условием $\omega_\lambda^2 = \Omega_\Phi^2$, где ω_λ — лэнгмюровская частота сгустков ускоряемых частиц.

Для ускорения частиц в плазме очень важным является то обстоятельство, что при относительно малых плотностях ($\sim 10^9 - 10^{13}$ см⁻³) в ней могут быть возбуждены волны с большой напряженностью электрического поля: $E_{\text{max}} \sim V 4\pi n v_\Phi^2$ и составляет при плотностях величину порядка миллионов в/см. Оценка по порядку величины следует просто из того, что для потенциальных полей $E^2/8\pi \sim n m v^2/2$; максимальная скорость $v \approx v_\Phi$, так как при больших скоростях возникают встречные потоки

электронов в плазме. Это же соотношение можно элементарно получить, если заметить, что в одномерном случае

$$\frac{\partial E}{\partial x} \sim \frac{E}{\beta_{\phi} \lambda} \approx 4\pi en;$$

так как $n_{\max} \simeq n_0$, а частота возбуждаемых продольных волн $\sim \omega_0$, то отсюда следует приведенное выше соотношение. Следует отметить, что с ростом плотности и связанным с ним укорочением длины волны E_{\max} возрастает.

Мы указали на ряд достоинств метода ускорения в плазме. Однако для его осуществления необходимо преодолеть серьезные трудности. Прежде всего надо создать устойчивую высокоионизованную плазму. Так как в отличие от металлов и диэлектриков свойства плазмы могут изменяться под действием распространяющихся в ней волн, то надо иметь в виду возможность возникновения нелинейных эффектов. Поэтому в одних случаях надо так выбирать параметры плазмы и длину возбуждаемых волн, чтобы затруднить возникновение нелинейных эффектов. Для этого необходимо, чтобы

$$\frac{eE\lambda}{2\pi mc^2 \beta_{\phi}} \ll 1$$

($eE\lambda$ — энергия, приобретаемая частицей на расстоянии порядка длины волны).

С другой стороны, так как нелинейные эффекты, как мы видели, могут существенно повышать эффективность ускорения, надо научиться ими управлять. 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 задача нагрева ионов. При работе ускорителя в импульсном режиме облегчается задача обеспечения устойчивости, так как ряд неустойчивостей просто не успевает развиваться. Ввиду того, что плотности плазмы и протекающие в ней токи в случае ускорителей значительно меньше, скорость развития неустойчивостей (инкременты) 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 тем, которые необходимы для ускорения.

Важный вопрос, на который должны дать ответ теория и эксперимент, заключается в том, можно ли и каким образом возбудить в плазме необходимые для ускорения волны. Второй не менее важный вопрос состоит в выяснении возможностей и методов создания устойчивой плазмы. И наконец, необходимо выяснить, могут ли в плазме возбуждаться волны большей интенсивности, так как благодаря упорядоченному движению электронов плазмы в поле этих волн могут возникнуть дополнительные

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

неустойчивости, в первую очередь пучковые неустойчивости, теоретически предсказанные А. И. Ахиезером и Я. Б. Файнбергом, Д. Бомом и Э. Гроссом¹⁰.

Наиболее эффективным способом возбуждения продольных волн в плазме является в настоящее время предложенный и разрабатываемый в ФТИ АН СССР способ их возбуждения с помощью пучков электронов, движущихся в плазме^{8, 15}. Как показали теоретические¹¹ и экспериментальные¹⁴ исследования нелинейной стадии плазменно-пучкового взаимодействия, 30% энергии пучка идет на возбуждение колебаний, 30% на нагрев плазмы и 15% на нагрев пучка*). Интересно отметить, что переход от пучков с мощностью в десятки киловатт к пучкам с мощностью 600 *квт*, осуществленный в последнее время, не изменяет относительной величины энергии, идущей на возбуждение волн.

Интенсивность возбуждаемых с помощью пучков колебаний уже составляет примерно 200 *квт*. В настоящее время начаты эксперименты с пучками мощностью 10 *Мвт* и подготавливаются с пучками мощностью 100 *Мвт* (длительностью импульса $(2\text{--}5) \cdot 10^{-7}$ *сек*). Если относительная доля энергии, идущая на возбуждение волн, не изменится, то задачу возбуждения волн в плазме можно будет считать решенной.

Для того чтобы волны, возбуждаемые пучками электронов в плазме, можно было эффективно использовать для ускорения частиц, необходимо, чтобы они были регулярными, т. е. имели фиксированную частоту и фазовую скорость. Между тем, как было указано выше, при взаимодействии первоначально немодулированного пучка с плазмой значительная часть энергии может пойти на разогрев плазмы и пучка. Размытие функции распределения электронов, возникающее при этом, приводит к сильному уширению спектров возбуждаемых волн как по частоте, так и по фазовым скоростям, а колебания становятся стохастическими. Поэтому в первую очередь необходимо было найти способ разрежения спектра и сильного его сужения по частотам и фазовым скоростям (волновым числам). Эта задача была теоретически и экспериментально решена путем предварительной модуляции пучка, а более точно — заданием начального возмущения на входе системы нефлуктуационного характера. Предварительная модуляция нарушает необходимую для развития пучковых неустойчивостей фазировку частиц для колебаний, частота и длина волны которых отличаются от модуляционной, и поэтому она должна привести к срыву неустойчивостей в широком интервале частот и волновых чисел. В то же время она способствует развитию неустойчивостей на частотах и длинах волн, совпадающих с модуляционной. Существенно и то, что для этой части спектра начальная амплитуда колебаний значительно превосходит флуктуационную¹⁵.

Из теории¹⁶ следует, что, в отличие от случая взаимодействия немодулированного пучка с плазмой, когда волновые числа возбуждаемых волн (и соответственно их фазовые скорости) могут принимать любые значения $k \leq \omega_p/v_0$, при модуляции пучка спектр волновых чисел сильно сужается:

$$\omega_p \left(1 - \frac{a}{l}\right)^{1/2} \leq kv_0 \leq \omega_p$$

(a — размер сгустков, на которые разбивается пучок при модуляции, l — расстояние между ними). Этот результат относится к случаю

$$\mu = \frac{\omega_p a}{\omega_1 l} \gg 1$$

*) Исследование нелинейной стадии процесса взаимодействия размытых пучков с плазмой может быть проведено с помощью квазилинейной теории¹³. В¹¹ рассматривался случай моноэнергетических пучков.

(ω_1 — ленгмюровская частота частиц сгустка, $\omega_1 \ll \omega_p$). В случае же $\mu \ll 1$, соответствующем сильно неоднородному распределению плотности в модулированном пучке (узкие сгустки), происходит дальнейшее сужение спектра неустойчивых колебаний и неустойчивость остается только в узких интервалах

$$\omega_p + \omega_1(1 - \mu^{1/2}) < kv_0 < \omega_p + \omega_1(1 + \mu^{1/2}).$$

Максимальное значение инкремента в этом случае

$$\gamma_{\max} \sim \left(\frac{a}{l}\right)^{1/2} \omega_1^{1/2} \omega_p^{1/2}$$

существенно уменьшается по сравнению со случаем взаимодействия с плазмой непрерывного пучка с плотностью, равной среднему значению плотности в модулированном пучке ($\gamma_{\max} \sim \left(\frac{a}{l}\right)^{1/3} \omega_1^{2/3} \omega_p^{1/3}$).

На рис. 1 и 2 представлены частотные спектры колебаний, возбуждаемых при взаимодействии первоначально

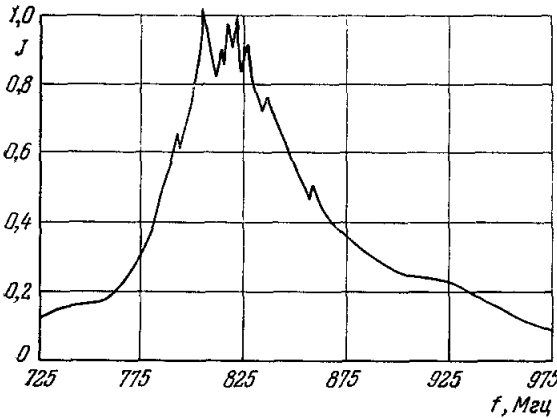


Рис. 1. Частотный спектр для случая первоначально немодулированного пучка.

Энергия пучка 25 кэВ, ток пучка 25 а, длительность импульса 4,5 мксек, плотность плазмы $(6 \pm 8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, напряженность продольного магнитного поля 2000 э. Мощность пучка 625 квт.

но немодулированного (рис. 1) и модулированного (рис. 2) электронных пучков с плазмой. Как видно из графиков, начальная модуляция электронного пучка приводит к сужению частотного спектра (полуширина $\sim 3 \text{ МГц}$ вместо 70 МГц без начальной модуляции)¹³. Так как разрешение спектра по волновым числам (фазовым скоростям) достигается тем, что модуляция и первоначальный сигнал нефлуктуационного характера создают наиболее благоприятные условия для возбуждения волн с k , соответствующим модуляционному, то естественно, что то же самое может быть достигнуто при взаимодействии первоначально немодулированного пучка со слоистой или пространственно-периодической плазмой.

Как указывалось выше, для целей ускорения существенным является характер возбуждаемых колебаний (регулярные или стохастические). Наиболее эффективными способами экспериментального исследования этих вопросов является измерение пространственных и временных корреляционных функций или непосредственное наблюдение формы возбуждаемых полей и их фурье-анализа (в этом случае сохраняются и

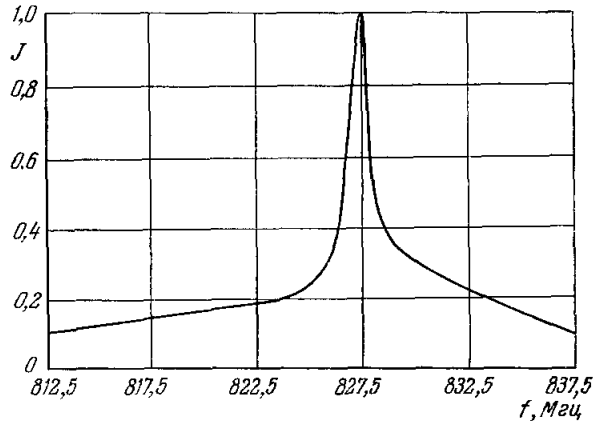


Рис. 2. Частотный спектр для случая модулированного пучка при тех же параметрах пучка и плазмы. Мощность начальной модуляции 10 квт. Суммарная мощность ВЧ колебаний не уменьшилась.

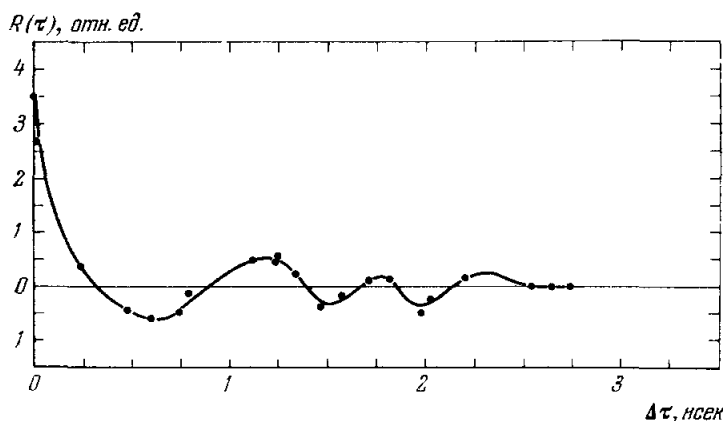


Рис. 3. Временная автокорреляционная функция колебаний, возбуждаемых электронным пучком в плазме.

Энергия пучка $\sim 5 \text{ кэВ}$, ток пучка $\sim 100 \text{ мА}$, магнитное поле $\sim 1000 \text{ э}$, плотность плазмы $\sim 6 \cdot 10^{11} \text{ эл/см}^3$ 19a .

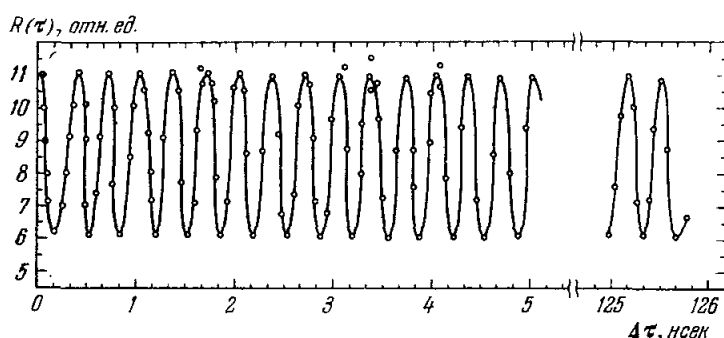


Рис. 4. Временная автокорреляционная функция колебаний, возбуждаемых пучком, промодулированным на частоте 3000 МГц 19a .

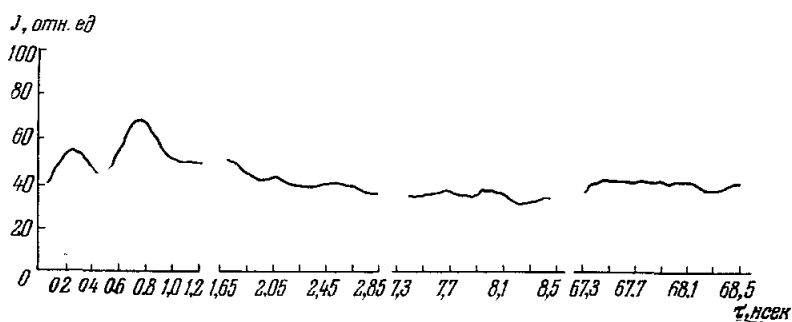


Рис. 5. Автокорреляционные функции для первоначально немодулированного электронного пучка.

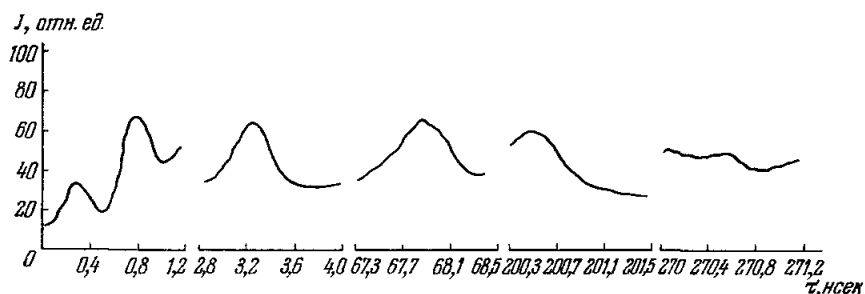


Рис. 6. Автокорреляционные функции для модулированного электронного пучка.

фазовые соотношения). Зная корреляционные функции, можно определить с помощью соотношений Хинчина — Винера спектральные плотности излучения по k и ω , являющиеся к тому же основными характеристиками

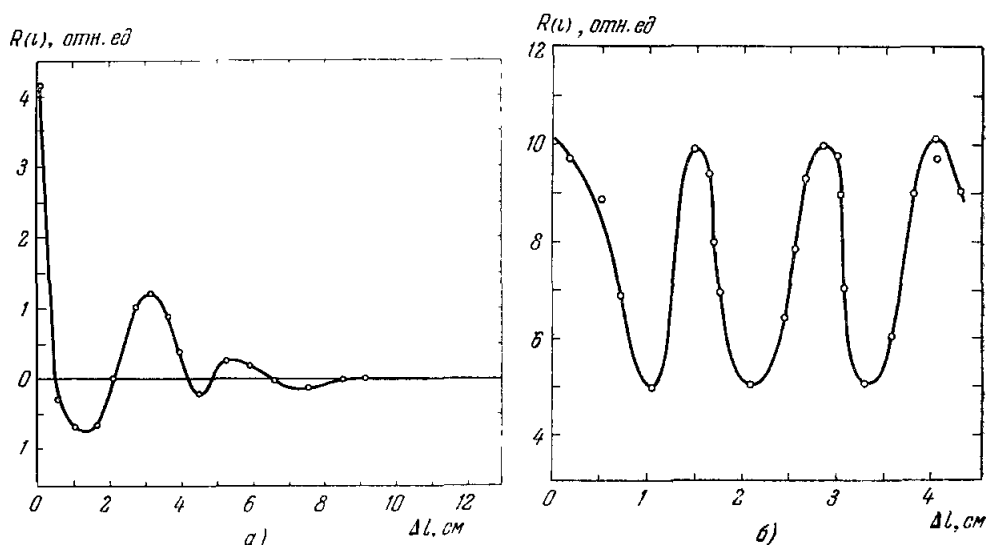


Рис. 7. Пространственные автокорреляционные функции колебаний, возбуждаемых пучком.

а) Внешняя модуляция пучка отсутствует; б) пучок промодулирован на частоте 3000 Мгц ($E_e \sim 5$ кэв, $J_e \sim 100$ ма, $H \approx 1000$ э, $n_p = 6 \cdot 10^{11}$ эл/см³).

турбулентной плазмы. Результаты экспериментальных исследований для случая маломощных и интенсивных электронных пучков представлены на рис. 3—6. На рис. 5 и 6 приведены автокорреляционные функции (см. прим. при корр.

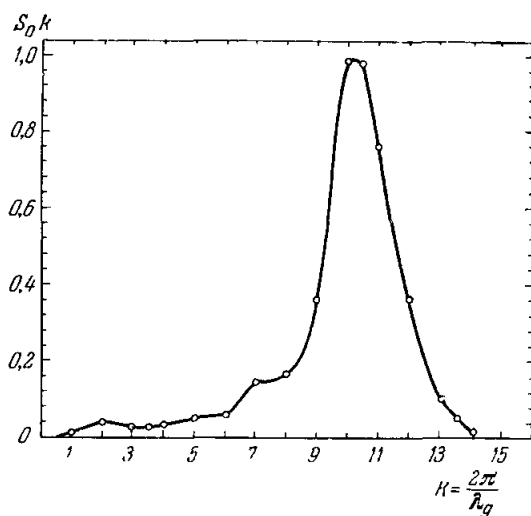


Рис. 8. Спектральная плотность энергии электрического поля (график получен для условий рис. 7, а) ^{17,18}.

на стр. 630) для первоначально немодулированного и модулированного электронных пучков (ток 25 а, пучка ~ 25 кэв, длительность импульса тока $\sim 4,5$ мксек, плотность плазмы $(6 \div 8) \cdot 10^{11}$ см⁻³, напряженность продольного магнитного поля 1000 — 2000 э) ¹⁷. Напомним, что монотонно спадающая корреляционная функция соответствует возбуждению нерегулярных стохастических колебаний, а осциллирующая — регулярных. Наличие даже слабой модуляции приводит к сильному сужению спектра частот и «регуляризации» колебаний. Для ускорения очень важным является сужение спектра фазовых скоростей возбуждаемых колебаний

(рис. 7, 8; эти измерения проведены пока на малом уровне мощности).

Результаты экспериментальных исследований показывают, что первоначальная модуляция пучков является эффективным способом разрежения

и сужения спектров возбуждаемых колебаний по ω и k и способом преобразования стохастических колебаний плазмы в регулярные, т. е. способом возбуждения волн, необходимых для ускорения регулярными полями. Следует отметить, что исследование коллективных плазменно-пучковых взаимодействий, проводимое с целью разработки новых методов ускорения в плазме, уже позволило найти очень эффективный способ нагрева электронов и ионов плазмы в установках по исследованию управляемого синтеза, а также создать эффективный метод генерации и усиления интенсивных регулярных и стохастических колебаний *). Как было показано в ФТИ АН УССР, при взаимодействии пучков с плазмой появляются весьма интенсивные группы электронов плазмы, энергия которых значительно превосходит энергию электронов первичного пучка. Дальнейшее развитие этих исследований у нас и за рубежом привело к тому, что с помощью плазменно-пучкового взаимодействия в магнитных ловушках удалось нагреть электронную плазму до температур свыше 100 кэв. Особенности успехи в этом направлении достигнуты в турбулентном методе нагрева Е. К. Завойского, в котором важную роль играют плазменно-пучковые коллективные взаимодействия. Что касается самого механизма нагрева и ускорения электронов в полях, возбуждаемых при коллективных взаимодействиях пучков с плазмой в магнитных ловушках, то есть серьезные основания считать, что этот механизм во многом аналогичен механизму стохастического ускорения, предложенного Владимиром Иосифовичем совместно с Бурштейном и Коломенским ⁶ (дальнейшее развитие идеи стохастического ускорения было дано в интересных работах Коломенского и Лебедева ⁷). В настоящее время рассмотрена квазилинейная теория ускорения частиц плазмы стохастическими продольными и электромагнитными колебаниями и затухания стохастических полей в плазме, связанного с передачей энергии поля плазме ²⁰. В случае ускорения электромагнитным полем благодаря существованию инварианта

$$w = v_{\perp}^2 + v_z^2 - 2v_z \frac{\omega}{k_z} = \text{const}$$

(это соотношение выражает закон сохранения энергии частицы в системе отсчета, связанной с волной) частицы, имевшие при $t = 0$ тепловые скорости $v \leq \sqrt{T/m}$, равномерно заполняют с течением времени достаточно узкую область в пространстве скоростей — шаровой слой радиуса $\omega/k_z \gg \sqrt{T/m}$ и толщины $\sim \sqrt{T/m}$. В результате этого за время $t \sim \tau W/n_0 m \omega^2/k^2$ (τ — время корреляции, W — энергия электромагнитного поля, n_0 — плотность плазмы) значительная часть частиц плазмы, сравнимая с n_0 , приобретет энергию $\geq m \omega^2/k^2$, существенно превышающую тепловую энергию. Отметим, что важные исследования процессов стохастического ускорения были проведены также В. Н. Цытовичем.

Второй важной задачей, решение которой необходимо для эффективного ускорения частиц в плазме, является обеспечение ее устойчивости. Значение этой проблемы для плазменных ускорителей определяется еще и тем, что аномальная диффузия плазмы, возникающая при развитии неустойчивостей, приводит к увеличению ее поперечного сечения. При этом для достижения больших напряженностей поля необходимо было бы создать большие потоки мощности ВЧ. Следует напомнить, что воз-

*) Среди большого числа экспериментальных исследований коллективных взаимодействий пучков заряженных частиц с плазмой, помимо приведенных в докладе, укажем на ³⁰. Мы не имеем здесь возможности изложить содержащиеся в них интересные результаты.

буждение ВЧ колебаний, необходимых для ускорения, не приводит к аномальной диффузии, так как эти волны непосредственно слабо взаимодействуют с ионами. Поэтому речь идет о подавлении НЧ неустойчивостей. В теоретических и экспериментальных исследованиях, проведенных в ФТИ АН УССР, показано, что существуют способы срыва неустойчивостей. Несмотря на большое число неустойчивостей и внешнее их различие, они обусловлены 3—4 элементарными механизмами. Поэтому можно

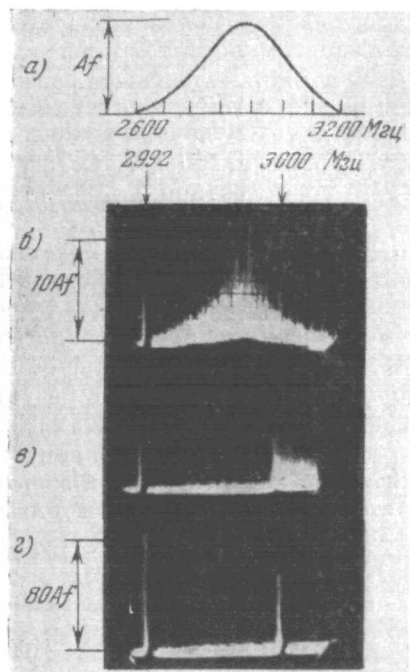


Рис. 9. Спектр высокочастотных колебаний в зависимости от глубины модуляции α электронного пучка (частота модуляции 3000 МГц).

а) $\alpha = 0$; б) $\alpha \approx 0,06 + 0,09$; в) $\alpha = 0,11$; з) $\alpha \approx 0,15$, $f = 2992$ — метка начала развертки экрана анализатора ИВ-46, полная развертка 10 МГц ^{19a}.

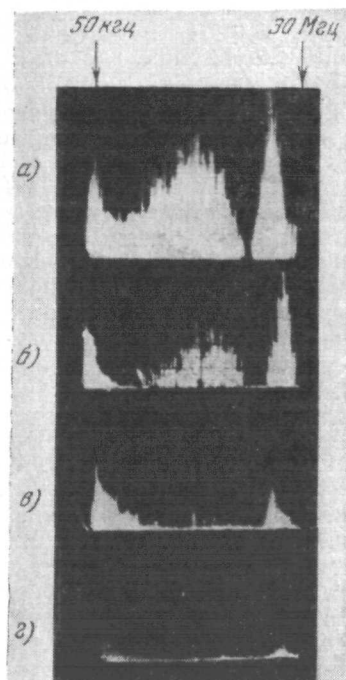


Рис. 10. Спектр низкочастотных колебаний в зависимости от глубины модуляции электронного пучка.

а) $\alpha = 0$; б) $\alpha \approx 0,06 + 0,09$; в) $\alpha \approx 0,11$; з) $\alpha = 0,15$ ^{19a}.

надеяться, что и способы их срыва могут быть в достаточной степени универсальными. Как указывалось выше, модуляция пучка приводит к срыву ВЧ неустойчивостей. Дальнейшие экспериментальные исследования показали, что она приводит также к срыву широкого спектра низкочастотных неустойчивостей, значительному ослаблению аномальной диффузии и уменьшению площади поперечного сечения плазмы (рис. 9 и 10). Мы еще не можем предложить окончательное объяснение этих фактов, но, по-видимому, они связаны с тем, что низкочастотные колебания возникают в рассматриваемом случае в результате нелинейного взаимодействия ВЧ колебаний, и поэтому срыв ВЧ колебаний приводит к срыву НЧ колебаний. В пользу этого говорит имеющееся экспериментальное соотношение

$$\Delta\omega_{ВЧ} = \omega_{\max} \text{ НЧ.}$$

Что касается микронеустойчивостей, обусловленных неоднородностью плазмы, приводящих к сильной аномальной диффузии²¹⁻²⁵, то, 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 Осовцем). 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 автофазировки²⁶. 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 $\sim (\gamma/\Omega_\phi)^2$, 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 расчеты²⁸, наложение высокочастотного поля и связанный с этим учет силы давления в высокочастотном поле

$$-\frac{e^2}{2m\Omega^2} \nabla \langle \mathbf{E}_0 \mathbf{E}_{1z} \rangle$$

(скобки означают усреднение по ВЧ периоду, E_{1z} — ВЧ часть поля колебаний; из-за однородности внешнего поля E_0 под знаком среднего отсутствует старший член $\sim E_0^2$) приводят к увеличению частоты колебаний, на которых развивается неустойчивость. С ростом частоты увеличивается величина стабилизирующего члена в выражении для инкремента нарастания

$$\gamma \sim \alpha \frac{\partial f_0}{\partial x} + \beta \frac{\partial f_0}{\partial W};$$

стабилизирующий член

$$\frac{\partial f_0}{\partial W} \left(\frac{\omega}{k_z} \right) \approx -\frac{m_e \omega}{T k_z} f_0(0).$$

Из теории следует, что для срыва целого ряда дрейфовых неустойчивостей достаточно относительно небольших электрических полей, для которых параметр $a_e = eE_0/m_e\Omega^2$, определяющий смещение электрона в ВЧ поле, оказывается порядка $(k/k_z)\lambda_{De}$ (λ_{De} — дебаевский радиус электрона, k и k_z — модуль волнового вектора дрейфовых колебаний и его составляющая в направлении ВЧ поля).

Предстоящая подробная экспериментальная проверка должна дать ответ, насколько эффективным окажется рассматриваемый метод стабилизации. Несмотря на важность задачи обеспечения устойчивости, основной проблемой в плазменных методах ускорения является решение задачи возбуждения интенсивных волн в плазме. Мы уже указывали, что эффективность возбуждения колебаний при переходе от пучков мощностью в десятки киловатт к пучкам мощностью порядка 600 *квт* не уменьшилась.

*) Подавление пучковых неустойчивостей с помощью однородных ВЧ полей было рассмотрено в работе Алиева и Силина²⁷.

Следующим этапом уже начавшихся экспериментов является возбуждение необходимых для ускорения волн с помощью электронных пучков мощностью 10 и 100 *Мвт*. Одновременно производятся экспериментальные исследования возможности увеличения интенсивности возбуждаемых колебаний $E^2/8\pi$ до значений, больших плотности энергии в пучке $nmv^2/2$. Эта возможность появляется при непрерывной инжекции частиц пучка в плазму²⁹. При такой инжекции возбуждение колебаний осуществляется все новыми группами быстрых электронов, последовательно инжектируемых в плазму. Если скорость переноса волн v_{gr} намного меньше скорости пучка v_0 , то энергия, теряемая пучком на возбуждение колебаний, накапливается в переходном слое на границе плазмы. При этом плотность энергии поля оказывается весьма значительной и может намного превосходить плотность энергии в пучке:

$$\frac{\sum_k |E_k|^2}{4\pi} \approx \frac{2}{15} \frac{n_0 m v_0^4}{v_T^2},$$

т. е. в v_0^2/v_T^2 раз больше плотности энергии в пучке.

Интересно отметить, что образование этого слоя приводит к возникновению ударной волны.

Приведенные результаты теоретических и экспериментальных исследований возбуждения необходимых для ускорения в плазме продольных и электромагнитных волн с помощью электронных пучков, движущихся в ней, показали эффективность этого метода возбуждения. Переход от пучков мощностью в десятки киловатт до мощности 600 *квт* сопровождается пропорциональным возрастанием мощности возбуждаемых колебаний. Если в начатых экспериментальных исследованиях с пучками мощностью 10 *Мвт* и в готовящихся исследованиях с пучками 100 *Мвт* не обнаружится каких-либо новых явлений, то задача возбуждения в плазме необходимых для ускорения волн будет решена. Что касается общего состояния методов ускорения в плазме, то, как нам кажется, эти методы развиваются медленнее, чем хотелось бы. Однако проведенные до сих пор исследования подтверждают правильность основных идей, а трудности их осуществления в значительной степени являются технологическими и смогут быть преодолены с течением времени. Время осуществления этих и других новых методов ускорения было бы значительно меньше, если бы с нами был Владимир Иосифович, которого нам всем очень не хватает.

Примечание при корректуре (к стр. 626). Как показали более точные измерения в интервале $\tau = 0 - 0,8$ *нсек*, эти функции, как и следовало ожидать, максимальны при $\tau = 0$.

Физико-технический
институт АН УССР, Харьков

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Векслер, Proc. Symp. CERN 1, 80 (1956); Отчеты ФИАН 1951, 1952 гг.
2. В. И. Векслер, Атомная энергия 2, 427 (1957).
3. В. И. Векслер, М. Л. Левин, М. С. Рабинович и др. в сб. «Международная конференция по ускорителям», Дубна, 1963, М., Атомиздат, 1964, стр. 1017.
4. В. И. Векслер, М. С. Рабинович, И. Ф. Геккер и др., в сб. ФИАН «Физика плазмы», М., «Наука», 1966, стр. 60.
5. Г. И. Будкер, Proc. Symp. CERN 1, 68 (1956); Атомная энергия 1, 9 (1956).
6. Э. Л. Бурштейн, В. И. Векслер, А. А. Коломенский, в сб. «Некоторые вопросы теории циклических ускорителей», М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 3.
7. А. А. Коломенский, А. И. Лебедев, Труды Международной конференции по ускорителям, ЦЕРН, Женева, 1955, стр. 184.

8. Я. Б. Файнберг, *Proc. Symp. CERN* 1, 84 (1956); Я. Б. Файнберг, *Атомная энергия* 6, 431 (1959).
9. А. В. Гуревич, В. П. Силин, *Препринт ФИАН А-24*, 1965.
10. А. И. Ахиезер, Я. Б. Файнберг, *ДАН СССР* 69, 555 (1949); *ЖЭТФ* 21, 1262 (1951); D. Bohm, E. Gross, *Phys. Rev.* 75, 1851 (1949).
11. В. Д. Шапиро, *ЖЭТФ* 44, 613 (1963).
12. А. А. Веденов, Е. Т. Велихов, Р. З. Сагдеев, *Ядерный синтез* 1, 82 (1961), *Ядерный синтез, Приложение, ч. II*, 465 (1962); W. D. G. Thompson, D. P. H. H. es, *Доклад на конференции в Зальцбурге CN 10/134* (1961).
13. В. И. Курилко, В. Б. Красовицкий, *ЖЭТФ* 43, 353 (1965).
14. И. Ф. Харченко, Я. Б. Файнберг, Е. А. Корнилов, Е. А. Луценко, Н. С. Педенко, *Ядерный синтез, Приложение, ч. III*, 1101 (1962); *Доклад на конференции в Зальцбурге CN 10/230* (1961); *Доклад на II Международной конференции по применению атомной энергии в мирных целях, Приложение 1, стр. 2211, Женева, 1958*; А. К. Березин, Я. Б. Файнберг, Г. П. Березина, Л. И. Болотин, *Атомная энергия* 14, 249 (1963); 18, 271 (1965).
15. Я. Б. Файнберг, *Атомная энергия* 11, 313 (1961).
16. Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, *Атомная энергия* 18, 315 (1965).
17. А. К. Березин, Я. Б. Файнберг, Л. И. Болотин, Г. П. Березина, И. А. Безъязычный, Ю. М. Ляпкало, Е. В. Лифшиц, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* 1, 515 (1966).
18. Е. А. Корнилов, Я. Б. Файнберг, О. Ф. Ковпик, *Письма ЖЭТФ*, 4, 147 (1966).
19. А. К. Березин, Я. Б. Файнберг, Г. П. Березина, Л. И. Болотин, Ю. М. Ляпкало, *Атомная энергия* 18, 315 (1965).
- 19а. Е. А. Корнилов, Я. Б. Файнберг, Л. И. Болотин, О. Ф. Ковпик, *Письма ЖЭТФ* 3, 354 (1966).
20. Ф. Г. Басс, Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, *ЖЭТФ* 49, 329 (1965).
21. Л. И. Рудаков, Р. З. Сагдеев, *ДАН СССР* 138, 581 (1961).
22. Б. Б. Кадомцев, А. В. Тимофеев, *ДАН СССР* 146, 581 (1962); Б. Б. Кадомцев, в сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 4, М., Атомиздат, 1964, стр. 186.
23. А. А. Галеев, В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев, *ЖЭТФ* 44, 903 (1963).
24. А. Б. Михайловский, в сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 3, М., Атомиздат, 1963, стр. 141.
25. А. А. Рухадзе, В. П. Силин, *УФН* 82, 499 (1963).
26. Я. Б. Файнберг, В. И. Шевченко, в сб. «Международная конференция по ускорителям», М., Атомиздат, 1964, стр. 1014.
27. Ю. М. Алиев, В. П. Силин, *ЖЭТФ* 48, 901 (1965).
28. Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, *Письма ЖЭТФ*, 4, 32 (1966); Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, *ЖЭТФ* 52, 293 (1967).
29. Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, *ЖЭТФ* 47, 1389 (1964).
30. G. Boyd, L. Field, R. Gould, *Phys. Rev.* 109, 1393 (1958); Е. В. Богданов, В. Я. Кислов, З. С. Чернов, *Радиотехника и электроника* 5, 229 (1960); Р. А. Демирханов, А. К. Геворков, А. Ф. Попов, *ЖТФ* 30, 315 (1960); М. В. Незлин, *ЖЭТФ* 41, 1961 (1961); 46, 36 (1964); 53, № 1, 437 (1967); А. А. Зайцев, Г. С. Леонов, И. А. Савченко, *ЖЭТФ* 36, 1332 (1959); М. Д. Габович, Л. Л. Пасечник, *ЖЭТФ* 36, 1024 (1959); M. A. Allen, G. S. Kino, *Phys. Rev. Letts* 6, 163 (1961); L. D. Smullin, W. D. Getty, *Phys. Rev. Letts* 9, 3 (1962); В. Д. Федорченко, Б. Н. Руткович, В. И. Муратов, Б. М. Черный, *ЖТФ* 32, 958 (1962); C. Etiegan, M. Pegulli, *Compt. Rend.* 225, 855 (1962); R. G. Emelcus, A. Garscadden, E. M. Grau, *Материалы Мюнхенской конференции* 2, 1433 (1962); J. Alexeff, K. Neidigh, W. E. Reed, *Phys. Rev. Letts* 10, № 7, 273 (1963); Е. К. Завойский, *Атомная энергия* 14, 57 (1963); M. Seidl, P. Sunka, *Phys. Rev. Letts* 11, 31 (1964); G. Briffod, M. Bernard, R. Frank, J. Weisse, *PA I gn/KT* 377, CEA CEN Saclay, 1965; Н. С. Бучельникова, *Ядерный синтез* 6, 192 (1966); П. И. Блинов, Л. П. Закалов, Л. Г. Плахов, Р. В. Чикин, В. В. Шапкин, *ЖЭТФ, Письма* 3, 225 (1966); М. М. Бабыкин, П. П. Гаврин, Е. К. Завойский, С. Л. Недосеев, Л. И. Рудаков, В. А. Скорюпин, *ЖЭТФ* 52, 643 (1967).