

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО И ИОННОГО ПУЧКОВ С КАЛИЕВОЙ ПЛАЗМОЙ

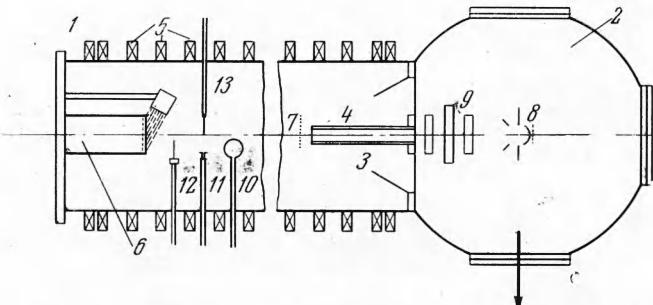
Н. С. Бучельникова, А. М. Кудрявцев

(Новосибирск)

Исследование взаимодействия пучков заряженных частиц с плазмой посвящено значительное число теоретических и экспериментальных работ [1]. Однако практически все эксперименты с электронными пучками выполнены в условиях, когда плазма создается самим пучком. Экспериментов с быстрыми ионными пучками ($v_0 \gg v_{Te}$, где v_{Te} — тепловая скорость электронов плазмы) нет.

В настоящей работе исследовано взаимодействие электронного и протонного пучков с сильноионизованной калиевой плазмой, создаваемой независимо от пучка.

Описание установки. Схема установки показана на фиг. 1. Вакуумная камера представляет собой охлаждаемую водой трубу 1 из нержавеющей стали внутренним диаметром 15 см и длиной 144 см. Труба соединена с объемом 2 через фланец 3, имеющий окно с подвижной шторкой и «градиентную трубку» 4. При закрытой шторке регулировкой натекания можно довести давление в трубе до 10^{-2} тор при давлении в объеме 2 10^{-5} тор. Это позволяет использовать установку для работы с плазмой, образованной самим пучком. Рабочее давление в трубе при открытой шторке и отсутствии натекания составляет $1 \cdot 10^{-6}$ тор.



Фиг. 1. Схема установки: 1 — труба, 2 — объем электронной (ионной) пушки, 3 — переходной фланец, 4 — «градиентная» трубка, 5 — катушки магнитного поля, 6 — ионизатор с напылителем калия, 7 — подвижная вольфрамовая сетка, 8 — электронная (ионная) пушка, 9 — линза электронной (ионной) пушки, 10 — магнитный зонд, 11 — дипольный зонд, 12 — штыревой зонд, 13 — лэнгмюровский зонд

Магнитное поле, направленное вдоль оси трубы, создается системой катушек 5. Питание катушек импульсное, длительность импульса тока ~ 15 мсек. Магнитное поле может меняться от 0.6 до 6 кэ. Неоднородность поля вдоль оси не превышает 2%. Длина зоны однородного поля ~ 100 см.

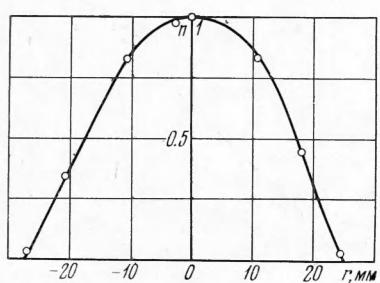
Щелочная плазма создается при термической ионизации паров калия на вольфрамовом ионизаторе 6 диаметром 4 см, имеющем температуру ~ 2000 °К. Ионизатор расположен в зоне однородного поля. Столб плазмы ограничен по длине подвижной сеткой 7, находящейся обычно на расстоянии ~ 50 см от ионизатора. На сетку подается потенциал, равный потенциальному плазмы. Плотность плазмы максимальна на оси и спадает по радиусу. Распределение плотности плазмы по радиусу и длине представлено на фиг. 2 и 3. Эксперименты проводились при плотности плазмы $1 \cdot 10^9 - 7 \cdot 10^{10}$ см⁻³ (плотность измерялась на оси столба в 10 см от ионизатора).

Электронный пучок создается трехэлектродной пушкой 8, расположенной в объеме 2, вне магнитного поля. Пушка работает в импульсном режиме, длительность импульса 100 мкесек. Энергия пучка 2—23 кэв, максимальный ток в районе ионизатора ~ 300 ма (плотность тока $\sim i$ а/см²). Диаметр пучка 6 мм, разброс по энергии, определенный при помощи электростатического анализатора, составляет $\sim 1\%$. Смещение пучка относительно оси трубы, определенное при помощи флюресцирующего экрана, не превышает 2 мм.

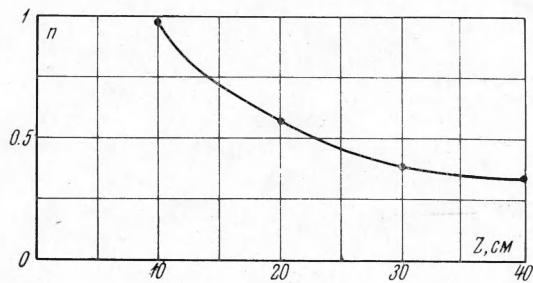
При работе с ионными пучками вместо электронной пушки устанавливается тот или иной ионный источник. Один из них — импульсный водородный дуговой источник, разработанный под руководством Г. И. Димова, обладающий следующими параметрами: энергия пучка 1.5—6 кэв, ток в районе ионизатора 20 ма (плотность тока ~ 40 ма/см²), диаметр пучка 7—8 мм, длительность импульса 100 мкесек. Второй источник — «дуо-плазматрон» — имеет следующие параметры: энергия пучка 20—50 кэв, ток в районе ионизатора 30 ма (плотность тока ~ 40 ма/см²), диаметр пучка 9—10 мм, длительность импульса 100 мкесек. В обоих случаях пучок инжектируется строго по оси.

Плотность плазмы измерялась одиночными лэнгмюровскими зондами 13, перемещающимися по радиусу.

Высокочастотные колебания в плазме измерялись штыревыми, дипольными и магнитными зондами — антеннами 10—12. В качестве измерительных приемников использовались приемники типа П5-1-П5-7, перекрывающие диапазон частот 20—7000 мгц и обладающие чувствительностью 10^{-11} — 10^{-12} вт, а также селективный усилитель с диапазоном измеряемых частот 0.5—25 мгц и чувствительностью 10^{-12} вт.



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Распределение плотности плазмы n в относительных единицах по радиусу
Фиг. 3. Распределение плотности плазмы n по длине z , при этом $z = 0$ — координата ионизатора

Результаты эксперимента. В ряде работ, посвященных исследованию взаимодействия электронного пучка с плазмой [2—6], показано, что в плазме, образованной пучком и имеющей малую плотность ($\omega_{0e} < \omega_{He}$), возбуждается неустойчивость на электронной циклотронной частоте. При этом было обнаружено, что возбуждение происходит в ограниченной области магнитных полей и энергии пучка. В качестве контрольного эксперимента был повторен эксперимент [2]. Параметры последнего таковы: энергия пучка 1—4 кэв, ток 50 ма, диаметр пучка 5 мм, магнитное поле 500—2000 э, давление 10^{-2} — 10^{-3} тор, длина области взаимодействия $L \leq 40$ см.

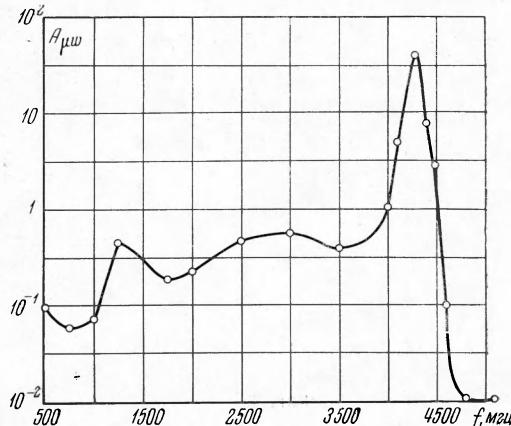
Параметры нашего эксперимента: энергия пучка 3 кэв, ток 50 ма, диаметр 6 мм, магнитное поле 600—2500 э, давление от 4 до $6 \cdot 10^{-3}$ тор, длина области взаимодействия 50 см. Отличие практически заключалось лишь в том, что пучок импульсный, с длительностью 100 мксек.

В результате было получено удовлетворительное согласие с экспериментом [2]. Действительно, в диапазоне магнитных полей 1—2.5 кэ наблюдалось возбуждение циклотронной частоты в некоторой области частот и вблизи нее. Типичный спектр колебаний приведен на фиг. 4. Отметим, что максимальные амплитуды, измеренные штыревым зондом (длина 6 мм, диаметр 0.5 мм), в районе оси пучка достигают величины 0.5 мвт (полоса пропускания измерительного приемника 3 мгц). Плотность плазмы в этих экспериментах не измерялась.

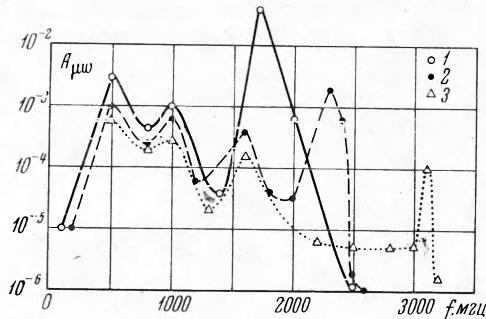
При исследовании взаимодействия электронного пучка с калиевой плазмой параметры плазмы и пучка были выбраны так, что выполнялись следующие неравенства:

$$v_0 \gg v_{Te}, \quad n_0 \gg n_1, \quad f_{He} > f_{0e},$$

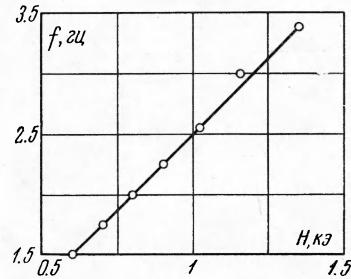
Здесь v_0 — 2.5 — $8.5 \cdot 10^9$ см/сек — скорость электронов пучка (2 — 23 кэв); v_{Te} — $2.4 \cdot 10^7$ см/сек — тепловая скорость электронов плазмы; n_1 — 1 — $3 \cdot 10^8$ см $^{-3}$ — плотность электронов пучка ($I = 100$ ма); n_0 — 1 — $70 \cdot 10^9$ см $^{-3}$ — плотность электронов плазмы; f_{0e} — 0.3 — $2.2 \cdot 10^9$ мгц — лэнгмюровская частота плазмы; f_{He} — 1.7 — $6 \cdot 10^9$ мгц — электронная циклотронная частота ($H = 0.6$ — 2.2 кэв).

Фиг. 4. Спектр колебаний пучковой плазмы; $H = 1.5$ кэв, $p = 4.1 \cdot 10^{-3}$ тор, $I = 60$ ма, $U_0 = 3$ кэв

При таких условиях можно было ожидать возбуждения циклотронной неустойчивости, а также неустойчивости в области плазменных частот [1,7,8]. Действительно, циклотронная неустойчивость была обнаружена при малых магнитных полях ($H < 1,2 \text{ к} \omega$) и больших энергиях ($\sim 18-20 \text{ к} \omega$) электронов пучка. Одновременно с циклотронной частотой возбуждается и сплошной спектр более низких частот, который тя-



Фиг. 5



Фиг. 6

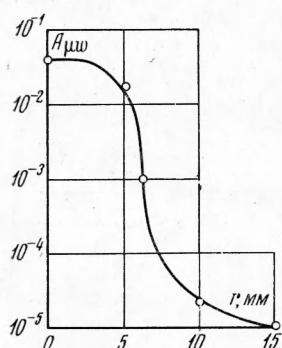
Фиг. 5. Спектры колебаний щелочной плазмы при различных магнитных полях; $n_0 = 1.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $I = 60 \text{ м}a$, $U_0 = 20 \text{ к} \omega$, 1 — $H = 0.6 \text{ к} \omega$, 2 — $H = 0.8 \text{ к} \omega$, 3 — $H = 1.1 \text{ к} \omega$

Фиг. 6. Зависимость возбуждаемой частоты от магнитного поля. Прямая — $f_{He} = eH/2\pi mc$, $n_0 = 1.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $I = 60 \text{ м}a$, $U_0 = 20 \text{ к} \omega$

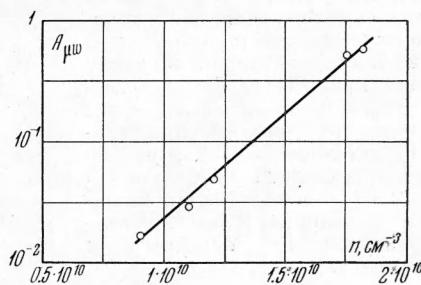
нется до 150—200 мега. Типичные спектры представлены на фиг. 5. Зависимость наблюдаемой частоты пика от магнитного поля хорошо согласуется с расчетной (фиг. 6). Колебания локализованы вблизи оси плазменного столба и занимают область диаметром около 1 см (фиг. 7).

Амплитуда колебаний на циклотронной частоте возрастает с ростом плотности плазмы (фиг. 8) и ростом тока пучка (фиг. 9) и падает с ростом магнитного поля (фиг. 10). Следует отметить, что максимальные амплитуды, наблюдавшиеся в этом эксперименте, не превышали 10^{-7} вт (для того же зонда и того же измерительного приемника, что и в случае «пучковой» плазмы).

При помощи подвижной сетки, ограничивающей плазменный столб по длине, можно было менять длину столба от 66 до 34 см. Зависимость амплитуды циклотронной частоты A (в относительных единицах), измеренной неподвижным штыревым зондом, от длины столба L см показана на фиг. 11 (зонд расположен в 20 см от ионизатора). Видна четкая периодичность в изменении амплитуды с длиной столба, причем длина периодичности оказывается равной $\lambda_H = v_0 / f_{He}$.



Фиг. 7



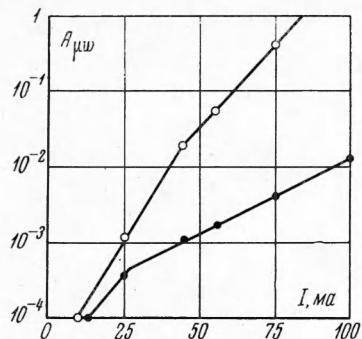
Фиг. 8

Фиг. 7. Распределение амплитуды циклотронной частоты по радиусу; $H = 0.6 \text{ к} \omega$, $n_0 = 1.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $I = 60 \text{ м}a$, $U_0 = 20 \text{ к} \omega$

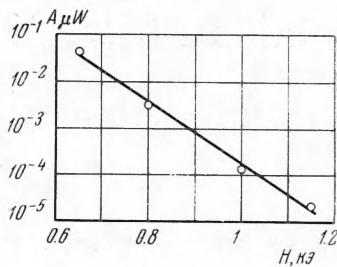
Фиг. 8. Зависимость амплитуды циклотронной частоты от плотности плазмы; $H = 0.6 \text{ к} \omega$, $I = 60 \text{ м}a$, $U_0 = 20 \text{ к} \omega$

Характерные частоты в области плазменных или кратных им частот, зависящие от плотности плазмы, обнаружены не были, несмотря на то, что в поисках оптимального режима их возбуждения снимались семейства спектральных кривых при различных

магнитных полях и энергиях электронов пучка. Магнитное поле менялось от 0.7 до 2.5 кэ через 0.4 кэ, энергия пучка — от 2.5 до 23 кэв через 3—4 кэв. При этом плотность плазмы составляла $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, ток пучка 60 ма. Изменения характера спектров, а также мощности излучения не обнаружено. Типичные спектры приведены на фиг. 12. Максимальная амплитуда не превышает при этом 10^{-9} — 10^{-10} вт. Следует отметить, что с ростом плотности плазмы граница спектра несколько смещается в сторону более вы-



Фиг. 9



Фиг. 10

Фиг. 9. Зависимость амплитуды циклотронной частоты от тока пучка: $U_0 = 20$ кэ; $n_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; 1 — $H = 0.6$ кэ; 2 — $H = 1$ кэ

Фиг. 10. Зависимость амплитуды циклотронной частоты от магнитного поля: $n_0 = 1.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $I = 60$ ма, $U_0 = 20$ кэ

соких частот и амплитуды колебаний незначительно увеличиваются. С ростом тока пучка амплитуды растут почти пропорционально току.

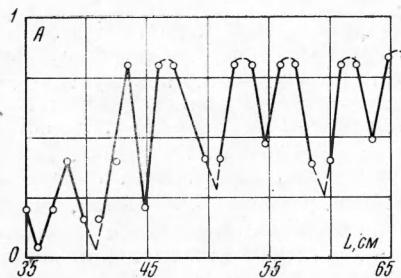
При исследовании взаимодействия с плазмой ионного пучка выполнялись те же условия, что и для электронного: $v_0 > v_{Te}$, $n_0 > n_i$, $f_{He} > f_{oe}$ (в большинстве случаев).

При этом $v_0 = 5 \cdot 10^7$ — $1 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ (энергия 1.5—6 кэв); $n_1 = 2.5 \cdot 10^9$ — $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ (ток 20 ма); $v_0 = 1.8 \cdot 10^8$ — $2.8 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ (энергия 20—50 кэв); $n_1 = 9 \cdot 10^8$ — $1.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ (ток 30 ма); $n_0 = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $f_{oe} = 1400 \text{ мгц}$; $f_{He} = 560$ — 7000 мгц (200—2500 э).

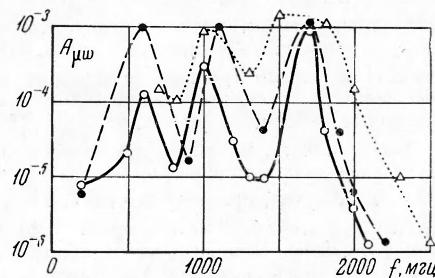
В диапазоне частот 3—4000 мгц возбуждения колебаний не обнаружено.

Пучок более быстрых ионов (20—50 кэв) возбуждает в плазме сравнительно низкочастотные колебания (до 2.5—3 мгц) с амплитудами $\sim 10^{-7}$ вт. В рассматриваемом эксперименте эти колебания не исследовались, но можно предположить, что они связаны с ионными плазменными частотами.

Обсуждение результатов. Теоретические исследования вопроса о взаимодействии пучка заряженных частиц с плазмой, проведенные рядом авторов, показывают, что система плазма — пучок неустойчива по отношению к колебаниям, как правило,



Фиг. 11



Фиг. 12

Фиг. 11. Зависимость амплитуды циклотронной частоты от длины столба: $H = 0.6$ кэ, $n_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $I = 50$ ма; $U_0 = 19$ кэ

Фиг. 12. Спектры колебаний щелочной плазмы при разных плотностях:
1 — $n_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; 2 — $n_0 = 1.7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; 3 — $n_0 = 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$

продольным и лежащим на частотах, близких к характерным частотам плазмы, таким, как электронная циклотронная частота ω_{He} , плазменная электронная частота ω_{Oe} , «гибридная» частота $(\omega_{He} \omega_{H_i})^{1/2}$ и т. д. [1]. Вопрос о взаимодействии ограниченного пучка с плазмой того же диаметра, находящейся в магнитном поле, рассмотрен в [7]. Неогра-

ниченная задача рассмотрена в работе [8]. В обоих случаях показано, что механизмом возбуждения неустойчивости может быть черенковский эффект или аномальный эффект Допплера. Возбуждаемые частоты лежат вблизи ω_{He} и ω_0 (при $\omega_{He} > \omega_{0e}$). Аналогичные выводы сделаны в работе [9] при рассмотрении взаимодействия «тонкого» пучка с плазмой большого диаметра. Так как в рассматриваемом случае колебания сосредоточены в области, занятой пучком, правомерно использовать решения, полученные для пучка и плазмы равного диаметра [7].

Выражения для инкрементов нарастания колебаний вблизи ω_{0e} и ω_{He} для обоих механизмов возбуждения таковы:

Условие черенковского резонанса $\omega \approx k_z v_0$

$$\begin{aligned}\operatorname{Im} \omega_{0e} &\approx \left(\frac{\Omega_0^2 k_z^2 a^2}{\omega_{0e}^2 \lambda_p^2} \right)^{1/3} \omega_{0e} \approx n_0^{1/6} n_1^{1/3} k_z^{2/3}, \\ \operatorname{Im} \omega_{He} &\approx \left(\frac{\Omega_0^2 \omega_{0e}^2 k_z^2 a^2}{\omega_{He}^2 \lambda_p^2} \right)^{1/3} \approx \left(\frac{n_0 n_1 H}{v_0^2} \right)^{1/3}\end{aligned}$$

Условие допплеровского резонанса $\omega \approx k_z v_0 - \omega_{He}$

$$\begin{aligned}\operatorname{Im} \omega_{0e} &\approx \frac{\Omega_0}{2} \left(\frac{\omega_{0e} k_z a}{\omega_{He} \lambda_p} \right)^{1/2} \approx \frac{n_0^{1/2} n_1^{1/2}}{v_0^{1/2}}, \\ \operatorname{Im} \omega_{He} &\approx \frac{\Omega_0}{2} \frac{\omega_{0e} k_z a}{\omega_{He} \lambda_p} \approx \frac{n_0^{1/2} n_1^{1/2}}{v_0}\end{aligned}$$

где Ω_0 — плазменная частота пучка; k_z — продольная компонента волнового вектора; v_0 — скорость частиц пучка; λ_p — числовой параметр порядка от 1 до 2.4; a — радиус пучка.

Численные значения инкрементов для параметров, соответствующих нашему эксперименту, имеют один порядок величины для всех четырех случаев: $\operatorname{Im} \omega \approx 1-5 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$, причем отношение значения $\operatorname{Im} \omega_H$ при черенковском механизме к значению $\operatorname{Im} \omega_H$ при допплеровском механизме приблизительно равно 2.

Таким образом, можно ожидать возбуждения колебаний в районах электронной, циклотронной и плазменной частот.

Действительно, обнаружено, что при взаимодействии электронного пучка с калиевой плазмой возбуждаются колебания в районе электронной циклотронной частоты в довольно узком интервале $\Delta f \approx 100 \text{ мгц}$.

Длина волн этих колебаний была измерена в эксперименте с изменением длины плазменного столба. Очевидно, что при возбуждении продольных колебаний в ограниченной по длине системе должны возбуждаться стоячие волны с длиной волны, удовлетворяющей условию $L = n\lambda = nv_0/f$ ($n=1,2,3,\dots$).

В экспериментах настоящей работы при данном магнитном поле возбуждаемая частота постоянна ($f = f_{He}$). Естественно, что при плавном изменении L это условие может выполняться только при изменении фазовой скорости волны. Однако при «ходе» фазовой скорости от скорости частиц пучка амплитуда колебаний должна уменьшаться из-за уменьшения инкремента. Когда $\Delta L = \lambda$, т. е. $L - \Delta L = (n-1)\lambda$, v_0 снова приближается к v_0 , и амплитуда вновь возрастает до максимального значения. Таким образом, определенная в эксперименте λ_H действительно дает длину волны. Оказалось, что $\lambda = v_0/f_{He}$ (измеренное значение $\lambda = (4.6 \pm 0.4) \text{ см}$, расчетное $\lambda = 4.5 \text{ см}$), откуда следует, что колебания на электронной циклотронной частоте возбуждаются черенковским механизмом. Отметим, что слабая зависимость амплитуды максимумов от длины столба может быть связана с абсолютным характером неустойчивости, что согласуется с теоретическими предположениями [9].

Можно было ожидать, что зависимость амплитуды колебаний от различных параметров будет соответствовать зависимости от них инкремента. Действительно, оказывается, что, так же как и инкремент, амплитуда растет с ростом тока пучка и плотности плазмы. Однако зависимость амплитуды от v_0 и H отличается от ожидаемой. Неустойчивость наблюдается только при больших скоростях пучка (18—20 кс), в то время как $\operatorname{Im} \omega_{He} \approx 1/v_0^{2/3}$, амплитуда колебаний резко падает с ростом магнитного поля, а $\operatorname{Im} \omega_{He} \approx H^{1/3}$.

В области плазменных частот, согласно работам [7, 9], должны возбуждаться колебания в районе ω_{0e} и ниже — $\omega \approx \omega_{0e} k_z a$ ($k_z a < 1$) с инкрементами, растущими при $\omega \rightarrow \omega_{0e}$. Выше ω_{0e} спектр должен довольно резко обрываться.

В эксперименте наблюдается возбуждение колебаний в весьма широкой области частот ($\Delta f \sim 800$ мгц), в пределах которой лежат и плазменные частоты. Однако в этой области не наблюдается пиков, частота которых зависела бы от плотности. Наблюдаемые пики не зависят ни от каких параметров (n_0, H, v_0, n_1) и, по-видимому, связаны с частотной характеристикой зондов. Наблюданное смещение верхней (довольно резкой) границы спектра с увеличением плотности $f^* \approx n_0^{1/6}$ намного слабее ожидаемого $f^* \approx n_0^{1/2}$.

Можно предполагать, что отличие от теории в этом случае связано с существованием продольного градиента плотности плазмы, направленного так, что пучок идет в сторону увеличения плотности. При этом может оказаться существенным изменение величины ω_{pe} вдоль пучка, а также возможность отражения возбуждающихся волн от области с большей плотностью. Все это приведет к уширению и сглаживанию спектра.

При прохождении ионного пучка через плазму колебания должны развиваться с меньшими инкрементами за счет большей инерционности ионов пучка (в приведенных выше формулах Ω_{0e} заменяется на Ω_{0i}); но нарастание колебаний по ходу пучка (для конвективной неустойчивости) должно быть примерно таким же, как и в случае электронного пучка, из-за увеличения времени взаимодействия пучка с плазмой. Отсутствие в эксперименте возбуждения высокочастотных колебаний объяснить в настоящее время не представляется возможным.

Авторы благодарят Б. Н. Золотова и Н. П. Мухортова за помощь в работе.

Поступила 18 III 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Файнберг Я. Б. Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой. Сб. «Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза», т. 2, Изд. АН УССР, 1963.
2. Харченко И. Ф., Файнберг Я. Б., Николаев Р. М., Корнилов Е. А., Луценко Е. И., Педенко Н. С. Взаимодействие пучка электронов с плазмой в магнитном поле. Сб. «Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза», т. 2. Изд. АН УССР, 1963.
3. Getty M. D., Smullin L. D. Beam-Plasma Discharge. Buildup of oscillations. J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, No. 12.
4. Gruber S., McBee W. D., Shepherd L. T. Observation of Spatially Growing waves at the cyclotron Harmonics in an Electron-Beam Generated He Plasma. J. Appl. Phys. Lett., 1964, vol. 4, No. 8.
5. Vermeer A., Norman H. I., Mattiti T., Kistemake J. Survey of Instabilities in a Beam-Plasma Experiment. Тр. VII Международн. конф. по явлениям в ионизированных газах, Белград, 1966.
6. Корнилов Е. А., Копник О. Ф., Файнберг Я. Б., Харченко И. Ф. Характеристики плазмы, образованной электронным пучком при развитии неустойчивости. Сб. «Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза», т. 4. Изд. «Наукова думка», 1965.
7. Горбатенко М. Ф. Взаимодействие электронного пучка с плазмой, находящейся в магнитном поле. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, вып. 9.
8. Степанов К. Н., Кичеко А. Б. О прохождении пучка заряженных частиц через магнитоактивную плазму. Ж. техн. физ., 1961, 31, вып. 2.
9. Briggs R. Electron-Stream Interaction with Plasmas. The M. I. T. Press, Cambridge, 1964.