

чина расхождения заключается во влиянии на распределение интенсивности линий фтора и углерода формы изолятора. Для применения этого метода необходимо знать радиальное распределение плотности продуктов разложения изолятора.

Москва

Поступила в редакцию
20 I 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Гуров и др. Ж. техн. физики, 34, 868, 1964.
2. А. Н. Зайдель и др. Таблицы спектральных линий. Гостехиздат, 1952.
3. С. Е. Моог. A Multiplet Table of Astrophysical Interest. Princeton, 1945.
4. С. Е. Моог. Atomic Energy Levels. Circular of the National Bureau of Standards, 1949, p. 467.
5. Н. К. Суходрев. Диссертация. ФИАН, 1959.
6. D. Bates, A. Damgaard. Phil. Trans., 242, 101, 1949.
7. W. Neumann. Beiträge aus Plasma Physik, 2, H. 2, 1962.

УДК 533.951.3

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИОННО-ЗВУКОВЫХ ВОЛН В КАЛИЕВОЙ И ЦЕЗИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Н. С. Бучельникова, Р. А. Салимов

Описано исследование возбуждения ионно-звуковых волн в почти изотермической калиевой и цезиевой плазме ($T_e \sim 3T_i$) при пропускании по ней тока. Найдены собственные частоты ограниченной системы в случае, когда плазма дрейфует вдоль ее оси.

Показано, что возбуждаемые при пропускании тока колебания являются ионно-звуковыми; в частности, найдено, что для калия их фазовая скорость, равная $(2,9 \pm 0,5) \cdot 10^5$ см/сек, согласуется с расчетной $c_{расч} = \sqrt{(\gamma_e T_e + \gamma_i T_i) / M} = (2,4 \pm 0,1) \cdot 10^5$ см/сек и с непосредственно измеренной при возбуждении ионного звука внешним сигналом $c_{зв} = (3 \pm 0,4) \cdot 10^5$ см/сек.

Найдена критическая скорость дрейфа электронов в электрическом поле, при которой наблюдается возбуждение ионно-звуковых волн, $v_{др. крит} = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^7$ см/сек. Показано, что эта величина находится в хорошем согласии с теоретической $v_{др. крит} = 1,3 \cdot 10^7$ см/сек для случая $T_e = 3T_i$.

Изучение неустойчивости плазмы по отношению к возбуждению ионных колебаний при протекании тока по плазме представляет большой интерес для термоядерных исследований, а также для исследований, связанных с созданием термоионных преобразователей.

Возбуждение ионно-звуковых колебаний неоднократно наблюдалось в слабо ионизованной неизотермической плазме в случае, когда $T_e \gg T_i$ [1—4]. Возбуждение низкочастотных колебаний, в ряде случаев являвшихся, по-видимому, ионно-звуковыми, наблюдалось также в термоионных преобразователях [5—7].

В настоящей работе исследовано возбуждение ионно-звуковых колебаний в почти изотермической ($T_e \sim 3T_i$) сильно ионизованной плазме при протекании по ней тока.

Неустойчивость относительно возбуждения ионных колебаний при протекании тока по плазме исследована в ряде теоретических работ [8—12]. В работе [10] проведен численный расчет для бесстолкновительной плазмы, найдены границы области неустойчивости, критические скорости дрейфа электронов, необходимые для возбуждения неустойчивости, показано, что величина критической скорости дрейфа определяется отношением T_e / T_i . Найдено [13], что частоты и фазовые скорости возбуждаемых волн, вообще говоря, зависят от плотности плазмы и скорости дрейфа, однако в случае, когда длина волны много больше дебаевского радиуса r_D , фазовая скорость практически совпадает с фазовой скоростью ионно-звуковых волн

$$\omega / k = c_{зв} = \sqrt{(\gamma_e T_e + \gamma_i T_i) / M}, \quad (1)$$

если считать $\gamma_e = \gamma_i = 3$, т. е. частота колебаний не зависит ни от плотности, ни от скорости дрейфа. Здесь T_e, T_i — температуры электронов и ионов в энергетических единицах; γ_e, γ_i — показатели адиабат для электронного и ионного газа; M — масса иона.

Описанные ниже эксперименты выполнены на установке, в которой плазма образуется при поверхностной ионизации, так что существует постоянный поток плазмы вдоль магнитного поля от ионизатора к холодному электроду (рис. 1). Поскольку может оказаться, что скорость дрейфа

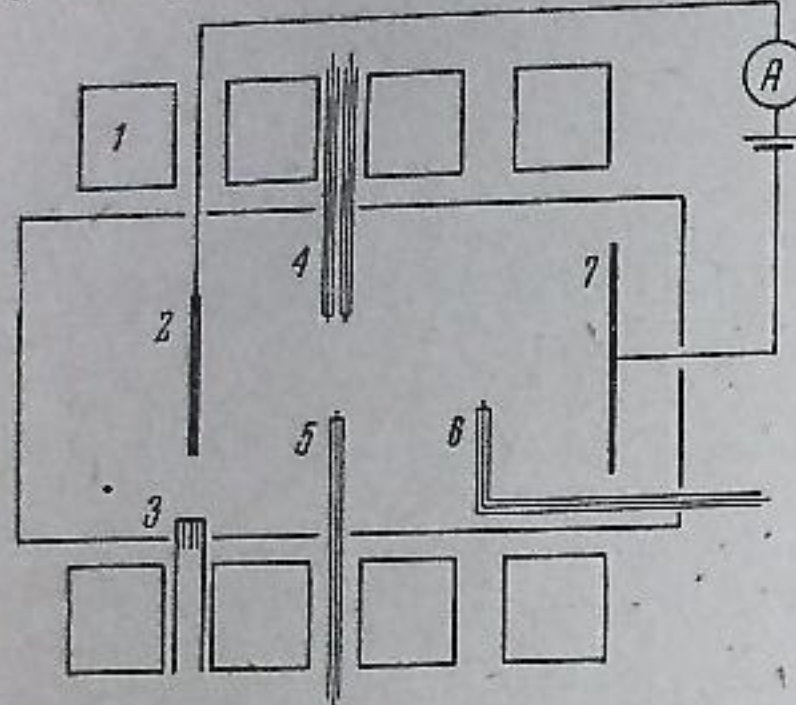


Рис. 1. Схема установки

1 — катушки магнитного поля; 2 — ионизатор; 3 — напылитель; 4—6 — зонды; 7 — электрод

плазмы вдоль магнитного поля сравнима с фазовой скоростью ионно-звуковых волн, следует специально рассмотреть вопрос о собственных частотах такой системы. Пусть плазма движется со скоростью u , а фазовая скорость ионно-звуковых волн в неподвижной плазме равна c . Тогда в лабораторной системе координат фазовая скорость волны в направлении движения плазмы — $c + u$, в противоположном — $c - u$ и время распространения волны от ионизатора до электрода в направлении движения плазмы $t_1 = L / (c + u)$, в противоположном $t_2 = L / (c - u)$ (L — расстояние между ионизатором и электродом). Собственные частоты можно найти, потребовав, чтобы за время $t_1 + t_2$ фаза изменялась на $2k\pi$ (k — целое число), откуда $t_1 + t_2$ должно быть кратно периоду колебаний T_k . Тогда для k -й гармоники

$$kT_k = t_1 + t_2 = \frac{2Lc}{c^2 - u^2},$$

т. е. собственные частоты в лабораторной системе координат

$$f_k = \frac{k}{2L} \frac{c^2 - u^2}{c}. \quad (2)$$

Отметим, что собственные частоты в случае, когда плазма покоится,

$$f_k = \frac{kc}{2L}.$$

Для анализа экспериментальных результатов удобно ввести величину, аналогичную фазовой скорости

$$v_{\phi} = \frac{f_k 2L}{k} = \frac{c^2 - u^2}{c}. \quad (3)$$

Следует отметить, что эффекты, связанные с движением плазмы, могут проявляться в системах типа термоионных преобразователей.

Описание установки

Схема установки, на которой выполнены основные эксперименты, приведена на рис. 1 [14]. Плазма образуется при поверхностной ионизации калия или цезия на спирали 2 из вольфрамовой проволоки диаметром 0,35 мм. Диаметр спирали 2 см. Магнитное поле направлено вдоль оси симметрии системы. Поле регулируется в пределах 0—1200 э. Неоднород-

ность поля по оси не превышает 10%. Длина столба плазмы может изменяться при перемещении электрода 7 от 3 до 24 см.

Остаточное давление в камере $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. Плотность плазмы меняется от $1 \cdot 10^8$ до $1 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$. При этом степень ионизации меняется от $3 \cdot 10^{-2}$ до 3%. Так как даже при плотности $1 \cdot 10^8$ см $^{-3}$ отношение частоты электрон-ионных столкновений к частоте столкновений электрон-нейтрал ~ 10 , плазму можно считать сильно ионизованной во всем диапазоне плотностей.

Отметим, что при всех плотностях длина свободного пробега больше или сравнима с L , т. е. плазма бесстолкновительна. Дебаевский радиус при изменении плотности от $1 \cdot 10^8$ до $1 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ меняется от $2 \cdot 10^{-2}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ см.

Плотность плазмы и температура электронов измеряются двойными зондами. Двойные и одиночные зонды 6, вставленные с торца камеры, могут перемещаться вдоль оси. Боковые зонды 4, 5 перемещаются по радиусу. Спектр колебаний измеряется в режиме плавающего зонда и анализируется селективным микровольтметром В6-2.

Часть экспериментов выполнена на установке, схема которой приведена на рис. 2. Эта установка представляет собой стеклянную колбу, помещенную между полюсами магнита. Работа ведется в парах калия. Имеется два ионизатора с независимым нагревом. Ионизаторы представляют собой спирали диаметром 1,1 см. Расстояние между ионизаторами, один из которых может выполнять роль электрода 7 (рис. 1), равно 6 см. Магнитное поле меняется от 0 до 3000 э. Остаточное давление $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст., давление паров калия при температуре стенок колбы $\sim 100^\circ$ С также $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. Плотность плазмы меняется от $5 \cdot 10^{10}$ до $3 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, при этом степень ионизации ~ 15 —30%, т. е. плазма сильно ионизованная.

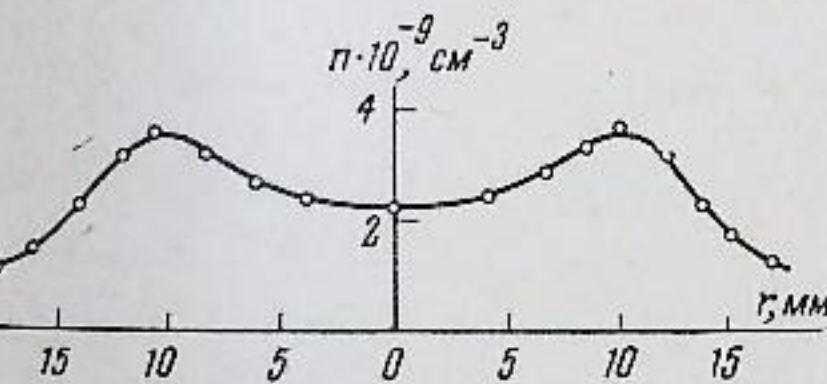


Рис. 3. Радиальное распределение плотности плазмы, $H = 600$ э

На обеих установках работа велась при температуре ионизаторов ~ 1900 — 2200° К. В основном эксперименты проводились на калии, часть экспериментов выполнена на цезии (рис. 1).

Экспериментальные результаты

Ионизаторы прямого накала, использованные в наших экспериментах, обладают тем недостатком, что разность потенциалов на концах спирали достигает 30 в. Было обнаружено, что полярность приложенного напряжения существенно меняет радиальное распределение плотности. При положительном потенциале в центре спирали распределение имеет «двугорбый» характер (рис. 3), при отрицательном потенциале распределение «одногогорбое» с максимумом на оси. Такая картина просто объясняется, если учесть, что ларморовский радиус ионов в наших экспериментах всегда больше расстояния между витками спирали, и ионы в зависимости от направления электрического поля стягиваются к оси или выносятся к краям спирали. Напомним, что дебаевский радиус очень мал, так что в плазму поле, по-видимому, не проникает.

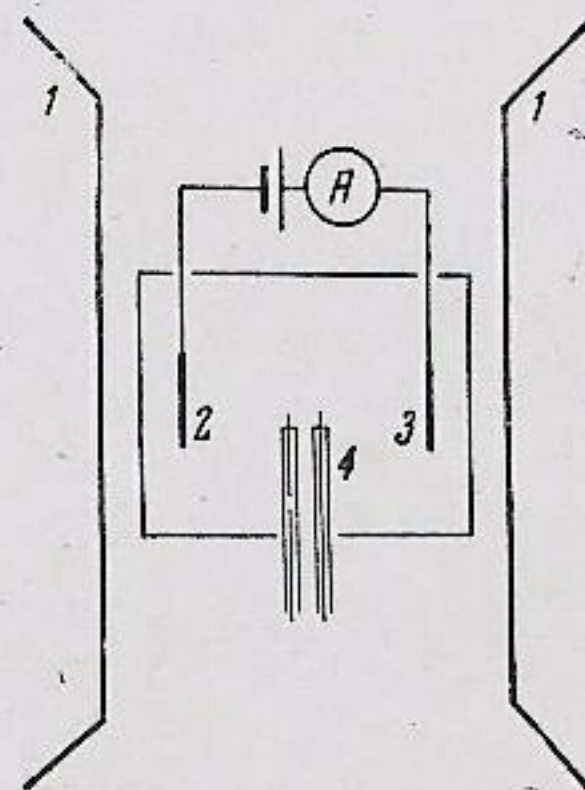


Рис. 2. Схема установки

1 — полюса магнита; 2, 3 — ионизаторы; 4 — зонды

Было обнаружено, что при двугорбом распределении не возбуждается «универсальная» неустойчивость, связанная с неоднородностью плотности, которая была обнаружена на этой же установке при одnogорбом распределении [14]. Все описанные ниже эксперименты проводились при двугорбом распределении, так что в отсутствие тока в плазме не наблюдалось никаких колебаний. При пропускании тока возникали колебания, типичный спектр которых представлен на рис. 4. Возбуждение колебаний наблюдается во всем диапазоне магнитных полей, а также в отсутствие поля. Частота колебаний практически не зависит от магнит-

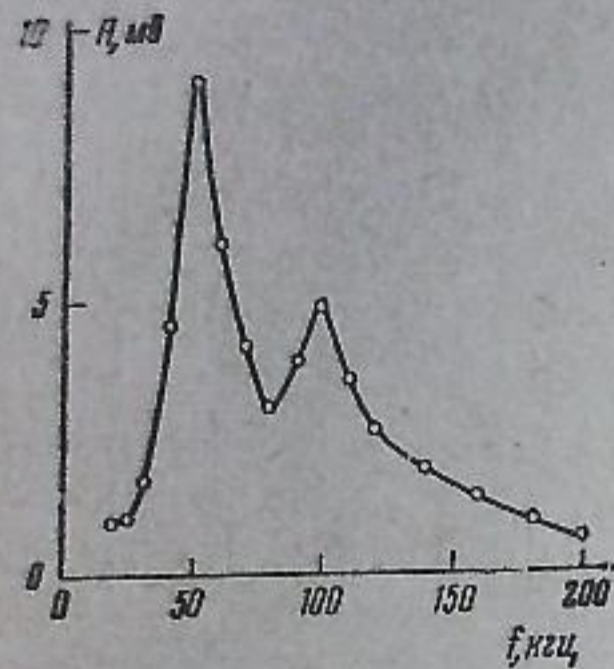


Рис. 4. Спектр колебаний
 $L = 16$ см, $n = 4 \cdot 10^9$ см⁻³,
 $H = 600$ э

ного поля (рис. 5), а также от плотности плазмы (рис. 6). Отметим, что на рис. 6 данные для $n < 1 \cdot 10^{10}$ см⁻³ получены на установке рис. 1 при $L = 16$ см (нижняя кривая) и 6 см; данные для $n > 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³ — на установке рис. 2 при $L = 6$ см. Как видно, результаты, полученные на разных установках, хорошо согласуются между собой.

На рис. 7, 8 приведены кривые зависимости частоты колебаний от

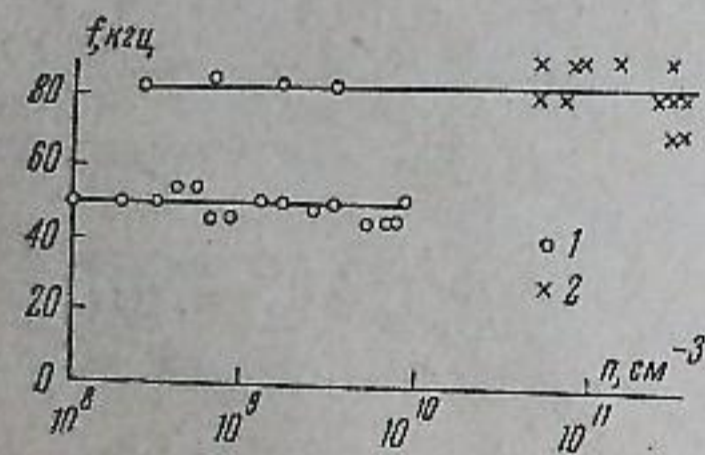


Рис. 6. Зависимость частоты колебаний от плотности плазмы
 $H = 600$ э; 1 — установка рис. 1; 2 — установка рис. 2; см. также текст

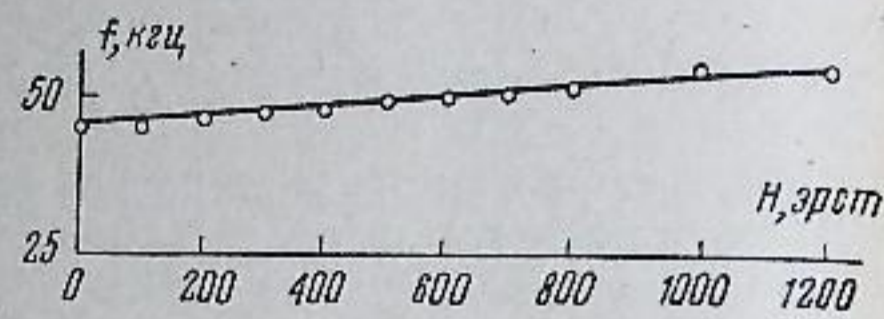


Рис. 5. Зависимость частоты колебаний от магнитного поля, $L = 16$ см

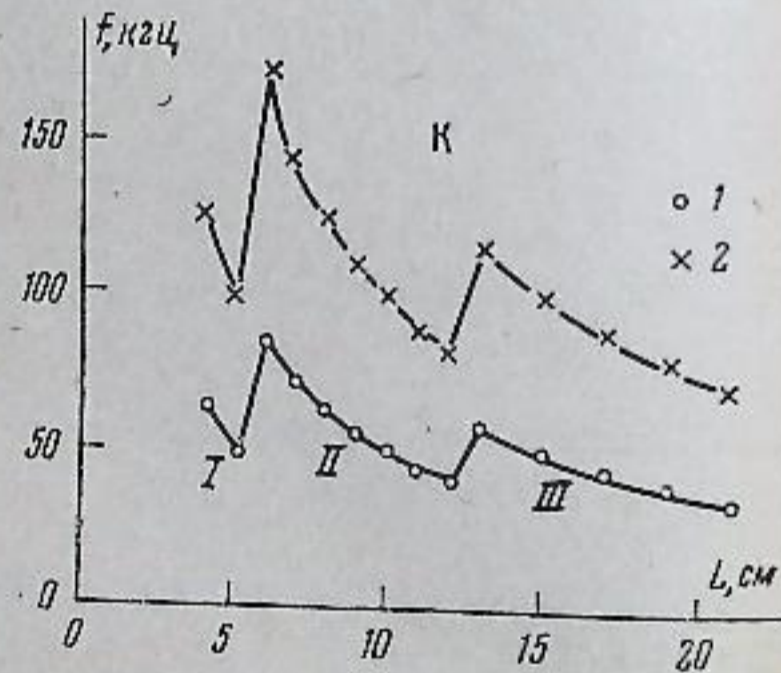


Рис. 7. Зависимость частоты колебаний от длины системы для К
 $n = 6 \cdot 10^9$ см⁻³; $H = 600$ э; 1 — первая гармоника; 2 — вторая гармоника, сплошная — расчетная кривая; см. также текст

длины плазменного столба для калия и цезия. Будем считать, что фазовая скорость возбуждаемой волны не зависит от длины системы. Тогда кривые $f(L)$ можно объяснить тем, что при изменении длины системы частота колебаний меняется обратно пропорционально L , пока число полуволн k , укладывающихся на длине системы, остается постоянным. При увеличении длины волны выше некоторой критической k меняется скачком, при этом скачком меняется и частота.

Расчетная кривая рис. 7 построена в предположении, что на первом участке $k = 2$, на втором 4, на третьем 6 и $f = k f_0 L_0 / L k_0$, где f_0 взято равным экспериментальному значению f в точке $L_0 = 8$ см, $k_0 = 4$. Для цезия (рис. 8) принято, что на первом участке $k = 4$, на втором 8. Для

вторых гармоник k взято в два раза большим. Видно, что экспериментальные кривые хорошо согласуются с расчетными.

Найденная по этим кривым величина $v_{\phi} = f 2L / k$ для калия равна $(2,6 \pm 0,2) \cdot 10^5$ см/сек (среднее по разным сериям измерений), для цезия $(1,4 \pm 0,1) \cdot 10^5$ см/сек (здесь и ниже приводится среднеквадратичная ошибка). Для первых и вторых гармоник v_{ϕ} практически совпадают. Отметим, что отношение $v_{\phi k} / v_{\phi c s} = 1,89$, т. е. практически совпадает с величиной $\sqrt{M_{Cs} / M_K} = 1,84$.

Чтобы определить истинную фазовую скорость волны, необходимо знать скорость дрейфа плазмы. Измерение скорости дрейфа проводилось методом, аналогичным описанному в работе [15] и заключающемся в том, что измеряется скорость распространения сигнала в направлении тока и в противоположном направлении. Как показано в работе [15], если на сетку, помещенную в плазму, подать постоянное отрицательное смещение и переменный сигнал, то в плазме будут возбуждаться ионно-звуковые волны. Измеряя сдвиг фазы на второй (приемной) сетке относительно первой, находим скорость распространения ионного звука в движущейся среде. В нашей системе сетки находились на расстояниях 0,8—7 см друг от друга. Частота сигнала составляла 30—100 кГц. Работа велась на калии.

Было найдено, что скорость распространения сигнала в направлении дрейфа плазмы $s + u = (4,1 \pm 0,2) \cdot 10^5$ см/сек, в противоположном направлении $s - u = (1,9 \pm 0,2) \cdot 10^5$ см/сек. Отсюда скорость дрейфа плазмы $u = (1,1 \pm 0,4) \cdot 10^5$ см/сек и скорость ионного звука $s_{зв} = (3,0 \pm 0,4) \cdot 10^5$ см/сек.

Расчет величины v_{ϕ} по формуле (3) дает $v_{\phi} = (2,6 \pm 0,7) \cdot 10^5$ см/сек, что хорошо согласуется со значением $(2,6 \pm 0,2) \cdot 10^5$ см/сек, найденным по кривым $f(L)$ для калия. Расчет фазовой скорости волны по экспериментальному значению v_{ϕ} и найденному значению u дает $s_{эксп} = (2,9 \pm 0,5) \cdot 10^5$ см/сек.

Определив температуру электронов, можно рассчитать скорость ионного звука по формуле $s_{расч} = \sqrt{(\gamma_e T_e + \gamma_i T_i) / M}$. Оказалось, что T_e , определенная по вольтамперной характеристике двойного зонда, практически одинакова в разных режимах и равна $0,6 \pm 0,05$ эв. При пропускании тока T_e не меняется. Если считать, что T_i равна температуре ионизатора ($\sim 0,2$ эв), а $\gamma_e = \gamma_i = 3$, то $s_{расч} = (2,4 \pm 0,1) \cdot 10^5$ см/сек. Видим, что все три величины $s_{зв}$, $s_{эксп}$ и $s_{расч}$ удовлетворительно согласуются между собой.

Для цезия величина u не определялась. Однако, поскольку было найдено, что v_{ϕ} , зависящее только от s и u , обратно пропорционально корню из масс, можно считать, что $u \sim (\sqrt{M})^{-1}$. Тогда, зная u для калия, найдем для цезия $u \sim 0,6 \cdot 10^5$ см/сек. Расчет $s_{эксп}$ по формуле (3) и экспериментальному значению v_{ϕ} дает $s_{эксп} = 1,6 \cdot 10^5$ см/сек, что удовлетворительно согласуется с найденной по формуле (1) величиной $s_{расч} = 1,3 \cdot 10^5$ см/сек.

Чтобы исследовать механизм возбуждения неустойчивости, были рассмотрены вольтамперные характеристики системы и измерены скорости дрейфа электронов при протекании по плазме тока. Может существовать два типа распределения потенциала между электродами:

- 1) падение потенциала в основном сосредоточено вблизи ионизатора;
 - 2) падение потенциала в основном сосредоточено вблизи электрода.
- В первом случае максимальный ток должен определяться электронной (или ионной) эмиссией ионизатора, во втором — электрод работает как плоский зонд, т. е. максимальный ток определяется величиной $(n v_e / 4)$ или $(n v_i / 4)$, где v_e, v_i — тепловые скорости электронов и ионов.

Вольтамперные характеристики (рис. 9) показали, что в нашей системе наблюдается распределение потенциала второго типа. Действительно,

оказалось, что электронный ток насыщения по величине близок $nv_e/4$. То, что вольтамперная характеристика растянута по оси потенциала, связано, по-видимому, с разностью потенциалов на концах спирали ионизатора.

Было установлено, что максимальный электронный ток действительно определяется плотностью плазмы, а не электронной эмиссией ионизатора. Как видно из рис. 10, с ростом температуры ионизатора максимальный

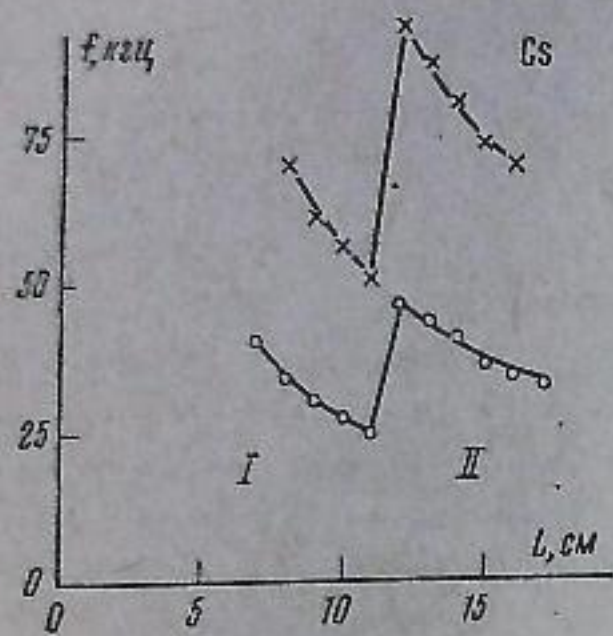


Рис. 8. Зависимость частоты колебаний от длины системы для Cs $n = 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $H = 600 \text{ э}$, обозначения см. рис. 7

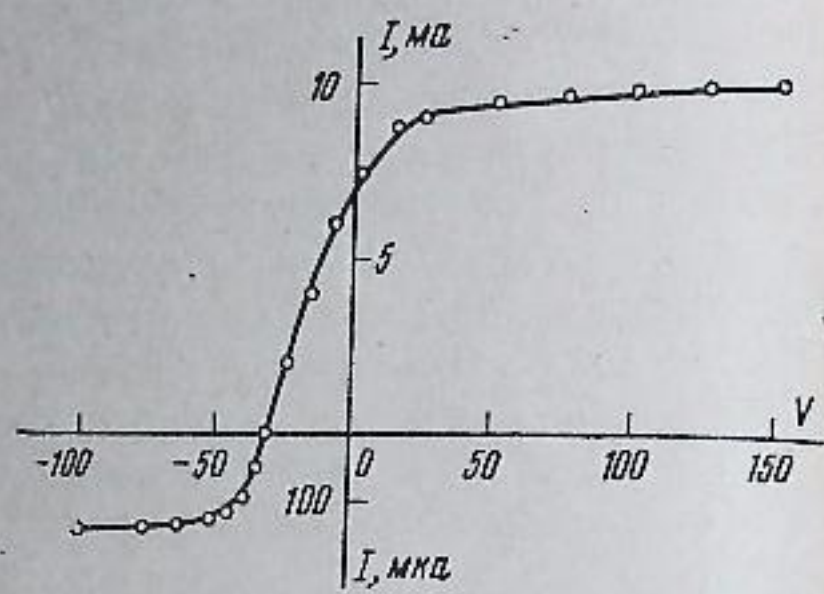


Рис. 9. Вольтамперная характеристика системы

V — потенциал электрода относительно ионизатора, v ; $n = 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $H = 600 \text{ э}$

электронный ток растет, пока растет плотность, и становится постоянным, когда $n(T)$ достигает насыщения, хотя эмиссионная способность ионизатора продолжает расти. Отметим, кстати, что на кривой $n(T)$ область I соответствует ионному слою вблизи ионизатора, область II — электронно-му. Возбуждение колебаний наблюдается в обеих областях.

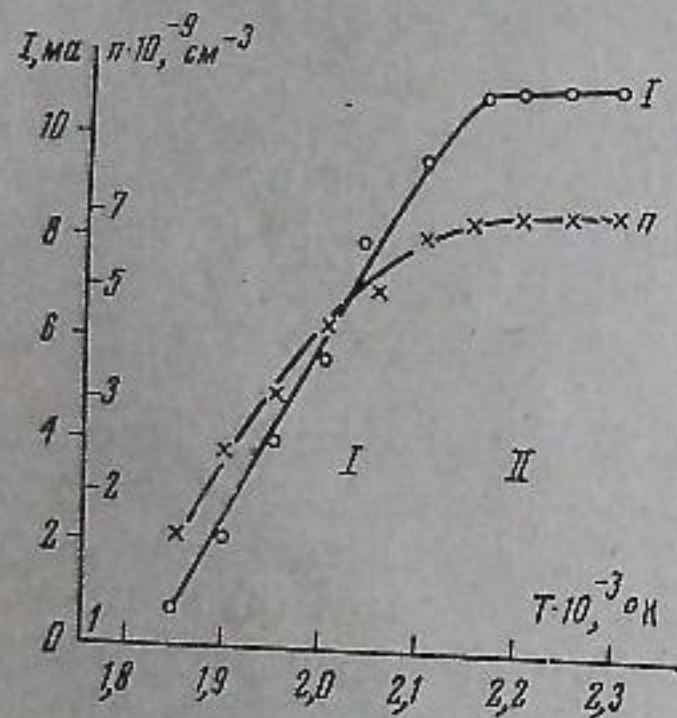


Рис. 10. Зависимость плотности плазмы и максимального тока от температуры ионизатора $L = 16 \text{ см}$; $H = 600 \text{ э}$

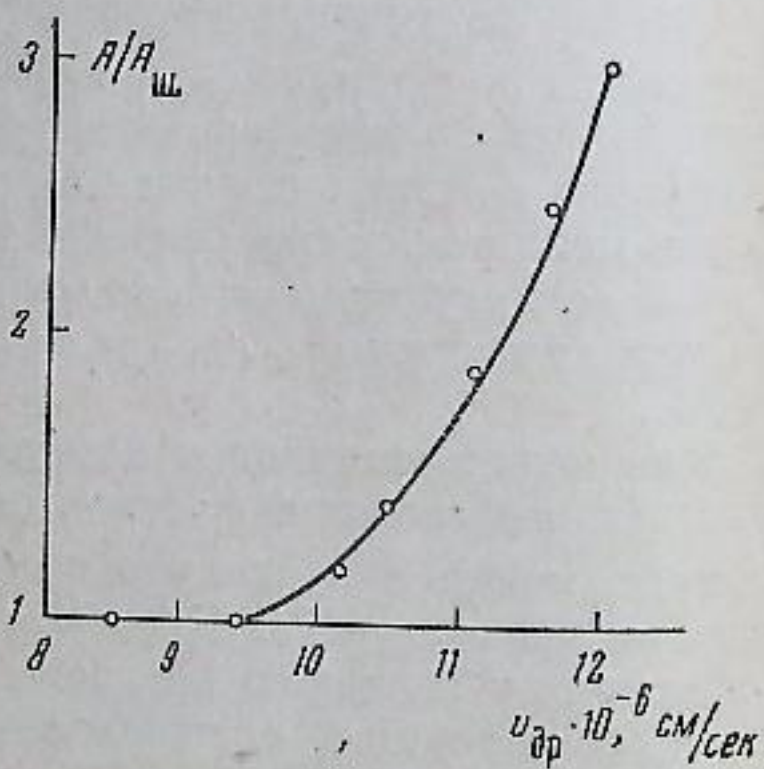


Рис. 11. Зависимость амплитуды колебаний от скорости дрейфа

$A/A_{ш}$ — отношение амплитуд сигнала/шум; $L = 16 \text{ см}$; $n = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $H = 600 \text{ э}$, $f = 50 \text{ кГц}$

Если бы заметный потенциал падал на самой плазме, на кривых $I(V)$ не должно достигаться насыщение, поскольку с ростом V росла бы скорость дрейфа электронов. То, что кривые $I(V)$ и $I(T)$ достигают насыщения, и максимальный ток по величине близок к $nv_e/4$, говорит о том, что падение потенциала практически полностью сосредоточено вблизи электрода, а падение потенциала на самой плазме мало, и, по-видимому, не превышает величины $\sim T_e$.

Скорость дрейфа электронов в электрическом поле может быть определена, если известны плотность тока $j = nv_{др}$ и плотность плазмы. При определении $v_{др}$ плотность тока определялась по полному току, отнесенному к площади ионизатора, а плотность плазмы находилась усреднением по сечению плазменного столба вблизи электрода. Таким образом, точность определения $v_{др}$ невелика.

Было обнаружено, что возбуждение неустойчивости наблюдается, когда дрейфовая скорость превышает некоторую критическую, что хорошо видно из рис. 11. Оказалось, что во всем исследованном диапазоне плотностей плазмы, магнитных полей и токов критическая скорость дрейфа примерно одинакова и равна $(1,1 \pm 0,2) \cdot 10^7 \text{ см/сек}$. Следует отметить, что $v_{др. крит}$ в некоторых случаях достигается, когда приложенная между электродами извне разность потенциалов равна нулю.

Обсуждение результатов

Не вызывает сомнений, что наблюдаемая неустойчивость проявляется в возбуждении ионно-звуковых волн. Действительно, возбуждение неустойчивости наблюдается и в отсутствие магнитного поля, частота колебаний практически не зависит от магнитного поля. Отметим, что слабая зависимость от поля (рис. 5) может быть связана с изменением скорости дрейфа при возрастании поля.

Частота колебаний обратно пропорциональна длине системы, откуда можно заключить, что фазовая скорость постоянна.

Прямые доказательства того, что наблюдаемая волна ионно-звуковая, дают измерения фазовой скорости. Как было показано выше, прямое измерение фазовой скорости ионного звука в калии дает $c_{зв} = (3,0 \pm 0,4) \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, расчет по формуле (1): $c_{расч} = (2,4 \pm 0,1) \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ и расчет по формуле (3) из экспериментальных величин $v_{ф}$ и u : $c_{расч} = (2,9 \pm 0,5) \cdot 10^5 \text{ см/сек}$.

Фазовая скорость в цезии оказывается в $\sqrt{M_{Cs}/M_K}$ раз меньше фазовой скорости в калии. Удовлетворительное согласие этих величин позволяет сделать вывод, что наблюдаемая волна — ионно-звуковая. То, что частота колебаний не зависит от плотности, согласуется с теорией, поскольку возбуждаются длинные волны ($\lambda \gg r_D$).

Можно с уверенностью сказать, что неустойчивость возбуждается за счет токового механизма. Действительно, поскольку падение потенциала сосредоточено вблизи электрода, электроны с ионизатора ускоряться не могут и пучковый механизм возбуждения неустойчивости исключается.

Наличие критической скорости дрейфа, при которой начинается возбуждение неустойчивости, согласуется с теорией, предполагающей токовый механизм [10, 11]. Если считать, что температура ионов равна температуре ионизатора $T_i = 0,2 \text{ эв}$, то $T_e = 0,6 \text{ эв} = 3T_i$. Тогда оценка из энергетических соображений [11] дает $v_{др. крит} = 1,4 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, расчет [10] дает $1,3 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, что хорошо согласуется с экспериментально найденной величиной $v_{др. крит} = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^7 \text{ см/сек}$.

Возбуждение ионно-звуковых колебаний наблюдалось в термоионных преобразователях [7]. Следует отметить, что помимо ионно-звуковых колебаний, в термоионных преобразователях возможно возбуждение «пролетных» колебаний [5, 6]. Для возбуждения ионно-звуковых колебаний необходимо наличие тока, достаточного для того, чтобы достигалась критическая скорость дрейфа. «Пролетные» колебания возбуждаются, по-видимому, за счет ускорения электронов или ионов в приэлектродных слоях.

Выражаем благодарность В. И. Волосову и В. И. Карпману за обсуждение результатов, В. Ф. Свиныну, Ю. И. Эйдельману, В. Я. Иванову и Г. Н. Кондратенко за участие в проведении экспериментов и выполнении расчета.

Пусть скорость движения среды вдоль оси симметрии системы u , скорость волны в неподвижной среде c , расстояние между границами L . Выберем ось x так, чтобы u совпадало с направлением $+x$, а начало координат совпадало с одной из границ.

В системе координат, связанной со средой $x' = x - ut$, $t' = t$. Волновое уравнение в этой системе имеет обычный вид

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t'^2} - c^2 \frac{\partial^2 s}{\partial x'^2} = 0. \quad (I)$$

Переходя в лабораторную систему, имеем

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} + 2u \frac{\partial^2 s}{\partial x \partial t} - (c^2 - u^2) \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} = 0. \quad (II)$$

Будем искать решение уравнения (II) в виде

$$s(x, t) = \sum_k A_{1k} \cos \omega_k \left[t - \frac{x}{c+u} \right] + A_{2k} \cos \omega_k \left[t + \frac{x}{c-u} \right]. \quad (III)$$

Потребуем, чтобы выполнялись граничные условия

$$s(x, t) = 0 \text{ при } x = 0 \text{ и } x = L. \quad (IV)$$

Используя условия (IV), из (III) получаем

$$A_{1k} = -A_{2k}, \quad \omega_k = \frac{k\pi}{L} \frac{c^2 - u^2}{c}. \quad (V)$$

Таким образом, собственные частоты системы

$$f_k = \frac{k}{2L} \frac{c^2 - u^2}{c} \quad (VI)$$

совпадают с найденными ранее из качественных соображений.

Решение уравнения (III), удовлетворяющее граничным условиям (IV), имеет вид

$$s(x, t) = \sum_k 2A_{1k} \sin \frac{k\pi}{L} x \sin \left[\frac{k\pi}{L} \left(\frac{c^2 - u^2}{c} t + \frac{u}{c} x \right) \right].$$

Новосибирск

Поступила в редакцию
25 I 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. F. W. Crawford. Phys. Rev. Letters, 6, 663, 1961.
2. F. W. Crawford, G. S. Kino. Proc. IRE, 49, 1767, 1961.
3. P. E. Little. Nature, 194, 1137, 1962.
4. I. Alexeff, R. V. Neidigh. Phys. Rev., 129, 516, 1963.
5. H. L. Garvin, W. B. Teutsch, R. W. Pidd. J. Appl. Phys., 31, 1508, 1960.
6. R. I. Zollweg, M. Gottlieb. J. Appl. Phys., 32, 890, 1961.
7. J. S. Chivian. J. Appl. Phys., 35, 302, 1964.
8. Г. В. Гордеев. Ж. эксперим. и теор. физики, 27, 19, 1954.
9. J. D. Jackson. J. Nucl. En. Pt. C, 1, 171, 1960.
10. E. A. Jackson. Phys. Fluids, 3, 786, 1960.
11. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев. Успехи физ. наук, 73, 701, 1961.
12. E. R. Harrison. Proc. Phys. Soc., London, 80, 432, 1962.
13. Л. Спитцер. Физика полностью ионизованного газа. ИЛ, 1957.
14. Н. С. Бучельникова, А. М. Кудрявцев, Р. А. Салимов. Ж. техн. физики, № 1, 1965.
15. A. Y. Wong, R. W. Mottley, N. D'Angelo. Phys. Rev., 133, 2A, 436, 1964.

УДК 537.523.537—96.533.9.07

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ БАЛАНСЕ СТАЦИОНАРНОГО ИНДУЦИРОВАННОГО РАЗРЯДА

Р. Е. Ровинский, В. А. Груздев, И. П. Широкова

Исследован энергетический баланс стационарного разряда, индуцируемого в замкнутых кварцевых колбах, наполненных ксеноном или аргоном в диапазоне давлений 1—750 мм рт. ст. Измерена величина тепловых и лучистых потерь разряда в зависимости от давления газа и мощности разряда.

В данной работе изучался разряд в аргоне и ксеноне, индуцируемый в закрытых колбах. Экспериментальная установка состояла из генератора высокой частоты типа ЛГД-30 с индуктором в виде двухвитковой катушки диаметром 110 мм, охлаждаемой водой; устройства, обеспечивающего установку экспериментальной колбы в индукторе, ее соединение с системой откачки и наполнения газом и системы воздушного или водяного охлаждения колбы; стенда, содержащего систему откачки и наполнения колбы газом. Принципиальная схема установки показана на рис. 1.

Рабочая частота генератора находилась в пределах 11—12 Мгц в зависимости от характера нагрузки. В индуктор передавалась мощность от 2 до 20 квт с возможностью ее плавного регулирования в указанных пределах.

Экспериментальные колбы выполнялись в виде либо кварцевых шаров диаметром 80 и 100 мм, либо кварцевых цилиндров диаметром 70—75 мм. Колба через кварцевую ножку и гнездо, в котором она герметично закреплялась, соединялась с системой откачки и наполнения газом. Длина ножки выбиралась такой, чтобы колба размещалась в центре индуктора. Шаровые колбы изготовлялись из оптически прозрачного кварца, цилиндрические колбы имели на верхнем торце оптически прозрачное окошко, обеспечивающее обзор всего их внутреннего объема.

Между колбой и индуктором вставлялся стеклянный цилиндр, нижняя часть которого уплотнялась в кольцевых пазах гнезда. Через специальное отверстие в гнезде внутрь цилиндра по тангенциальному направлению поступала охлаждающая вода. Она омывала стенки колбы и слива-

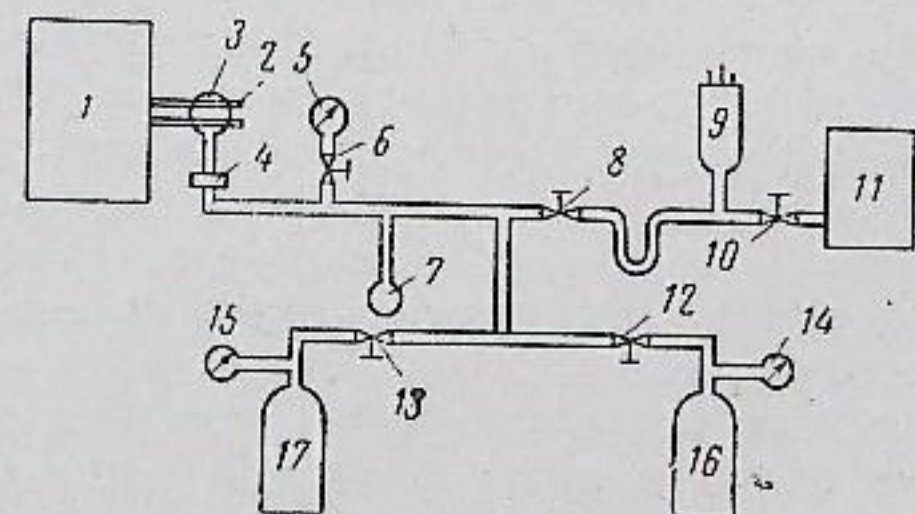


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки.

1 — генератор ЛГД-30; 2 — индуктор; 3 — газоразрядная колба; 4 — гнездо для установки колбы; 5 — образцовый манометр; 6 — отстойник для вымораживания ксенона жидким азотом; 7 — кран и ловушка с жидким азотом; 8 — манометрическая лампа; 9 — форвакуумный насос; 10, 11 — баллоны с ксеноном и аргоном; 12, 13 — манометры для измерения давления в баллонах; 14, 15 — краны