

Universal instability in a potassium plasma

To cite this article: N. S. Buchelnikova 1964 *Nucl. Fusion* **4** 165

View the [article online](#) for updates and enhancements.

You may also like

- [Three-dimensional Oscillations of 21 Halo Coronal Mass Ejections Using Multi-spacecraft Data](#)
Harim Lee, Y.-J. Moon, V. M. Nakariakov et al.
- [Bifurcation Behavior in Oscillations during H₂O₂ Reduction at Pt Electrodes](#)
Hirokazu Kawasaki, Daisuke Hara, Mitsunobu Kikuchi et al.
- [RADIAL AND AZIMUTHAL OSCILLATIONS OF HALO CORONAL MASS EJECTIONS IN THE SUN](#)
Harim Lee, Y.-J. Moon and V. M. Nakariakov

«УНИВЕРСАЛЬНАЯ» НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В КАЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕ*

Н. С. БУЧЕЛЬНИКОВА

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ

АКАДЕМИИ НАУК СССР, НОВОСИБИРСК

В неоднородной по плотности сильноионизованной калиевой плазме, находящейся в магнитном поле напряженностью 600—1600 э, обнаружены колебания. Наблюдается 3—4 гармоники с основной частотой $\sim 5-10$ кгц.

Колебания представляют собой азимутальную волну, имеющую составляющую вдоль магнитного поля. Частота колебаний обратно пропорциональна напряженности магнитного поля. Колебания наблюдаются как в разреженной ($n=10^8-10^9$ см⁻³), так и в плотной плазме ($n=10^{10}-5 \times 10^{11}$ см⁻³). Возбуждение колебаний не связано с наличием электрических слоев на границе плазмы.

Показано, что наблюдаемые колебания являются проявлением «универсальной» неустойчивости неоднородной по плотности плазмы.

Как показано в ряде работ (1—6), в плазме, неоднородной по плотности, при наличии магнитного поля ($\omega_i \tau_i \gg 1$, где ω_i — ионная циклотронная частота, τ_i — время ион-ионных столкновений) возможно возбуждение «универсальной» неустойчивости. Неустойчивость должна развиваться как в разреженной, так и в плотной плазме.

Неоднородная по x плазма неустойчива к возбуждению волн типа $A(x) \exp(i\omega t + ik_y y + ik_z z)$ при $k_y \gg k_z$, т.е. волн почти перпендикулярных к магнитному полю, но имеющих составляющую вдоль поля. Частота развивающихся колебаний

$$\omega_n \approx k_y c T n' / e H n$$

Здесь k_z, k_y — составляющие волнового вектора, параллельная и перпендикулярная магнитному полю, T — температура в энергетических единицах, H — магнитное поле, n — плотность плазмы, n' — градиент плотности.

Естественно, что в случае ограниченной плазмы, когда k_y определяется длиной окружности плазменного цилиндра, должны возбуждаться только те частоты, для которых $s \lambda = 2\pi R$, где λ — длина волны, R — радиус плазменного цилиндра, $s = 1, 2, \dots$

Инкремент нарастания колебаний для случая $8\pi p/H^2 < m/M \ll 1$, $\lambda > r_i$ и $v_i < \omega_n/k_z < v_e$ для разреженной плазмы [5, 6]

$$\nu \approx (m/M)^{1/2} \omega_n^2 k_y^2 r_i^2 / k_z v_i$$

Здесь r_i — ларморовский радиус ионов, v_i, v_e — тепловая скорость ионов и электронов соответственно, p — давление плазмы.

Для плотной плазмы [6]

$$\nu \approx \omega_n^2 / \omega_s$$

где

$$\omega_s = k_z^2 \omega_e \omega_i \tau_e / k_y^2$$

ω_e — электронная циклотронная частота, τ_e — время электрон-ионных столкновений.

Таким образом инкремент нарастания колебаний обратно пропорционален k_z для малых и k_z^2 для больших плотностей, откуда следует, что наиболее вероятно раскочка длинных волн.

В описанном ниже эксперименте была обнаружена неустойчивость неоднородной по плотности сильноионизованной калиевой плазмы, находящейся в магнитном поле. Неустойчивость проявлялась в возбуждении колебаний с частотами первой гармоники порядка нескольких килогерц. Возбуждаемая волна представляет собой бегущую волну по азимуту с $\lambda \approx 2\pi R$ и стоячую волну по оси с $\lambda/2 \approx L$ (L — длина системы). Колебания такого же типа были обнаружены недавно в работах 7—9.

Калиевая плазма образуется при поверхностной ионизации пучка нейтральных атомов калия на вольфрамовой пластине, нагретой до температуры $\sim 2000^\circ$ К. Нагрев осуществляется электронной бомбардировкой.

Магнитное поле направлено вдоль оси установки. Пределы изменения поля 0—1600 э; неоднородность поля по оси не превышает 3%, по азимуту 0,1%.

Плазма имеет вид цилиндра диаметром $2R = 4$ см, длиной $L = 36$ см, ограниченного по торцам нагретыми вольфрамовыми пластинами. Обе пластины заземлены. Плотность плазмы максимальна на оси и падает по радиусу. При $r = R$ плотность практически равна нулю. Плотность плазмы может меняться в пределах $10^8 - 5 \times 10^{11}$ см⁻³.

Остаточное давление $5 \times 10^{-7} - 5 \times 10^{-6}$ торр. При этом степень ионизации для $n = 10^8 - 10^9$ см⁻³ составляет 1—10%, для $n = 10^{10} - 10^{11}$ см⁻³ больше 20—40%. Во всех случаях плазму можно считать сильноионизованной, т.к. даже для степени ионизации 1% число электрон-ионных столкновений превосходит число столкновений электрон-нейтрал на два порядка.

Измерение плотности производится двойным зондом, прокалиброванным с помощью 8 мм-интерферометра. Зонд может перемещаться по оси на расстояние 27 мм и по радиусу. Колебания измеряются с помощью этого же подвижного

* An English translation is available. To obtain a copy, please write to the editor.

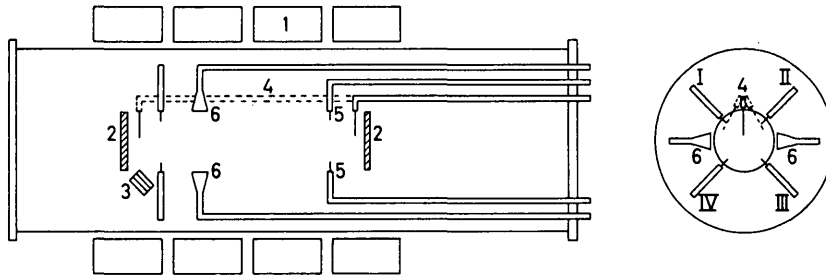


Рис. 1 Схема установки. 1 — катушки магнитного поля; 2 — вольфрамовые пластины; 3 — испаритель; 4 — подвижной зонд; 5 — высокочастотные зонды; 6 — рупорные антенны, I—IV — одиночные зонды.

зонда и нескольких неподвижных (рис. 1). Измерение колебаний производится в режиме плавающего зонда.

Спектр колебаний анализируется с помощью селективного микровольтметра В6-2 с чувствительностью 1 мВ. Надо отметить, что микровольтметр имеет довольно широкую полосу пропускания, достигающую 20% от измеряемой частоты на уровне 0,7. При измерении сдвига фаз сигнал зонда подается на микровольтметр, используемый в качестве усилителя, а затем на двухлучевой осциллограф.

В описанной системе вблизи нагретой пластины образуется ионный или электронный слой в зависимости от соотношения потока нейтральных атомов, определяющего поток ионов, и температуры пластины, определяющей поток электронов. Можно предполагать, что возбуждение колебаний связано с наличием слоев. Тогда возбуждение или характер колебаний должны меняться при изменении слоя. Была проведена тщательная проверка возбуждения и характера колебаний в разных режимах, особенно таких, когда должен образовываться электронный слой.

В режимах, когда имеется избыток электронов, поток ионов со стенки равен потоку ионов из плазмы и следовательно по температуре стенки и плотности плазмы можно оценить поток ионов J_i и электронов J_e со стенки. Если $J_e > J_i$, вблизи стенки должен образоваться электронный слой.

Если теперь уменьшать температуру пластины, не меняя потока нейтральных (плотность плазмы при этом падает, хотя поток ионов со стенки остается постоянным), то мы должны попасть в режим, когда образуется ионный слой. В таблице 1 приведены характерные примеры. В режимах 1—4 $J_e \gg J_i$, т.е. должен существовать электронный слой.

ТАБЛИЦА 1. Некоторые характерные примеры

№	Плотность (10^8 см^{-3})	Температура ($^{\circ}\text{K}$)	Поток ионов ($n v_i/4$) ($10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$)	Поток электронов, J_e ($10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$)
1	1	1800	2	8
2	10	2060	30	400
3	100	2060	300	400
4	800	2350	2000	10^4
5	90	1750	200	5

В режиме $5 J_e \approx J_i$, уменьшение температуры при том же потоке нейтральных, что и в режиме 5, приводит к тому, что J_e становится меньше J_i , т.е. к переходу в область ионного слоя.

Возбуждение колебаний наблюдалось во всех режимах, тип волны, диапазон частот возбуждаемых колебаний не менялись. Таким образом, можно утверждать, что возбуждение колебаний не связано с наличием слоев вблизи поверхности нагретой пластины.

Возбуждение колебаний наблюдается как в плазме малой плотности $n = 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$ (длина свободного пробега $l > L$), так и в плотной плазме при $n = 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($l < L$).

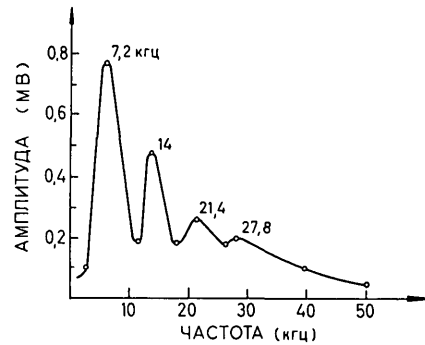


Рис. 2 Спектр колебаний. $n = 2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$; $H = 1000 \text{ э}$.

Типичный спектр колебаний приведен на рис. 2. Обычно наблюдается 3—4 гармоники. Частота первой гармоники лежит в диапазоне 5—10 кГц.

Была проверена зависимость частоты колебаний от магнитного поля. Измерения проводились при плотностях $\approx 5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$. Было обнаружено, что в этом диапазоне плотность плазмы и ее распределение по радиусу не зависят от магнитного поля, т.е. n'/n и k_y остаются постоянными. Найдено, что при этих условиях частота меняется обратно пропорционально магнитному полю (рис. 3).

Измерялся сдвиг по азимуту с помощью четырех неподвижных зондов, расположенных под углом 90° друг к другу, и подвижного зонда, делившего угол между неподвижными пополам. Зонды располагались на окружности диаметром 3 см (рис. 1).

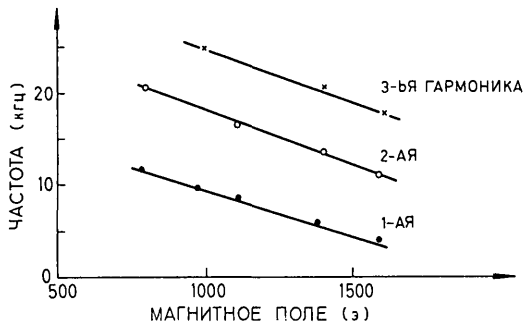


Рис. 3 Зависимость частоты колебаний от магнитного поля. $n = 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Было показано, что наблюдается бегущая волна с $\lambda = a = 2\pi R$, $a/2$ и $a/3$ для трех гармоник соответственно.

ТАБЛИЦА 2. Наблюдаемые сдвиги для гармоник

Частота (кГц)	Зонды I и II (90°)	Зонды I и III (180°)	Зонды I и IV (45°)	Зонды I и подвижной зонд
8,2	$\pi/2$	π	$\pi/2$	$\pi/4$
16,5	π	0	π	$\pi/2$
25	$\pi/2$	π	$\pi/2$	$3\pi/4$

В таблице 2 приведены наблюдавшиеся сдвиги фаз $\Delta\varphi$ для разных гармоник, в таблице 3 ожидаемые $\Delta\varphi$ для $\lambda = a$, $a/2$, $a/3$. Следует отметить, что при измерении неподвижными зондами $\Delta\varphi = 2\pi, 3\pi, 3\pi/2$ неотличимы от $\Delta\varphi = 0, \pi, \pi/2$ соответственно.

ТАБЛИЦА 3. Ожидаемые сдвиги фаз для гармоник

Длина волны	Угол между зондами			
	90°	180°	270°	45°
a	$\pi/2$	π	$\pi/2$	$\pi/4$
$a/2$	π	2π	π	$\pi/2$
$a/3$	$3\pi/2$	3π	$3\pi/2$	$3\pi/4$

Все измерения проводились с помощью цилиндрических зондов диаметром 0,5 мм, длиной 5–6 мм. Можно ожидать, что такие зонды не регистрируют короткие волны с длиной волны порядка размеров зонда. Для проверки этого предположения был использован зонд диаметром 0,08 мм и длиной 0,7 мм. Никаких новых эффектов обнаружено не было, откуда следует, что если короткие волны и возбуждаются, то длина их меньше или порядка 0,08 мм.

При движении зонда вдоль оси сдвига фаз обнаружено не было, следовательно бегущей волны нет. Амплитуда колебаний меняется вдоль оси и имеет максимум посередине, что указывает на существование стоячей волны с $\lambda/2 \approx L$ (рис. 4).

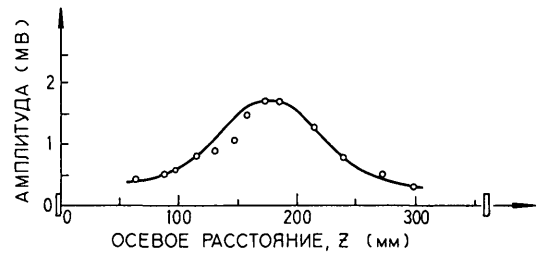


Рис. 4 Распределение амплитуды колебаний по оси. $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $H = 1000 \text{ э}$.

Такое распределение амплитуд наблюдается для всех гармоник и при малых и при больших плотностях. Следует обратить внимание, что $\lambda/2$, по-видимому, несколько меньше L (рис. 4). Это еще раз указывает на то, что пристеночный слой не играет роли в возбуждении колебаний.

При измерении распределения амплитуд по радиусу было найдено, что характер распределения может быть различным для разных гармоник. Наблюдались распределения с числом максимумов от одного до четырех, наиболее часто наблюдается распределение с двумя максимумами.

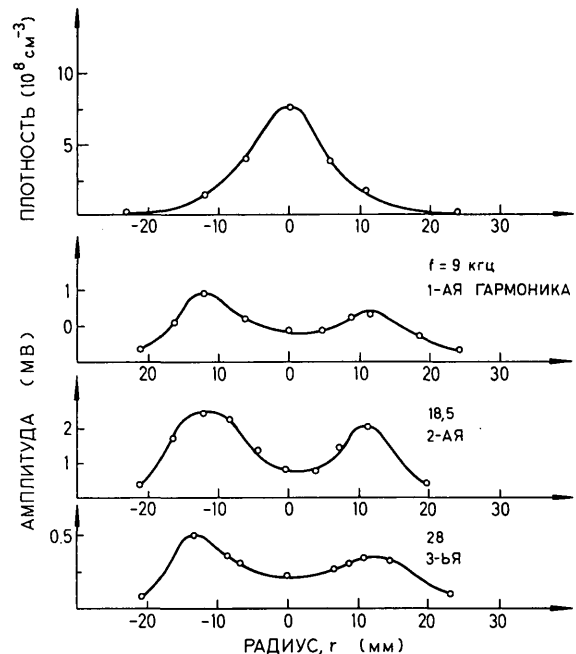


Рис. 5 Распределение плотности плазмы и амплитуды колебаний по радиусу. $n = 8 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$; $H = 1000 \text{ э}$.

Характерный пример приведен на рис. 5, на этом же рисунке показано характерное распределение плотности по радиусу.

Было найдено, что при изменении плотности или магнитного поля частоты гармоник плавно изменяются в пределах 2–3 кГц, причем вид распределения амплитуд по радиусу сохраняется. После перехода некоторых критических параметров частоты скачком изменяются, одновременно изменяется и радиальное распределение амплитуд.

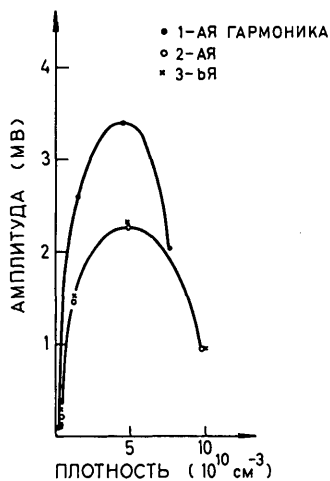


Рис. 6 Зависимость амплитуды колебаний от плотности. $H=1000$ э.

Была снята зависимость амплитуды колебаний от плотности (рис. 6). Амплитуда колебаний растет с ростом плотности, достигает максимума при $n=5-8 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и затем падает. Характер зависимости амплитуды от плотности одинаков для всех гармоник.

Проведенные эксперименты показывают, что возбуждение наблюдаемых колебаний не связано с наличием слоев на нагретых пластинах.

Частоты колебаний лежат в диапазоне, описываемом формулой $\omega = k_y c T n' / e H n$, и меняются обратно пропорционально магнитному полю. Действительно, если считать $n'/n \approx 1/R$, $k_y \approx 2\pi/R$, то для $R=2 \text{ см}$, $T=2000^\circ \text{ К}$ и $H=1000$ э находим $f = \omega/2\pi \approx 5 \text{ кгц}$, что согласуется с экспериментом.

Показано, что возбуждаемая волна является бегущей по азимуту и имеет составляющую вдоль магнитного поля. В плазменном цилиндре, ограниченном с торцов, эта волна является стоячей. В соответствии с условием максимальности инкремента наблюдается возбуждение наиболее длинной возможной в системе волны. Фазовая скорость волны лежит между ионной и электронной

тепловыми скоростями. Действительно $v_{\phi z} = 2L/f \approx 4 \times 10^5$, 8×10^5 и $1,2 \times 10^6 \text{ см/сек}$ для первой — третьей гармоник соответственно, $v_i \approx 9 \times 10^4 \text{ см/сек}$ и $v_e \approx 3 \times 10^7 \text{ см/сек}$.

Таким образом, описанные эксперименты показывают, что наблюдавшаяся неустойчивость может быть отождествлена с «универсальной» неустойчивостью неоднородной плазмы в магнитном поле.

Как уже говорилось, колебания такого же типа наблюдались в работах 7—9. Авторы работы 7 пришли к выводу, что возбуждение этих колебаний связано с наличием ионного слоя на поверхности нагретой пластины. Причина такого расхождения с нашими результатами в настоящее время не находит достаточного объяснения.

Выражаю благодарность А. А. Галееву, С. С. Моисееву, В. Н. Ораевскому и Р. З. Сагдееву за обсуждение результатов, Э. М. Смокотину за помощь в проведении экспериментов, В. Г. Филошенко и В. Н. Зайцеву за проектирование установки, В. В. Панину и Г. А. Новосельцеву за наладку установки.

Литература

1. Л. И. Рудаков, Р. З. САГДЕЕВ, Докл. Акад. Наук СССР 138 (1961) 581; Ядерный Синтез, Дополнение 1962, Часть 2, 481.
2. Б. Б. КАДОМЦЕВ, А. К. ТИМОФЕЕВ, Докл. Акад. Наук СССР 146 (1962) 581.
3. А. Б. МИХАЙЛОВСКИЙ, Л. И. РУДАКОВ, Ж. эксп. теор. Физ. 44 (1963) 912.
4. С. С. МОИСЕЕВ, Р. З. САГДЕЕВ, Ж. эксп. теор. Физ. 44 (1963) 763.
5. А. А. ГАЛЕЕВ, В. Н. ОРАЕВСКИЙ, Р. З. САГДЕЕВ, Ж. эксп. теор. Физ. 44 (1963) 903.
6. А. А. ГАЛЕЕВ, С. С. МОИСЕЕВ, Р. З. САГДЕЕВ, Атом. Энергия 15 (1963) 451.
7. N. D'ANGELO, R. W. MOTLEY, Phys. Fluids 6 (1963) 422.
8. N. D'ANGELO, D. ECKHARTT, G. GRIEGER, E. GUILINO, M. HASHMI, Phys. Rev. Letters 11 (1963) 525.
9. H. LASHINSKI, Phys. Rev. Letters 12 (1964) 121.

(Рукопись получена 3 января 1964 г.)

N U C L E A R F U S I O N

IAEA, Kärntner Ring 11, Vienna I, Austria

ENGLISH TRANSLATION of the article in NUCLEAR FUSION 4 (1964) 165.

(The following English version is provided in text only, with blanks where symbols and equations appear in the original. Thus it is to be used beside the original from which the reader can get the missing elements.)

"UNIVERSAL" INSTABILITY OF A POTASSIUM PLASMA

N.S. Buchelnikova
Nuclear Physics Institute
Siberian Department of the
USSR Academy of Sciences
Novosibirsk, USSR

Abstract

Oscillations were detected in a highly-ionized potassium plasma inhomogeneous in density and located in a magnetic field of ~~600-1600~~ Oe. 3-4 harmonics with a fundamental frequency of ~ 5-10 kHz were observed.

The oscillations were an azimuthal wave having a component along the magnetic field. Oscillation frequency was inversely proportional to the magnetic-field strength. Oscillations were observed in both a dilute ($n = 10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$) and a dense plasma ($n = 10^{10} - 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$). Oscillation excitation was not related to the presence of electric layers on the plasma boundary.

It was shown that the observed oscillations manifest the "universal" instability of a plasma inhomogeneous in density.

As has been shown in Refs. 1-6, "universal" instability can be excited in a plasma of inhomogeneous density, in the presence of a magnetic field ($\omega > \dots$, where \dots is the ion cyclotron frequency and \dots the time of ion-ion collisions). Such instability should develop in both dilute and dense plasmas.

A plasma inhomogeneous along the x-axis is unstable with respect to the excitation of waves of the type \dots for \dots ; in other words, waves almost perpendicular to the magnetic field but

(cont'd)

having a component parallel to the field. The frequency of the oscillations is

(K_z and K_y are wave vector components parallel and perpendicular to the magnetic field, T is temperature in units of energy, H is the magnetic field, n is the density of the plasma and n' is the density gradient).

Naturally, in a confined plasma, when K_y is determined by the circumference of the plasma cylinder, only those frequencies should be excited for which , where ... is the wave length and R the radius of the plasma cylinder, $s = 1, 2 \dots$.

The oscillation growth rate for the cases , and for a dilute plasma is then [5, 6]

(... is the Larmor radius of the ions, ... and ... the thermal velocity of ions and electrons respectively, and p the plasma pressure).

For a dense plasma we have [6]

where

(... is the electron cyclotron frequency and ... the time of ion-electron collisions).

Thus the oscillation growth rate is inversely proportional to ... for low densities and to ... for high densities, and it follows from this that the build-up of long waves is most likely.

In the experiment described below, instability was detected in a highly-ionized potassium plasma of inhomogeneous density located in a magnetic field. The instability was revealed by the excitation of oscillations, with first harmonic frequencies of the order of a few kilohertz. The wave thus excited is a travelling wave along the azimuth, characterized by and a standing wave along the axis characterized by (... is the length of the system). The authors of Refs. 7 - 9 discovered oscillations of the same type not long ago.

(cont'd)

The potassium plasma is formed at surface ionization of a beam of neutral potassium atoms on a tungsten plate heated to a temperature of $\sim 2000^\circ\text{K}$ by electron bombardment.

The magnetic field, oriented along the axis of the system, can be varied over a range of 0-1600 Oe. Its inhomogeneity does not exceed 3% along the axis or 0.1% along the azimuth.

The plasma forms a cylinder of diameter $2R = 4$ cm and length $\dots = 36$ cm confined at the ends by heated tungsten plates. Both plates are grounded. Plasma density is at a maximum on the axis and diminishes along the radius; at $\dots = R$ it is virtually zero. The density of the plasma can vary from 10^{-8} to $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Residual pressure is $5 \times 10^{-7} - 5 \times 10^{-6}$ torr. The degree of ionization for $n \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ is 1-10%, for $n \sim 10^{10} - 10^{11}$ more than 20-40%. The plasma may be regarded as highly ionized in all cases since even with a 1% degree of ionization the number of ion-electron collisions exceeds the number of electron-neutral collisions by two orders of magnitude.

Density is measured with a double probe (calibrated by means of an 8 mm interferometer) which can be moved along the axis for a distance of 27 cm and along the radius. Oscillations are measured by means of this movable probe and a number of stationary ones (Fig.1). Oscillation measurement is carried out with a floating-probe system.

The oscillation spectrum is analysed by means of a B6-2 selective microvoltmeter with a sensitivity of $1 \mu\text{V}$. Note that the microvoltmeter has a fairly wide pass band reaching 20% of the measured frequency at a 0,7 level. In phase shift measurements, the signal from the probe is transmitted to the microvoltmeter used as an amplifier, and thence to the double-beam oscillograph.

In the system described here, an ion or electron layer is formed near the heated plate; the type of layer formed depends on the relationship between the flux of neutral atoms, which determines the ion flux, and the temperature of the plate, which determines the electron flux. It can be assumed that the excitation of oscillations is related to the presence of these layers and, this being so, the excitation or the character of the oscillations should change when the layer changes. We checked very care-

(cont'd)

fully on the excitation and character of oscillations in different systems, especially those in which an electron layer should be formed.

In systems having an electron excess, the ion flux from the wall is equal to the ion flux from the plasma; consequently, from the temperature of the wall and the density of the plasma, we can evaluate the flux of ions J_i and electrons J_{e1} from the wall. If $J_{e1} \gg J_i$, an electron layer should be formed near the wall.

If we then reduce the temperature of the plate without changing the flux of neutral atoms (which means that plasma density falls while the ion flux from the wall remains constant), we should get a system in which an ion layer is formed. Some characteristic examples are shown in Table 1. In systems 1-4 $J_{e1} \dots J_i$, i.e. there must be an electron layer.

Table I

Плотность = density;	Температура = temperature;
Поток ионов = ion flux;	сек = sec;
Поток электронов = electron flux.	

In system 5 $J_e \approx J_i$, a temperature decrease for the same neutral flux as in system 5 results in J_c becoming smaller than J_i , that is, in transition to the region of the ion layer.

Excitation of oscillations was observed in all the systems, and the type of wave and the frequency range of the excited oscillations did not change. It can therefore be affirmed that the excitation of oscillations is not related to the presence of layers near the surface of the heated plate.

Excitation of oscillations can be observed in both low-density plasmas where $n \sim 10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$ (length of free path) and high-density plasmas where $n \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (.....).

A typical oscillation spectrum is shown in Fig. 2. Normally 3 to 4 harmonics are observed; and the frequency of the first harmonic lies within a range of 5 - 10 kHz.

The relationship between the oscillation frequency and the magnetic field was tested, measurements being made at densities of ... $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. It was disclosed that in this range the density of the plasma and its

(cont'd)

distribution along the radius are not dependent on the magnetic field, i.e. n'/n and K_v remain constant. It was found that under these conditions the frequency varies inversely with the magnetic field (Fig.3).

The phase shift along the azimuth was measured by means of four stationary probes placed at 90° to one another and a movable probe bisecting the angle between the stationary probes. The probes were located on a circle having a diameter of 3 cm (Fig.1).

We observed a travelling wave having ; $a/2$, and $a/3$ respectively for the 3 harmonics.

Table 2

Observed phase shifts for harmonics.

частота = frequency;

зонды I и II = probes I and II;

зонды I и подвижной зонд = Probe I and movable probe.

Table 2 contains the observed phase shifts ... for the different harmonics, and Table 3 the predicted ... for ... , $a/2$ and $a/3$. It should be pointed out that in measurements with stationary probes, , ... and ... are indistinguishable from , ... and ... respectively.

Table 3

Anticipated phase shifts for harmonics.

Длина волны = wavelength;

Угол между зондами = angle between probes.

All these measurements were made by means of cylindrical probes 0.5 mm in diameter and 5-6 mm long. It seems reasonable to expect that such probes would not register short waves having a wavelength of the order of the dimensions of the probe. In order to test this supposition we used a probe 0.08 mm in diameter and 0.7 mm long. No new effects were discovered; it follows from this that even if short waves are excited, their length is less than, or of the order of 0.08 mm.

(cont'd)

.....

When the probe was moved along the axis, no phase shift was detected; consequently there is no travelling wave. The oscillation amplitude varies along the axis and has its maximum in the middle, which suggests the existence of a standing wave with (Fig.4) An amplitude distribution of this kind is observed for all harmonics and at both low and high densities. It should be pointed out that ... is apparently somewhat smaller than ... (Fig.4). This again suggests that the boundary layer plays no part in the excitation of oscillations.

In measuring amplitude distribution along the radius, it was found that the character of the distribution can be different for different harmonics. Distributions with from 1 to 4 maxima were observed, the most common being that having 2 maxima. A typical example is given in Fig. 5, where we also see the characteristic density distribution along the radius.

It was discovered that when the density or the magnetic field is changed, the frequencies of the harmonics vary smoothly over a range of 2-3 kHz, and the radial amplitude distribution remains unchanged. After transition of a certain number of critical parameters, the frequencies vary abruptly and the radial amplitude distribution changes simultaneously.

Oscillation amplitudes were measured as a function of density (Fig.6). The oscillation amplitude increases with density increase, reaches a maximum at $n \sim 5 - 8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, and then declines. The nature of the amplitude-density relationship is the same for all harmonics.

These experiments show that the excitation of the observed oscillations is not related to the presence of layers on the heated plates.

The oscillation frequencies lie within a range described by the expression $\dots = K_y \frac{cT}{eH} \frac{n'}{n}$ and vary inversely with the magnetic field. In fact, if it is assumed that $n'/n \sim 1/R$ and, then for $R = 2 \text{ cm}$, $T = 2000^\circ \text{K}$ and $H = 1000 \text{ Oe}$ we find that kHz, which is in agreement with experimental results.

It was shown that the excited wave is a travelling wave along the azimuth and has a component parallel to the magnetic field. In the case of a plasma cylinder confined at the ends, this is a standing wave. The longest possible wave is excited in the system when the growth rate is at a maximum. The phase velocity of the wave lies between the ion and electron thermal velocities. In point of fact,, 8×10^5 and $1.2 \times 10^6 \text{ cm/sec}$

(cont'd)

for the first, second and third harmonics respectively, while
 9×10^4 cm/sec and 3×10^7 cm/sec.

In summary, then, the experiments described above show that the observed instability may be described as a "universal" instability of an inhomogeneous plasma in a magnetic field.

As we have already said, oscillations of the same kind were observed in Refs. 7-9. The authors of Ref.7 came to the conclusion that the excitation of these oscillations was related to the presence of an ion layer on the surface of the heated plate. So far, this disagreement with our results cannot be plausibly explained.

I wish to thank A.A. Galeev, S.S. Moiseev, V.N. Oraevsky and R.Z. Sagdeev for discussing these results with me; E.M. Smokotin for his help in carrying out the experiments; V.G. Filonenko and V.N. Zaitsev for the design of the equipment; and V.V. Ramin and G.A. Novoseltsev for setting up and adjusting the equipment.

References

1. L.I. Rudakov, R.Z. Sagdeev, Dokl. Akad. Nauk SSSR 138 (1961) 581; Nuclear Fusion: 1962 Supplement, Part 2, 481.
2. B.B. Kadomtsev, A.K. Tomofeev, Dokl. Akad. Nauk SSSR 146 (1962) 581.
3. A.B. Mikhailovsky, L.I. Rudakov, Zh. eksp. teor. Fiz. 44 (1963) 912.
4. S.S. Moiseev, R.Z. Sagdeev, Zh. eksp. teor. Fiz. 44 (1963) 763.
5. A.A. Galeev, V.N. Oraevsky, R.Z. Sagdeev, Zh. eksp. teor. Fiz. 44 (1963) 903.
6. A.A. Galeev, S.S. Moiseev, R.Z. Sagdeev, Atom. Energiya 15 (1963) 451.
7. N. D'Angelo, R.W. Motley, Phys. Fluids 6 (1963) 422.
8. N. D'Angelo, D. Eckhardt, G. Grieger, E. Guilino, M. Hashimi, Phys. Rev. Letters 11 (1963) 525.
9. H. Lashinski, Phys. Rev. Letters 12 (1964) 121.

(Manuscript received 3 January 1964).

Figure Captions

Figure 1. Diagram of the apparatus. 1- magnetic field coils; 2 - tungsten plates; 3 - vaporizer; 4 - movable probe; 5 - high-frequency probes; 6 - horn-type antennas; I-IV single probes.

Figure 2. Oscillation spectrum. $n = 2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$; $H = 1000 \text{ Oe}$.
Call-out: амплитуда (мВ) = amplitude (mv) частота (кГц) = frequency (kHz).

Figure 3. Dependence of oscillation frequency on the magnetic field.
 $n = 3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Call-out: частота (кГц) = frequency (kHz);
3-ья гармоника = 3rd harmonic ; 2-ая = 2nd, 1-ая = 1st ;
магнитное поле (э) = magnetic field (Oe).

Figure 4. Oscillation amplitude distribution along the axis. $n = 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$; $H = 1000 \text{ Oe}$. Call-out: амплитуда (мВ) = amplitude (mv);
осевое расстояние = axial distance.

Figure 5. Distribution of plasma density and oscillation amplitude along the radius. $n = 8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$; $H = 1000 \text{ Oe}$. Call-out: амплитуда (мВ) = amplitude (mv) ; плотность = density ; кГц = kHz ; радиус = radius.

Figure 6. Dependence of oscillation amplitude on density. $H = 1000 \text{ Oe}$.
Call-out: амплитуда (мВ) = amplitude (mv) ; 1-ая гармоника = 1st harmonic ; 2-ая = 2nd ; 3-ья = 3rd ; плотность = density.