

БЗЧ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт

658

Н.С.Бучельникова, Э.М.Смокотин

**измерение амплитуды колебаний
при „универсальной“ неустойчивости**



Новосибирск 1964

А Н Н О Т А Ц И Я

В неоднородной по плотности калиевой плазме в магнитном поле при возбуждении "универсальной" неустойчивости измерены амплитуды колебаний плотности \tilde{n} и потенциала \tilde{V} . Измерения проводились с помощью зондовой методики, позволяющей при разных потенциалах смещения отдельно измерять \tilde{n} и \tilde{V} по переменному току в области насыщения (\tilde{n}) или вблизи нуля постоянного тока (\tilde{V}).

Для проверки методики проводилось сравнение значений \tilde{n} , измеренных двойным и одиночным зондом, проверялось, что возмущения квазинейтральны и потенциальны ($\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{e\tilde{V}}{T}$). Найдено, что методика дает достаточно надежные результаты, так что статистическая точность измерений \tilde{n} одиночным зондом составляет ~15-20%.

Исследована зависимость \tilde{n} и \tilde{V} от магнитного поля и плотности. Найдено, что в диапазоне плотности $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ \tilde{n} и \tilde{V} не зависят от магнитного поля. С ростом плотности \tilde{n} растет, достигая максимума при некотором n_{max} , а затем падает. \tilde{V} остается постоянным до n_{max} , а затем также падает. Величина n_{max} лежит в диапазоне $(0,5-2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Найдено, что амплитуда \tilde{V} наибольшего в спектре пика в разных сериях экспериментов воспроизводится с точностью ~50% и составляет ~2-4 мВ.

Показано, что уменьшение амплитуды колебаний при превышении некоторой критической плотности может быть объяснено затуханием "универсальной" неустойчивости вследствие роста числа ион-ионных столкновений, стабилизирующая роль которых была обнаружена в теоретических работах.

Измерение амплитуды колебаний, устанавливающейся в плазме при развитии неустойчивости, представляет большой интерес для теории, учитывающей нелинейные эффекты, ограничивающие амплитуду (1)-(2), для исследования природы этих эффектов.

В настоящей работе измерялись амплитуды колебаний при "универсальной" неустойчивости (1),(3) в калиевой плазме. Эта неустойчивость, проявляющаяся в возбуждении дрейфовых волн, наблюдается в неоднородной по плотности плазме при наличии магнитного поля (4)-(6).

Как было показано ранее (6), в нашей системе наблюдается обычно 3-4 гармоники с частотой первой из них 5-10 кгц, что хорошо согласуется с формулой:

$$\omega \approx k_y \frac{cT}{eH} \frac{n'}{n}$$

где k_y - составляющая волнового вектора, перпендикулярная к магнитному полю;
 T - температура плазмы;
 H - магнитное поле;
 n, n' - плотность плазмы и ее градиент.

Возбуждаемая волна является бегущей по азимуту и стоячей по оси. Длина волны азимутальной составляющей равна длине окружности плазменного цилиндра для первой гармоники, половине и трети ее для второй и третьей гармоник соответственно. Длина волны продольной составляющей порядка удвоенной длины системы.

Распределение амплитуды по радиусу, как правило, имеет минимум на оси и максимум при $\chi \sim 0,6 - 0,8R$ (R - радиус плазменного цилиндра).

Известно, что дрейфовые волны должны сопровождаться колебаниями плотности и потенциала. Предполагая, что возмущения потенциальны ($\text{rot} E = 0$), при малых амплитудах можно ожидать выполнения равенства $\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{e\tilde{V}}{T}$, где \tilde{n} и \tilde{V} - амплитуды колебаний плотности и потенциала.

В настоящей работе измерены амплитуды колебаний плотности и потенциала, проверено выполнение этого равенства, исследована зависимость \tilde{n} и \tilde{V} от магнитного поля и плотности плазмы.

Описание эксперимента.

Эксперименты проводились на установке (7)-(8), в которой плазма образуется при термической ионизации паров калия на вольфрамовой пластине, нагретой до 2000°К. Плазма представляет собой цилиндр, ограниченный с торцов нагретыми пластинами. Магнитное поле направлено вдоль оси цилиндра. Плотность плазмы макси -

малына оси и спадает по радиусу. Радиус пластины $R = 2$ см, расстояние между пластинами $z = 36$ см.

Эксперименты проводились при плотности плазмы $1 \cdot 10^9 - 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ и магнитных полях 600 - 1600 эрст.

Плотность плазмы измерялась двойным зондом экранированным стеклом, длина открытой части зонда 2 мм, диаметр 0,25 мм. Амплитуда колебаний измерялась с помощью этого же зонда. Спектр колебаний анализировался с помощью селективного микровольтметра В6-2 или анализатора гармоник С5-3. Чувствительность обоих приборов $1 \mu V$. Полоса пропускания на уровне 0,7 для В6-2 $\sim 20\%$ от измеряемой частоты, для С5-3 $\sim 0,2$ кгц.

Методика измерения \tilde{n} и \tilde{V} .

Для измерения амплитуды колебаний плотности и потенциала использовалась зондовая методика (9). Возможность отдельного измерения \tilde{n} и \tilde{V} основана на том, что колебания потенциала эквивалентны измерению потенциала смещения U_c зонда, а колебания плотности соответствуют переходу между вольт-амперными характеристиками для плотности, равной n и $n + \tilde{n}$.

Вблизи точки, где ток зонда равен нулю ($U_c = 0$ для двойного или плавающего потенциалу для одиночного зонда), вольт-амперные характеристики, соответствующие n и $n + \tilde{n}$, практически совпадают (если \tilde{n} мало). Таким образом, переменная составляющая тока зонда определяется только колебаниями потенциала.

Если U_c превышает потенциал, при котором достигается насыщение тока на зонд, то переменная составляющая тока практически не зависит от \tilde{V} и определяется только переменной составляющей плотности.

При работе в магнитном поле, естественно, \tilde{n} можно измерять лишь по ионной ветви характеристики при выполнении условия, что диаметр зонда меньше ионного ларморовского радиуса.

Методика применима для таких частот, когда время пролета ионами слоя плазма-зонд много меньше периода колебаний, что заведомо выполняется в нашем случае, если считать, что толщина слоя имеет порядок нескольких дебаевских радиусов z_D .

Схема измерений одиночным и двойным зондом и эквивалентные схемы измерения \tilde{n} и \tilde{V} приведены на рис. 1-3.

В эквивалентной схеме для измерения амплитуды колебаний потенциала источник колебаний можно представить в виде генератора, напряжение которого приложено так, что меняется разность потенциалов зонд-плазма.

Ток в цепи зонда определяется сопротивлением слоя плазма-зонд и в случае одиночного зонда кроме того сопротивлением плазма-"земля". Сопротивление самой плазмы, повидимому, достаточно мало и в дальнейшем учитываться не будет.

Сопротивление слоя плазма-зонд $R_2 = 1/dI/dU_c$, где I - ток зонда и может быть определено по стационарной вольт-амперной характеристике. Измерения показали, что R_2 , как и следовало ожидать, меняется обратно пропорционально плотности и при $n \sim 10^9 - 10^{11}$ см⁻³ лежит в пределах $10^6 - 10^4 \Omega$.

Сопротивление плазма-"земля" определяется сопротивлением слоя у пластин нагревателей, ограничивающих плазму с торцов. Если этот слой имеет ту же природу, что и слой плазма-зонд, то сопротивление его должно быть меньше сопротивления слоя у зонда в число раз, равное отношению площади пластины к площади зонда, т.е. \sim в 1000 раз. Правда, можно ожидать некоторых осложнений, связанных с возможностью образования вблизи пластин ионного или электронного слоя.

Отметим, что емкость C_3 плазма-"земля", по-видимому, не играет роли. Действительно, емкость плазменного столба ($\rho = 4$ см) относительно стенок камеры

($\phi = 16$ см) ~ 20 pF, емкость слоя плазма-нагреватель \sim сотен pF. Таким образом в рабочем диапазоне частот (5-30 кгц) емкостное сопротивление велико и может не учитываться в сравнении с активным сопротивлением слоя плазма-"земля".

При измерении \tilde{V} можно ожидать паразитных эффектов, связанных с емкостью зонда относительно плазмы (10). При этом может играть роль, как емкость открытой части зонда C_1 , так и емкость C_2 зонд-стекло-плазма.

Оценка емкости слоя C_1 в предположении, что толщина слоя $3z_D$, дает, что C_1 при разных плотностях лежит в пределах 1-10 pF, т.е. емкостное сопротивление значительно превосходит R_2 .

Емкость C_2 зонд-стекло-плазма по оценкам также невелика. Для проверки оценок были проведены специальные эксперименты по сравнению обычного зонда и зонда полностью экранированного стеклом. Оказалось, что переменный ток, принимаемый экранированным зондом, даже при плотности $\sim 10^9$ см⁻³ на порядок меньше, чем переменный ток обычного зонда. Таким образом, можно утверждать, что емкость C_2 также не играет роли.

Итак, согласно эквивалентной схеме, если считать $R_3 \ll R_2$ амплитуду колебаний потенциала можно определить, зная переменную составляющую тока зонда и сопротивление слоя, так что $\tilde{V} = \tilde{I} R_2$.

Следует отметить, что одиночный зонд позволяет измерить непосредственно амплитуду в данной точке, в то время, как двойной зонд дает только разность амплитуд на расстоянии, равном расстоянию между зондами.

В эквивалентной схеме для измерения амплитуды колебаний плотности источник колебаний можно представить, как переменное сопротивление $\tilde{R} = \frac{4 U_c}{\tilde{n} v_i S}$, где v_i - тепловая скорость ионов, S - площадь зонда. \tilde{R} при этом может быть определено по переменному току в области насыщения $\tilde{I} = \frac{\tilde{n} v_i S}{4}$.

На рис. 4 и 5 представлены вольт-амперные характеристики по постоянному и переменному току для одиночного и двойного зонда. Можно было ожидать, что переменный ток будет максимален или минимален вблизи точки, где постоянный ток зонда равен нулю (переменный ток определяется только колебаниями потенциала) и будет достигать насыщения при U_c , равном потенциалу насыщения по постоянному току (переменный ток определяется только \tilde{n}).

Как видно из рис. 4 и 5, вольт-амперные характеристики зонда имеют именно такой вид, причем в районе $I=0$ переменный ток минимален.

Оказывается, что ширина минимума очень мала $\sim 0,1$ в, вследствие чего определение \tilde{V} требует весьма тщательных измерений, в то время как определение \tilde{n} по кривой в области насыщения никаких сложностей не представляет и может быть выполнено довольно точно.

При сравнении \tilde{n} и \tilde{V} измерения проводились одиночным зондом, поскольку измерения с помощью двойного зонда значительно менее точны. Действительно, как уже говорилось, двойной зонд позволяет измерять только разность амплитуд в двух точках, пересчет к амплитуде в максимуме стоячей волны требует точного знания положения максимума и может внести большие ошибки. Кроме того, поскольку двойной зонд в зависимости от ориентировки меряет продольную и поперечную компоненты волны, неточность в его установке может привести к дополнительным ошибкам.

В целях проверки методики проводилось сравнение \tilde{n} , измеренного одиночным и двойным зондом, проверялось, что определенные по ионной и электронной ветви одиночного зонда значения \tilde{n} совпадают, а также проверялось выполнение соотношения $\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{e\tilde{V}}{T}$. Проверка этих соотношений позволяет проверить некоторые предположения о свойствах наблюдаемой волны, а точность, с которой они выполняются, характеризует точность измерений.

Сравнение значений \tilde{n} , полученных при измерениях одиночным и двойным зондом, позволяет проверить предположение о том, что сопротивление плазма-"земля" мало. Действительно, это сопротивление может оказаться существенным при измерениях одиночным зондом, но не играет роли для двойного.

Оказалось, что результаты измерений совпадают с точностью $\sim 30\%$ (здесь и ниже приводится средне-квадратичная ошибка), причем измерения были выполнены в широком диапазоне плотностей в режимах, когда вблизи пластины нагревателя образуется как ионный, так и электронный слой.

Были проведены прямые эксперименты по измерению \tilde{n} при переходе из режима с ионным слоем к режиму с электронным слоем. В том случае, когда при таком переходе (достигаемом регулировкой потока нейтральных атомов калия и температуры нагревателя) удалось добиться сохранения плотности плазмы и спектра колебаний, оказалось, что \tilde{n} сохраняется с точностью $\sim 20\%$.

Таким образом, можно считать доказанным, что в нашем случае сопротивление плазма-"земля" не влияет на результаты измерений.

Сравнивая значения \tilde{n} , определенные по ионной и электронной ветви одиночного зонда, можно было проверить предположение о том, что переменная составляющая плотности квазинейтральна. При этом, поскольку в магнитном поле определить непосредственно по электронной ветви нельзя, сравнивалось отношение электронного и ионного токов насыщения по стационарной характеристике $\frac{I_e}{I_i}$ с отношением переменных токов $\frac{\tilde{I}_e}{\tilde{I}_i}$. Оказалось, что равенство $\frac{\tilde{I}_e}{\tilde{I}_i} = \frac{I_e}{I_i}$ выполняется с точностью $\sim 15\%$. Таким образом, если плазма квазинейтральна, то квазинейтральны и возмущения плотности.

Отметим, что цифра 15% характеризует статистическую точность измерения одиночным зондом.

Проверка соотношения $\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{e\tilde{V}}{T}$ служила проверкой правильности предположения о потенциальности возмущений. При этом температура электронов определялась по вольт-амперной характеристике двойного зонда и в разных случаях лежала в пределах $0,2 - 0,4 \text{ eV}$.

Оказалось, что равенство $\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{e\tilde{V}}{T}$ выполняется с точностью $\sim 20\%$, т.е. возмущения действительно непотенциальны. Поскольку равенство выполняется во всем исследованном диапазоне плотностей ($10^9 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$), можно утверждать, что величина $\frac{\tilde{n}}{n}$ всегда эквивалентна \tilde{V} , т.е. измерение \tilde{V} можно заменить измерением $\frac{\tilde{n}}{n}$.

Итак, на основе этих измерений можно утверждать, что статистическая точность при измерениях одиночным зондом не хуже 15-20%. Систематические ошибки, естественно, возможны те же, что и для зондовых измерений вообще.

Результаты измерений.

При исследовании неустойчивости прежде всего были проверены результаты относительных измерений, полученные ранее (6) при измерениях плавающим зондом. Можно ожидать, что плавающий зонд измеряет величину, пропорциональную \tilde{n} . Действительно, при плавающем потенциале переменный ток одиночного зонда определяется амплитудой колебаний потенциала. Учитывая, что сопротивление слоя обратно пропорционально плотности, а $\tilde{n} \sim \frac{\tilde{V}n}{T}$, получаем $\tilde{I} = \frac{\tilde{V}}{R_2} \sim \tilde{n}$.

Были проведены измерения распределения амплитуды колебаний по радиусу и по оси с помощью плавающего зонда и одиночного, в режиме измерения \tilde{n} . Оказалось, что ход кривых и соотношение амплитуд в разных точках одинаковы, т.е. можно считать, что все амплитудные зависимости, приведенные в работе (6), относятся к \tilde{n} . В частности, было подтверждено, что отношение амплитуд в максимуме и ми -

нимуме радиального распределения в разных случаях лежит в пределах 2-3.

Измерение зависимости амплитуды колебаний от плотности и магнитного поля проводилось в таких режимах, когда во всем диапазоне измерения n или H не происходит резких изменений спектра. В тех режимах, когда при изменении n или H происходит скачкообразное изменение частоты гармоник (6), исследовать зависимости амплитуд от n или H , естественно, не имеет смысла, поскольку меняются как частоты, так и соотношение амплитуд гармоник.

На рис.6 приведены зависимости \tilde{n} и $\frac{\tilde{n}}{n}$ (пропорционального \tilde{V}) от магнитного поля для $n \sim 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Видим, что и \tilde{n} , и \tilde{V} не зависят от магнитного поля. Такая зависимость сохраняется в диапазоне плотностей $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. При больших плотностях при изменении магнитного поля обычно происходят скачкообразные изменения спектра.

На рис.8 приведены кривые зависимости \tilde{n} и $\frac{\tilde{n}}{n}$ от плотности. Видим, что $\frac{\tilde{n}}{n}$, т.е. \tilde{V} остается постоянным до некоторого n_{max} , где амплитуда \tilde{n} имеет максимум, а затем начинает падать. Величина n_{max} в зависимости от формы распределения плотности плазмы по радиусу, лежит в диапазоне $(0,5-2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (8).

В одном из экспериментов была снята зависимость $n_{\text{max}}(H)$. Было найдено, что n_{max} меняется в пределах $(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, т.е. можно утверждать, что с точностью $\sim 30\%$ n_{max} не зависит от магнитного поля.

В той области плотностей и магнитных полей, где амплитуда колебаний потенциала ($\frac{\tilde{n}}{n}$) не зависит от плотности и магнитного поля, было определено среднее по разным сериям экспериментов значение $\frac{\tilde{n}}{n}$ для наибольшего в спектре пика. Поскольку спектр колебаний, соотношение амплитуд гармоник, распределение амплитуды по радиусу очень чувствительны к условиям создания плазмы, к виду распределения плотности плазмы по радиусу, не приходится ожидать хорошей воспроизводимости.

Тем не менее оказалось, что среднее значение $\frac{\tilde{n}}{n} = (4 \pm 2) \cdot 10^{-3}$, т.е. воспроизводится с точностью $\sim 50\%$. Воспроизводимость результатов в одной серии измерений в устойчивом режиме $\sim 5-15\%$.

Приведенное значение $\frac{\tilde{n}}{n} = 4 \cdot 10^{-3}$ измерялось на оси плазменного столба в районе максимума стоячей волны. Если учесть, что максимальная по радиусу амплитуда в 2-3 раза больше амплитуды на оси, можно привести максимальное значение $\frac{\tilde{n}}{n} = (0,8 \pm 1,2) \cdot 10^{-2}$, что для $T = 0,3 \text{ эВ}$ соответствует $\tilde{V} = 2-4 \text{ мВ}$. Отметим, что амплитуда второй гармоники, как правило, в 3-4 раза меньше, а третьей и четвертой - меньше, примерно, на порядок.

Обсуждение результатов.

При рассмотрении полученных результатов обратим внимание на то, что при плотности $\sim 1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ длина свободного пробега относительно электрон-ионных столкновений меньше или сравнима с длиной системы ($\lambda = \lambda$ при $n \sim 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$). Известно (11)-(12), что в случае, когда столкновений нет или достаточно мало, изменение энергии электронов при взаимодействии с волной не компенсируется. При этом число резонансных с волной электронов уменьшается и на кривой функции распределения в этой области образуется плато. В этом случае рост числа столкновений приводит к росту числа резонансных электронов и амплитуда колебаний должна расти.

В работе (12) получен критерий перехода в режим с образованием плато

$$v_{ei} \leq F = \sum_k \frac{n e^2 k_z^2 V_k^2}{m^2 \omega_k v_e^2}$$

здесь ν_{ei} - частота электрон-ионных столкновений ;

ω_k, \tilde{V}_k - частота и амплитуда k -й гармоники ;

v_e - тепловая скорость электронов ;

k_z - волновой вектор продольной составляющей волны, $k_z \sim \frac{\pi}{\lambda}$.

Как видим, критерий зависит от величины амплитуды колебаний потенциала. Если $\nu_{ei} > F$ распределение остается максвелловским и амплитуда колебаний не должна зависеть от числа столкновений (во всяком случае не должна зависеть непосредственно).

Если сделать оценку для нашего случая, используя экспериментально найденное значение \tilde{V} , оказывается, что $\nu_{ei} > F$ даже при плотности $\sim 10^9$ см⁻³. Действительно, для $\tilde{V} = 3mv$ и $f = 10$ кгц, учитывая только первую гармонику, поскольку более высокие дают пренебрежимый вклад, получаем $F = 10^4$ сек⁻¹, в то время как для $n = 1 \cdot 10^9$ см⁻³ $\nu_{ei} \sim 4 \cdot 10^5$ сек⁻¹. Таким образом, режим образования плато в нашем случае не должен осуществляться. Действительно, как видно из рис.7, \tilde{V} не зависит от плотности в довольно широком диапазоне плотностей.

Сравнение экспериментально найденной величины амплитуды колебаний с теоретическими оценками, по-видимому, не имеет смысла. Действительно, все теоретические оценки (например (1)) сделаны в предположении, что плазма турбулентна, в то время как в нашем случае плазма турбулентной не является - хаотизации фаз гармоник не наблюдается - сдвиги фаз гармоник стационарны.

Уменьшение амплитуды при превышении некоторой критической плотности можно пытаться объяснить с двух точек зрения:

1) с ростом плотности падает величина $\omega_{ci} \tau_{ii}$ (ω_{ci} - ионная циклотронная частота, τ_{ii} - время ион-ионных столкновений), т.е. плазма становится незамагниченной, а "универсальная" неустойчивость может развиваться только в замагниченной плазме (1),(3). При этом разумно предполагать, что при разных магнитных полях величина $\omega_{ci} \tau_{ii}$, при которой начинается затухание, одинакова. Но тогда n_{max} должно расти с ростом магнитного поля, что не наблюдается;

2) с ростом плотности растет число ион-ионных столкновений. Как показано в работах (13)-(14), ион-ионные столкновения приводят к затуханию неустойчивости.

n_{max} при этом не должно зависеть от магнитного поля, что и наблюдается.

Согласно (13)-(14) область неустойчивости определяется геометрией плазменного столба, а именно, отношением его радиуса к длине. С ростом числа ион-ионных столкновений область неустойчивости смещается в сторону меньших отношений $\frac{R}{\lambda}$, т.е. при данном $\frac{R}{\lambda}$ должна иметься некоторая критическая плотность, выше которой неустойчивость затухает. В нашем случае $\frac{R}{\lambda} = 0,056$. Работы (4)-(5) выполнены на установке с $R = 1,5$ см и $\lambda = 100$ см, т.е. $\frac{R}{\lambda} = 0,015$, почти в 4 раза меньше, чем у нас.

Таким образом можно ожидать, что в случае (4)-(5) n_{max} должно лежать в области больших, чем у нас, плотностей. Действительно, в этих работах наблюдалось возбуждение неустойчивости при плотностях $\sim 10^{11} - 10^{12}$ см⁻³.

Таким образом, этот вариант объяснения наличия критической плотности кажется более вероятным.

Как известно (1),(3), "универсальная" неустойчивость может возбуждаться как в бесстолкновительном, так и в гидродинамическом случае. В работе (14) показано, что имеется плавный переход от одного случая к другому и в некоторой области рост числа электрон-ионных столкновений приводит к росту инкремента нарастания неустойчивости. Мы работаем, по-видимому, в бесстолкновительной области ($n \sim 1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10}$ см⁻³) и переходной ($n \sim 10^{10} - 10^{11}$ см⁻³), в то время, как работы (4)-(5) выполнены в области, где число столкновений велико и может

осуществляться переходной или гидродинамический случай.

Выражаем благодарность А.А.Галееву и Р.З.Сагдееву за обсуждение результатов.

Список литературы.

1. А.А.Галеев, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. Атомн.энерг. 15, 451, 1963.
2. А.А.Веденов. Вопросы теории плазмы т.3. Госатомиздат, 1963 г.
3. А.Б.Михайловский. Вопросы теории плазмы т.3. Госатомиздат, 1963 г.
4. *N. D'Angelo, R. W. Motley, Phys. Fl. 6, 422, 1963.*
5. *H. Zashinsky, Phys. Rev. Lett, 12, 121, 1964.*
6. Н.С.Бучельникова. ЖЭТФ, 46, 1147, 1964. Ядерный синтез 4, № 3, 1964.
7. Н.С.Бучельникова. Теплофизика высоких температур, 2, 309, 1964.
8. Н.С.Бучельникова. "Диффузия поперек магнитного поля при "универсальной" неустойчивости". Препринт ИЯФ СО АН СССР, 1964 г.
9. И.А.Кован, Д.Л.Москвин, В.Д.Русанов, В.П.Смирнов, Д.А.Франк-Каменецкий. Ядерный синтез 4, № 3, 1964.
10. *R.W. Casperson, T. Okuda H.J. Oskam, Physica, 30, 182, 192, 375, 1964.*
11. В.Н.Ораевский, Р.З.Сагдеев. ДАН 150, 775, 1963.
12. А.А.Галеев, В.И.Карпман, Р.З.Сагдеев. Ядерный синтез 4, № 4, 1964.
13. Г.М.Заславский, С.С.Моисеев. ЖТФ, 34, 410, 1964.
14. А.Б.Михайловский, О.П.Погуде. ДАН, 156, 64, 1964.

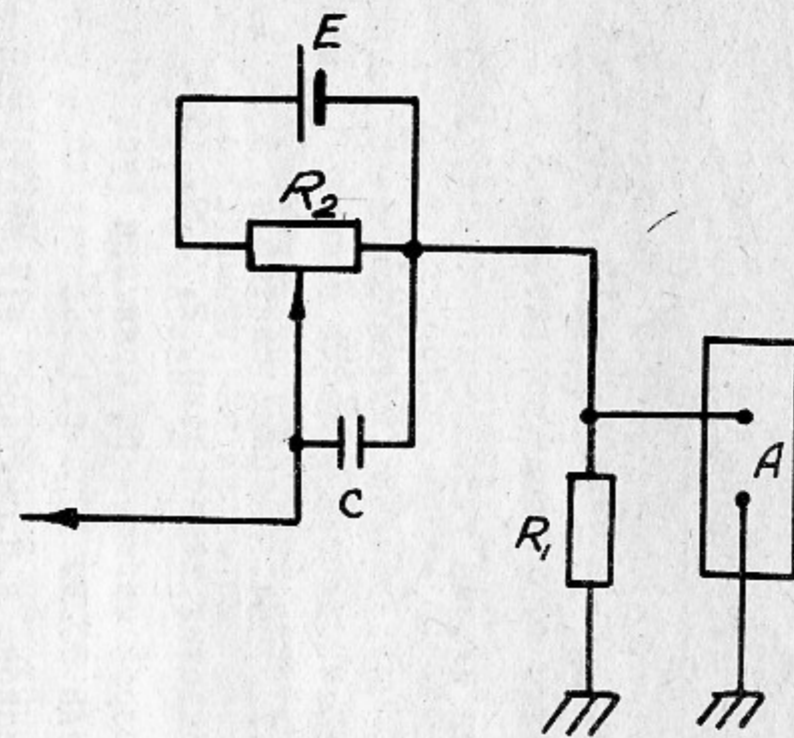
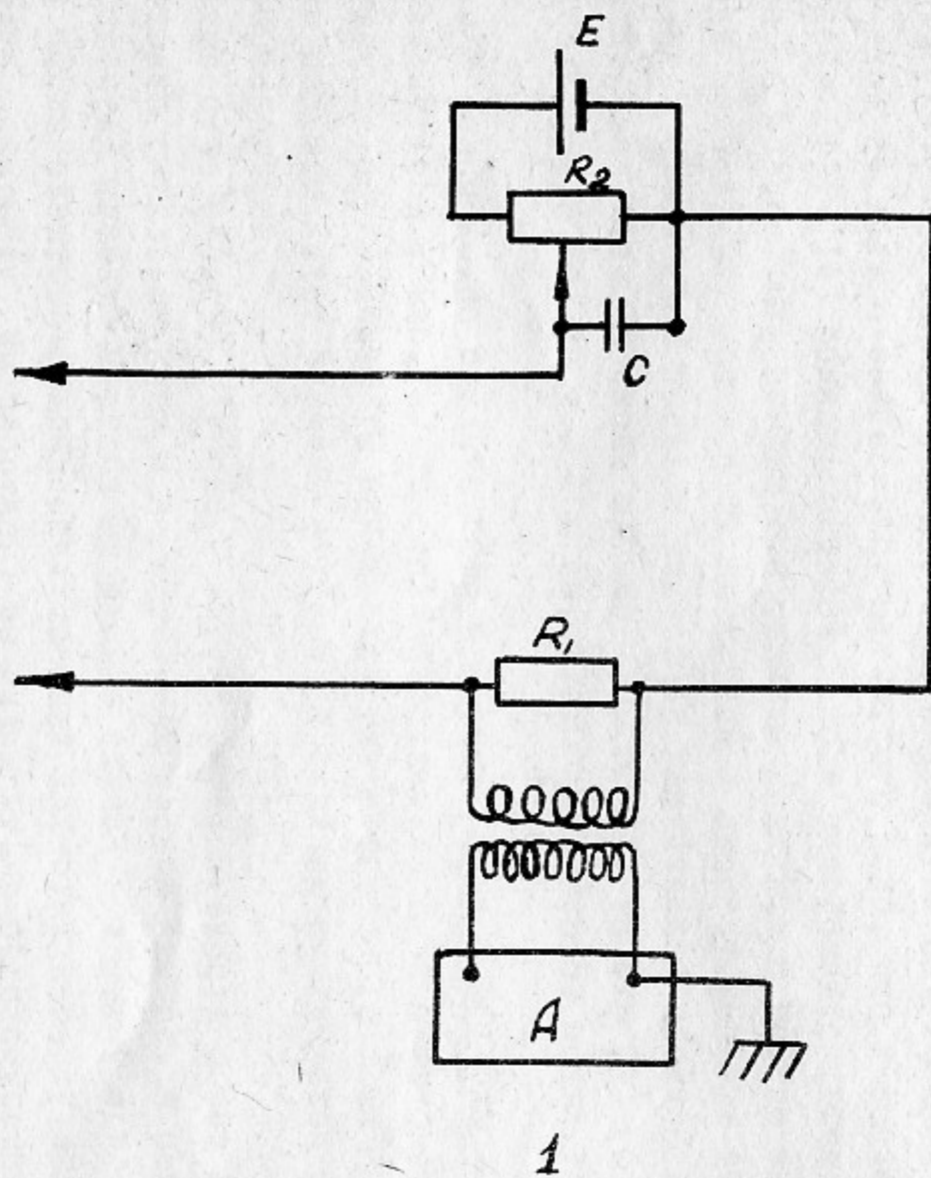
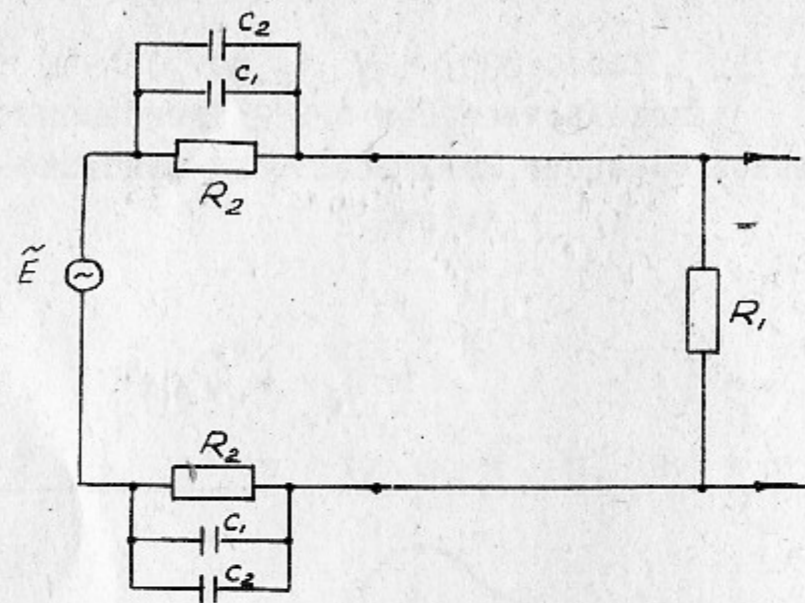
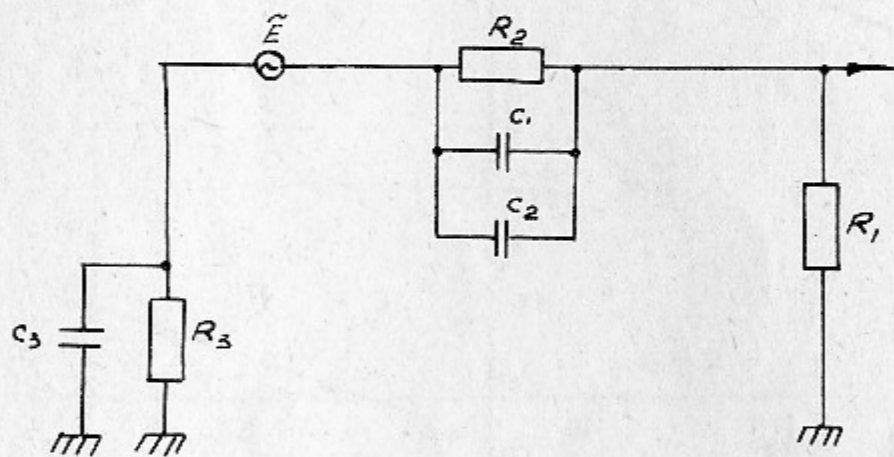


Рис. I.

Схема измерений \tilde{n} и \tilde{V} . 1. Двойной зонд. 2. Одиночный зонд.
 A - регистрирующий прибор; R₁ - измерительное сопротивление;
 R₂ - сопротивление потенциометра; с - шунтирующая емкость.



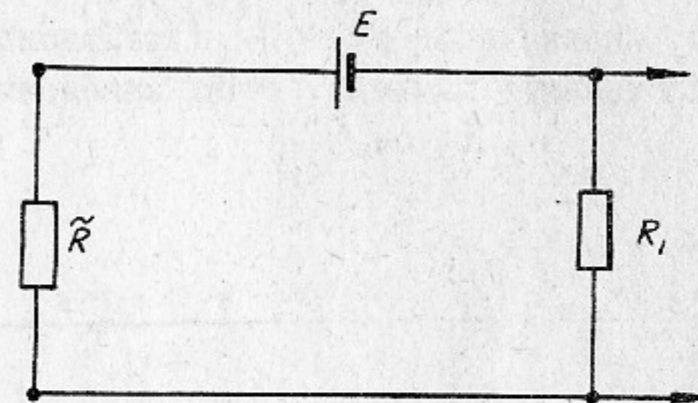
1



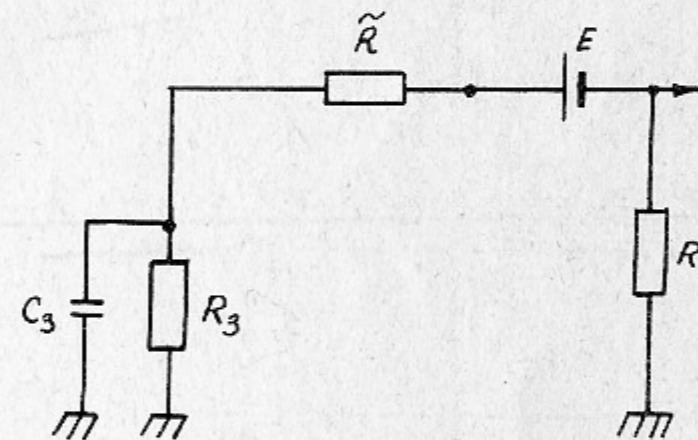
2

Рис.2.

Эквивалентная схема измерения \tilde{V} . 1. Двойной зонд. 2. Одиночный зонд. R_1 - измерительное сопротивление; R_2 - сопротивление слоя зонд-плазма; R_3 - сопротивление плазма-"земля"; C_1 - емкость слоя зонд-плазма; C_2 - емкость зонд-стекло-плазма; C_3 - емкость плазма-"земля".



1



2

Рис.3.

Эквивалентная схема измерения $\tilde{\pi}$. 1. Двойной зонд. 2. Одиночный зонд. R_1 - измерительное сопротивление; R_3 - сопротивление плазма-"земля"; C_3 - емкость плазма-"земля"; E - батарея смещения.

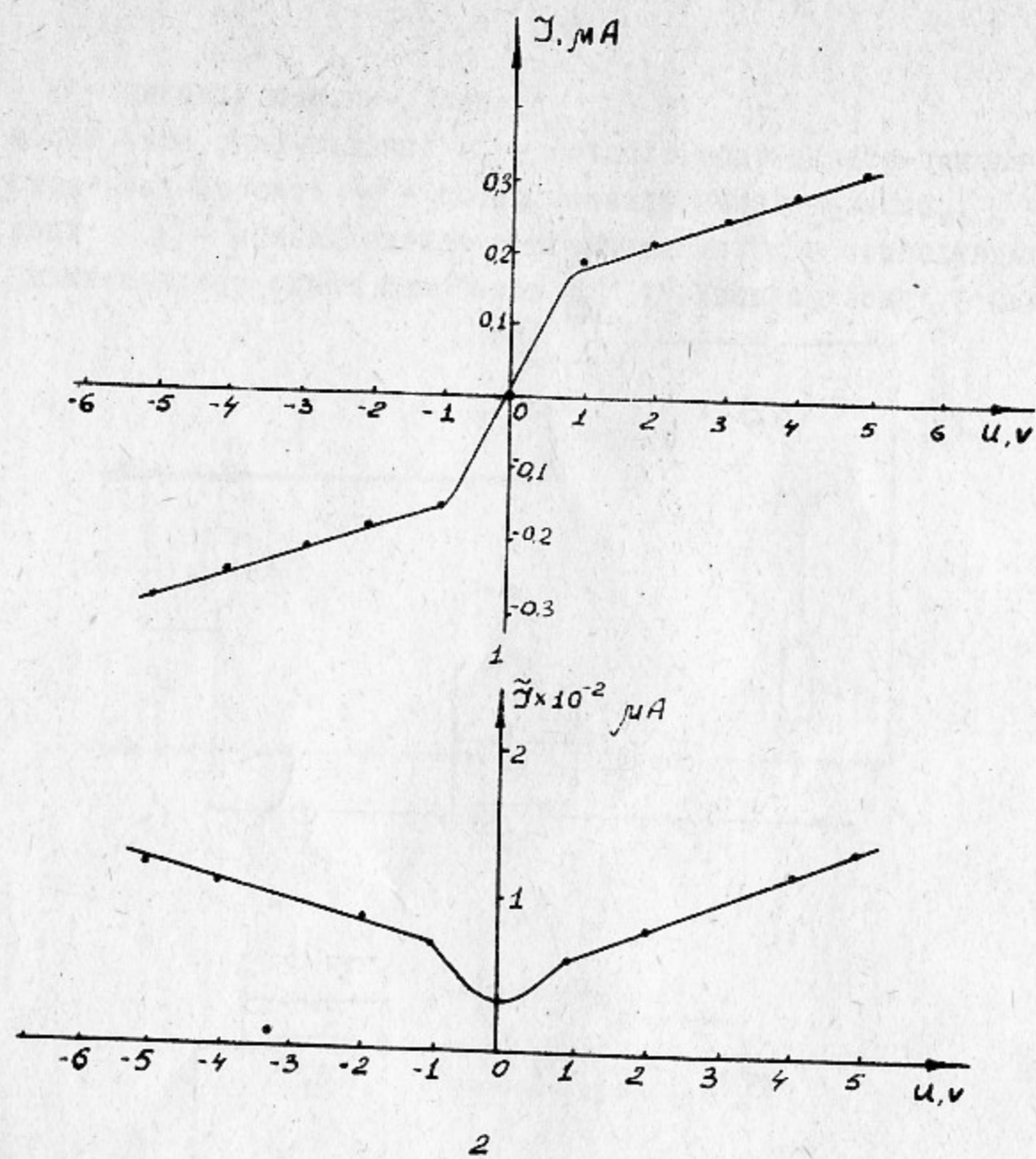


Рис.4.

Вольт-амперные характеристики двойного зонда.

1. Стационарная; 2. По переменному току.

$n = 3,6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $H = 1000$ эрст; $f = 10$ кгц.

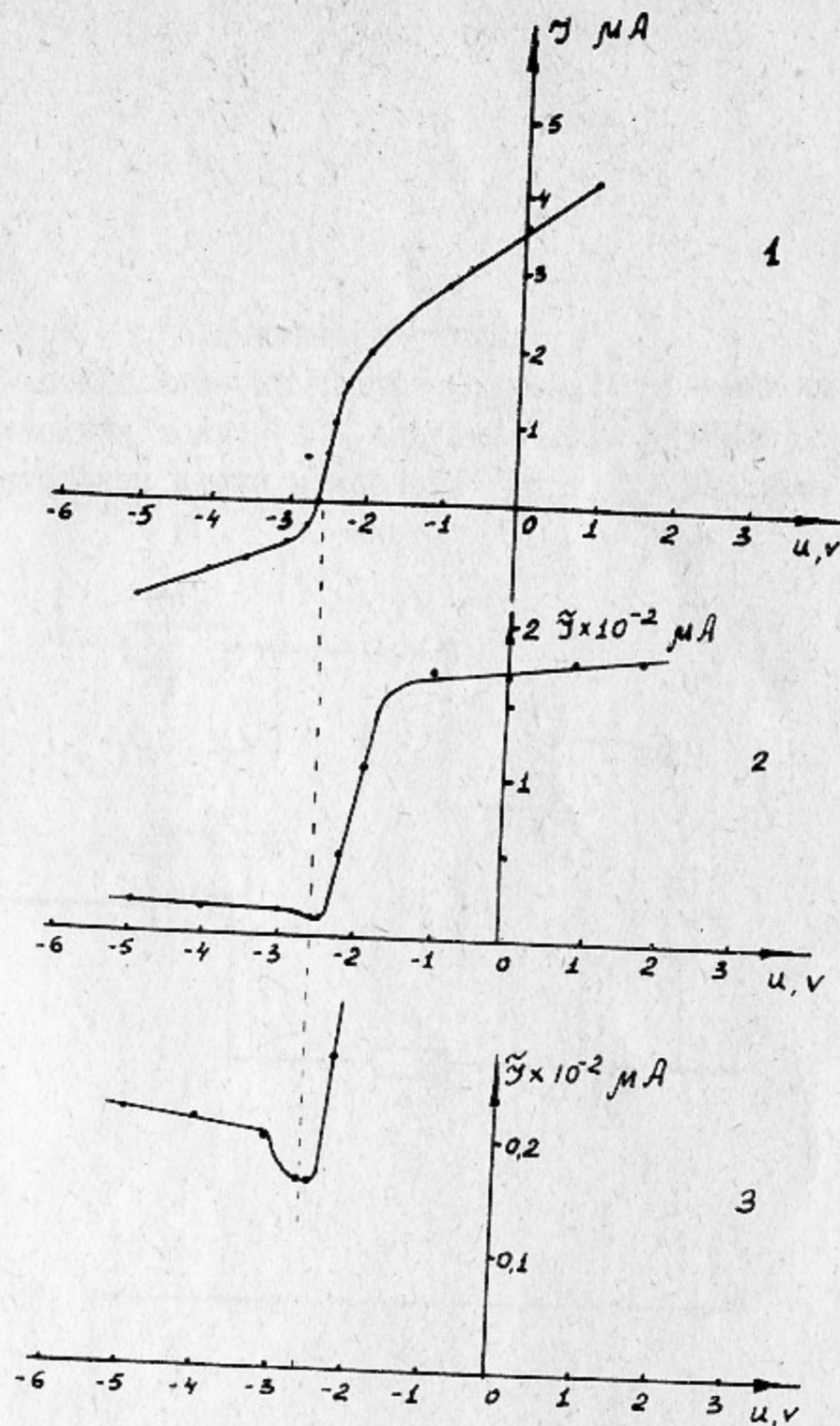


Рис.5.

Вольт-амперные характеристики одиночного зонда.

1. Стационарная; 2,3. По переменному току.

$n = 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $H = 1000$ эрст; $f = 10$ кгц.

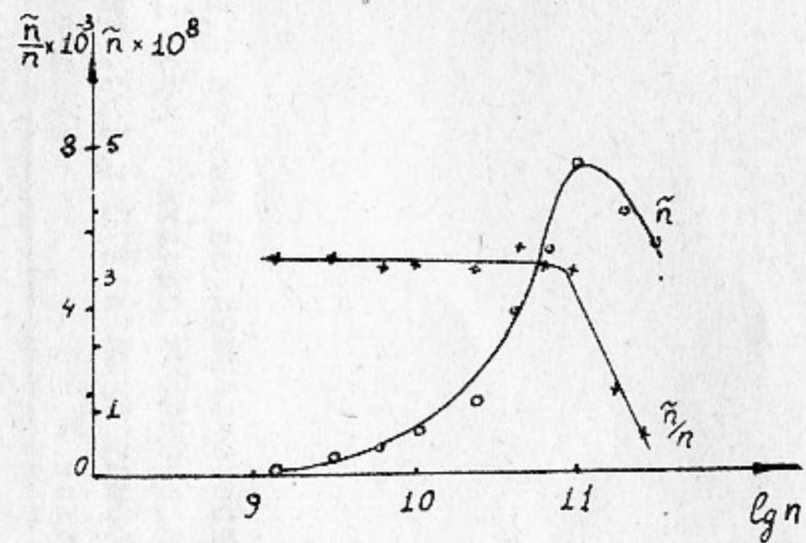


Рис.6.
Зависимость \tilde{n} и $\frac{\tilde{n}}{n}$ от плотности плазмы.
 $H = 1000$ эрст. $f = 5$ кгц.

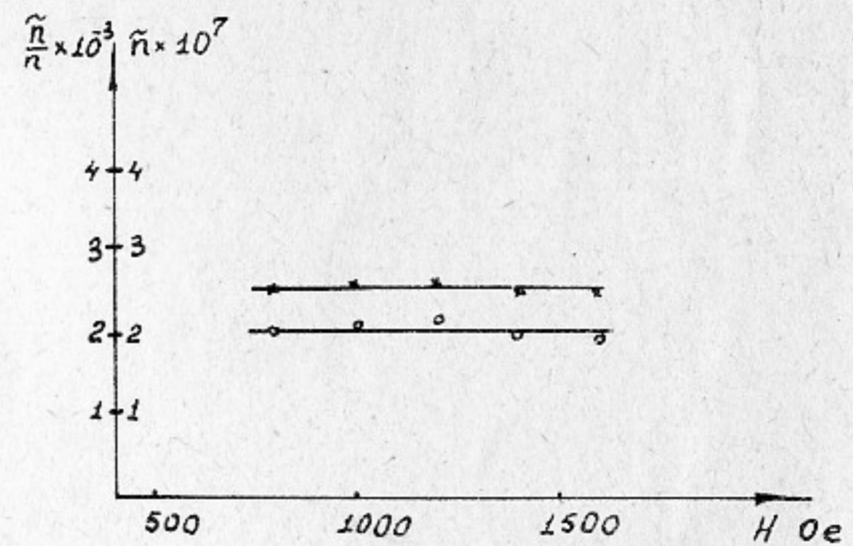


Рис.7.
Зависимость \tilde{n} и $\frac{\tilde{n}}{n}$ от магнитного поля.
 $n = 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $f = 6$ кгц.

Ответственный за выпуск А.М.Кудрявцев

Подписано к печати МН00658 25/XI-64

Формат бумаги 270 x 190, тираж 200

Заказ № Бесплатно

Отпечатано на ротопринтере в Институте
ядерной физики СО АН СССР.