

Н.С. Бучельникова, Р.А. Салимов, Ю.И. Эйдельман

**Дрейфовая неустойчивость в разреженной
и плотной плазме**

г. Новосибирск 1967

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Препринт

Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман

ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В РАЗРЕЖЕННОЙ
И ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Новосибирск
1967

Исследована дрейфовая неустойчивость при переходе от разреженной ($\lambda_{ei} \geq L$) к плотной ($\lambda_{ei} < L$) плазме. Найдено, что амплитуда колебаний и коэффициент диффузии не зависят от магнитного поля. Характер диффузии и зависимость одинаковы в разреженной и плотной плазме. В отсутствие неустойчивости диффузия классическая. Исследовано затухание гармоник неустойчивости при изменении магнитного поля. Показано, что затухание гармоник при увеличении магнитного поля может быть объяснено сносом возмущений за счет дрейфа плазмы в системе с холодным торцом. Затухание второй гармоники при уменьшении магнитного поля, по-видимому, определяется стабилизацией неустойчивости за счет ион-ионных столкновений.

В последние годы дрейфовая неустойчивость неоднородной по плотности плазмы интенсивно исследовалась теоретически /1,2/ и экспериментально /3-11/. В согласии с теорией эксперименты показали, что неустойчивость проявляется в возбуждении косых волн типа $A(x) \exp i(\omega t + k_y y + k_z z)$ при $k_y \gg k_z$, распространении в сторону электронного диамагнитного дрейфа. Частота возбуждаемых колебаний близка к дрейфовой:

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

Здесь k_z, k_y - составляющие волнового вектора, параллельная и перпендикулярная магнитному полю H ; T - температура электронов; n, n' - плотность плазмы и её градиент.

Значительная часть экспериментальных работ /3-7/ посвящена исследованию дрейфовой неустойчивости в плотной плазме, когда длина свободного пробега относительно электрон-ионных столкновений λ_{ei} много меньше длины системы L . В этих экспериментах $L \sim 100$ см, $n \sim 10^{11}-10^{12}$ см $^{-3}$. Детальное сравнение /6/ дает хорошее согласие эксперимента с теорией дрейфово-диссипативной неустойчивости.

Ряд экспериментов /8-11/ выполнен в случае разреженной (бесстолкновительной) плазмы, когда $\lambda_{ei} \geq L$ ($L \sim 40$ см, $n \sim 10^9-10^{10}$ см $^{-3}$). В этом случае исследована сама неустойчивость, турбулентное состояние плазмы при развитой неустойчивости, измерены амплитуда колебаний A и коэффициент диффузии D , а также найдены зависимости $A(H)$ и $D(H)$. В этих работах /8,10/ показано, что характер неустойчивости сохраняется при переходе в

в область плотной плазмы $\lambda_{ei} < L$ ($L \sim 40$ см, n до $5 \cdot 10^{11}$ см³). Действительно, сохраняются частоты колебаний, тип волны, направление их распространения. Однако, изменения \mathcal{A} и \mathcal{D} при изменении плотности не были исследованы достаточно тщательно. Не были исследованы также причины затухания гармоник неустойчивости при изменении магнитного поля.

В настоящей работе исследованы амплитуды колебаний и коэффициент диффузии при переходе от разреженной плазмы к плотной. Показано, что величина коэффициента диффузии, $\mathcal{D}(n)$ и характер диффузии в плотной плазме не отличаются от разреженной. Исследовано затухание гармоник при изменении магнитного поля. Найдено, что результаты, полученные в плотной плазме хорошо согласуются с результатами исследования дрейфово-диссипативной неустойчивости в работе /6/.

Эксперименты проводились на установке /12/, в которой плазма образуется при термической ионизации калия на поверхности вольфрамовой пластины (ионизатора) радиуса $R = 2$ см, нагретой до температуры $\sim 2000^\circ\text{K}$. Длина плазменного столба, ограниченно ионизатором и холодной пластиной $L = 36$ см. Эксперименты проводились при плотности плазмы $n \sim 3 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ и магнитных полях от 600 до 3000 эрст.

Плотность плазмы и амплитуда колебаний измерялись лэнгмювским зондом по постоянной и переменной составляющим ионного тока насыщения соответственно /10/.

Спектр колебаний исследовался с помощью анализатора гармоник С5-3 (полоса ~ 200 гц), регистрирующего эффективную амплитуду.

Коэффициент диффузии поперек магнитного поля измерялся с помощью измерителя /10/, регистрирующего поперечный поток плазмы.

Как известно, при термической ионизации вблизи ионизатора может образоваться ионный или электронный слой, определяемый соотношением потока нейтральных атомов, определяющего поток ионов, и температуры ионизатора, определяющей поток электронов. В системе, ограниченной с одного торца холодной пластиной, дрейфовая неустойчивость развивается только в режиме ионного слоя. В режиме электронного слоя азимутальные возмущения компенсируются,

по-видимому, за счет саймоновского эффекта и неустойчивость не развивается. При переходе от электронного слоя к ионному амплитуда дрейфовых колебаний нарастает. В работе /11/ показано, что в режиме достаточно глубокого ионного слоя амплитуда дрейфовых колебаний достигает величины $\tilde{n}/n \sim 1$ (\tilde{n} - переменная составляющая плотности). Здесь же было найдено, что коэффициент диффузии пропорционален \sim квадрату амплитуды. Зависимость величины амплитуды от характера слоя осложняет эксперимент по выяснению зависимости \mathcal{A} и \mathcal{D} от плотности при переходе от разреженной плазмы к плотной. Действительно, в /8-10/ было найдено, что \tilde{n}/n и \mathcal{D} начинают падать при достаточно больших плотностях. Однако, осталось неясным, связан ли этот эффект с затуханием неустойчивости из-за роста числа ион-ионных столкновений /13,14/ или он обусловлен изменением характера слоя.

Для выяснения этого вопроса в настоящей работе было проведено два эксперимента. В первом плотность увеличивалась за счет увеличения температуры ионизатора при постоянном напылении ($n \sim 10^{10}$), так что при большой температуре мог происходить переход в режим электронного слоя. Во втором температура ионизатора оставалась постоянной, а увеличивалось напыление, так что увеличивалась глубина ионного слоя. Характерные кривые, снятые при постоянном магнитном поле $H \sim 1000$ эрст, приведены на рис.1. Видно, что в первом случае амплитуда сначала остается постоянной, а затем начинает падать (аналогичная картина наблюдалась в /8-10/). Во втором случае, наоборот, амплитуда сначала растет (увеличение глубины ионного слоя), а затем остается постоянной. Если бы в исследованном диапазоне плотностей существенное влияние на амплитуду оказывали столкновения (например, затухание из-за ион-ионных столкновений), то \mathcal{A} должна бы была падать в обоих случаях.

Оказалось, что при всех плотностях неустойчивость затухает в режиме электронного слоя. Подбором слоя при любой плотности можно получить амплитуду $\tilde{n}/n \sim 1$. Таким образом, можно сделать вывод, что в диапазоне плотностей $10^8 - 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ амплитуда дрейфовой неустойчивости не зависит от плотности. Затухание, наблюдавшееся в работах /8-10/ связано с изменением характера слоя.

Была снята зависимость коэффициента диффузии от плотности плазмы. При этом при каждой плотности подбирался режим так, чтобы

амплитуда была равна $\tilde{n}/n \sim 1$. Оказалось, что коэффициент диффузии не зависит от плотности (рис.2). При всех плотностях D уменьшается при уменьшении \tilde{n}/n примерно пропорционально $(\tilde{n}/n)^2$

При плотности $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ была исследована зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля. В режиме электронного слоя, когда неустойчивости нет, во всем диапазоне магнитных полей коэффициент диффузии обратно-пропорционален квадрату магнитного поля (рис.3) и по абсолютной величине близок к классическому, что совпадает с результатами /10/. Таким образом, в отсутствие неустойчивости диффузия определяется только электрон-ионными столкновениями. При развитой неустойчивости, когда $\tilde{n}/n \sim 1$ при $H \sim 1000$ эрст $D \sim 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$, т.е. \sim на порядок больше классического. Зависимость $D(H)$ представлена на рис.4. Видно, что в области H ниже ~ 1000 -1100 эрст $D \propto 1/H^2$, при более высоких полях $D \propto 1/H^4$. Эти результаты совпадают с полученными ранее для разреженной плазмы /11/. Перелом в ходе зависимости $D(H)$ объясняется падением амплитуды первой гармоники при $H > 1000$ -1100 эрст (рис.4), что также наблюдалось в /11/.

Отметим, что диффузия имеет тот же характер, как и при малых плотностях /11/. Поток плазмы поперек магнитного поля имеет вид выбросов, скоррелированных с колебаниями плотности в волне, т.е. диффузия имеет конвективный характер.

Рассмотрим теперь вопрос о причине затухания гармоник при увеличении магнитного поля. Как было показано в /11/, в разреженной плазме при увеличении H выше $H_c \sim 1100$ -1200 эрст амплитуда первой гармоники начинает падать и при $H \approx 2000$ эрст затухает. Амплитуда второй гармоники при $H \approx H_c$ нарастает, а затем также падает, затухая при $H \sim 2500$ эрст (рис.5). Аналогичные эффекты наблюдались в работе /15/ при увеличении магнитного поля, при уменьшении длины плазменного столба, причем эксперименты проводились при $n \approx 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Последовательное затухание гармоник было объяснено в этой работе затуханием Ландау. Действительно, при увеличении магнитного поля частота дрейфовых колебаний уменьшается и продольная фазовая скорость

ω/k_z падает. Когда ω/k_z становится $\sim 3v_i$ (v_i - тепловая скорость ионов), в бесстолкновительной плазме может играть роль затухание Ландау. Поскольку k_z определяется длиной

системы, тот же эффект должен наблюдаться при уменьшении длины.

Сомнения в правильности этого объяснения вызывает тот факт, что плотность в экспериментах /15/ довольно велика, так что частота ион-ионных столкновений $\nu_{ii} \sim \omega$. Действительно,

$\nu_{ii} \sim 4 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ ($Cs, n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$), а частота первой гармоники $\omega \sim 6 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$. При наличии столкновений затухание Ландау, по-видимому, существует только в том случае, когда $\nu_{ii} \ll \delta$ - декремент затухания Ландау. Неустойчивость начинает затухать, когда декремент сравним с инкрементом: $\delta \sim \gamma$. Даже в случае максимального инкремента $\gamma \sim \omega$ затухание Ландау возможно только при условии $\nu_{ii} \ll \omega$. Таким образом, в случае /15/ оно не должно играть роли, во всяком случае для первой гармоники.

В нашем случае при плотностях $n \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ частота ион-ионных столкновений несколько меньше частоты первой гармоники, а при $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ - больше. Действительно $\omega \sim 6 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ а

$$\nu_{ii} \sim 10^3 - 10^4 \text{ сек}^{-1} (n \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}) \text{ и } \nu_{ii} \sim 10^5 \text{ сек}^{-1}$$

($n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$), так что при больших плотностях, условие

$\nu_{ii} \ll \delta$ заведомо не выполняется, а при малых оно также может не выполняться, если $\gamma < \omega$. Таким образом, следует проверить предположение о том, что наблюдаемое при увеличении магнитного поля затухание связано с затуханием Ландау, а не с каким-либо другим механизмом.

Можно предположить, что затухание неустойчивости при увеличении магнитного поля связано с уменьшением ларморовского радиуса, оказывающим стабилизирующий эффект /2,6/.

Кроме того, можно предположить следующий механизм. Известно /16,17/, что в системе с холодным торцом плазма движется от ионизатора к холодной пластине со скоростью $\sim v_i$. Очевидно, если частота колебаний такова, что период колебаний меньше или сравним с временем сноса плазмы на длину системы $t \sim z/v_i$, то возникшее возмущение не сможет развиваться до заметной амплитуды. Поэтому при уменьшении частоты этот эффект "сноса" должен приводить к уменьшению амплитуды и в конце концов полному затуханию гармоники. Тот же эффект должен проявляться при уменьшении длины системы. Вторая и более высокие гармоники, естественно, должны затухать при более высоких полях. Отметим, что чем меньше инкре-

мент нарастания гармоник, тем раньше (при большей частоте) должен проявляться этот механизм.

Выяснить, какой из трех механизмов играет роль в нашем случае, можно с помощью следующего эксперимента: I) измеряется зависимость амплитуды от магнитного поля $A(H)$ при малой плотности в режиме с одной холодной пластиной (плазма дрейфует со скоростью $\sim v_i$); II) измеряется $A(H)$ при той же малой плотности в режиме, когда пластина нагрета (скорость дрейфа плазмы много меньше, чем в предыдущем случае); III) измеряется $A(H)$ при большой плотности плазмы в режиме с холодной пластиной. Если играет роль затухание Ландау, оно должно дать одинаковую картину в случаях I и II. Затухание, связанное с уменьшением ларморовского радиуса, по-видимому, должно быть практически одинаковым во всех трех случаях /13/. "Сносное" затухание должно быть сходно в случаях I и III и существенно отличаться в случае II, где из-за уменьшения скорости дрейфа плазмы величина поля, при котором происходит затухание, должна увеличиваться.

Кривые $A(H)$ для случаев I-III приведены на рис.5, здесь же приведена кривая IV для второй гармоники в случае I. Видно, что для первой гармоники кривые I и III практически совпадают, а поле H_c на кривой II лежит значительно выше. Таким образом, из этого эксперимента следует сделать вывод, что затухание первой гармоники определяется "сносовым" механизмом. Если длина волны второй гармоники также $\sim 2L$, то поле, при котором она затухает, должно быть \sim в два раза больше. Однако, из-за меньшего по сравнению с первой гармоникой инкремента, ее затухание может происходить раньше. Таким образом, наблюдаемое при увеличении магнитного поля затухание второй гармоники также может быть объяснено предложенным механизмом. Следует отметить, что наблюдавшееся в /15/ последовательное затухание гармоник при увеличении H или уменьшении L с большой вероятностью определяется таким же механизмом, а не затуханием Ландау.

Рассмотрим теперь затухание второй гармоники при уменьшении магнитного поля. Эксперимент показывает, что поле, при котором начинает уменьшаться её амплитуда практически одинаково в случаях I-III. Сравним наши результаты с результатами работы /6/, в которой при исследовании дрейфово-диссипативной неустойчивости

было подробно исследовано поведение гармоник при изменении магнитного поля. Было убедительно показано, что затухание гармоник при уменьшении магнитного поля объясняется стабилизацией неустойчивости за счет ион-ионных столкновений, причем критическое поле определяется формулой в хорошем согласии с которой находятся экспериментальные результаты /6/

$$\frac{H_2}{k_2} = \left(\frac{M^2 c^4 T m v_{ei} v_{ii}}{4 e^4 k_2^2} \right)^{1/4},$$

где $k_2 = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$;

M, m - масса иона и электрона;

Если по этой формуле рассчитать H_2 второй гармоники для диапазона плотностей $n \sim 5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, общего для нас и /6/, то учитывая различие R и L , определяющих k_1 и k_2 , получаем $H_2 \sim 800$ эрст. Наблюдаемая величина $H_2 \sim 1000$ эрст достаточно хорошо согласуется с этой оценкой, так что результаты наших экспериментов и /6/ находятся в удовлетворительном согласии. Отметим, что кажущаяся независимость H_2 от n , наблюдавшаяся у нас и в /6/, связана с изменением k_2 при изменении n . Действительно, в /6/ показано, что отношение $H_2/k_2 \propto n^{1/2}$ в согласии с приведенной формулой.

Таким образом, можно утверждать, что затухание второй гармоники при уменьшении H определяется стабилизацией ион-ионными столкновениями. Поскольку характер неустойчивости у нас и в /6/ одинаков, по-видимому, можно считать, что наблюдаемая нами в плотной плазме неустойчивость является дрейфово-диссипативной.

Как было показано выше, характер неустойчивости сохраняется при переходе в область разреженной плазмы, причем характер затухания второй гармоники сохраняется и здесь. Таким образом, хотя при малых плотностях плазмы и $\lambda_{ei} k_2 > 1$ и $\lambda_{ii} k_2 > 1$ так что механизм возбуждения неустойчивости, по-видимому, является бесстолкновительным. /2, стр.294/, характер затухания зависит от ион-ионных столкновений. Хотя их частота в области малых плотностей невелика ($v_{ii}/\omega \sim 0,02-0,2$ при $n \sim 10^9-10^{10} \text{ см}^{-3}$), тем не менее эти столкновения, по-видимому, продолжают играть

роль в затухании гармоник при уменьшении магнитного поля $|I_3|$ и, возможно, приводят к отсутствию затухания Ландау.

Выражаем благодарность И.А.Богаченко за помощь в измерениях.

Л и т е р а т у р а

1. Михайловский А.Б. Вопросы теории плазмы, т.Ш, I4I, Атомиздат, 1963.
2. Кадомцев Б.Б. Вопросы теории плазмы, т.IV, I88, Атомиздат, 1964.
3. D'Angelo N., Motley R.W. Low Frequency Oscillations in a Potassium Plasma. *Phys. Fluids*, 1963, vol. 6, N3, 422.
4. Lashinsky H. Universal Instability in a Fully Ionized Inhomogeneous Plasma. *Phys. Rev. Letters*, 1964, vol. 12, N5, 121.
5. Lashinsky H. in Proc. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. International Atomic Energy Agency, Vienna, vol. 1, 499, 1966.
6. Hendel H.W., Politzer P.A. Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas. Frascati, vol. 1, 181, 1967.
Coppi B., Hendel H.W., Perkins F., Politzer P.A. там же vol. 1, 201, 1967.
7. Chen F.F. Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, vol. 1, 213, 1967.
8. Бучельникова Н.С. Универсальная неустойчивость в калиевой плазме, Ядерный синтез, 1964, т.4, № 2, 165.

9. Бучельникова Н.С. *Proc. VII International Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Gravedinska Knijga Publishing House, Beograd, vol. 2, 671, 1966.*
10. Бучельникова Н.С. Диффузия поперёк магнитного поля при универсальной неустойчивости, Ядерный синтез, 1966, т.6, № 2, 122.
11. Бучельникова Н.С., Салимов Р.А., Эйдельман Ю.И. Исследование турбулентного состояния плазмы при дрейфовой неустойчивости, ЖЭТФ, 1967, т.52, № 4.
12. Бучельникова Н.С. Установка для исследования щелочной плазмы. Теплофизика высоких температур, 1964, т.2, № 3, 309.
13. Михайловский А.Б., Погуце О.П. Влияние столкновений на дрейфовую неустойчивость плазмы при конечном ларморовском радиусе ионов, ДАН, 1964, т.156, № 1, 64.
14. Заславский Г.М., Моисеев С.С. Об аномальной диффузии плазмы в магнитном поле, ЖТФ, 1964, т.34, № 3, 410.
15. *Lashinsky N. Landau Damping and Finite-Length Effects in Universal Plasma Instabilities. Phys. Rev. Lett. 1964, vol 13, № 2, 47.*
16. *Wong A. Y., Motley R.W., D'Angelo N. Landau Damping of Ion Acoustic Waves in Highly Ionized Plasmas. Phys. Rev. 1964, vol. 133, № 2A, 436.*
17. Бучельникова Н.С., Салимов Р.А. Возбуждение ионно-звуковых волн в калиевой и цезиевой плазме, 1966, т.4, № 1, 27.

Подписи к рисункам

Рис.1. Зависимость амплитуды колебаний от плотности.

$$o - T = \text{const}; \quad x - (nV)_0 = \text{const};$$

$$H = 1000 \text{ эрст.}$$

Рис.2. Зависимость коэффициента диффузии от плотности.

$$H = 1000 \text{ эрст.}$$

Рис.3. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля в отсутствие неустойчивости.

$$n = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}; \quad \tilde{n}/n < 10^{-2}.$$

Рис.4. Зависимость коэффициента диффузии и амплитуды первой гармоники от магнитного поля.

$$n = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}; \quad \text{начальная амплитуда } \tilde{n}/n \sim 1.$$

Рис.5. Зависимость амплитуды гармоник от магнитного поля.

- - I-я гармоника, случай I, $n \sim 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$;
- x - I-я гармоника, случай II, $n \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$;
- o - I-я гармоника, случай III, $n \sim 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$;
- 4 - 2-я гармоника, случай I, $n \sim 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

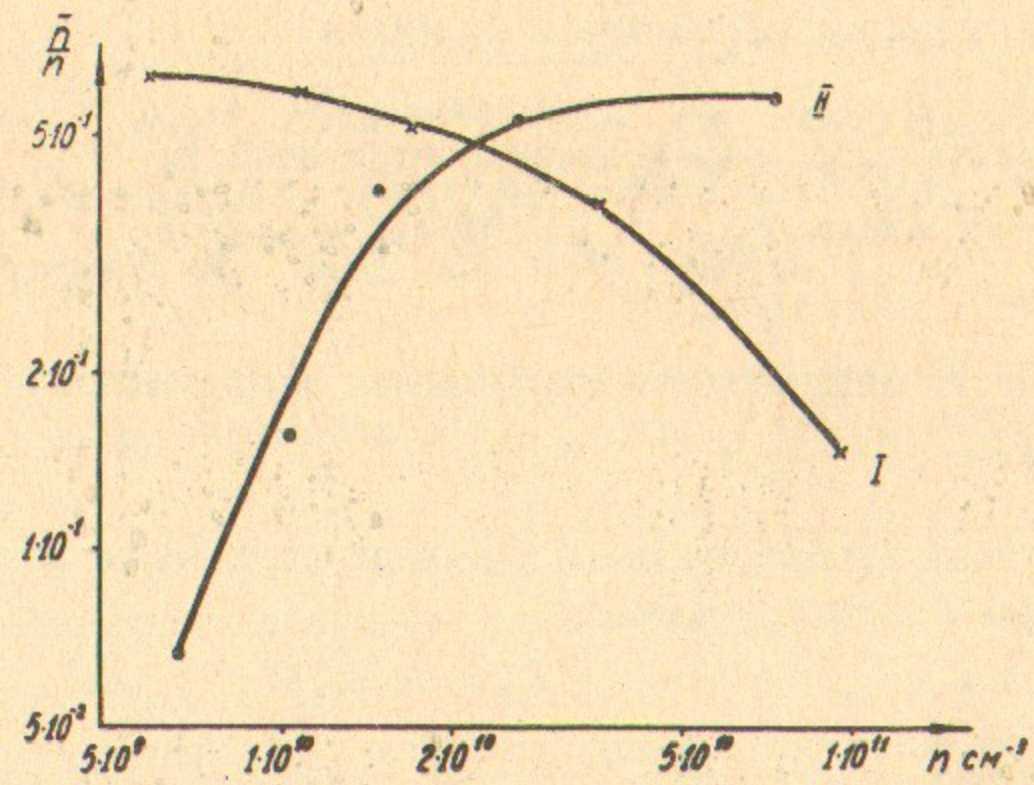


Рис. 1.

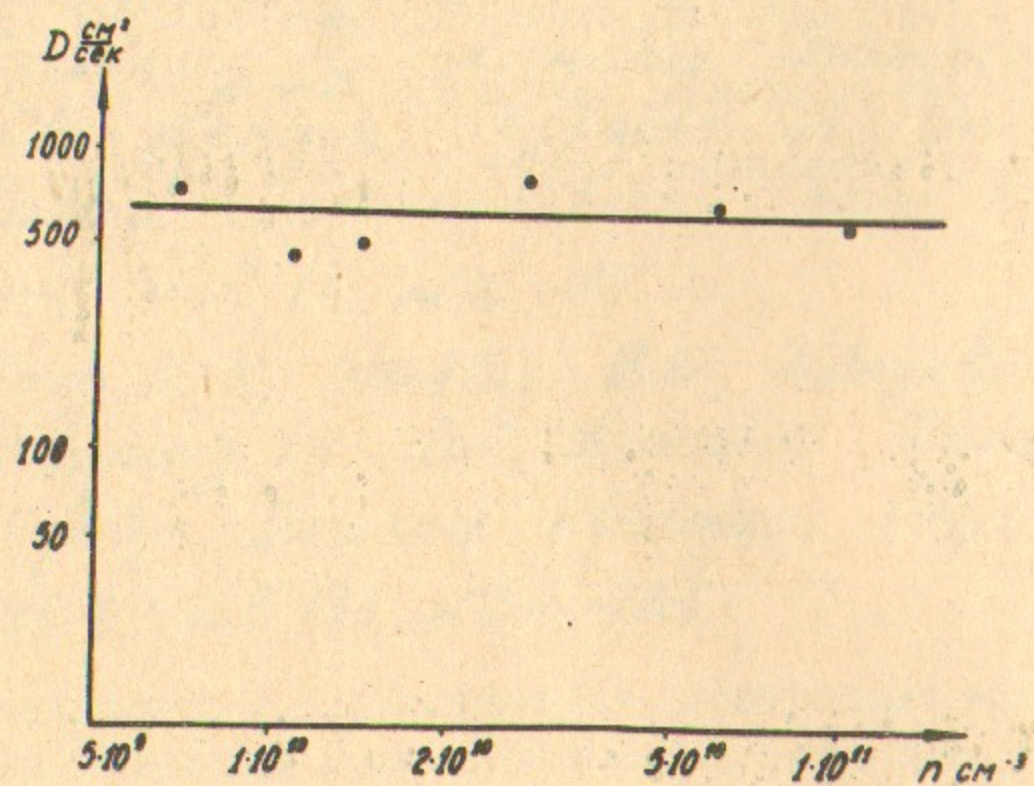


Рис. 2.

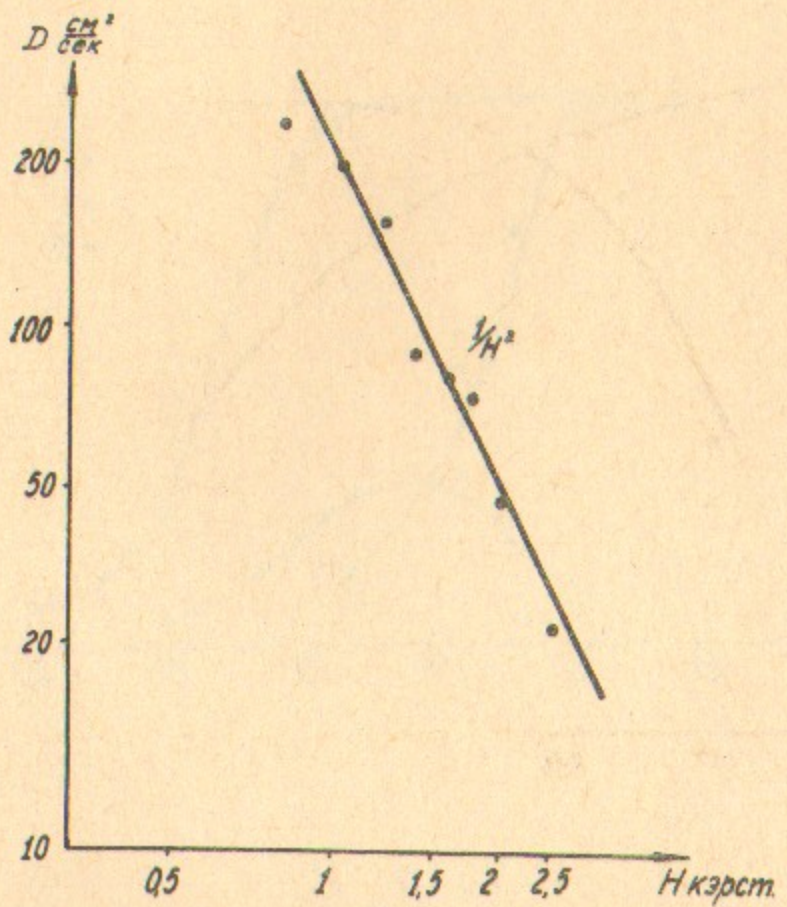


Рис. 3.

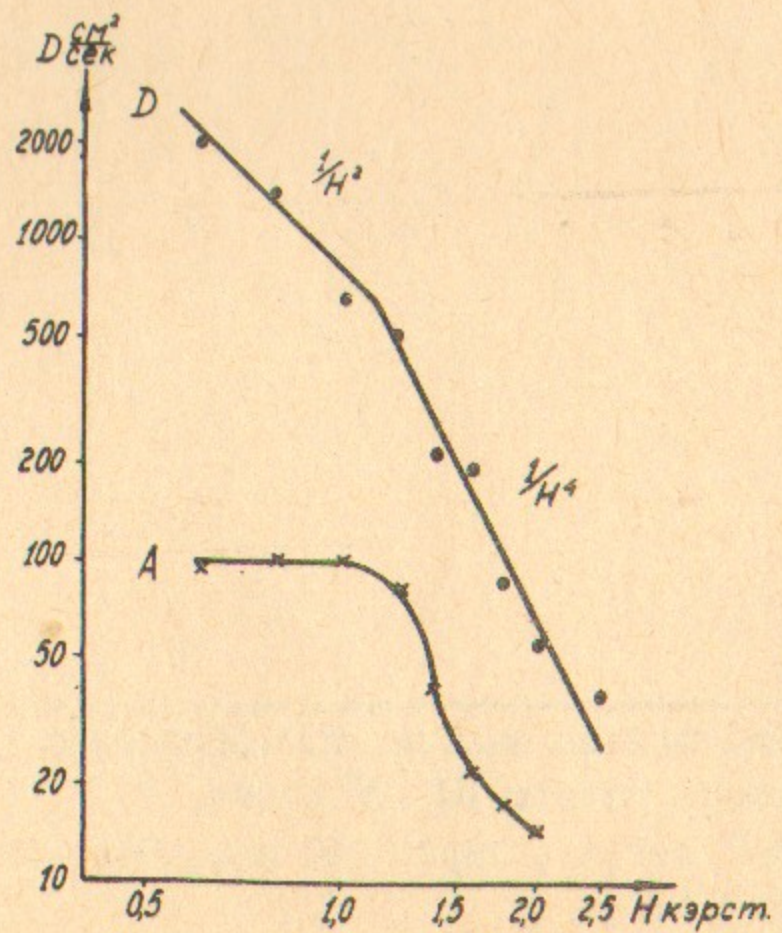


Рис. 4.

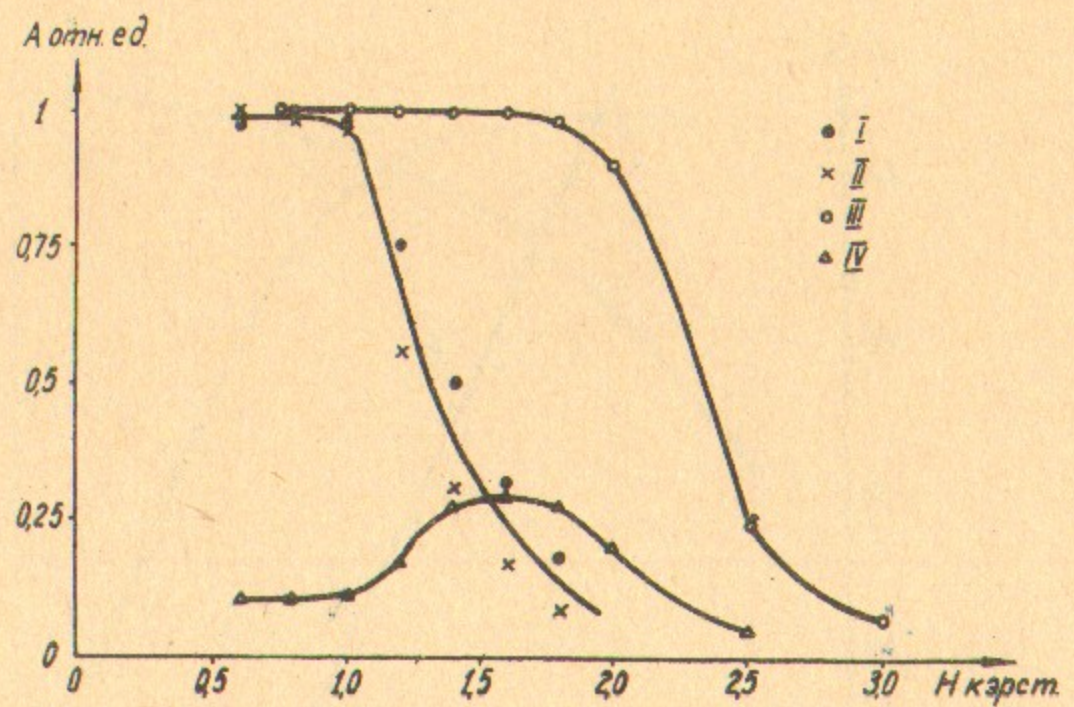


Рис. 5.

Ответственный за выпуск И.А.Богащенко
 Подписано к печати 31.5.1967г.
 Усл. 0,5 печ.л., тираж 150 экз. Бесплатно.
 Заказ № 134.

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР.