

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

**НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ЗАТУХАНИЕ
ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ**

ПРЕПРИНТ 82-105



Новосибирск

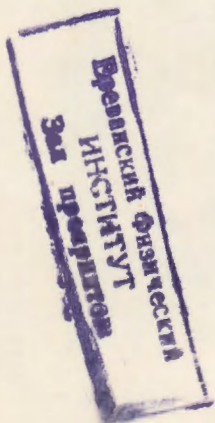
ИНСТИТУТ ДИФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ МАТЕМАТИКИ СО АН СССР

ПРЕПРИАТ

Н. С. Бучалиникова, Е. П. Мелочкина

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ЗАТУХАНИЕ ЛЕНИНГРАДСКИХ ВОЛН
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ. НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ

Новосибирск
1982



THE INSTABILITY AND DAMPING OF HIGH-AMPLITUDE
LANGMUIR WAVES. THE HEATING OF PLASMA ELECTRONS

N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin

Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk 90, USSR

A b s t r a c t

The numerical experiments (PIC method), which continue the work [1], were made to investigate the development of non-linear high-amplitude Langmuir waves with initial parameters $\frac{E_0^2}{8\pi n T} = 1-10^2$; $E_0^2/8\pi n T \approx 10^{-3}/(k_0 r_d)^2$; $E_0^2/8\pi n T > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$.

It is shown that the conversion (the process $C_{k_0 + \beta k_i} \rightarrow C_{k_0 \pm \beta k_i}$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$) of the wave on the density perturbation, which is due to the excitation of the ions by the wave field, leads to the generation of the short wavelength modes. The trapping of plasma electrons by these modes leads to the damping of the modes and to the heating of electrons. The heating absorbs not more than 20% of the Langmuir wave energy, but the effective electron temperature increases 5-10 times. The trapping of electrons by the initial Langmuir wave leads to the formation of the tail of the accelerated electrons and absorbs the main part of the Langmuir wave energy.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ЗАТУХАНИЕ ЛЕНГМУРОВСКИХ ВОЛН
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ. НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию нелинейных ленгмуровских волн большой амплитуды с параметрами $E_0^2/8\pi n T = 1-10^2$; $E_0^2/8\pi n T \approx 10^{-3}/(k_0 r_d)^2$; $E_0^2/8\pi n T > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$, продолжение работы [1].

Показано, что на возмущении плотности, создаваемом полем волны, идет конверсия волны (процесс $C_{k_0 + \beta k_i} \rightarrow C_{k_0 \pm \beta k_i}$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$), что приводит к генерации коротковолновых гармоник. Захват электронов плазмы этими гармониками приводит к их затуханию и нагреву электронов. Эффективная температура электронов возрастает в 5-10 раз, хотя нагрев поглощает не более 20% энергии волны. Одновременно развивается захват электронов основной волной, который приводит к образованию хвоста быстрых электронов и поглощению основной доли энергии волны.

Ранее нами были проведены численные эксперименты по исследованию неустойчивости и затухания одномерных ленгмювских волн в широком диапазоне параметров /1-3/. Было показано, что основными процессами являются модуляционная неустойчивость, конверсия ленгмювской волны и ее гармоник на возмущениях плотности (процесс $\epsilon_{k_1} + s_{k_2} \rightarrow \epsilon_{k_3} + s_{k_4}$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$), захват электронов волной и ее гармониками. Было показано, что в области начальных параметров волны $E_0^2/8\pi nT > k_0 r_d$ наблюдается коллапс - развитие модуляционной неустойчивости не приводит к образованию солитона, но продолжается до тех пор, пока не начинается захват электронов гармониками волны. Ускорение захваченных электронов приводит к поглощению ими энергии поля и к затуханию поля. Во всех случаях, кроме случаев очень больших амплитуд $E_0^2/8\pi nT \gg 1 > 10^3/(k_0 r_d)^2$ захватывается и ускоряется до больших скоростей небольшое число электронов, так что у функции распределения по скоростям образуются хвосты. Основная масса электронов практически не поглощает энергии.

Настоящая работа является продолжением работы /1,2/. Мы рассматриваем случай волны большой амплитуды $\frac{E_0^2}{8\pi nT} \gg 1 > \frac{10^{-3}}{(k_0 r_d)^2}$, $\frac{E_0^2}{8\pi nT} > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$. В этих случаях некоторая часть энергии поглощается основной массой электронов, что приводит к их нагреву. В настоящей работе мы уделим основное внимание нагреву. Общее описание развития неустойчивости, конверсии и захвата в этих случаях приведено в работе /1/ и отчасти /2/. Настоящая работа примыкает также к работе /4/, в которой исследовался нагрев электронов плазмы при неустойчивости ленгмювских волн в неоднородной плазме с коротковолновыми синусоидальными возмущениями плотности (ионно-звуковыми волнами).

В численных экспериментах (метод частиц в ячейках) рассматривалась одномерная система с периодическими граничными условиями. Для электронов и ионов задавалось максвелловское распределение по скоростям с отношением температур $T_e/T_i = 30$ и отношением масс $M/m = 10^2$. В начальный момент времени задавалось равномерное по длине распределение ионов $\tilde{n}_i(x) = 0$ и возмущение плотности электронов $\tilde{n}_e(x)$, соответствующее нелинейной (укрученной) ленгмювской волне, что соответствует заданию 4-5 гармоник волны с одинаковыми фазовыми скоростями. Длина волны

основной гармоники λ^1 задается равной длине системы L , так что номер гармоники $N_e = L/\lambda^N = \lambda^1/\lambda^N$ для нее $N_e = 1$. Начальные параметры волны приведены в таблице I (нумерация случаев та же, что в работе /1/).

Таблица I

$$\lambda^1/r_d = 100; \quad V_{\phi}/V_T = 16; \quad kr_d = 6,3 \cdot 10^{-2}; \quad (kr_d)^2 = 3,9 \cdot 10^{-3}$$

Случай	I-1	I-2	I-3	I-4	I-5	I-6
E_0^1	30,1	70,4	193,6	252	350	626
$E_0^2/8\pi nT$	0,3	1,6	11	18	36	115
\tilde{z}_{at}/T_{oe}	25	12	4,5	4	4	2,5

Е нормировано на величину $\frac{m r_d}{e T_{oe}}$; $T_{oe} = \frac{2T}{\omega_{oe}}$; $\omega_{oe}^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}$;

Нас будут интересовать случаи I-3 - I-6, в которых наблюдается нагрев электронов плазмы (в случаях I-1, I-2 нагрева практически нет). В работе /1/ проанализирована сравнительная роль разных процессов в этих случаях. Показано, что модуляционная неустойчивость заданной волны играет заметную роль только на начальной стадии в случаях I-3, I-4, т.к. уже при небольшой амплитуде гармоник начинается захват электронов плазмы. Из-за пересечения областей захвата в захвате участвует и основная волна, так что электроны ускоряются до больших скоростей, превышающих фазовую скорость волны. В случаях I-5, I-6 захват основной волной начинается с самого начала и играет определяющую роль. В этих случаях захватывается заметное число электронов (~4 и 20% от общего числа электронов в случаях I-5 и I-6). Захваченные электроны ускоряются до скоростей $\sim V_{\phi} + 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$, но к нагреву электронов захват основной волной не приводит.

В работе /1/ было показано, что во всех случаях существенную роль играет конверсия волны и ее гармоник на возмущениях плотности.

Было показано, что в случае волн большой амплитуды вид возмущения плотности в основном определяется возмущением ионов полем волны. Это поле сильно возмущает ионы, что приводит к быстрому росту возмущения плотности. В случаях I-3 - I-6 это возмущение за несколько плазменных периодов достигает величины

$\tilde{n}/n_0 \sim 0,1$, при которой конверсия заведомо существенна (в Таблице I приведены моменты времени $t_{0,1}$, когда достигается $\tilde{n}/n_0 = 0,1$). Изменение распределения поля $E(x)$ и развитие возмущения плотности $\tilde{n}(x)$ в случаях I-3 и I-6 показано на Рис. 1а,б. В нелинейной волне возмущение плотности электронов имеет вид пика (Рис. 1а,б, $t=0$). Возмущение плотности ионов примерно повторяет форму $\tilde{n}_e(x)$, что приводит к образованию широкой впадины и пика в районе $x \sim 100 r_d$, $x \sim 0$ (Рис. 1). За время $\sim 10-15 T_{oe}$ (ионный плазменный период $T_{oi} \sim 10 T_{oe}$) возмущение плотности во впадине достигает максимальной величины $\tilde{n}/n_0 \sim 0,4-0,5$, а максимальное возмущение в пике плотности — величины $\tilde{n}/n_0 \sim 1-2$. С течением времени пик сужается, что эквивалентно генерации более коротковолновых гармоник плотности (Рис. 2 а-г, спектр $\tilde{n}^N(N)$). Структура $\tilde{n}(x)$ помимо начального возмущения полем волны определяется также действием поперечной силы при модуляции волны за счет модуляционной неустойчивости или конверсии. Это приводит к росту более мелкомасштабных впадин плотности.

Рост возмущений плотности приводит к ускорению конверсии ленгмювских волн. Конверсия приводит к генерации прямых ($V_\phi^N > 0$) и обратных ($V_\phi^N < 0$) гармоник ленгмювских волн с волновыми векторами $k_N = k_e \pm \beta k_i$ (номер гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$). В конверсии участвуют все гармоники волны и возмущения плотности. Это приводит к возбуждению широкого спектра гармоник конверсии, причем с течением времени начинают генерироваться более и более коротковолновые гармоники (Рис. 2 а-г, спектр $E^N(N)$).

Гармоники конверсии имеют длины волны и фазовые скорости значительно меньше, чем основная волна, так что они могут захватывать электроны плазмы при значительно меньших амплитудах. Развитие захвата основной волной и гармониками конверсии можно проследить по фазовым плоскостям электронов (Рис. 3, случаи I-3 и I-6). Из Рис. 3 видно, что на начальной стадии определяющим является захват электронов основной волной. Ускорение захваченных электронов приводит к затуханию волны. Часть электронов выходит из захвата со скоростями, превосходящими фазовую скорость волны. С течением времени они опережают область, в которой были захвачены, и заполняют верхнюю часть фазовой плоскости. Часть захвачен-

ных волной электронов остается в области захвата и начинает тормозиться (Рис. 3ж-и, $t/T_{oe} \sim 2-3$). Довольно быстро начинается захват электронов гармониками конверсии — обратными волнами (Рис. 3а, $t/T_{oe} \sim 5$; Рис. 3е, $t/T_{oe} \sim 1$). С течением времени проявляется захват более коротковолновыми гармониками — прямыми и обратными волнами и на фазовой плоскости можно видеть характерные структуры в области положительных и отрицательных скоростей. (Рис. 3б, $t/T_{oe} \sim 10$; Рис. 3к,л, $t/T_{oe} \sim 4-5$). Со временем гармоники затухают, структуры размешиваются, возникают более коротковолновые структуры (Рис. 3в, $t/T_{oe} \sim 19$; Рис. 3м, $t/T_{oe} \sim 8$). Они в свою очередь размешиваются (Рис. 3н, $t/T_{oe} \sim 16$), так что в области малых скоростей электроны распределяются по фазовой плоскости, заполняя пустоты (Рис. 3г, $t/T_{oe} \sim 50$). Ширина области скоростей, заполненной электронами, значительно возрастает по сравнению с начальной (сравни фазовые плоскости в начале и конце).

Функции распределения электронов по скоростям в разных координатах для случаев I-2 — I-6 в $t/T_{oe} \sim 50$ приведены на Рис. 4а-в. Кривые $f(v)/f_0(0)$ ($f_0(0)$ — начальная функция распределения) характеризуют общий вид функции распределения. Логарифмические координаты (Рис. 4а) позволяют хорошо описать хвосты, линейные (Рис. 4б) — область малых скоростей. Кривые $f(v)/f(0)$ (Рис. 4в) характеризуют изменение эффективной температуры.

Сравнение функций распределения в разных случаях (Рис. 4а) показывает, что максимальная скорость электронов возрастает с ростом амплитуды волны, достигая в случаях I-3 — I-6 $v_{max} \sim 30-60 v_T$ (напомним, что фазовая скорость волны $v_\phi = 16 v_T$). В случаях I-3 — I-6 функции распределения несимметричны, однако, всегда уширены и в области отрицательных скоростей. Поскольку обратные волны с $V_\phi^N < 0$ могут возбуждаться только в результате конверсии, этот факт подтверждает ее существенную роль. Из Рис. 4б видно, что функции распределения сильно меняются и в области небольших скоростей. Рис. 4в показывает, что функции распределения сильно уширяются по сравнению с начальной и заметно отличаются от максвелловских.

Будем характеризовать нагрев энергией δW_h , которую поглотили электроны со скоростями, лежащими в интервале, соответствующем уровню $f(v)/f(0) \geq 0,1$. Энергию, соответствующую

уровню $f(v)/f(0) < 0,1$, будем называть энергией хвостов δW_4 . Нагрев можно характеризовать эффективной температурой, определенной по отношению ширины $f(v)$ и $f_0(v)$ на некотором уровне. Поскольку функции распределения отличаются от максвелловских, будем характеризовать их двумя температурами, определенными на разных уровнях: $T_e(v_T)$ — на уровне $f(v)/f(0) = 0,6$, соответствующем для максвелловской $f(v)$ интервалу скоростей $\pm v_T$, и $T_e(1,7v_T)$ — на уровне $f(v)/f(0) = 0,24$, соответствующем интервалу $\pm 1,7 v_T$. Отметим, что некоторый вклад в уширение функции распределения дает возмущение скоростей электронов остаточным полем. Однако уширение из-за остаточного поля и энергии возмущения невелики. Сравнение начальной функции распределения $f_0(v)$ и $f(v)$, уширенной под действием остаточного поля, показывает, что "паразитная" эффективная температура не превышает $\sim 1,1-1,3 T_e^0$ и только в случае I-6 достигает величины $\sim 1,9 T_e^0$. Если предполагать, что энергия возмущения равна известной нам энергии остаточного поля, то оказывается, что она не превышает 10-15% от энергии нагрева δW_4 .

Энергия нагрева, энергия хвостов, а также энергия, поглощенная ионами δW_i , в зависимости от начальной энергии волны $E_0^2/8\pi n T$ показаны на Рис.5а-в, эффективная температура — на Рис.5г. Из Рис.5а,5г видно, что энергия нагрева и эффективная температура растут с ростом энергии волны и в 5-10^{раз} превышают начальные W_e^0 и T_e^0 . Однако энергия хвостов растет гораздо быстрее (Рис.5б). Из Рис.5в видно, что во всех случаях основная доля энергии волны поглощается хвостами и только небольшая часть, не превосходящая 20% энергии, потерянной волной W_w (случай I-3), идет на нагрев. Это неудивительно, т.к. при захвате электронов основной волной они ускоряются до очень больших скоростей, поглощая большую энергию. Энергия, поглощенная ионами, как видно из Рис.5а,в, во всех случаях невелика.

Таким образом, при взаимодействии с плазмой ленгмювских волн большой амплитуды наблюдается нагрев электронов плазмы. Механизм нагрева заключается в захвате электронов гармониками, которые возбуждаются при конверсии ленгмювской волны на возмущениях плотности, созданных самой волной. При нагреве энергия основной массы электронов возрастает в несколько раз. Однако толь-

ко незначительная доля энергии, потерянной волной, идет на нагрев. Основная доля энергии поглощается ускоренными электронами — хвостами функции распределения.

Ранее в работе /4/ исследовалась неустойчивость ленгмювских волн в неоднородной плазме с коротковолновыми возмущениями плотности. Было показано, что в тех случаях, когда существенную роль играет конверсия ленгмювской волны на этих возмущениях, наблюдается нагрев основной массы электронов. Доля энергии волны, которая поглощается нагревом, зависит от параметров возмущения плотности и возрастает с увеличением \tilde{n}/n_0 . При некоторых параметрах практически вся энергия волны поглощается основной массой электронов, а хвосты функции распределения не образуются.

Мы исследовали ранее /1-5/ неустойчивость одномерных ленгмювских волн в однородной и неоднородной плазме в широком диапазоне параметров волны и возмущения плотности. Результаты этих численных экспериментов и настоящей работы показывают, что к нагреву электронов плазмы приводит единственный механизм — конверсия ленгмювских волн на достаточно коротковолновых возмущениях плотности. Эти возмущения могут быть заданы с самого начала или могут развиваться в результате возмущения ионов полем волны или пондеромоторной силой при модуляционной неустойчивости. Конверсия на коротковолновых возмущениях плотности $k_i \gg k_e$ приводит к скачкообразному изменению волнового вектора $k_n = k_e \pm \beta k_i$, так что фазовые скорости гармоник конверсии сильно отличаются от фазовой скорости волны. Если V_{ϕ}^n достаточно малы ($V_{\phi}^n \leq 2-3 v_T^e$), захват ими электронов плазмы приводит к нагреву.

В отличие от этого, при модуляционной неустойчивости и конверсии на длинноволновых возмущениях плотности возбуждаются гармоники с близкими волновыми векторами и фазовыми скоростями, близкими к V_{ϕ} волны. Гармоники с возрастающими k_n возбуждаются последовательно во времени и успевают нарасти до больших амплитуд, прежде чем начнется захват электронов. При этом их области захвата пересекаются. Поэтому захваченные электроны сразу ускоряются до больших скоростей, так что захват даже небольшого числа электронов приводит к поглощению значительной энергии. В результате поле затухает, а у функции распределения по скоростям образуется хвост быстрых электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость и затухание ленгмювских волн с разными амплитудами и фазовыми скоростями". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-17, 1978.
J. Phys. 40, supplement au N 7, C7-633, 1979.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Физика плазмы 7, 383, 1981.
3. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin.
Comments on Plasma Phys. 6, 21, 1980.
Plasma Phys. 23, 35, 1981.
4. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость ленгмювских волн в неоднородной плазме. IУ". Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 82-53, 1982.
5. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость ленгмювских волн в неоднородной плазме. I, II, III". Препринты ИЯФ СО АН СССР № 81-43, № 81-88, № 81-89, 1981.

Подписи к рисункам

- Рис.1. Распределение поля $E/E_0'(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}/n_0(x)$ в разные моменты времени.
а. Случай I-3, б. Случай I-6.
 $t=0$, пунктир - начальное возмущение плотности электронов $\tilde{n}_e(x)$.
- Рис.2. Спектр гармоник поля $E^N/E_0'(N)$ и плотности $\tilde{n}^N/n_0(N)$.
 $N = \lambda'/\lambda^N$.
а,б. Случай I-3, $t/T_{oe} = 4,9$ и 8.
в,г. Случай I-6, $t/T_{oe} = 4$ и 9.
- Рис.3. Фазовые плоскости электронов в разные моменты времени.
а-г. Случай I-3; д-о. Случай I-6.
- Рис.4. Функции распределения электронов по скоростям.
Случаи I-2 - I-6, $t/T_{oe} \sim 50$.
а. $f(v)/f_0(v)$ - логарифмическая шкала.
б. $f(v)/f_0(v)$ - линейная шкала.
в. $f(v)/f_0(v)$ - линейная шкала.
пунктир - начальная функция распределения $f_0(v)$.
- Рис.5. Зависимость от начальной энергии волны энергии нагрева $\delta W/W (E_0^2/8\pi nT)$ и температуры электронов $T_e/T_e^0 (E_0^2/8\pi nT)$ Случаи I-2 - I-6.
а,б. $\delta W/W_e^0$; W_e^0 - начальная энергия электронов плазмы;
в. $\delta W/W_w$; W_w - энергия, потерянная волной.
г. T_e/T_e^0 ; T_e^0 - начальная температура электронов плазмы.

10

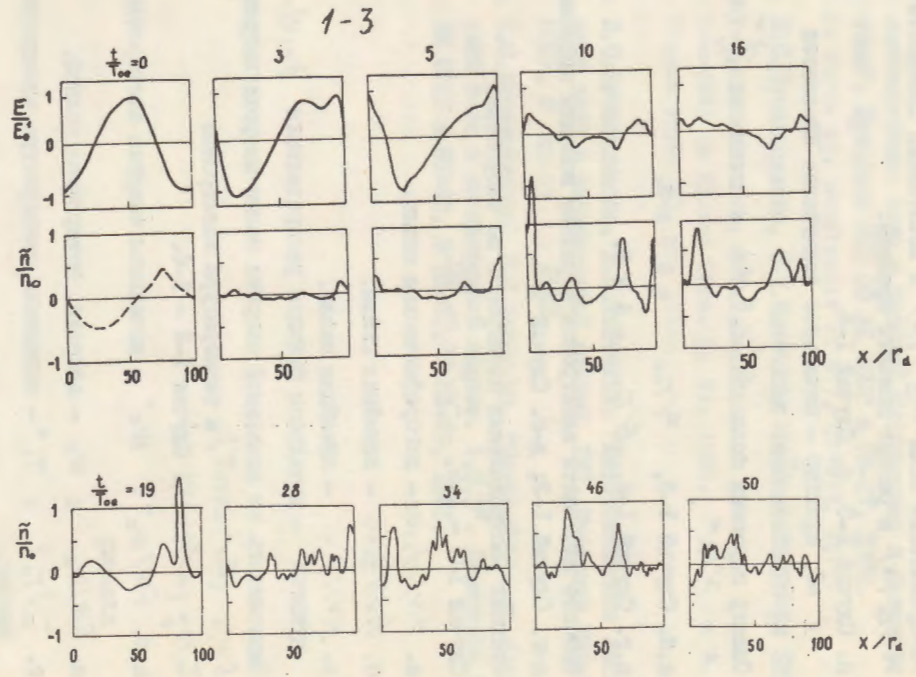


Рис. 1а

11

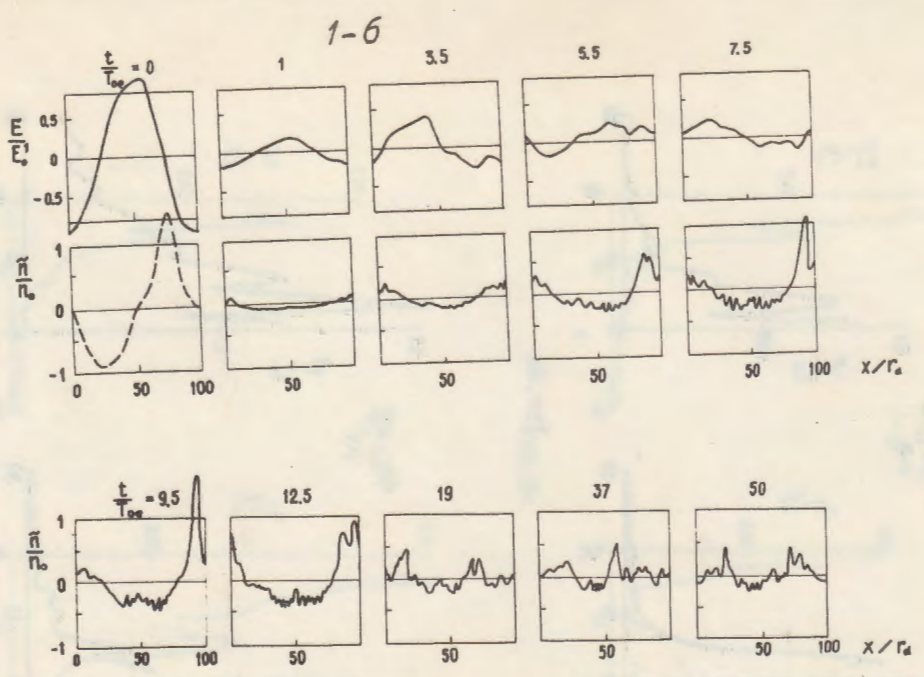


Рис. 1б

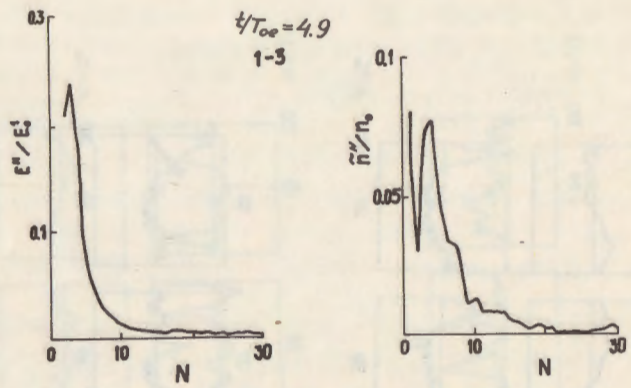


Рис. 2а

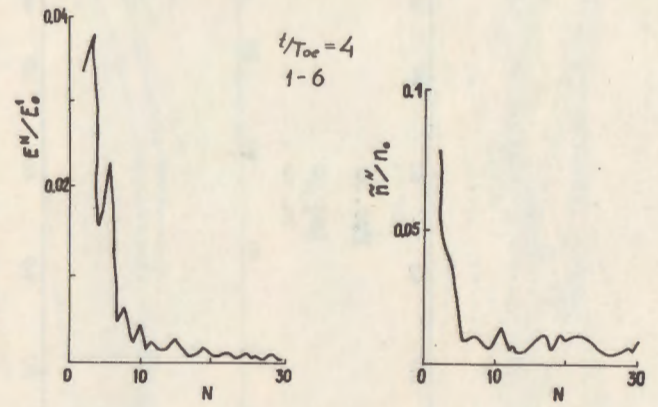


Рис. 2в

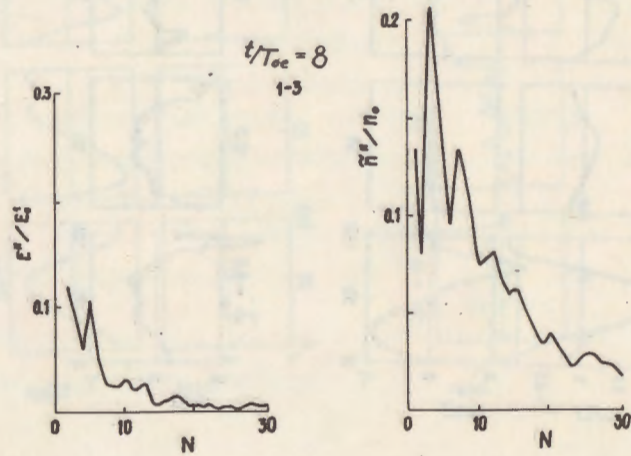


Рис. 2б

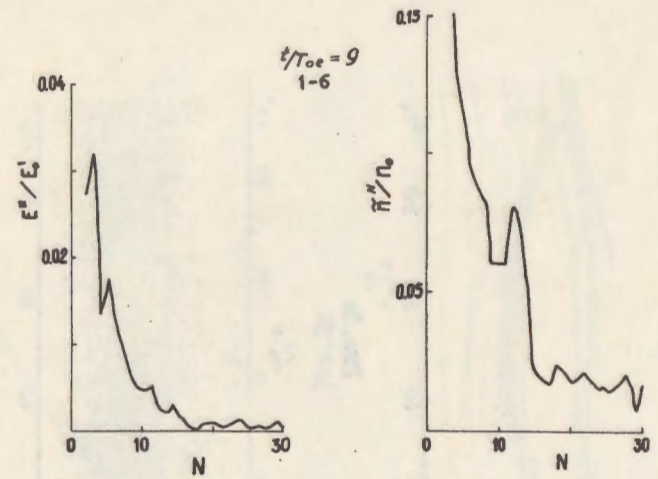


Рис. 2г

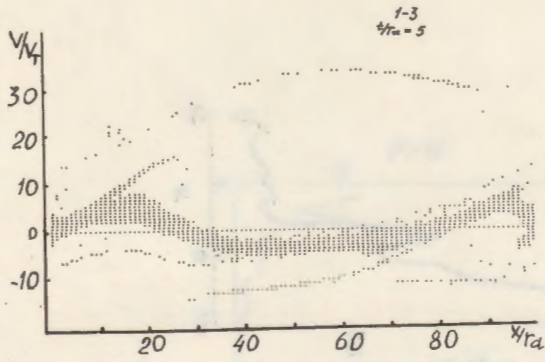


Рис. 3а

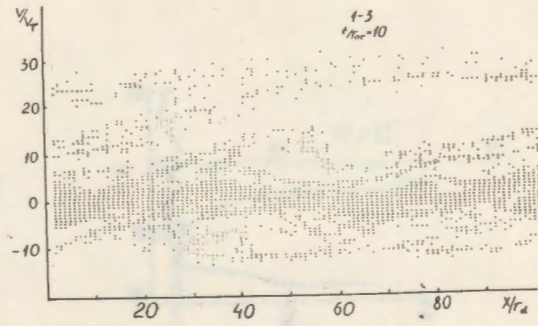


Рис. 3б

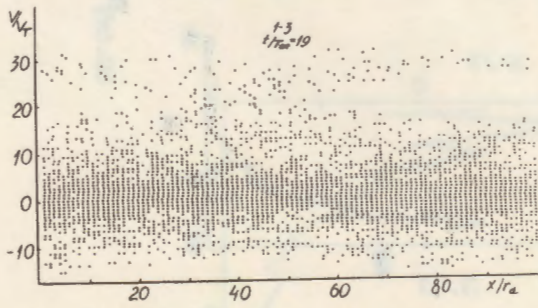


Рис. 3в

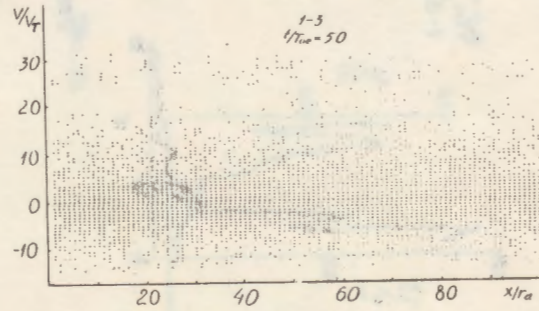


Рис. 3г

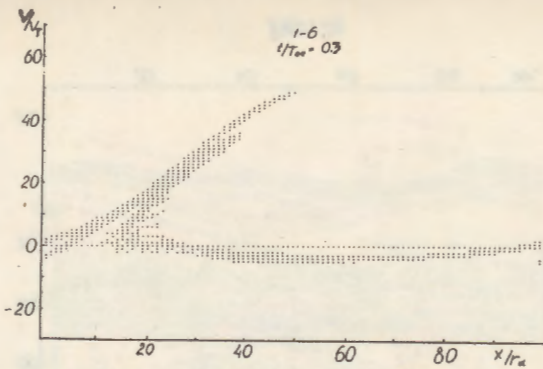


Рис. 3д

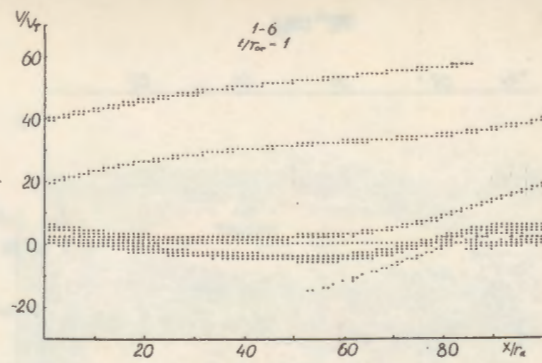


Рис. 3е

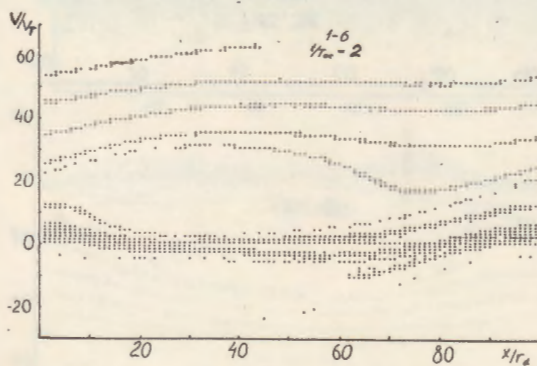


Рис. 3ж

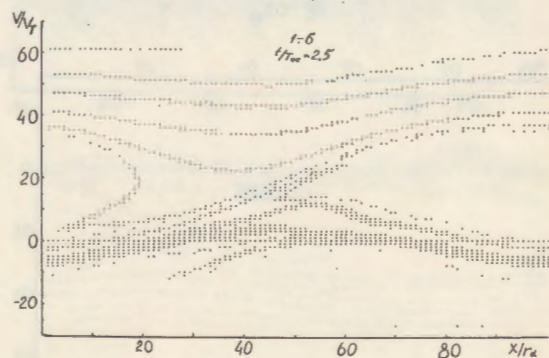


Рис. 3з

14

15

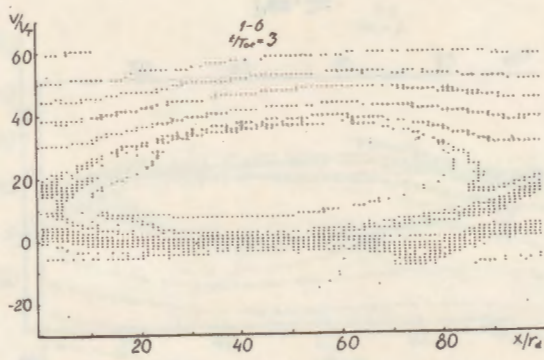


Рис. 3и

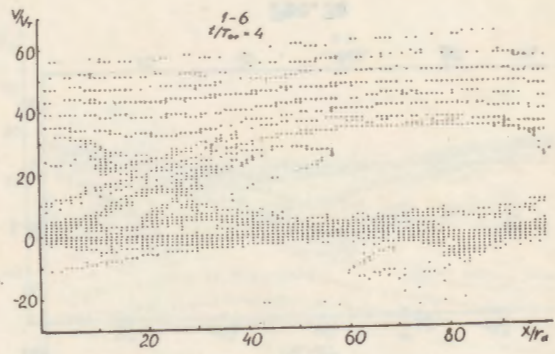


Рис. 3ж

16

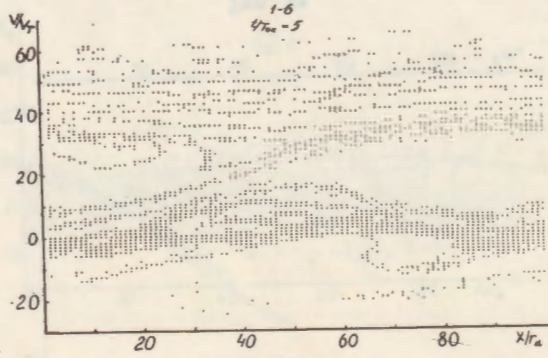


Рис. 3л

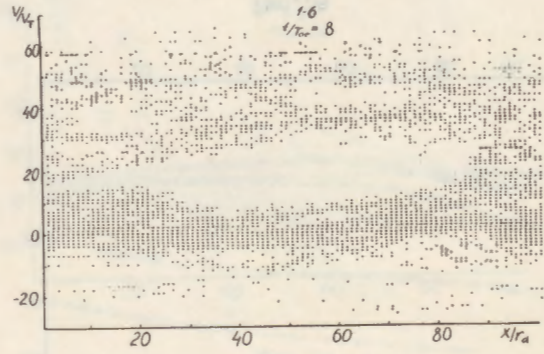


Рис. 3м

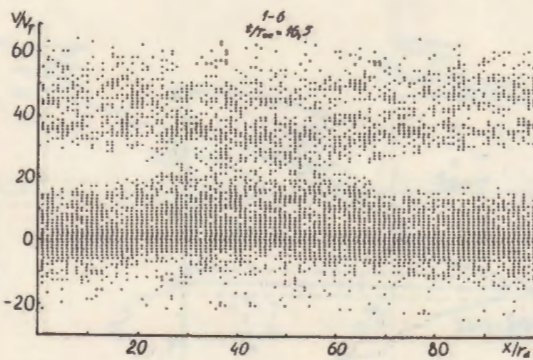


Рис. 3н

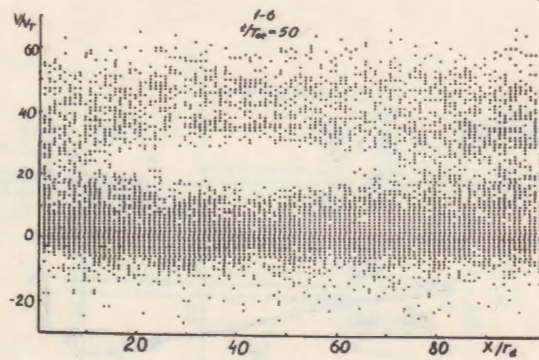


Рис. 3о

17

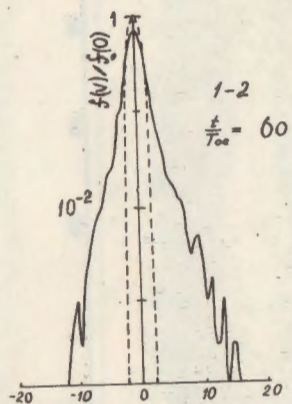


Рис. 4а

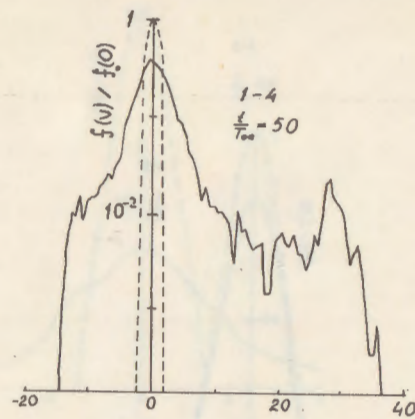
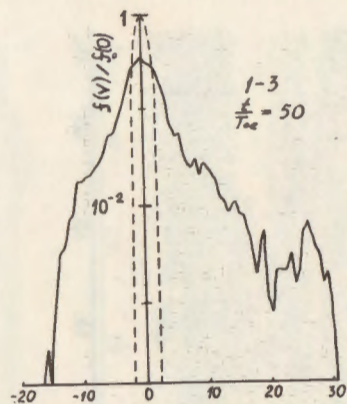


Рис. 4а

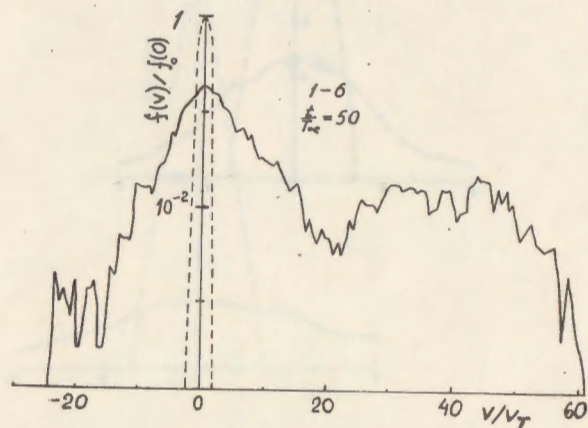
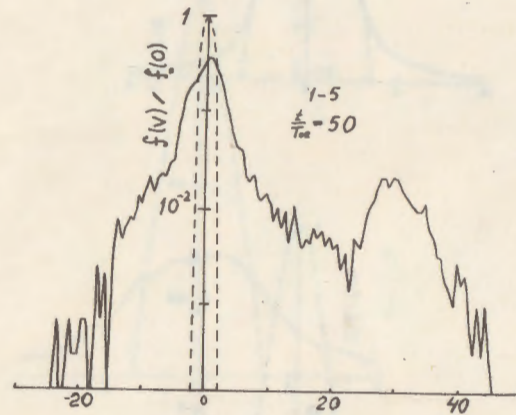


FIG. 46

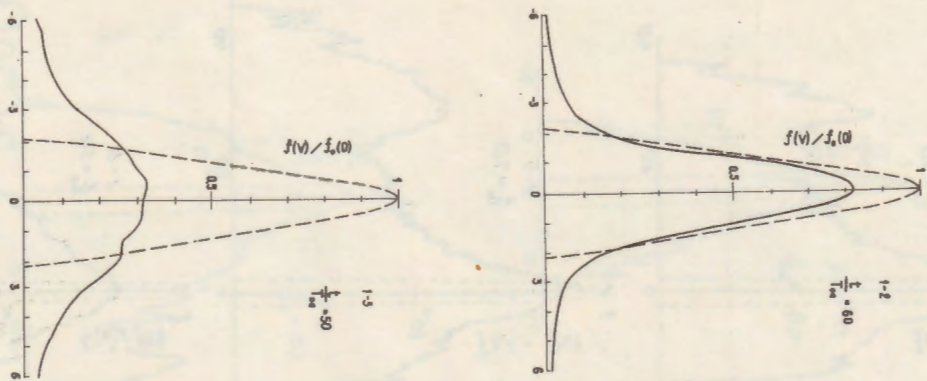


FIG. 46

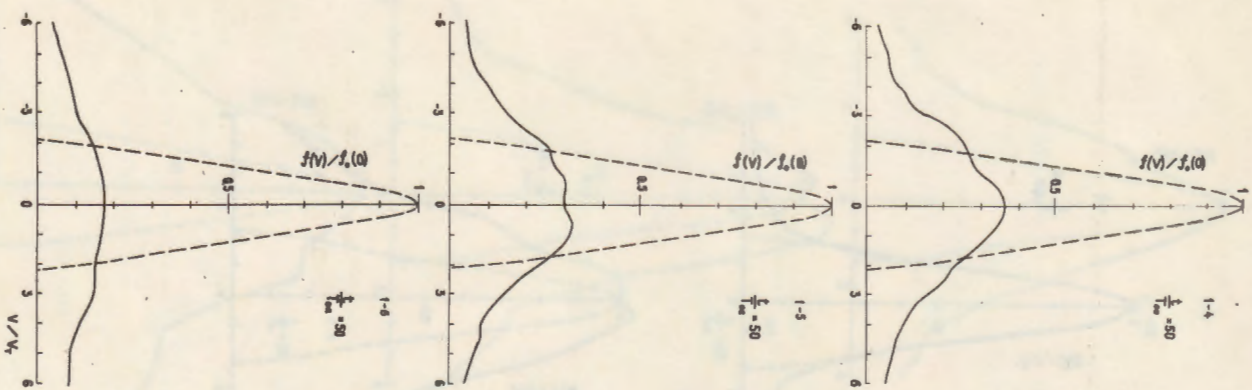


FIG. 4B

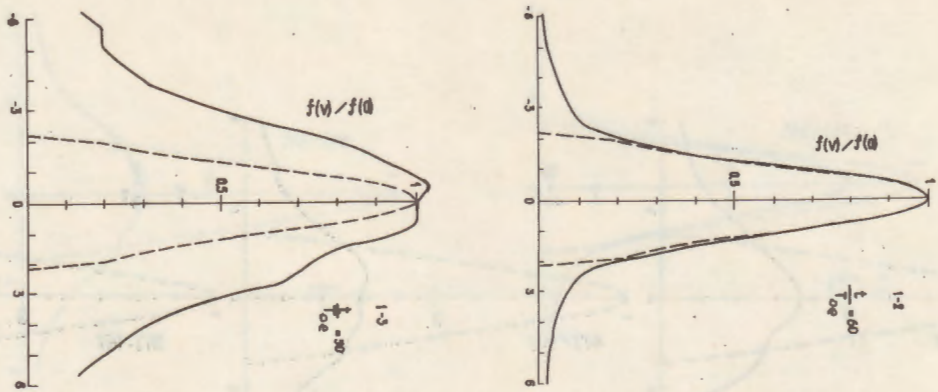
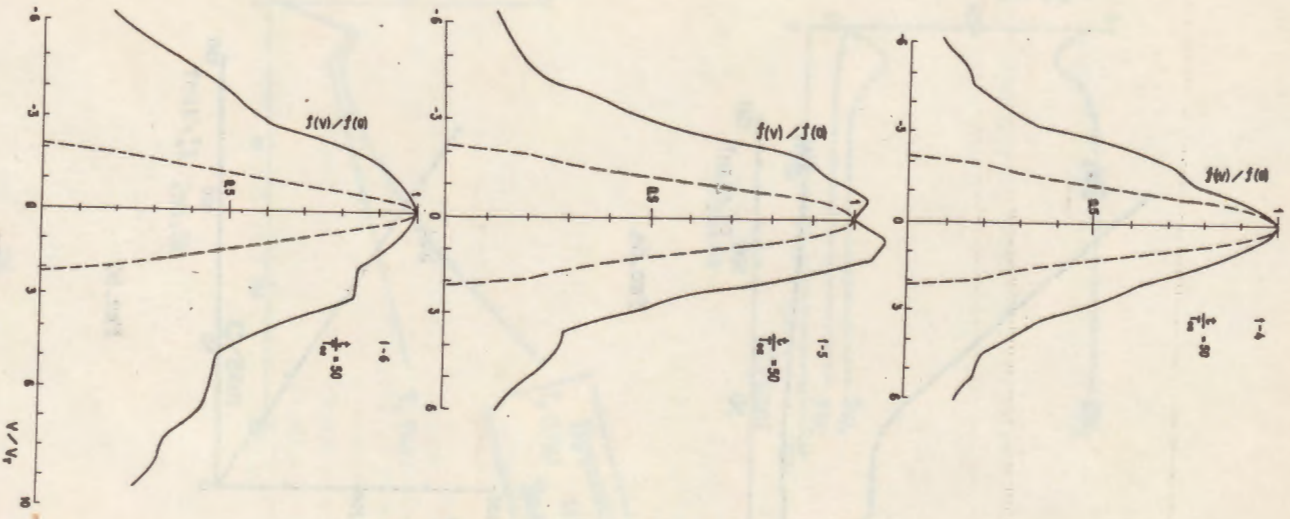


FIG. 4B



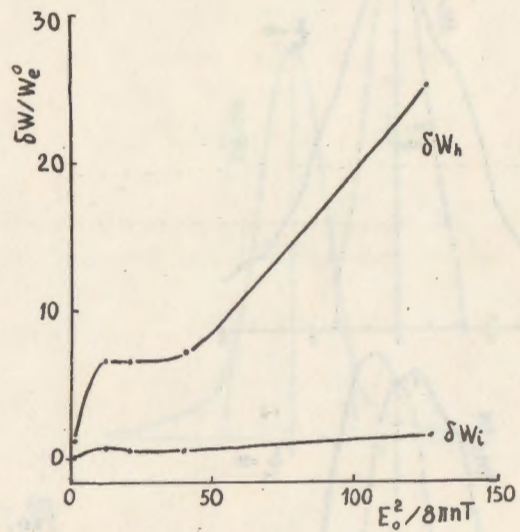


Рис.5а

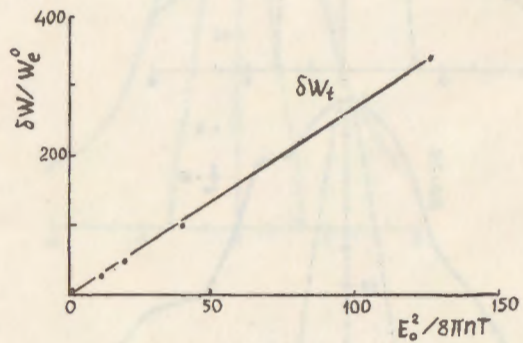


Рис.5б

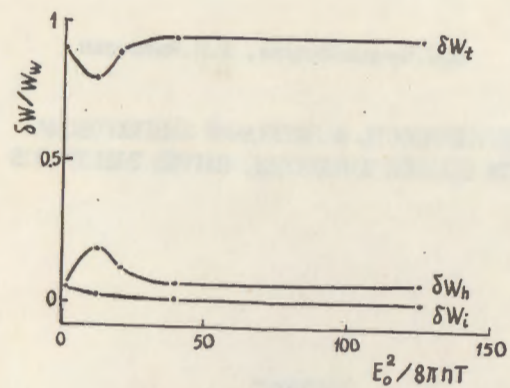


Рис.5в

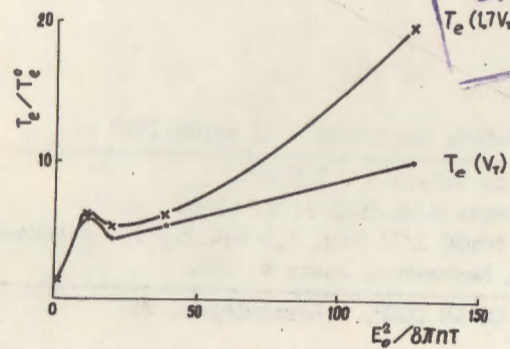


Рис.5г

Брянский Физический
ИНСТИТУТ
Зал препартов