

1
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР



Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин.

СТОЯЧИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ. II.

ПРЕПРИНТ 83-01

Новосибирск

СТОЯЧИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ. II.

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках), продолжающие работы /1,2/ по исследованию стоячих ленгмюровских волн большой амплитуды. Параметры волн $\frac{E_0^2}{8\pi nT} \sim 1 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^2$; $V\phi/V_T = 16$; $E_0^2/8\pi nT > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$; $E_0^2/8\pi nT > 1,5 \cdot 10^{-1}/(k_0 r_d)^2$.

Показано, что в этом диапазоне параметров определяющую роль играет захват электронов волной. Основная доля энергии волны поглощается электронами, ускоренными при захвате. Часть энергии волны ($\lesssim 10\%$) поглощается основной массой электронов, что приводит к их нагреву. Эффективная температура электронов возрастает с ростом энергии волны.

Показано, что нагрев обусловлен захватом электронов коротковолновыми гармониками и стохастизацией движения электронов. Генерация коротковолновых гармоник обусловлена двумя конкурирующими процессами: конверсией волны на возмущениях плотности, а также укрупнением и опрокидыванием волны большой амплитуды. Показано, что с ростом начальной энергии волны роль второго процесса возрастает и становится определяющей.

HIGH AMPLITUDE STANDING LANGMUIR WAVES.
THE HEATING OF PLASMA ELECTRONS II.

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 works /1,2/ were made to investigate the development of high-amplitude standing Langmuir waves with initial parameters

$$E_0^2/8\pi nT \sim 1 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^2; \quad V_{ph}/V_T = 16;$$
$$E_0^2/8\pi nT > m/m_0 > (k_0 r_d)^2; \quad E_0^2/8\pi nT > 1.5 \cdot 10^4 / (k_0 r_d)^2.$$

It is shown that in this range of parameters the trapping of electrons by the wave plays the main role. The main part of the wave energy is absorbed by the tail of accelerated trapped electrons. A part ($\leq 10\%$) of the wave energy is absorbed by the main body of electrons which leads to the heating of electrons. The effective temperature of electrons increases with increasing the wave energy. It is shown that the heating of electrons is due to the trapping of plasma electrons by short-wavelength modes and to the stochastization of electron motion. The excitation of short wavelength modes is due to two competitive processes: the conversion of Langmuir wave on the density perturbation and the steepening and breaking of high amplitude Langmuir wave. It is shown that the second process begins to play the main role with increasing the initial wave energy.

СТОЯЧИЕ ЛЕНГМUIРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ. II.

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

Настоящая работа является прямым продолжением работы /1/.

Ранее нами были проведены численные эксперименты по исследованию неустойчивости и затухания одномерных стоячих /2/ и бегущих /3,4/ ленгмуйровских волн. Было показано, что основными процессами являются модуляционная неустойчивость, конверсия ленгмуйровской волны и ее гармоник на возмущениях плотности (процесс $\ell_{k_0} + S k_i \rightarrow \ell_{k_0 \pm \beta k_i}$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$), захват электронов волной и ее гармониками. Было найдено, что ускорение захваченных электронов приводит к поглощению ими энергии электрического поля и его затуханию.

Настоящая работа, так же, как и /1/, является продолжением работы /2/. Мы рассматриваем здесь стоячие волны большой амплитуды $E_0^2/8\pi nT > m/m_0 > (k_0 r_d)^2$. В работе /1/ рассматривался диапазон начальных энергий волны $E_0^2/8\pi nT \sim 1 - 1 \cdot 10^2$. Здесь рассматриваются начальные энергии $E_0^2/8\pi nT \sim 1 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^2$, которые лежат в области $E_0^2/8\pi nT > 1.5 \cdot 10^4 / (k_0 r_d)^2$, где с самого начала существенную роль играет захват электронов плазмы волной.

Общее описание развития модуляционной неустойчивости, конверсии, захвата электронов и затухания волны в случае стоячих ленгмуйровских волн приведено в работе /2/. Рассматриваемые в работе /1/ и здесь случаи волн большой амплитуды интересны тем, что при затухании поля некоторая часть энергии волны поглощается основной массой электронов плазмы, что приводит к их нагреву. Предметом настоящей работы и является нагрев электронов.

Настоящая работа и работа /1/ примыкают к работам /5,6/, в которых исследовался нагрев электронов бегущими ленгмуйровскими волнами большой амплитуды /5/ и нагрев при неустойчивости ленгмуйровских волн в неоднородной плазме с коротковолновыми возмущениями плотности (ионно-звуковыми волнами) /6/.

В работе /1/ было показано, что в исследованном в /1/ диапазоне параметров нагрев электронов определяется коротковолно-

выми гармониками, которые генерируются при конверсии волны на возмущениях плотности. В настоящей работе обнаружено, что в случае сильно-нелинейных волн большой амплитуды, когда определяющую роль играет захват электронов волной, становится существенным механизм нагрева, связанный с генерацией коротковолновых гармоник при укрупнении и опрокидывании волны.

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 ионы равномерно распределялись по длине системы. Для задания стоячей волны с амплитудой E_0 задавалось возмущение плотности и скоростей электронов, соответствующее двум бегущим ленгмюровским волнам (прямой и обратной) с амплитудами $E_0/2$ и фазовыми скоростями $V_\phi = \pm \omega_0/k_0$. Фазы волн выбраны так, что поле в начальный момент времени равно нулю и достигает максимума $\pm \frac{1}{4} T_{oe}$ ($T_{oe} = \frac{2\pi}{\omega_{oe}}$ - период плазменных колебаний). Длина волны задавалась равной длине системы, так что номер гармоники $N = \frac{L}{\lambda} = 1$.

Начальные параметры волн в разных случаях серии I приведены в таблице I (нумерация случаев продолжает нумерацию в работе /1/). Проводились также серии 2 и 3 численных экспериментов с холодной ($T_e = T_i = 0$) плазмой с неподвижными ионами ($\frac{M}{m} = 10^{10}$). Серия 2, случаи 2-4-2-7 - стоячие ленгмюровские волны с теми же параметрами, что и случаи I-4-I-7 (таблица 2). Серия 3, случаи 3-4-3-7 - бегущие ленгмюровские волны с начальными амплитудами $E(0)$, равными $E_0/2$ случаев I-4-I-7 (таблица 3).

В работе /1/ мы рассматривали вопрос о возможности стохастической неустойчивости движения частиц в поле стоячей ленгмюровской волны. В последние годы проявляется большой интерес к стохастической неустойчивости нелинейных колебаний /7,8/. Стохастическая неустойчивость движения частиц плазмы в поле одной или двух волн рассматривалась в ряде работ (см., например, /9-27/). В работах /17,18/ рассматривалась стохастическая

Таблица I.

Серия I. Стоячие волны, $T_e/T_i = 30$. $M/m = 10^2$.
 $\lambda_0/r_d = 100$, $V_\phi/V_T = \pm 16$; $k_0 r_d = 6,3 \cdot 10^{-2}$; $(k_0 r_d)^2 = 3,9 \cdot 10^{-3}$.

Случай	I - 4	I - 5	I - 6	I - 7
E_0	600	900	1100	1252
$E_0^2/8\pi n T$	115,5	259,9	388,2	502,9
W_w^0/W_e^0	131,9	296,8	443,4	574,4
V_z/V_T	22	27	30	32
V_z/V_ϕ	1,4	1,7	1,9	2,0
T_b/T_{oe}	1,5	1,2	1,1	1,0
ρ	0,47	0,70	0,86	0,97
$t_{0.1}/T_{oe}$	0,6	0,5	0,5	0,4
t_{max}/T_{oe}	4	3	3	3
\tilde{n}_{max}/n_0	6,6	1,8	1	0,8

E нормировано на величину $m r_d / e T_{oe}^2$; W_e^0 - начальная энергия электронов; $T_{oe} = 2\pi/\omega_{oe}$; $\omega_{oe} = 4\pi n e^2 / m$; $V_\phi = \omega_0/k_0$; $V_z = 2\sqrt{\frac{e\phi_0}{m}}$; $\phi_0 = \frac{E_0/2}{k_0}$; $T_b = 2\pi/\omega_b$; $\omega_b = k_0 \sqrt{\frac{e\phi_0}{m}}$; $\rho = \frac{e k_0 E_0/2}{m \omega_0^2} = (\sqrt{\frac{e\phi_0}{m}}/V_\phi)^2$; $t_{0.1}$ - время, за которое возмущение плотности, возрастает до величины $\tilde{n}/n_0 \sim 0.1$; t_{max} - момент времени, когда возмущение плотности максимально $\tilde{n} = \tilde{n}_{max}$.

неустойчивость движения частиц в поле стоячей ленгмюровской волны (стоячая волна может рассматриваться как две бегущих). Авторы /17,18/ описывают движение частицы в поле стоячей волны уравнением

$$\frac{d^2 X}{dT^2} = \rho \sin X \cdot \sin T; \quad X = k_0 x; \quad T = \omega_0 t; \quad (I)$$

В наших обозначениях $E_- = E_0/2$. Величину ρ можно описать по-другому: $\rho = \left(\frac{\omega_b}{\omega_0}\right)^2 = \left(\sqrt{\frac{e\phi_0}{m}}/V_\phi\right)^2 = (V_z/2V_\phi)^2$.

Согласно авторам работ /17,18/ движение частиц является регулярным (периодическим) при достаточно малой амплитуде стоячей волны. При увеличении амплитуды выше некоторой критической $\rho > \rho_c$ движение становится стохастическим и частицы необратимо поглощают энергию волны. Граница стохастической неустойчивости определяется критерием пересечения нелинейных резонансов /7/.

Таблица 2.

Серия 2. Стоячие волны. $T_e = T_i = 0$. $M/m = 10^{10}$.
 $\lambda_0/r_d = 100$; $V_\phi/V_T = \pm 15,9$; $k_0 r_d = 6,3 \cdot 10^{-2}$;
 $(k_0 r_d)^2 = 3,9 \cdot 10^{-3}$.

Случай	2 - 4	2 - 5	2 - 6	2 - 7
E_0	600	900	1100	1252
$E_0^2/8\pi n T$	115,5	259,9	388,2	502,9
W_w^0/W_e^0	129,1	290,5	433,9	562,1
V_z/V_T	22	27	30	32
V_z/V_ϕ	1,4	1,7	1,9	2,0
T_B/T_{0e}	1,5	1,2	1,1	1,0
ρ	0,48	0,72	0,87	1,0

Небольшое отличие величин W_w^0/W_e^0 и ρ случаев серии 2 от соответствующих случаев серии I обусловлено небольшим различием частоты и фазовой скорости ленгмювской волны в теплой и холодной плазме.

Нормировка на величины относящиеся к теплой плазме.

При анализе уравнения (I) была найдена критическая амплитуда волны для стохастической неустойчивости $\rho_c \sim 0,25-0,5 / 8/$. В работе /I/ мы отметили, что параметры волны, удовлетворяющие условию $\rho \geq \rho_c$, лежат в области, где существенна нелинейность движения электронов ($\sqrt{e\phi_0}/V_\phi > 0,2 / 28/$, $\rho > 0,04$) и захвата электронов волной ($\sqrt{e\phi_0}/V_\phi > 0,6 / 28/$, $\rho > 0,36$). Отсюда следует, что уравнение /I/, не учитывающее нелинейности движения электронов, несправедливо в области, где лежит ρ_c .

Если все-таки для оценки пользоваться критическим значением $\rho_c \sim 0,25-0,5$, то при предельных параметрах, исследованных в /I/, в случае I-4 $\rho = 0,47$ лишь незначительно превышает ρ_c . Первоначальной задачей настоящей работы было увеличение начальной амплитуды волны с целью заметно превзойти ρ и попасть в область стохастической неустойчивости. Однако оказалось, что в рассматриваемых здесь случаях определяющую роль играет захват электронов волной. Число захваченных электронов растет с ростом начальной амплитуды волны, так что в случае I-7 захватываются практически все электроны. Ускорение захва-

Таблица 3.

Серия 3. Бегущие волны. $T_e = T_i = 0$. $M/m = 10^{10}$.
 $\lambda_0/r_d = 100$; $V_\phi/V_T = 15,9$; $k_0 r_d = 6,3 \cdot 10^{-2}$;
 $(k_0 r_d)^2 = 3,9 \cdot 10^{-3}$.

Случай	3 - 4	3 - 5	3 - 6	3 - 7
$E_{(0)}$	300	450	550	626
$E_{(0)}^2/8\pi n T$	28,9	65,0	97,1	125,7
W_w^0/W_e^0	64,5	145,1	216,8	280,9
V_z/V_T	22	27	30	32
V_z/V_ϕ	1,4	1,7	1,9	2,0
T_B/T_{0e}	1,5	1,2	1,1	1,0
ρ	0,48	0,72	0,87	1,0

$$E_{(0)} = E_0/2 \quad ; \quad W_w^0 = W_E^0 + \Delta W_e^0.$$

Нормировка на величины, относящиеся к теплой плазме.

ченных электронов в поле волны приводит к ее затуханию. С ростом начальной амплитуды волны возрастает скорость затухания, так что в случаях I-6, I-7 поле падает более чем на порядок за время меньшее половины периода плазменных колебаний (Рис. I). При этом во всех рассматриваемых случаях за время $< 0,5-1 T_{0e}$ величина ρ падает до значений $\rho < 0,2$, меньших, чем ρ_c . Проверка показывает, что в стоячих волнах с $\rho \leq 0,2$ стохастическая неустойчивость не развивается. Действительно во всех случаях серии 2, когда нет захвата электронов волной, даже в случае 2-3 с $\rho = 0,31$ (плазма с неподвижными ионами, случай с параметрами случая I-3 работы /I/) не наблюдается стохастических явлений, нагрева электронов и затухания волны.

Таким образом, в рассматриваемой задаче с начальными условиями, когда в начальный момент времени задается стоячая ленгмювская волна без подкачки, определяющую роль играет захват электронов и затухание волны, а стохастическая неустойчивость движения частиц в поле стоячей волны, если она и существует, не успевает развиваться.

Однако нагрев электронов наблюдается и в этих случаях и достигает значительной величины. Сделаем попытку разобраться с механизмом нагрева. В работе /I/ было показано, что в слу-

чаях I-2-I-4 нагрев электронов обусловлен поглощением энергии коротковолновых гармоник, которые генерируются при конверсии ленгмюровской волны на возмущениях плотности. В начальный момент времени ионы равномерно распределены по длине системы. Начальная волна большой амплитуды сильно возмущает скорости ионов. Это возмущение совместно с действием пондеромоторной силы при модуляционной неустойчивости приводит к быстрому росту возмущения плотности. В результате образуются широкие впадины и пики плотности между ними /2/. На этих возмущениях и идет конверсия.

Увеличение скорости затухания волны с ростом ее начальной амплитуды в случаях I-4-I-7 приводит к уменьшению роли модуляционной неустойчивости и уменьшению возмущения плотности (Рис.2). При этом можно ожидать, что роль конверсии будет падать. Действительно, наблюдается, что в случае I-6 нагрев меньше, чем в случае I-5. Однако, в случае I-7 нагрев вновь возрастает (мы рассмотрим соответствующие кривые несколько позже).

Для выяснения механизма нагрева и роли конверсии кроме серии I проводились еще две серии численных экспериментов - серия 2 со стоячими волнами (Таблица 2) и серия 3 - с бегущими волнами (Таблица 3). В этих численных экспериментах плазма была холодной ($T_e = T_i = 0$), а ионы неподвижны ($M/m = 10^{10}$). В плазме с неподвижными ионами не могут развиваться возмущения плотности и поэтому исключены такие процессы как модуляционная неустойчивость и конверсия, а существенны явления, связанные только с электронами.

Холодная плазма использована для удобства работы с фазовыми плоскостями. Как было отмечено в работе /1/, фазовые плоскости в случае холодной плазмы могут быть использованы для определения областей стохастичности вместо стробоскопического анализа траекторий частиц /13,14,17/. Фазовая плоскость характеризует координаты и скорости частиц в данный момент времени. Регулярное движение частиц проявляется в существовании определенных структур на фазовой плоскости, а стохастическое - в их размытии и заполнении некоторых областей. В холодной плазме все электроны имеют одинаковые начальные скорости, равные нулю. При отсутствии стохастических эффектов координаты электронов ложатся на некоторые линии. Слабые стохастические эффекты проявляются в размытии этих линий, сильные - в заполнении целых

областей фазовой плоскости. Отметим, что, как показывает проверка /1/, развитие нагрева в холодной и теплой плазме практически не различается.

В сериях 2 и 3, также как в серии I, определяющим эффектом является захват электронов волной. Мы неоднократно рассматривали ранее развитие захвата, в частности, фазовые плоскости случая I-4 приведены в работе /1/. Развитие захвата в сериях 2 и 3 качественно не отличается от этого случая. На начальной стадии захвата поле волны укрупняется, а возмущение плотности электронов $\tilde{n}_e(x)$ приобретает вид пика. Укрупнение волны эквивалентно генерации коротковолновых гармоник (Рис.3а-г). С увеличением начальной амплитуды волны растет число захваченных электронов. Захват и ускорение значительного числа электронов приводят к изменению возмущения плотности $\tilde{n}_e(x)$, распределения поля $E(x)$, а также функции распределения электронов по скоростям $f(v)$ (Рис.4а-д).

Ускорение захваченных электронов приводит к затуханию поля волны. Часть захваченных электронов успевает ускориться до скоростей $\sim V_\phi + V_B$, прежде чем амплитуда волны заметно упадет. При затухании волны значительная часть электронов выходит из захвата. При развитии захвата и движении электронов по фазовой плоскости с течением времени меняются $\tilde{n}_e(x)$, $E(x)$, спектр гармоник, вид функции распределения $f(v)$. Самосогласованное развитие этой сильно-нелинейной системы приводит к некоторому установившемуся (или медленно меняющемуся) состоянию. При этом часть энергии остается в электрическом поле, значительная часть поглощается хвостами ускоренных электронов, а часть идет на нагрев основной массы электронов.

На Рис.5-9 показаны функции распределения по скоростям в области установившегося состояния ($t/T_{ce} \sim 15-20$). На каждом рисунке приведены соответствующие случаи из серий I, 2 и 3 ($f(v)$ случаев 3-4, 3-5 не приведены, т.к. они сильно искажены остаточным полем). На Рис.10а-в показаны кривые S_{W_2} для серий I, 2 и 3, характеризующие энергию, поглощенную хвостами ускоренных электронов S_{W_2} , энергию нагрева S_{W_1} , а также энергию, оставшуюся в поле n_E и поглощенную ионами S_{W_i} (серия I). На Рис.11а,б показана энергия хвостов S_{W_2} в зависимости от начальной энергии волны W_w^0 в сериях I, 2 и 3, а на Рис.12а,б - температура электронов T_e в зависимости от

начальной энергии волны или параметра ρ в сериях 1, 2 и 3 (T_e определялась по ширине $f(\nu)$ на уровне $f(\nu) = 0.6 f(0)$, соответствующем V_T для максвелловской функции распределения). На Рис. 10-12 нанесены точки, полученные ранее в работе /1/.

Из Рис. 10 видно, что во всех случаях основная доля энергии волны поглощается хвостами ускоренных электронов, на нагрев идет незначительная доля начальной энергии волны. В серии 1 во всех случаях поглощается практически вся энергия волны, в то время как в сериях 2, 3 это происходит только при достаточно больших амплитудах волны.

Из Рис. 5а-8а видно, что функции распределения близки в области хвостов $V > V_\phi$. Это указывает, что функция распределения в этой области скоростей определяется, в основном, захватом электронов начальной волной. В области малых скоростей функции распределения серий 1 и 2 различаются в случаях 1(2)-4, 1(2)-5 и близки в случаях 1(2)-6 и 1(2)-7. Это хорошо видно по температуре электронов Рис. 12а, б. Из кривых Рис. 12 видно, что T_e в серии 1 сначала растет и заметно превышает T_e в серии 2, в случае 1-6 T_e заметно меньше, чем в случае 1-5 и близка к 2-6. В случае 1-7 T_e опять возрастает и близка к 2-7.

В серии 2 температура электронов систематически растет, начиная от порога, соответствующего границе захвата электронов основной волной. Это показывает, что существует механизм нагрева, отличный от конверсии. В /1/ было показано, что в случаях 1-2-1-4 определяющим механизмом нагрева является конверсия, этим и обусловлено различие температур в сериях 1 и 2. Сближение кривых T_e серий 1 и 2 позволяет сделать заключение, что в случаях 1-5-1-7 роль конверсии падает, а роль нового механизма возрастает, так что в случаях 1-6, 1-7 именно этот механизм определяет нагрев.

Нагрев наблюдается также и в случае бегущих волн (серия 3), что видно по функциям распределения Рис. 7, 8 и кривым Рис. 10в, 12. В бегущей волне с амплитудой, равной $E_0/2$ стоячей волны, область захвата V_3 не отличается от V_3 бегущих волн, составляющих стоячую волну. Однако энергия бегущей волны равна $\frac{1}{4} W_{W^0}$ энергии стоячей волны. Не удивительно, что функции распределения в сериях 2 и 3 близки в области хвостов $V > V_\phi$, но заметно различаются в области нагрева, так что T_e в серии 3 значи-

тельно меньше, чем в серии 2 (Рис. 12б). В случаях, когда энергия бегущей волны близка к энергии стоячей (случаи 3-7 и 2-5) функции распределения в области нагрева сближаются и, напротив, сильно отличаются в области хвостов (Рис. 9, 12а).

Нагрев электронов в случае бегущих волн в плазме с неподвижными ионами и близость нагрева в случаях, когда начальные энергии бегущей и стоячей волн близки, показывает, что механизм нагрева, по-видимому, имеет одну природу и в случае стоячих и в случае бегущих волн. Естественно предполагать, что нагрев связан с развитием процесса захвата электронов волной, т.е. с развитием опрокидывания волны.

Рассмотрим этот процесс в сериях 2 и 3 несколько подробнее. На Рис. 13-17 приведены кривые $W(t)$, показывающие изменение во времени энергии поля W_E и возмущенной энергии электронов. На Рис. 18-22 приведены фазовые плоскости в области малых скоростей, а на Рис. 23-27 мгновенные функции распределения по скоростям в разные моменты времени.

Из кривых $W(t)$ Рис. 13-17 видно, что волна быстро затухает. Однако, в дальнейшем энергия поля опять начинает расти, а ΔW_e падает. Далее наблюдаются периодические колебания W_E и ΔW_e с постепенным затуханием поля. Анализ спектров и фазовых плоскостей показывает, что эта картина определяется изменением амплитуды первой гармоники (основной волны) в результате движения захваченных частиц. Выберем по кривым $W(t)$ характерные моменты времени: t_1 - в области, где волна затухла, t_2, t_3 - первый максимум $W_E(t)$, максимум и минимум W_E соответственно, t_4 - первый минимум $W_E(t)$ и, наконец, t_5 - в области установившегося состояния. На Рис. 18-27 приведены фазовые плоскости и функции распределения в эти характерные моменты времени.

Анализ функций распределения (Рис. 23-27) показывает, что в $t \sim t_1$ на функции распределения в области $V > V_\phi$ образуется пик, соответствующий "пучку" электронов, а в $t \sim t_2$ он размывается. Это позволяет сделать заключение, что такой "пучок" образуется в процессе захвата - ускорения электронов основной волной и выхода их из захвата при уменьшении амплитуды волны. Взаимодействие этого "пучка" с волной приводит к росту ее амплитуды и размыванию "пучка".

Но из Рис.23-27 видно, что во всех случаях на функциях распределения образуются пики в области малых скоростей, соответствующие еще более интенсивным "пучкам". Это позволяет ожидать, что такие "пучки" будут взаимодействовать с коротковолновыми гармониками и приводить к росту их амплитуды. Такие гармоники должны захватывать электроны. Действительно, на фазовых плоскостях Рис.18-22 видно, что в $t \sim t_1$ наблюдается образование мелкомасштабных структур, соответствующих захвату электронов коротковолновыми гармониками. Некоторые из этих структур указывают на существование областей захвата, включающих области $v > 0$ и $v < 0$. В $t \sim t_2, t_3$ начинается размывание этих структур. С течением времени происходит равномерное размывание частиц на фазовой плоскости в районе малых скоростей. Этому соответствует уширение функции распределения, т.е. нагрев электронов плазмы.

Такая картина указывает на стохастический характер движения частиц. Действительно, анализ траекторий частиц на фазовой плоскости показывает, что те частицы, которые не попали в захват с самого начала и не ускорились до больших скоростей, имеют сложные, нерегулярные траектории (Рис.28-30). При этом траектории частиц, имевшие в начальный момент времени близкие координаты X_0, V_0 , с течением времени расходятся (Рис.29б).

Анализ полных фазовых плоскостей (Рис.5-8) показывает, что помимо "стохастической области" в районе малых скоростей, образуется "стохастический слой" в районе сепаратрисы первой гармоники. Ширина этого слоя возрастает с ростом начальной амплитуды волны.

Не вызывает сомнений, что наблюдаемый нагрев электронов и образование "стохастического слоя" связаны со стохастическим характером движения частиц. Однако, детальный анализ затрудняется сложностью спектра гармоник, картины развития поля и самосогласованного взаимодействия его с электронами. Для изучения эффектов, связанных со стохастичностью, следует работать с более простыми моделями.

Основной вывод этой работы заключается в том, что при развитии и опрокидывании сильно-нелинейной ленгмювской волны большой амплитуды без дополнительных внешних возмущений возникают области стохастического движения частиц и наблюдается нагрев электронов плазмы в результате поглощения части энергии волны.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Стоячие ленгмювские волны большой амплитуды. Нагрев электронов. I." Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 82-106, 1982.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость и затухание стоячих ленгмювских волн с разными амплитудами". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-19, 1978.

N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. "The Instability and Damping of Standing Langmuir Waves in Collisionless Plasma". Plasma Phys., 23, 35, 1981.
3. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin, "Instability and Damping of One-dimensional Langmuir Waves". Comments on Plasma Phys. 6, 21, 1980.
4. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость и затухание одномерных ленгмювских волн большой амплитуды". Физика плазмы, 7, 383, 1981.
5. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость и затухание ленгмювских волн большой амплитуды. Нагрев электронов". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-105, 1982.
6. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость ленгмювских волн в неоднородной плазме. IV". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-53, 1982.
7. Г.М.Заславский, Б.В.Чириков. "Стохастическая неустойчивость нелинейных колебаний". УФН, 105, вып. I, 3, 1971.
8. B.V.Chirikov. "A universal instability of many-dimensional oscillator systems". Phys. Rept. 52, 263, 1979.
9. Г.М.Заславский, Н.Н.Филоненко. "Стохастическая неустойчивость захваченных частиц и условия применимости квазилинейного приближения". ЖЭТФ, 54, 1590, 1968.

10. C.F.F.Karney, A.Bers. "Stochastic ion heating by a perpendicularly propagating electrostatic wave". Phys. Rev. Lett., 39, 550, 1977.
11. G.K.Smith. "Numerical study of particle motion in two waves". Proc. International Conference on Stochastic Behavior in Classical and Quantum Hamiltonian Systems, Como, Italy, 1977, p. 35.
12. G.R.Smith, A.N.Kaufman. "Stochastic acceleration by an obliquely propagating wave. An example of overlapping resonances". Phys. Fluids, 21, 2230, 1978.
13. G.R.Smith, N.R.Pereira. "Phase-locked particle motion in a large-amplitude plasma wave". Phys. Fluids 21, 2253, 1978.
14. A.B.Rechester, T.H.Stix. "Stochastic instability of a nonlinear oscillator". Phys. Rev. A19, N 4, 1656, 1979.
15. F.Doveil. "Overlap of Bounce Resonances and Kolmogorov Entropy", p. 117.
D.F.Escande. "Primary Resonances do not overlap", p. 41. in "Intrinsic Stochasticity in Plasmas", ed. by G.Laval and D.Gresillon. Editions de Physique, Orsay, 1979.
16. D.V.Escande, F.Doveil. "Charge Particle Trajectories in the Field of two Electrostatic Waves". Proc. International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Japan, 1980, v. 1, p. 387.
17. J.Y.Hsu, K.Matsuda, M.Chu, T.H.Jensen. "Stochastic Heating of a Large-Amplitude Standing Wave". Phys. Rev. Lett., 43, 203, 1979.
18. F.Doveil. "Stochastic Plasma Heating by a Large-Amplitude Standing Wave". Phys. Rev. Lett., 46, 532, 1981.
19. D.F.Escande, F.Doveil. "Renormalization Method for Computing the Threshold of the Large-Scale Stochastic Instability in two Degrees of Freedom Hamiltonian Systems". J. Stat. Phys. 26, 257, 1981.
20. D.F.Escande, F.Doveil. "Renormalization Method for the Onset of Stochasticity". Phys. Lett. 83A, 307, 1981.

21. D.F.Escande, F.Doveil. "Destabilization of an enumerable Set of Cycles in a Hamiltonian System". Phys. Lett. 84A, 399, 1981.
22. D.F.Escande. "Description of Critical Trajectories of a Particle in two Longitudinal Waves". Proc. Int. Conf. on Plasma Physics, v. 1, p. 190, Göteborg, 1982.
23. F.Doveil, D.F.Escande, A.Mehr. "Complete Description by a Renormalization Method and Experimental Evidence of the Chaotic Motion of a Charged Particle in two Longitudinal Waves". Proc. Int. Conf. on Plasma Physics, v. 1, p. 410, Göteborg, 1982.
24. D.F.Escande. "Large-Scale Stochasticity in Hamiltonian Systems". Int. Conf. on Plasma Physics, Göteborg, 1982. Physica Scripta, to be published.
25. M.Q.Tran. "Stochastic Behavior of Particles in Circularly polarized Standing Wave". JEEE Trans. Plasma Science PS-10, N. 1, 16, 1982.
26. G.Schmidt, "Stochasticity and fixed-point Transitions". Phys. Rev. A22, 2849, 1980. "Particle in a Standing Wave Field: Beyond the Oscillation Center Approximation", Comments on Plasma Phys. VII, N 3, 87, 1982.
27. G.Dimonte. "Experimental Test of modulation Theory and Stochasticity of nonlinear oscillations". Phys. Fluids 25, 604, 1982.
28. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Затухание ленгмюровских волн большой амплитуды в бесстолкновительной плазме". Физика плазмы, 5, 1097, 1980.

Подписи к рисункам:

Рис. I. Зависимость от времени энергии поля W_E/W_w^0 и возмущенной энергии электронов плазмы $\Delta W_e/W_w^0$ (кривые построены по средним точкам $W(t)$). Серия I.

Рис. 2. Зависимость максимального возмущения плотности \tilde{n}_{max}/n_0 от энергии волны W_w^0/W_e^0 . Серия I.

Рис. 3. Спектр гармоник электрического поля $\frac{E^N}{E_0}(N)$ ($N = \frac{L}{\lambda_0}$ - номер гармоники) в $t \sim 1/4 T_{oe}$

Рис. а б в г д
Случай 2-4 2-5 2-6 2-7 3-7

Рис. 4. Фазовая плоскость электронов, распределение возмущения плотности $\tilde{n}_e/n_0(x)$ и поля $E/E_0(x)$, функция распределения по скоростям $f(v)/f_0(0)$ в $t \sim 1/4 T_{oe}$.

Рис. а б в г д
Случай 2-4 2-5 2-6 2-7 3-7

Рис. 5-8. Функции распределения электронов по скоростям в сериях I, 2 и 3 (а-в). Фазовые плоскости электронов (г-е).

а. $f(v)/f_0(0)$ - логарифмическая шкала.

б. $f(v)/f_0(0)$ - линейная шкала.

в. $f(v)/f_0(0)$ - линейная шкала.

Пунктир - начальная функция распределения тепловой плазмы $f_0(v)$.

→ показывает разброс $f(v)$ в разные моменты времени.

г. Случай серии I.

д. Случай серии 2.

е. Случай серии 3.

Рис. 5 6 7 8
Случай (I,2,3)-4 (I,2,3)-5 (I,2,3)-6 (I,2,3)-7
 $t/T_{oe} \sim 15-20$

Рис. 9. Функции распределения электронов по скоростям. Случай 2-5 и 3-7 (стоячая - бегущая волна с близкой W_w^0).

Рис. 10. Зависимость от начальной энергии волны W_w^0/W_e^0 энергии нагрева и хвостов $\delta W/W_w^0$.

δW_h - энергия нагрева; δW_t - энергия хвостов;

δW_i - энергия, поглощенная ионами; W_E - энергия

электрического поля; W_e^0 - начальная энергия электронов в тепловой плазме.

Рис. а б в
Серия I 2 3

Рис. II. Зависимость от начальной энергии волны W_w^0/W_e^0 энергии хвостов $\delta W_t/W_e^0$ (а) и $\delta W_t/W_w^0$ - (б).

Серия I, 2, 3.

• - серия I; * - серия 2; + - серия 3.

Рис. 12. Зависимость температуры электронов T_e/T_e^0 от начальной энергии волны W_w^0/W_e^0 и параметра ρ .

Серия I, 2 и 3

$$\rho = \left(\sqrt{\frac{e\phi_0}{m}} / V_\phi \right)^2$$

• - серия I; * - серия 2; + - серия 3.

† - показывает разброс T_e из-за разброса $f(v)$ в разные моменты времени.

↑ - показывают границу нелинейности, границу захвата и границу опрокидывания /28/.

Рис. 13-17. Зависимость от времени энергии поля W_E/W_w^0 и возмущенной энергии электронов $\Delta W_e/W_w^0$ в области начального затухания (а) и за более длительное время (б).

$T_B = \frac{2\pi}{k_0 \sqrt{\frac{e\phi_0}{m}}}$ - период колебаний захваченных частиц.

Рис. 13 14 15 16 17
Случай 2-4 2-5 2-6 2-7 3-7

Рис. 18-22. Фазовые плоскости электронов в разные моменты времени.

Рис. 18 19 20 21 22
Случай 2-4 2-5 2-6 2-7 3-7

Рис. 23-27. Функции распределения электронов в разные моменты времени.

Рис. 23 24 25 26 27
Случай 2-4 2-5 2-6 2-7 3-7

Рис.28-30. Траектории электронов на фазовой плоскости.

Цифры показывают момент времени t/T_{oe} , когда частица имеет эти координаты.

Рис.	28	29a	29б	30
Случай	2-5	2-7	2-7	3-7

	I			II	III	
X_0/l_d	0,514	0,515	0,515	0,525	0,535	24,6
V_0/V_T	0,74	1,02	1,02	1,05	1,06	15,9

Кривые II, III Рис.29б практически совпадают с кривой I Рис.29а до $t/T_{oe} \leq 9$.

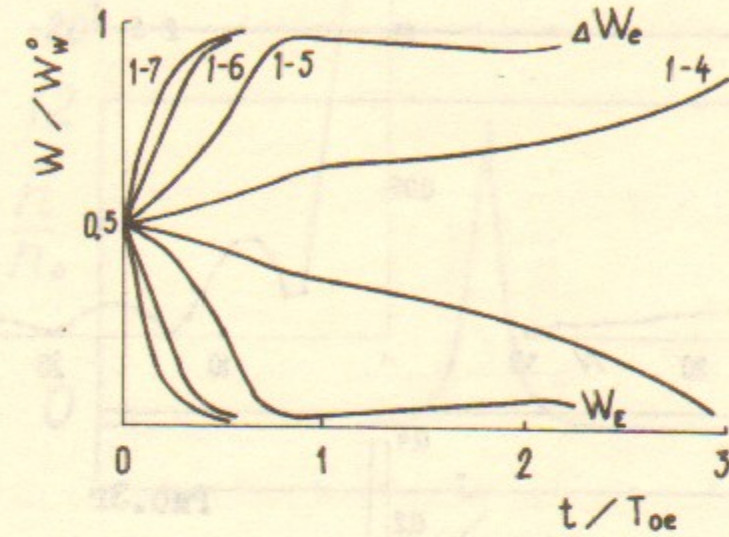


Рис.1

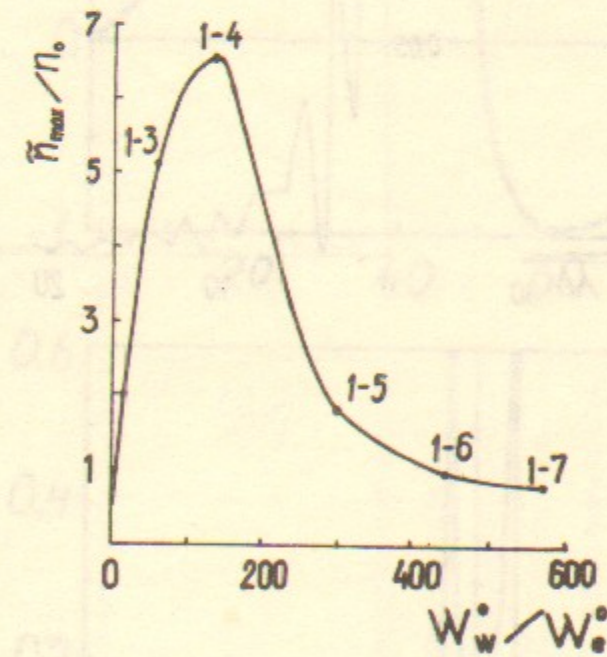


Рис.2

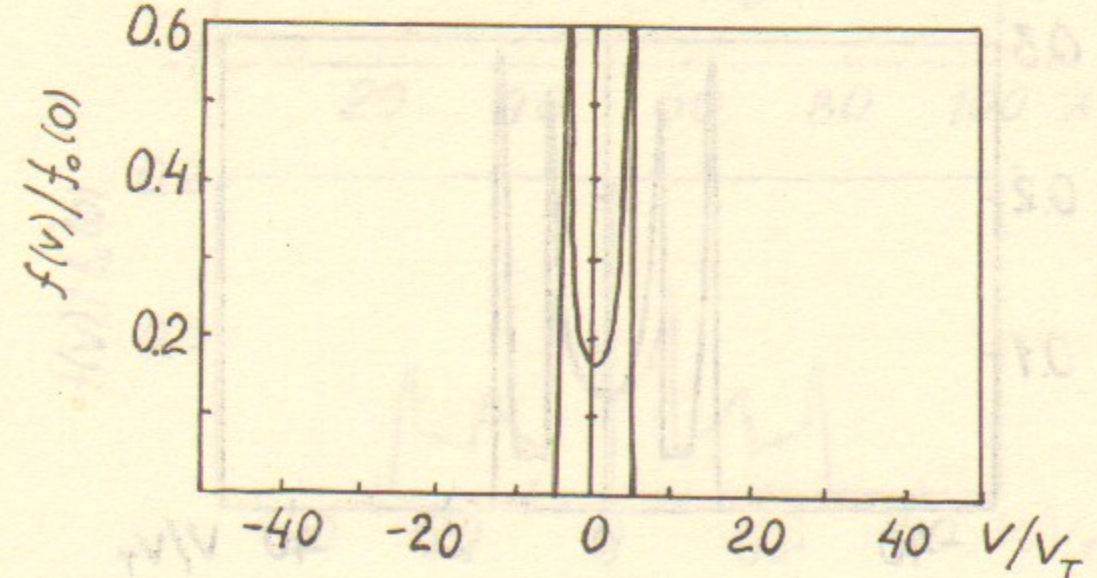
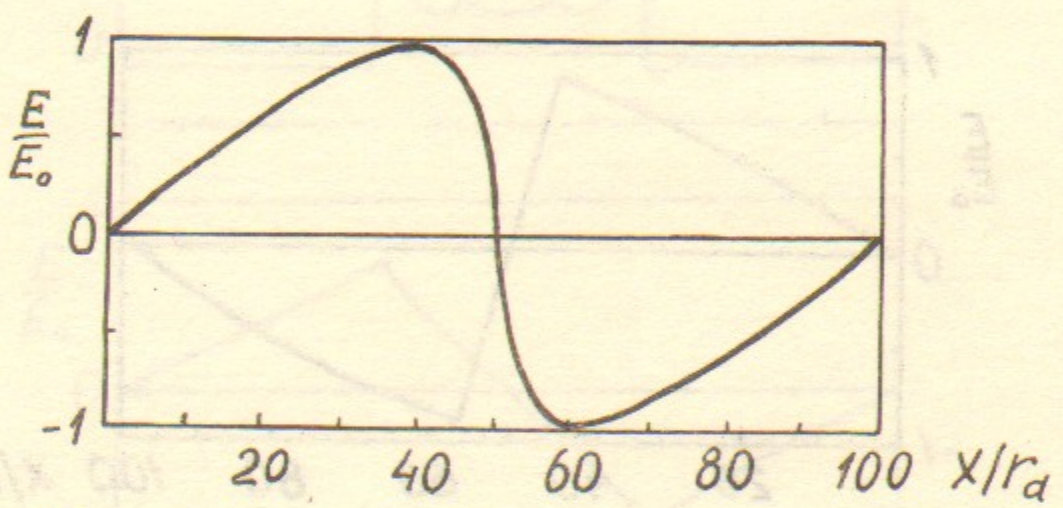
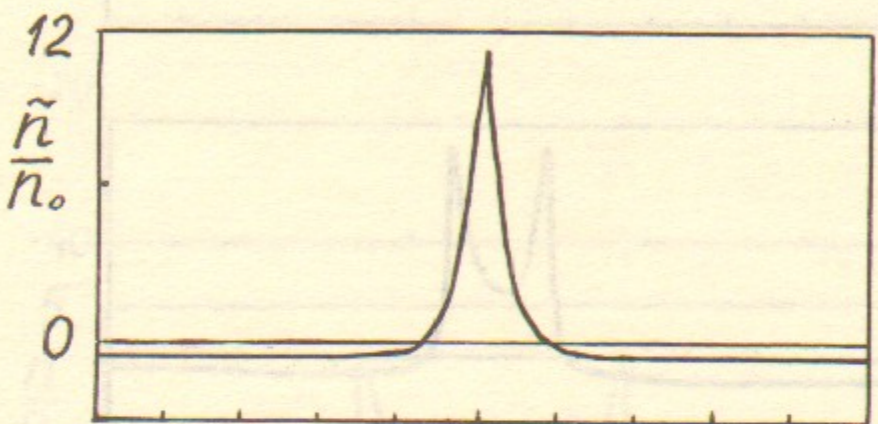
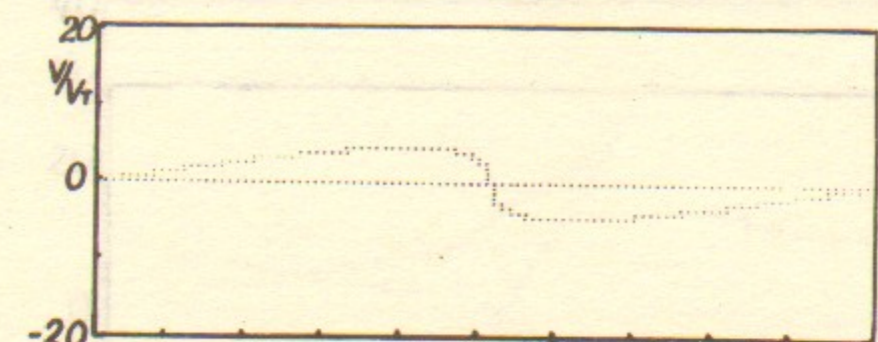
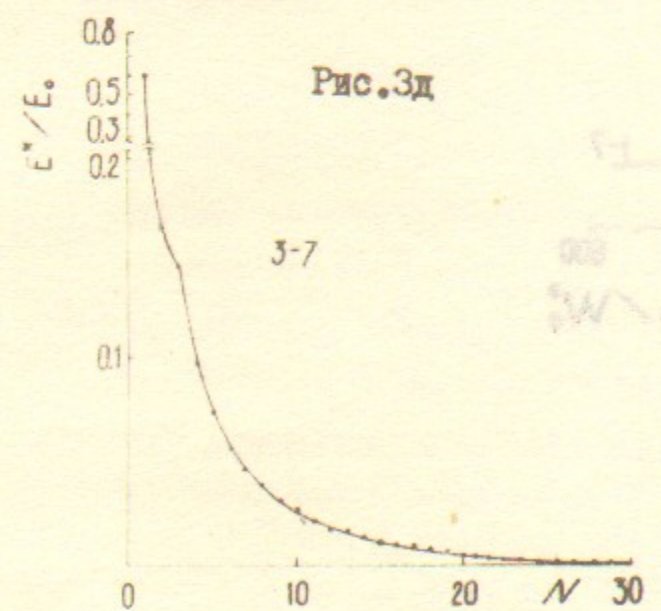
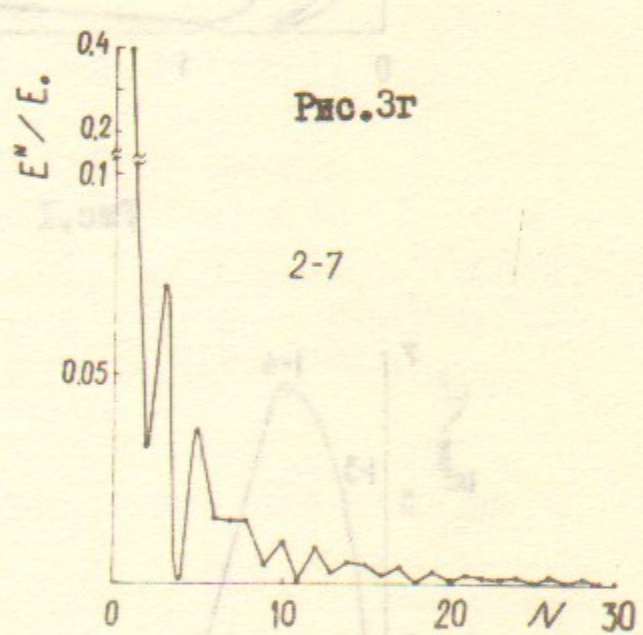
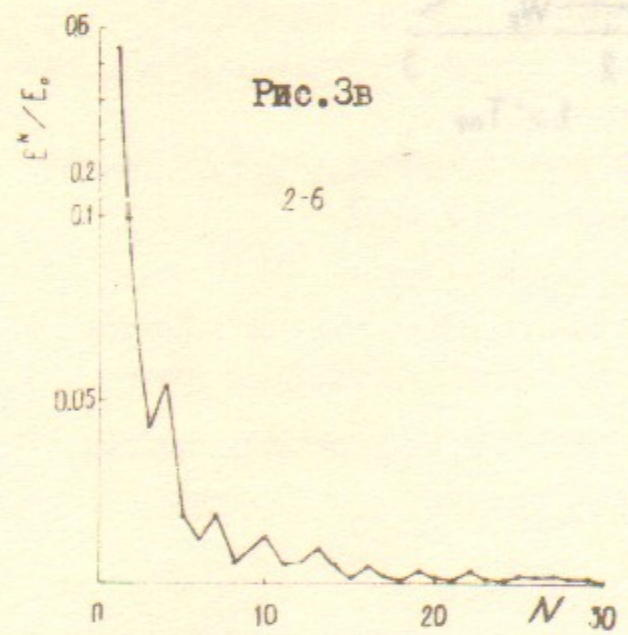
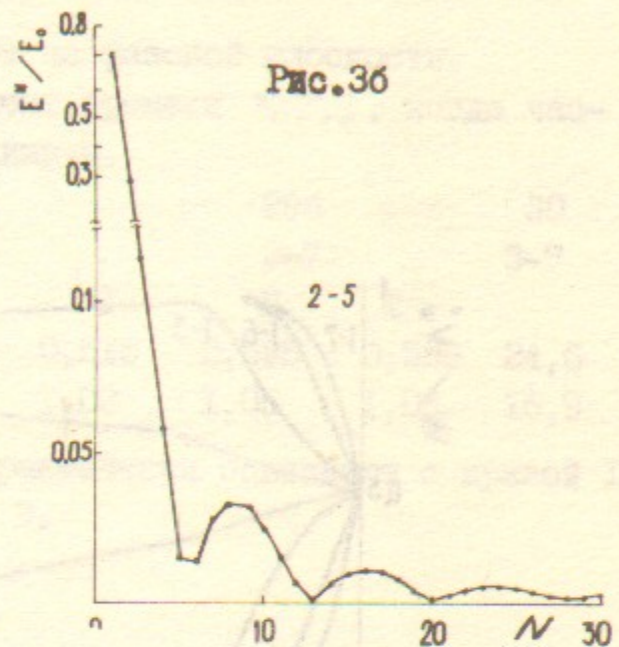
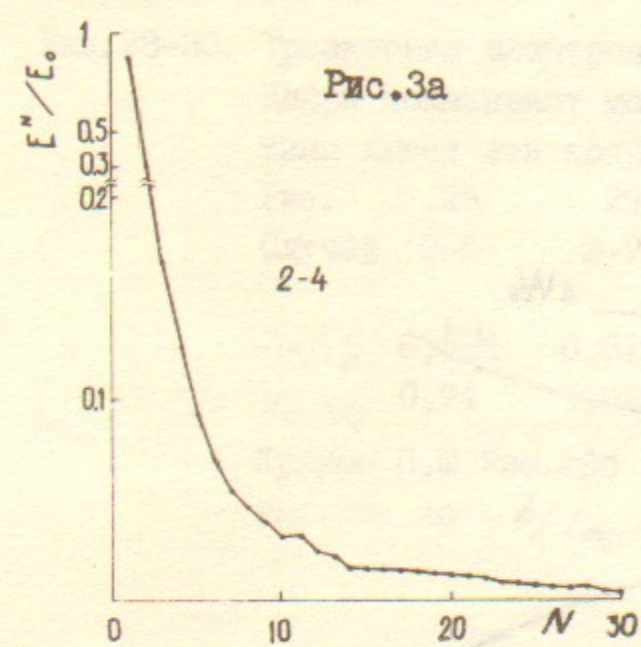


Рис. 4а

Случай 2-4

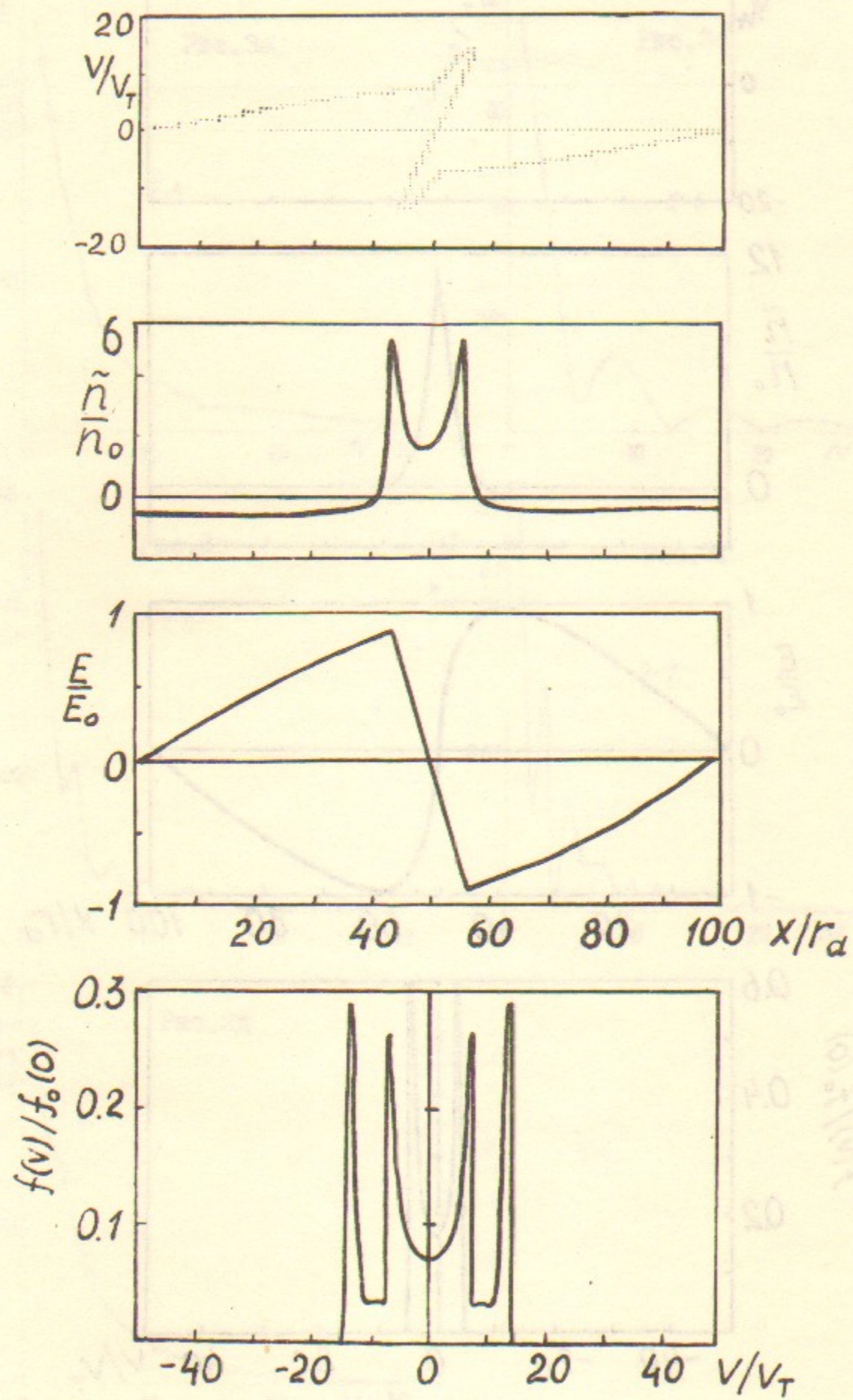


Рис. 4а . Случай 2-5

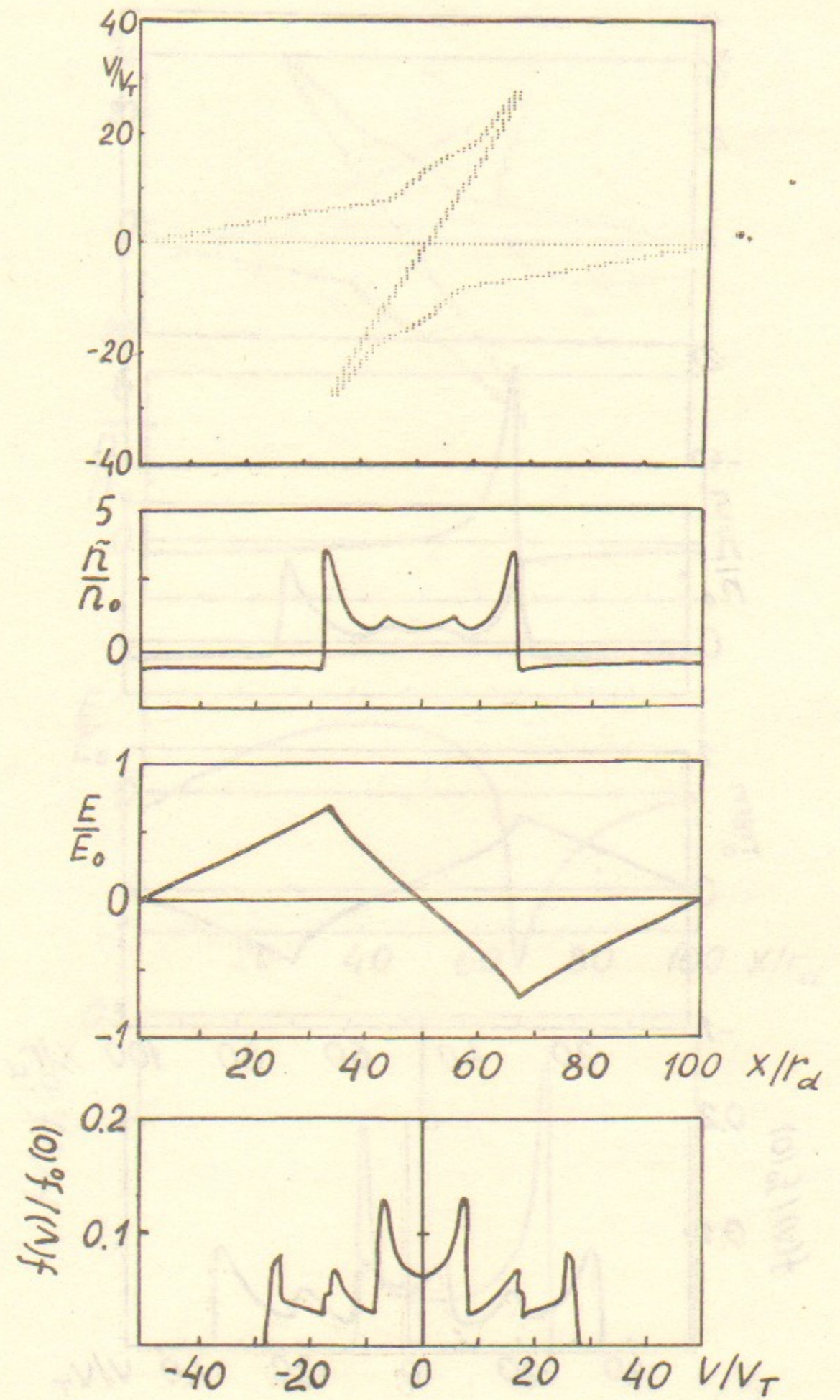


Рис. 4б . Случай 2-6

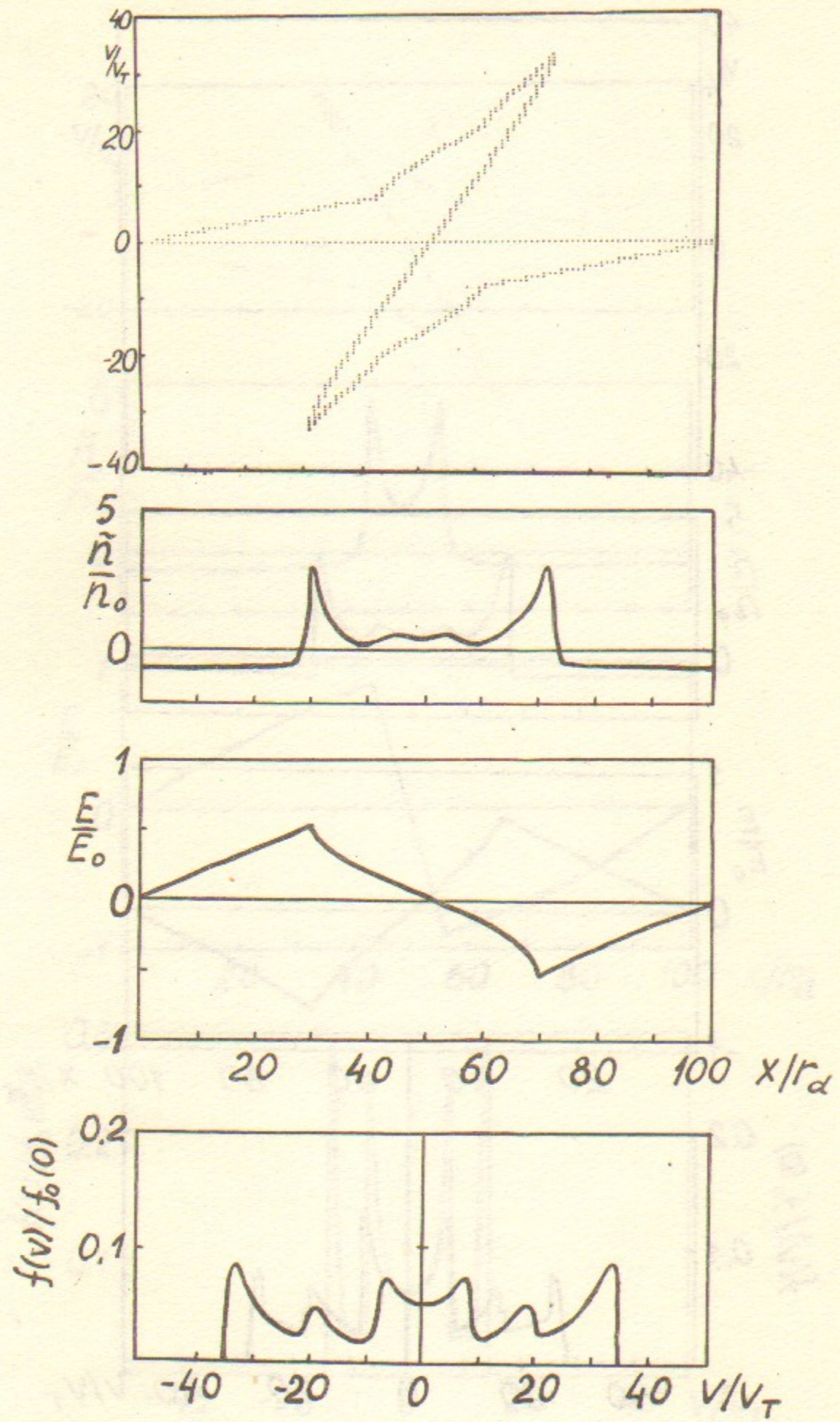


Рис.4г Случай 2-7

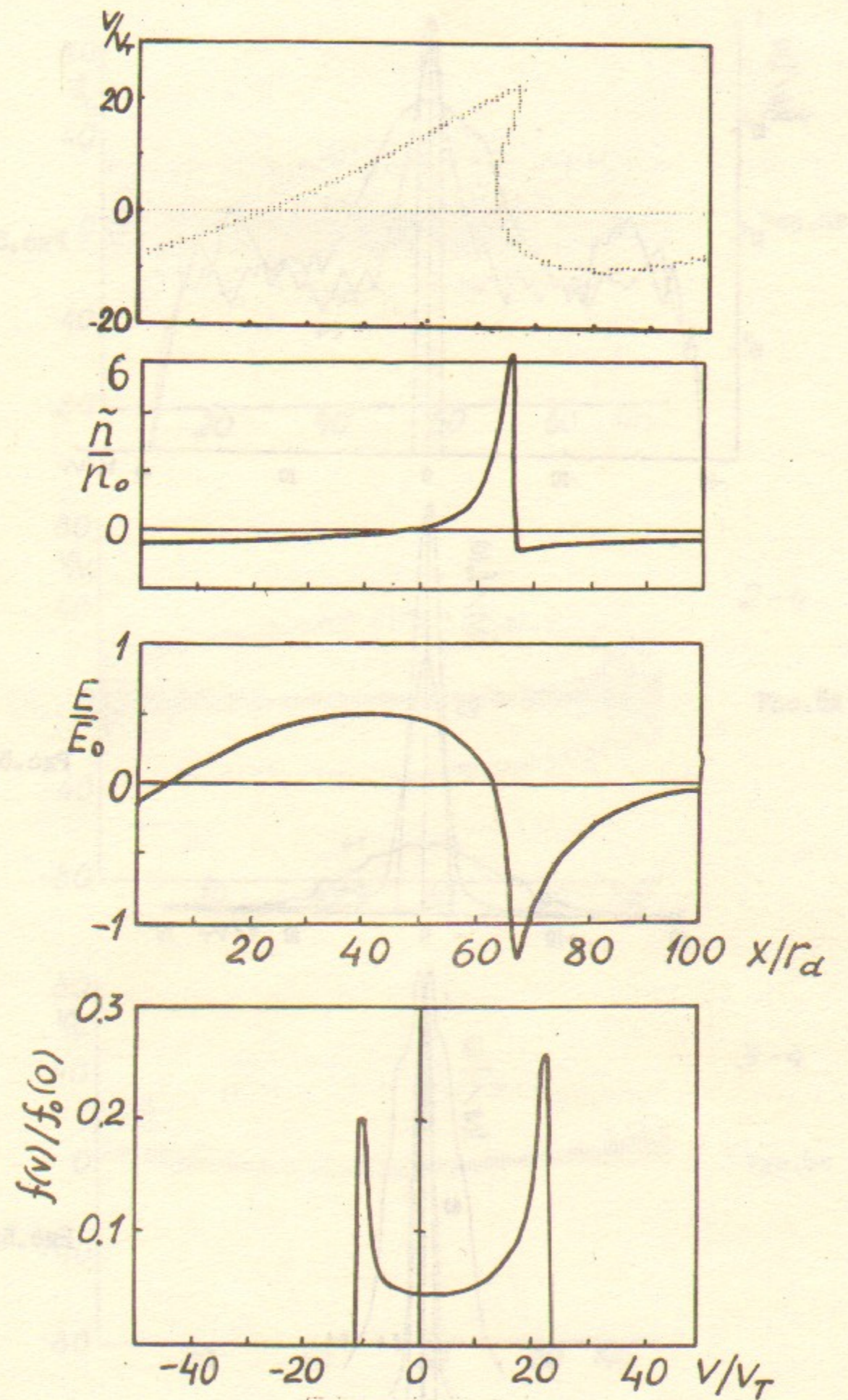


Рис.4д

Случай 3-7

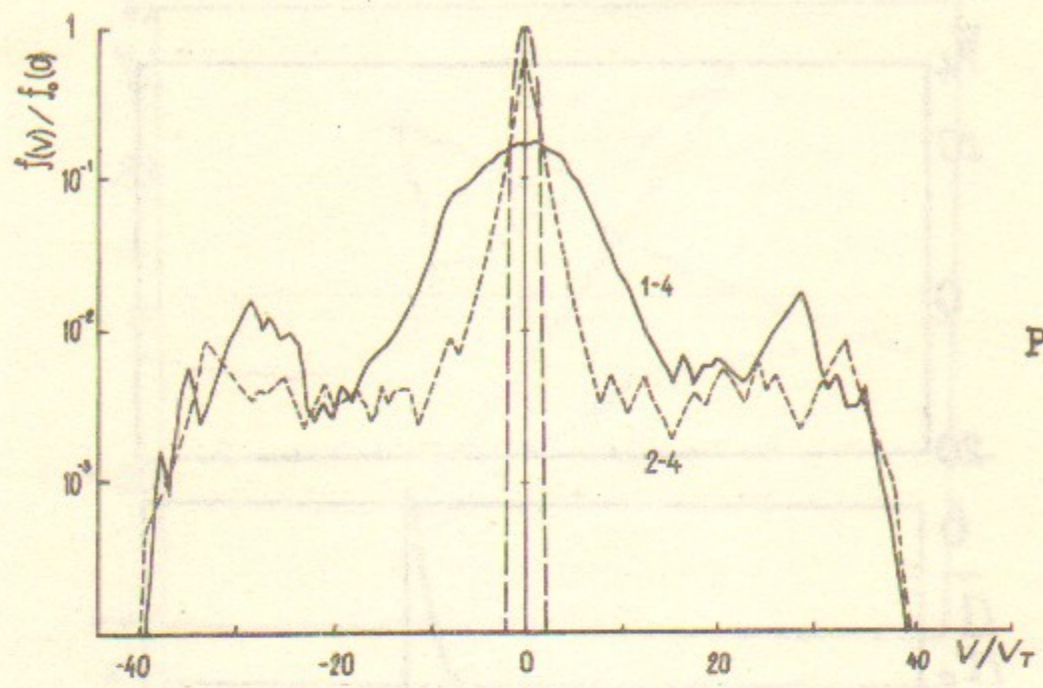


Рис.5а

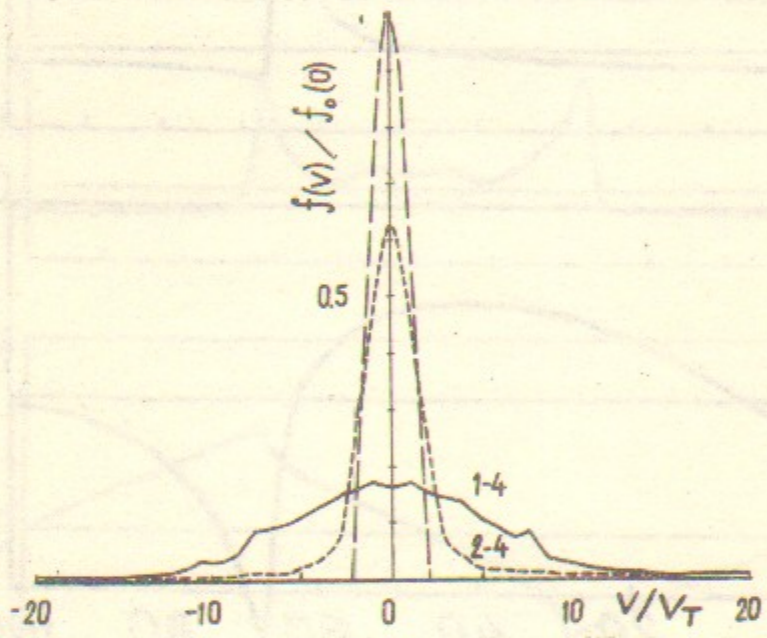


Рис.5б

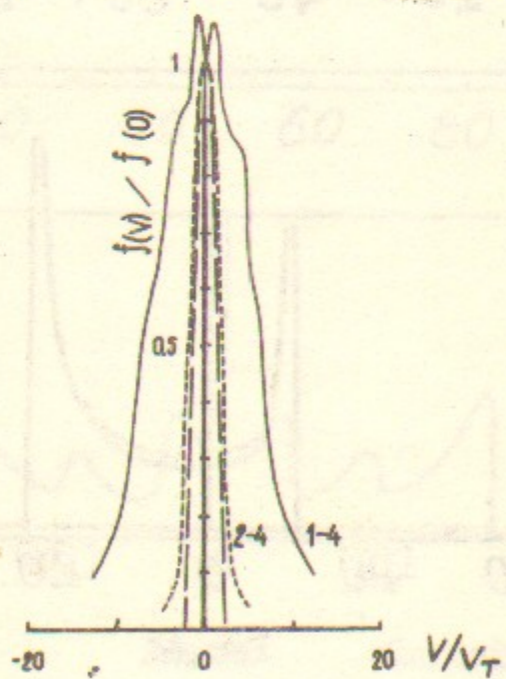
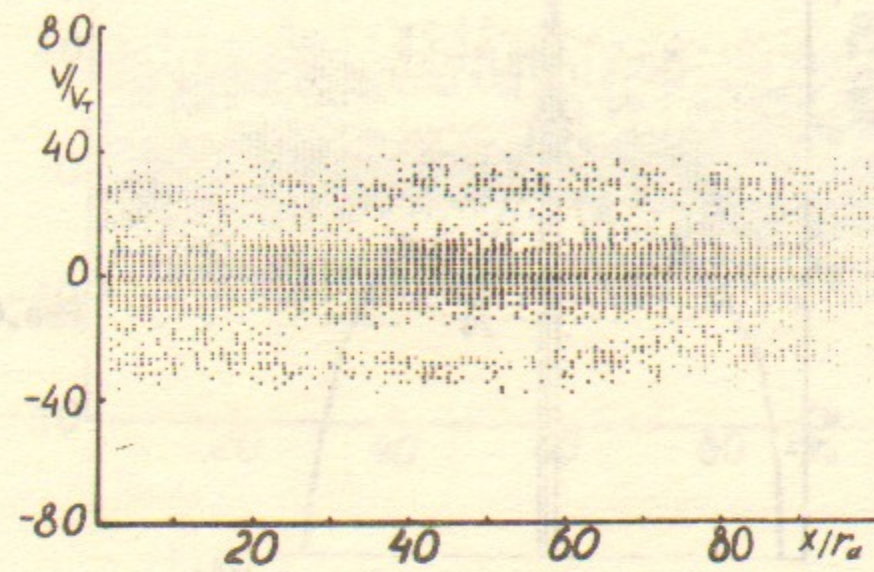
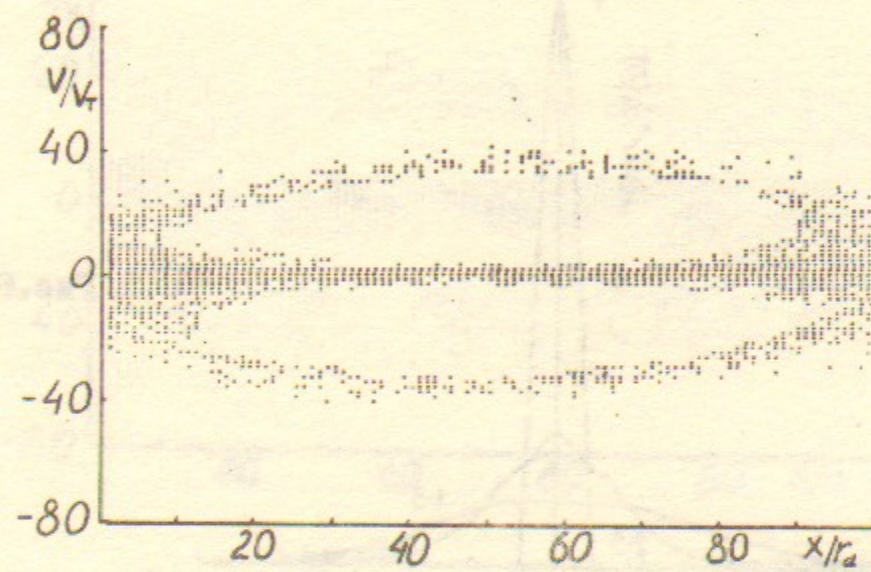


Рис.5в



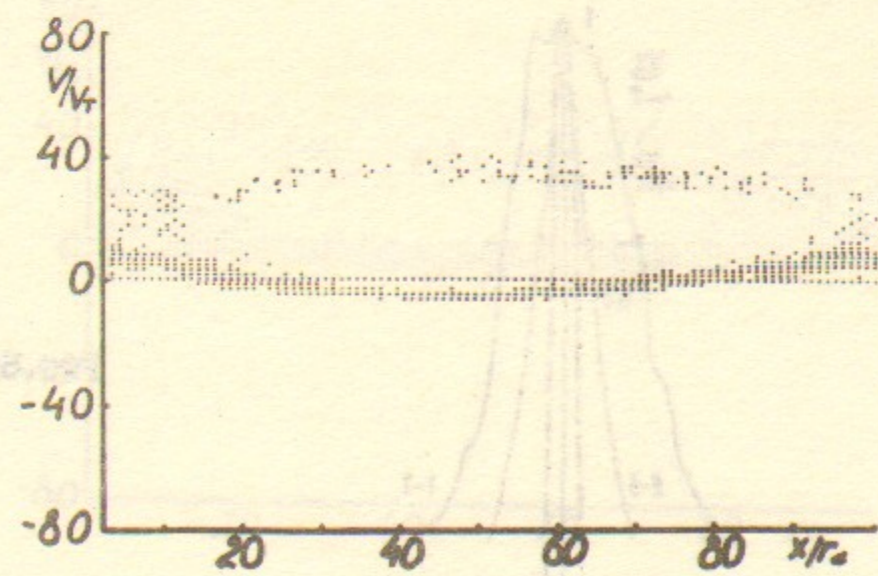
1-4

Рис.5г



2-4

Рис.5д



3-4

Рис.5е

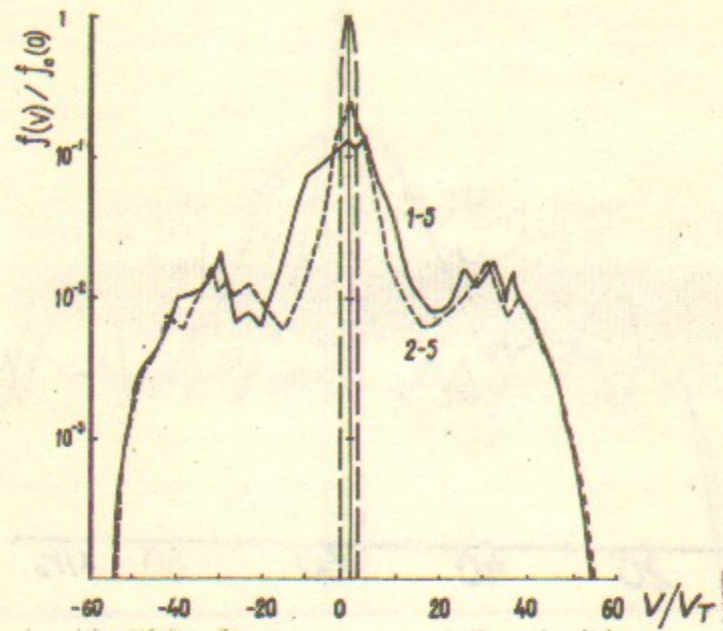


Рис. 6а

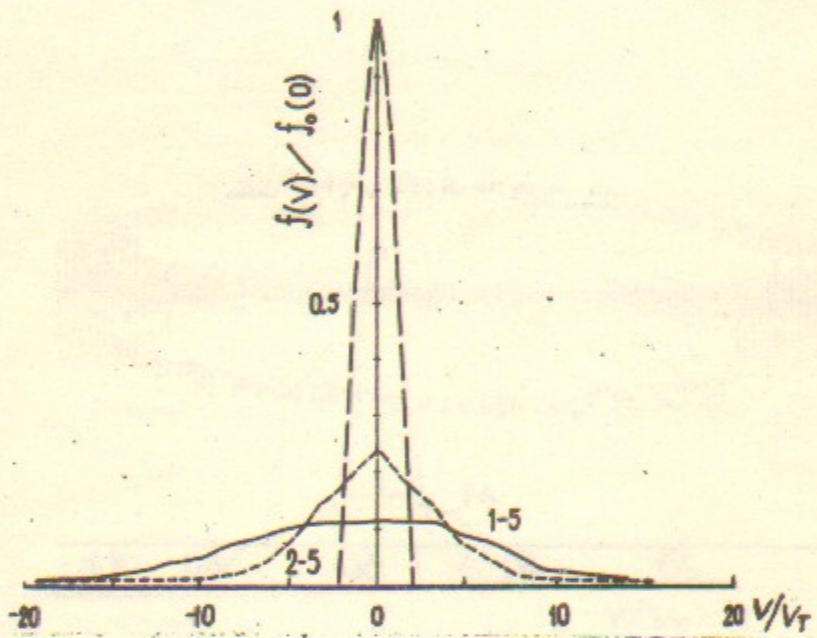


Рис. 6б

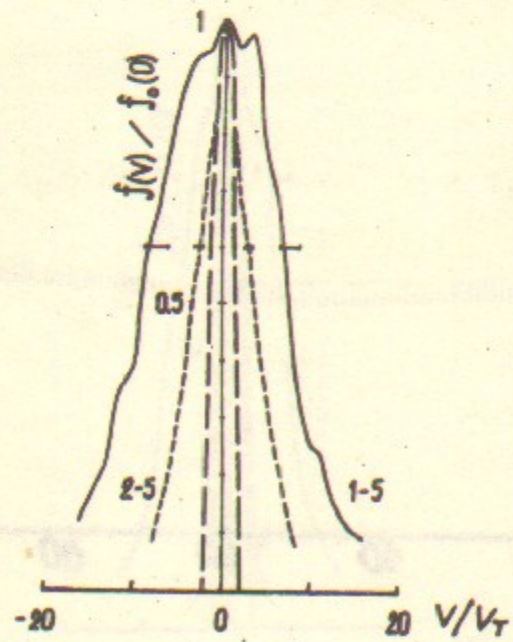
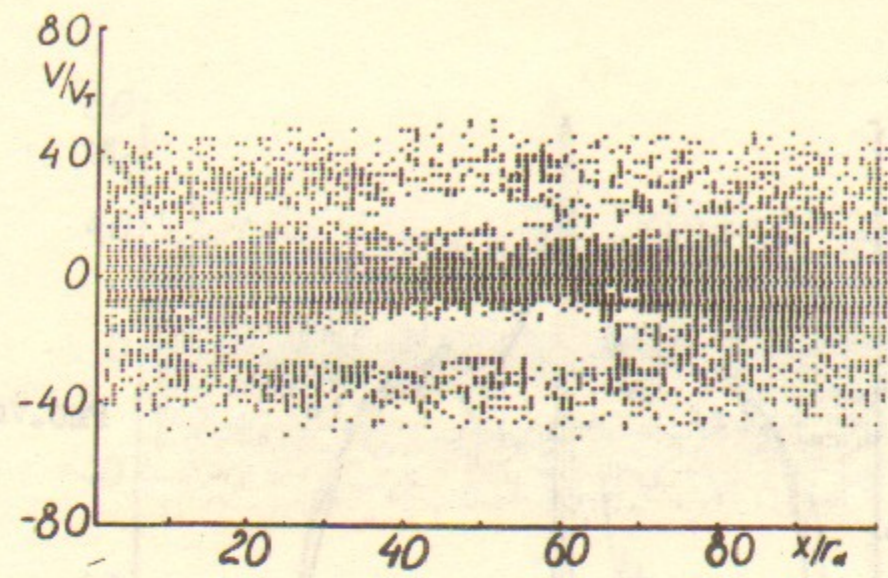
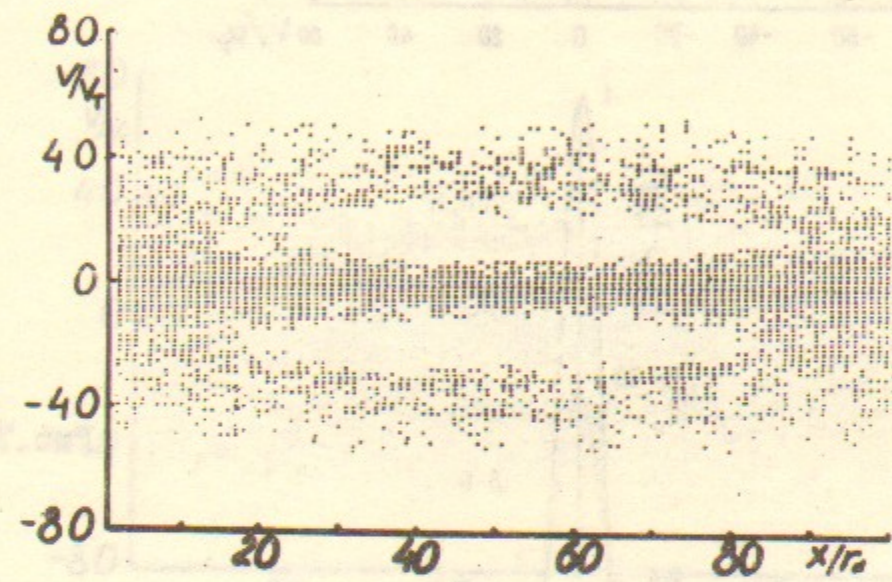


Рис. 6в



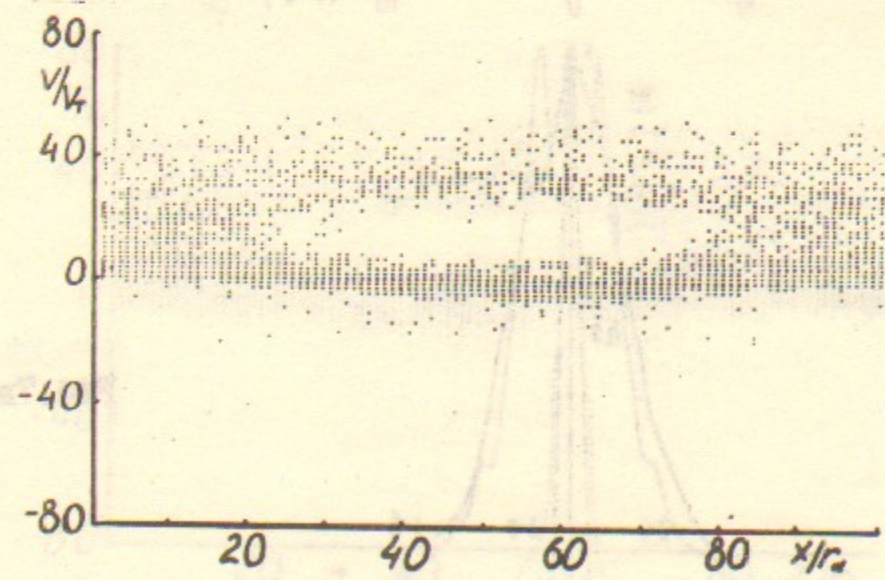
1-5

Рис. 6г



2-5

Рис. 6д



3-5

Рис. 6е

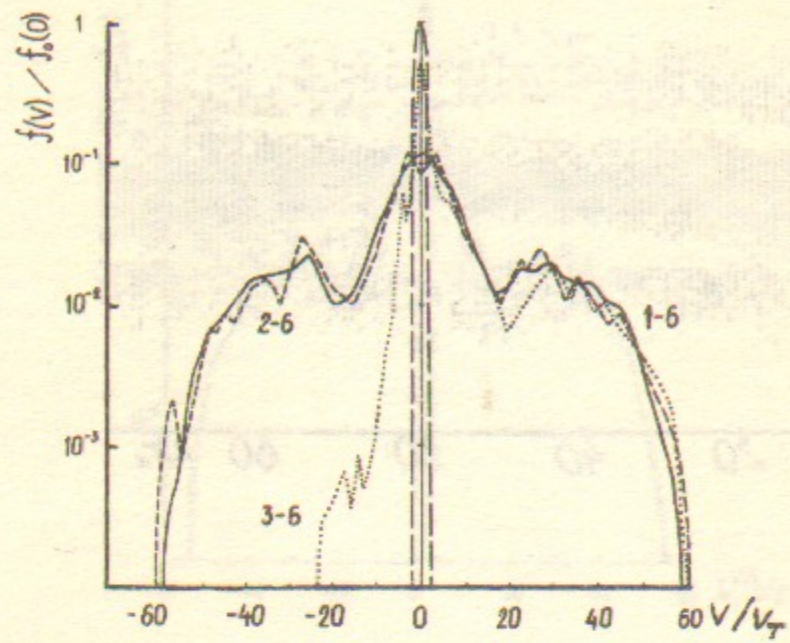


Рис.7а

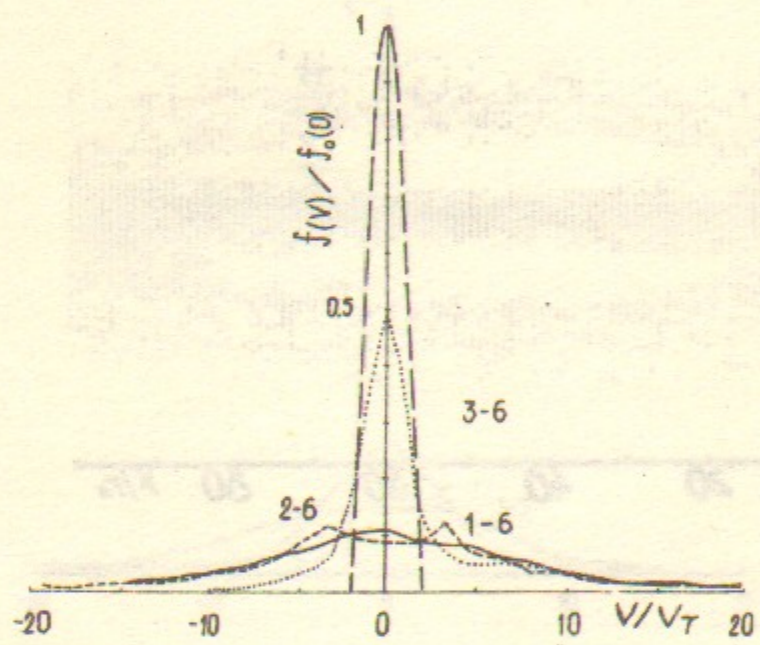


Рис.7б

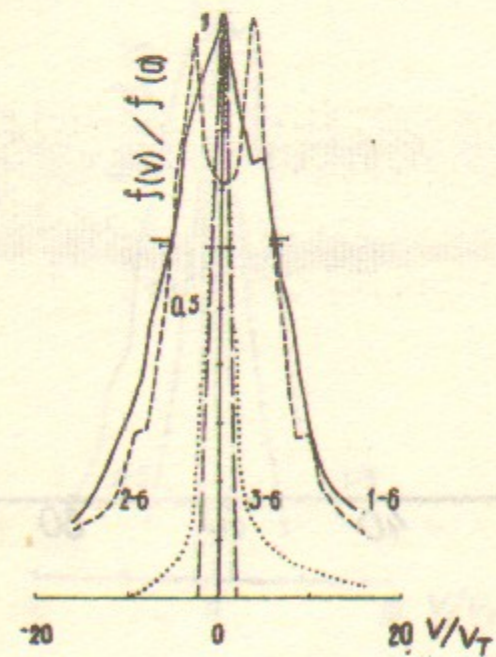
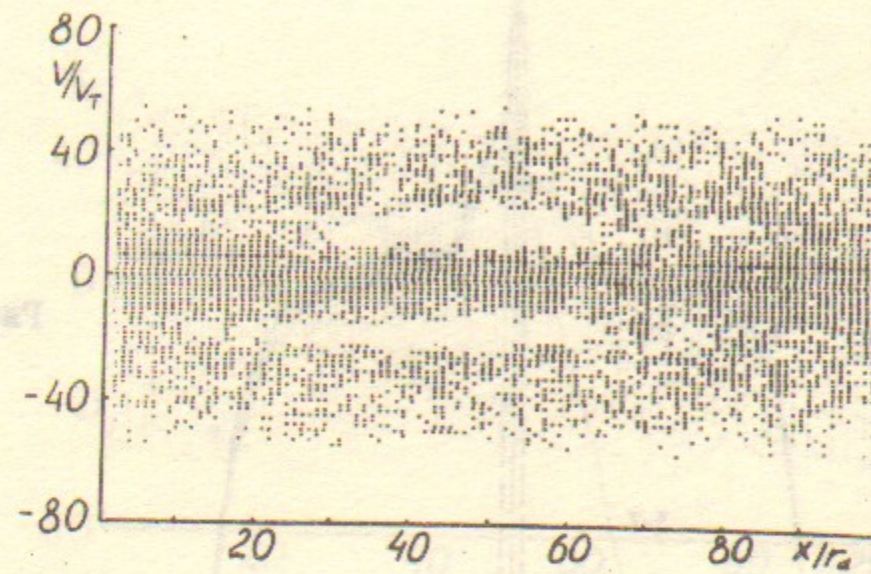
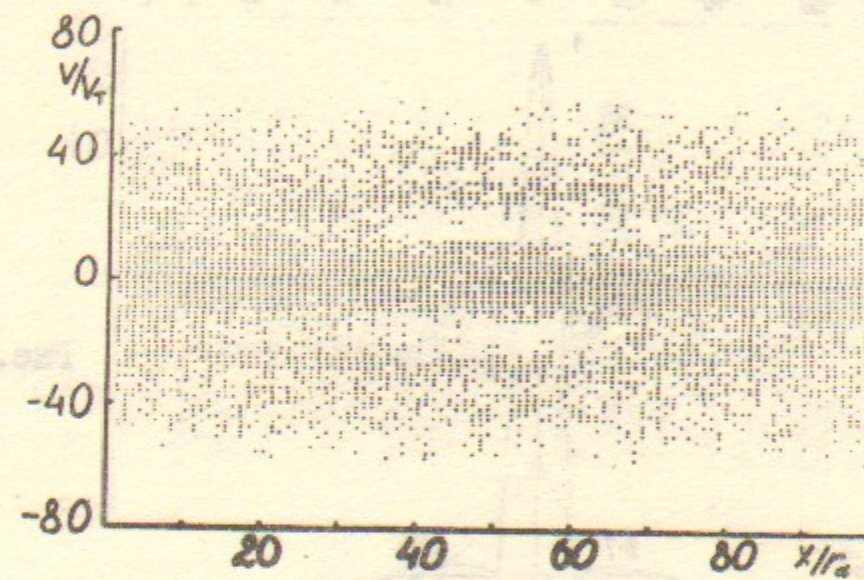


Рис.7в



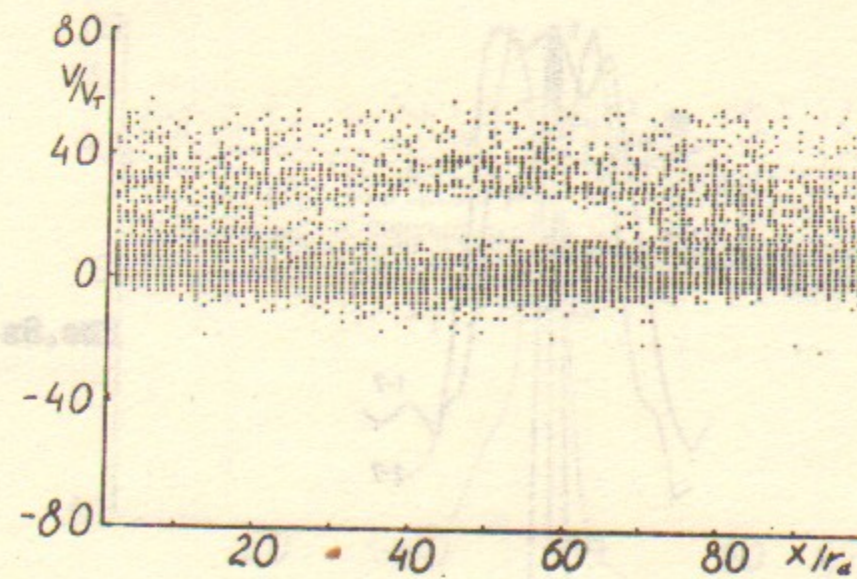
1-6

Рис.7г



2-6

Рис.7д



3-6

Рис.7е

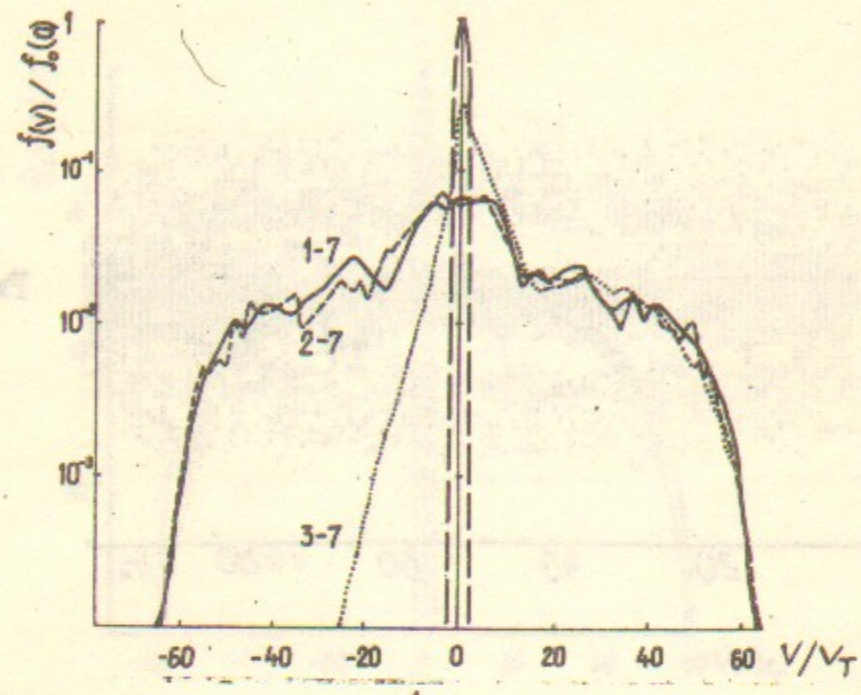


Рис.8а

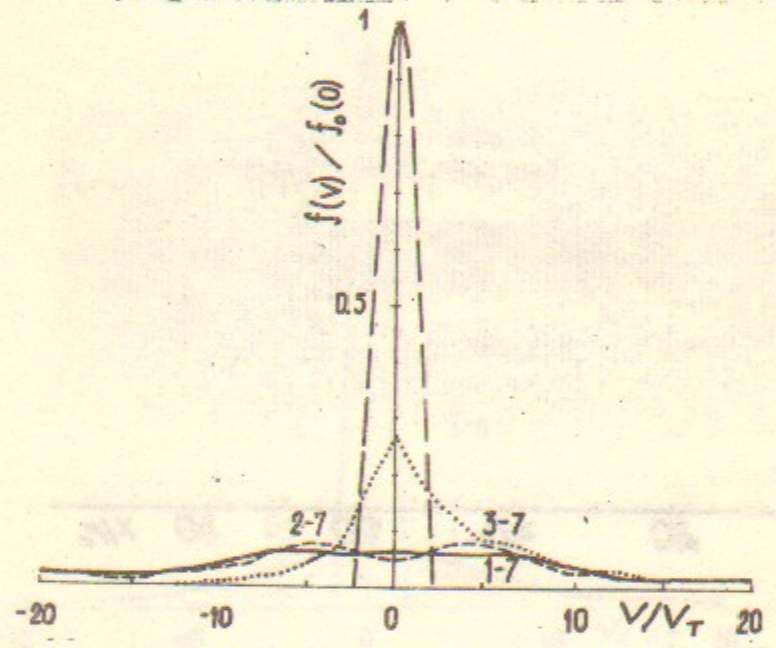


Рис.8б

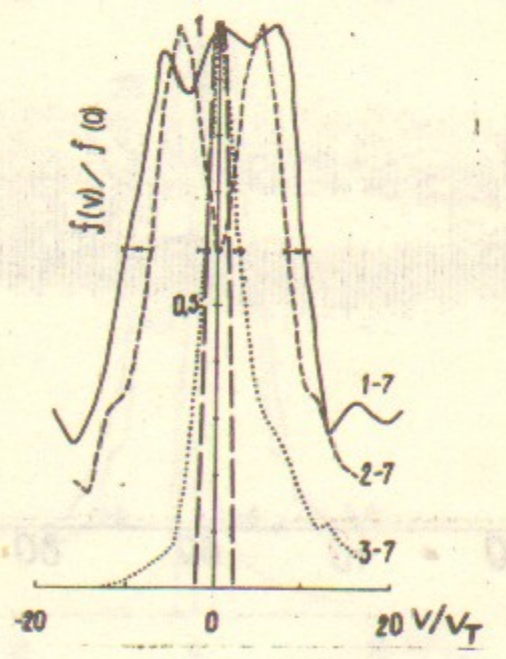
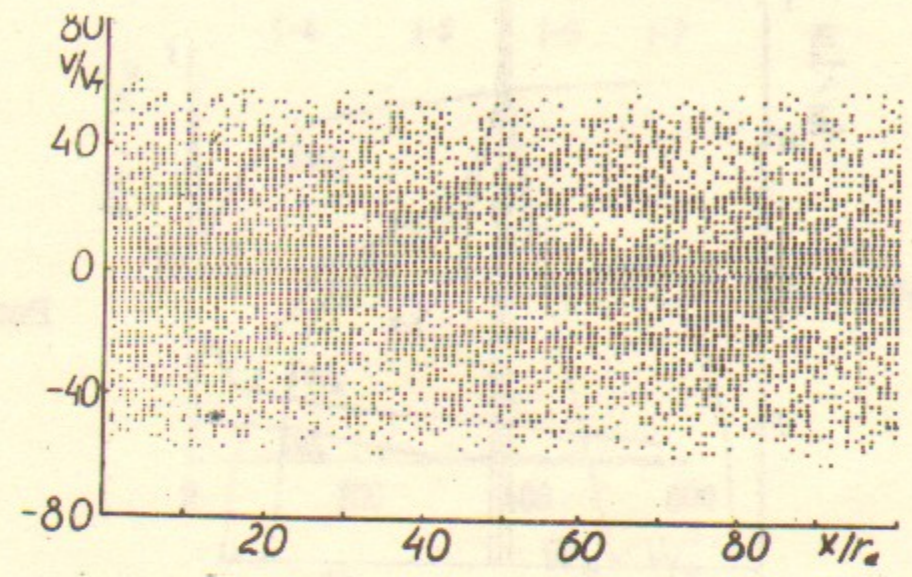
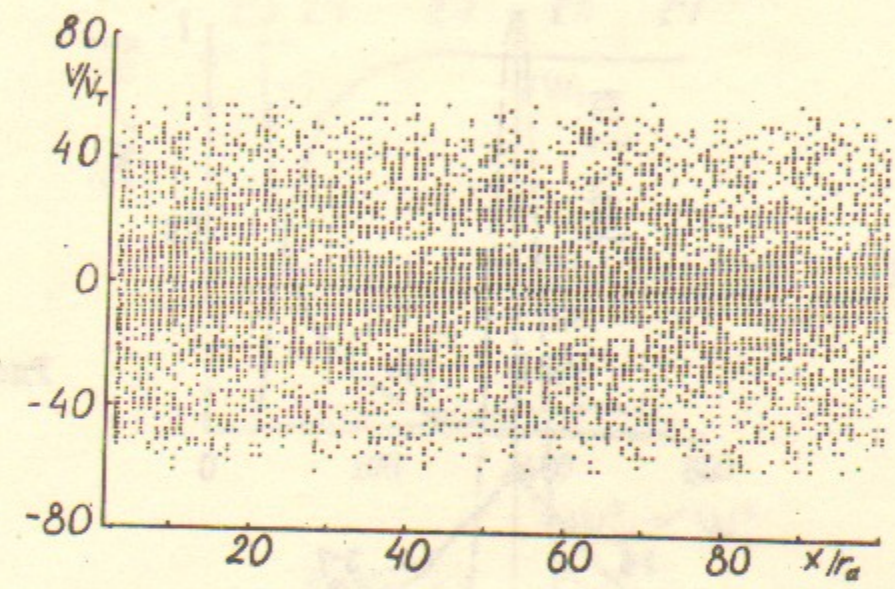


Рис.8в



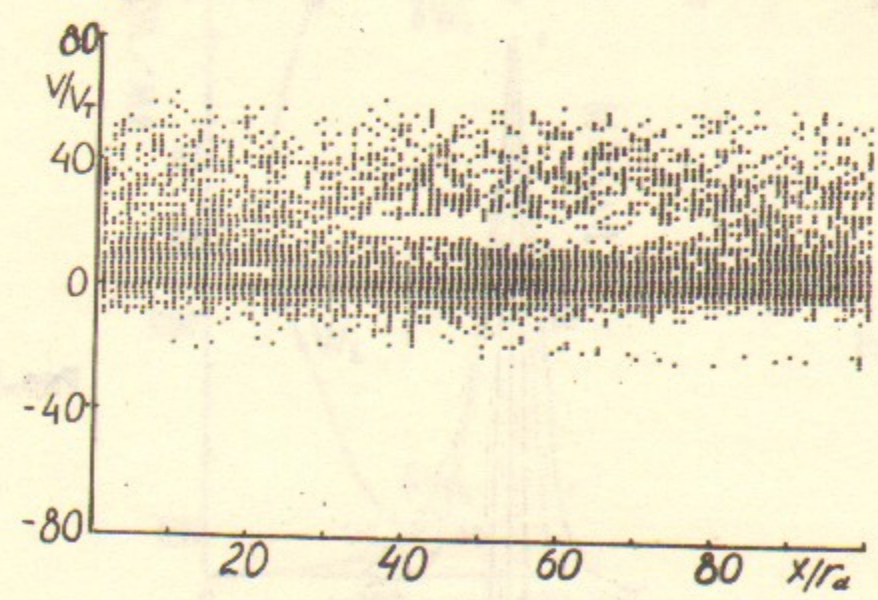
1-7

Рис.8г



2-7

Рис.8д



3-7

Рис.8е

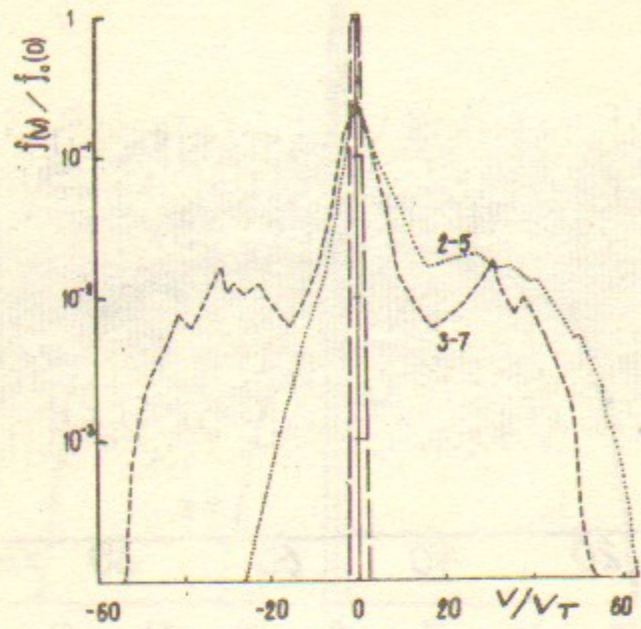


Рис.9а

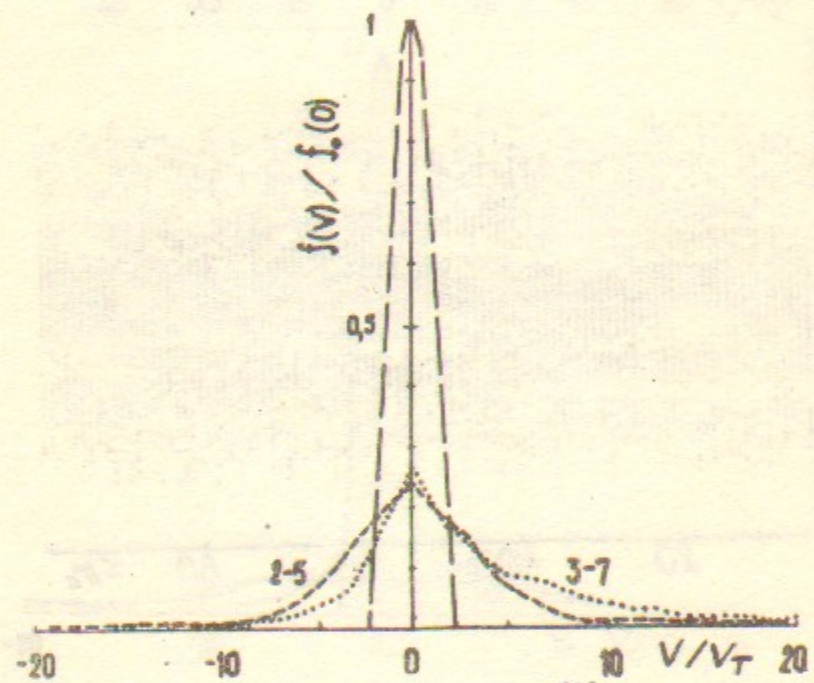


Рис.9б

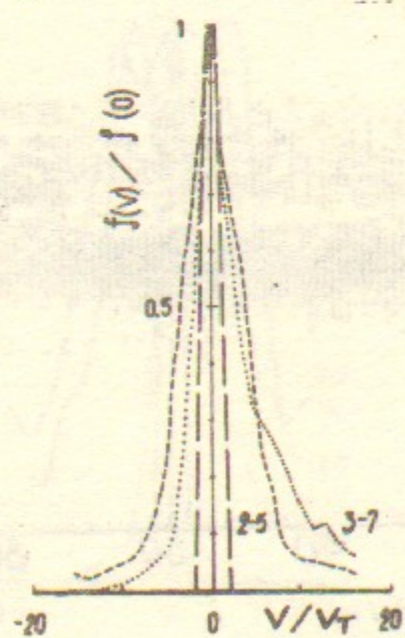


Рис.9в

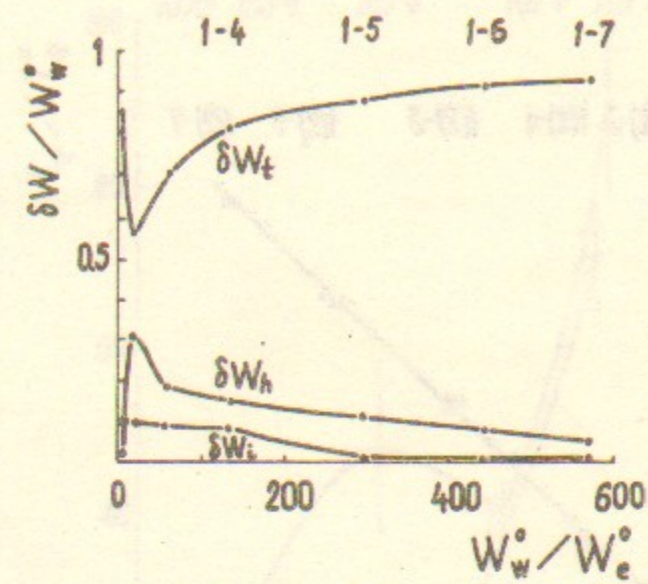


Рис.10а

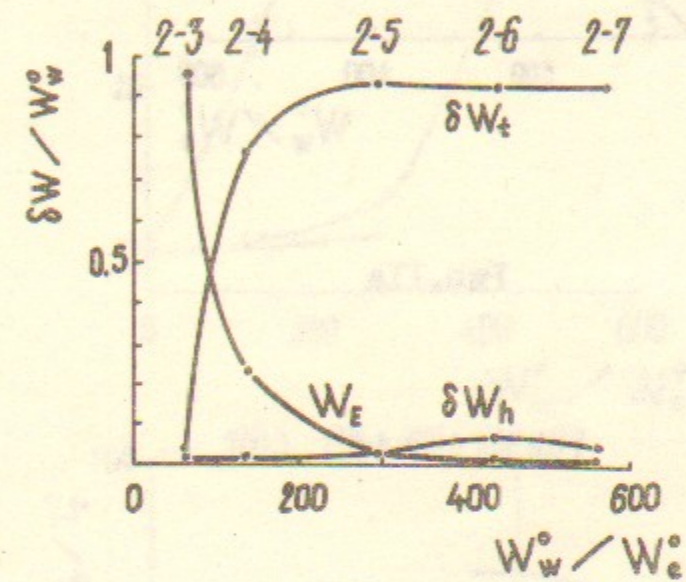


Рис.10б

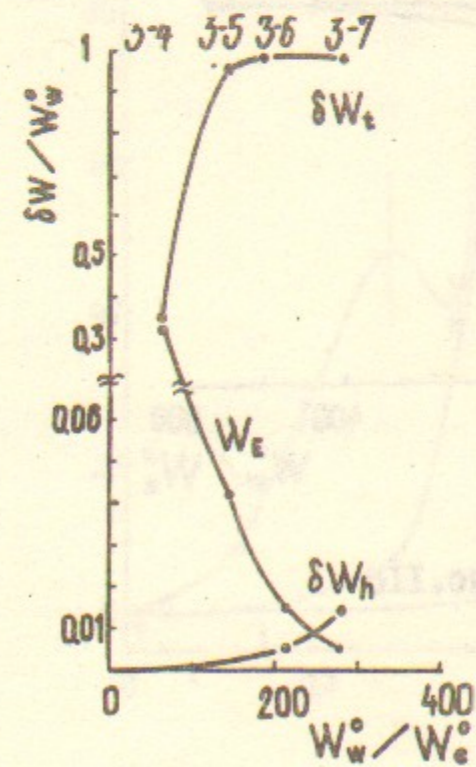


Рис.10в

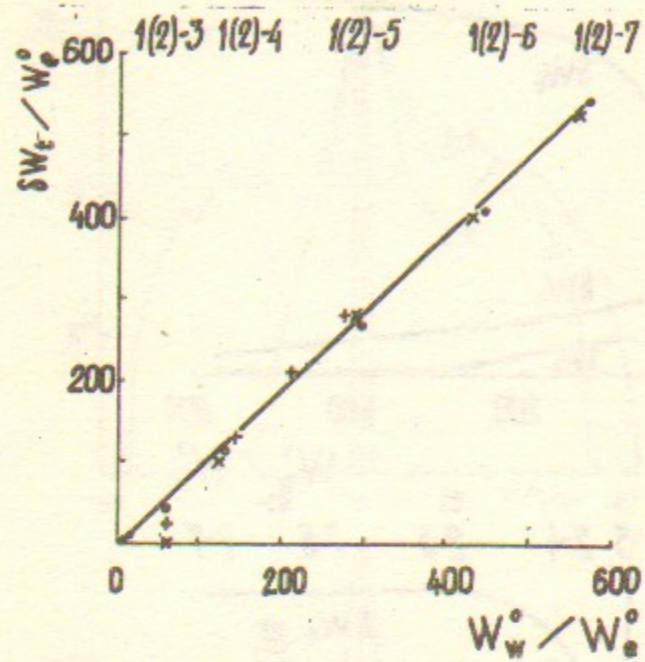


Рис. 11а

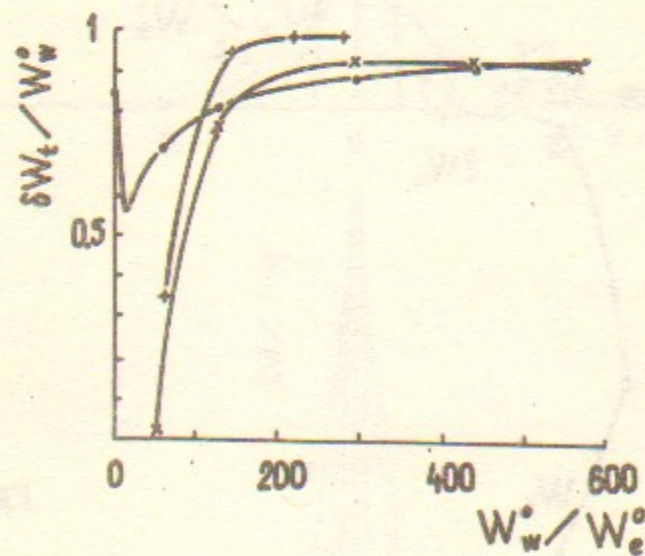


Рис. 11б

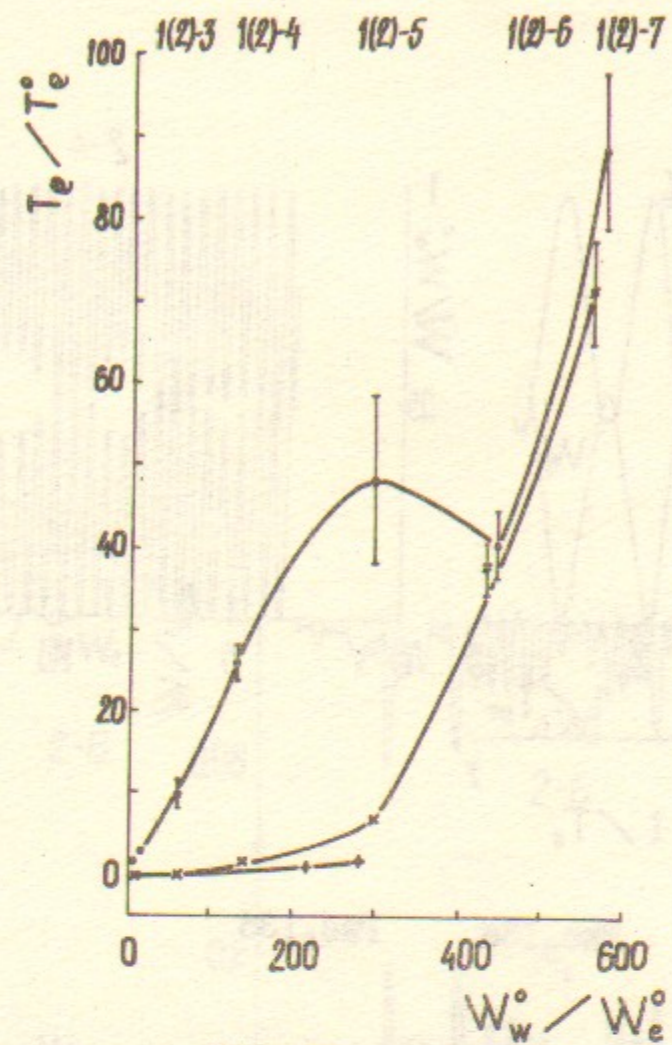


Рис. 12а

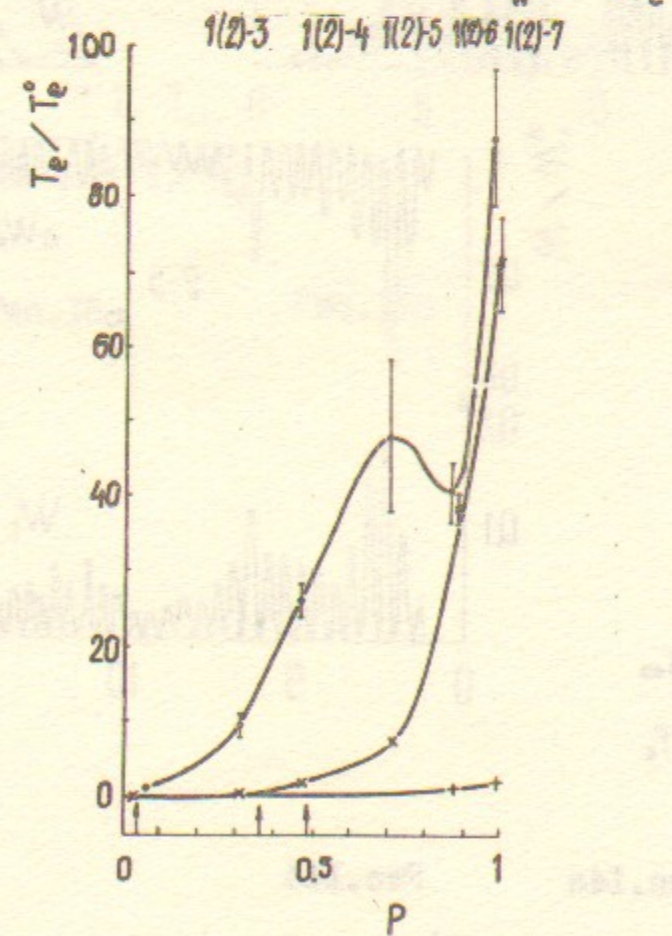


Рис. 12б

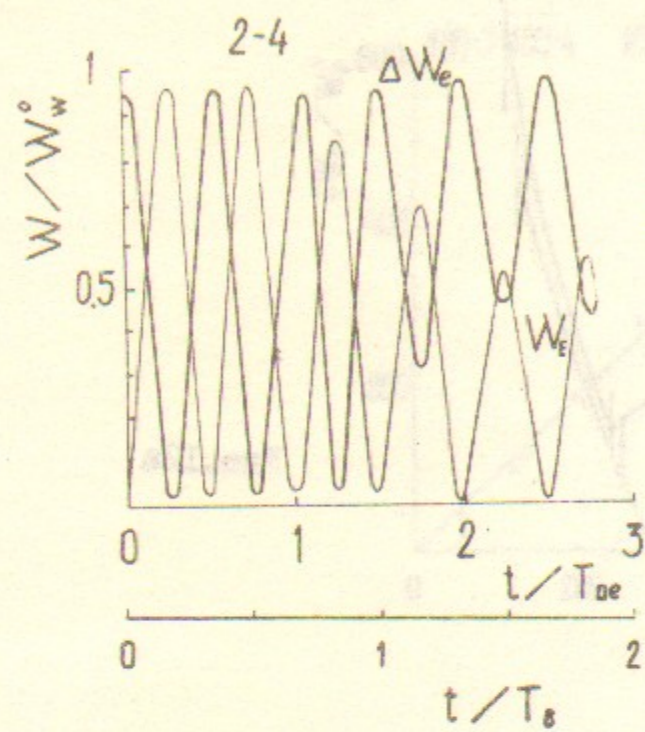


Рис. 13a

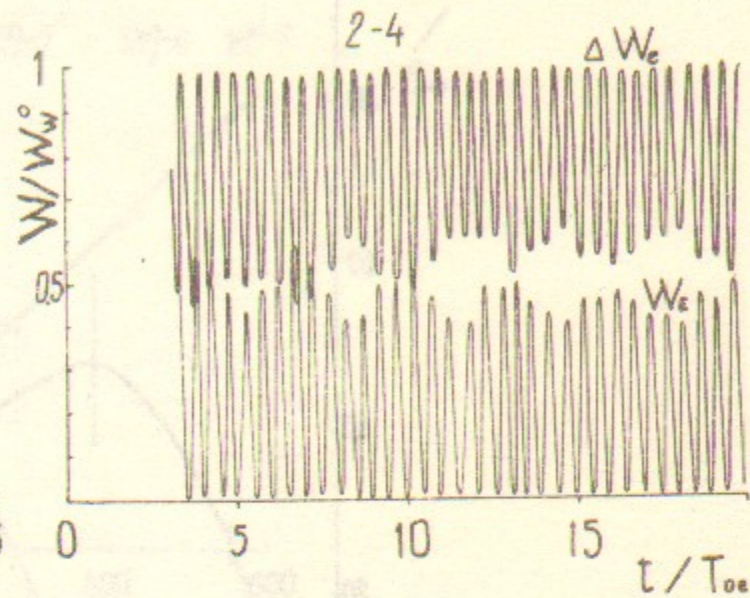


Рис. 13б

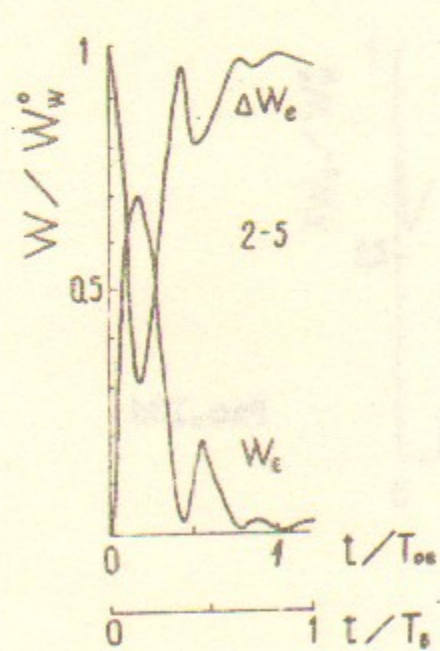


Рис. 14a

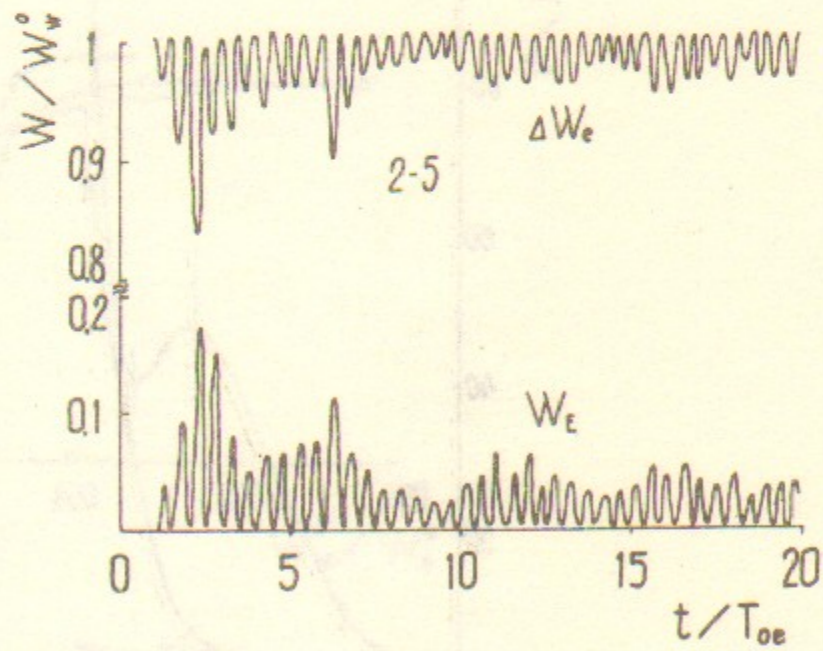


Рис. 14б

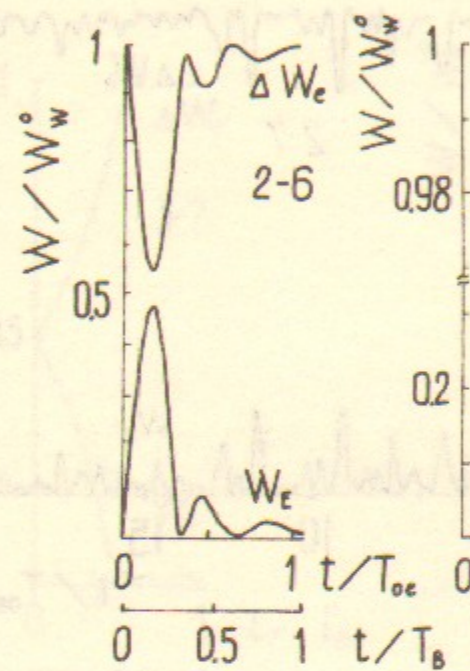


Рис. 15a

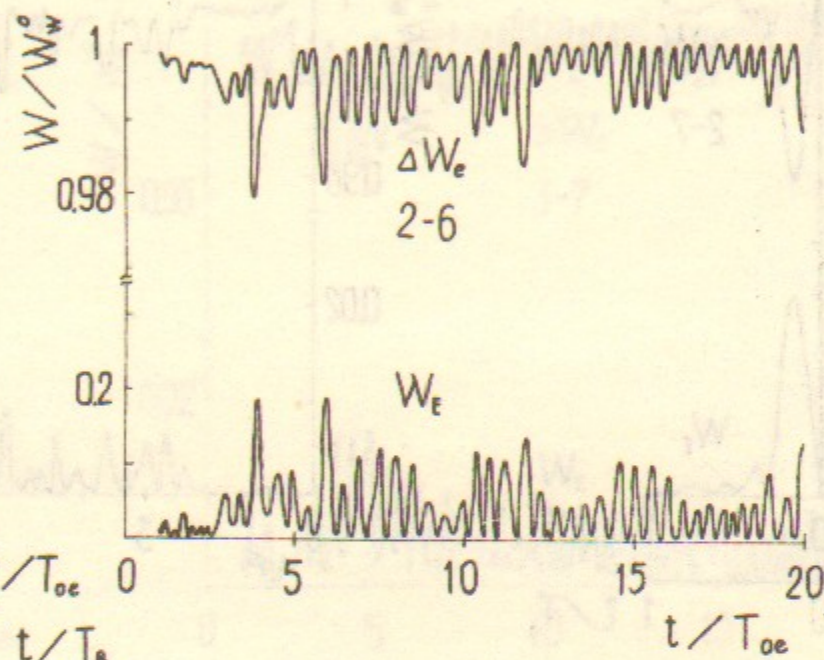


Рис. 15б

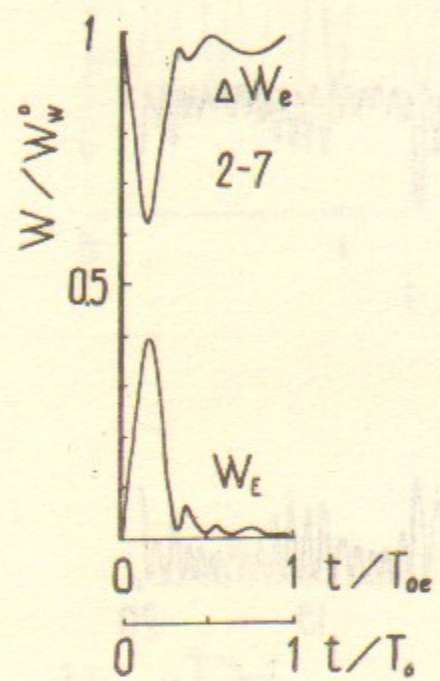


Рис.16а

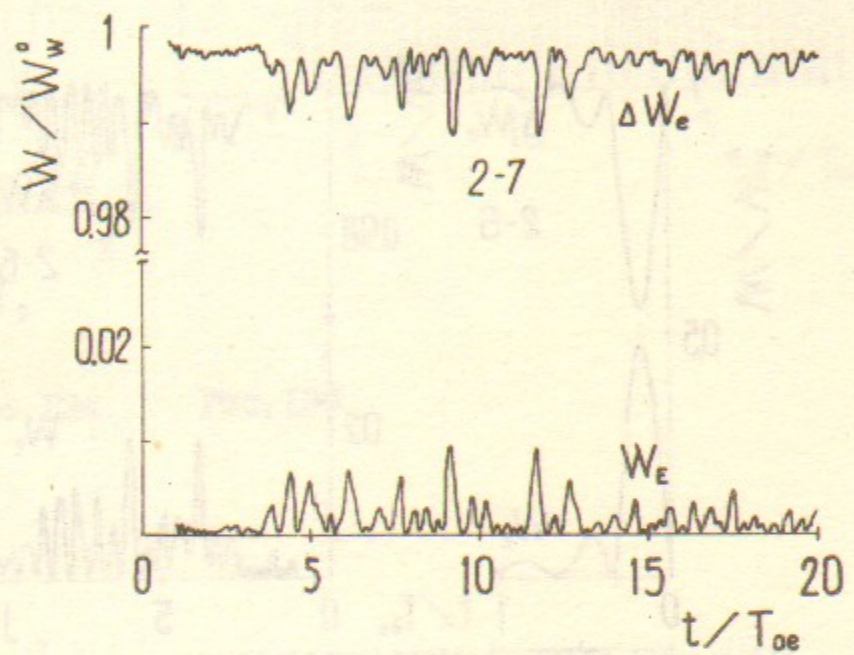


Рис.16б

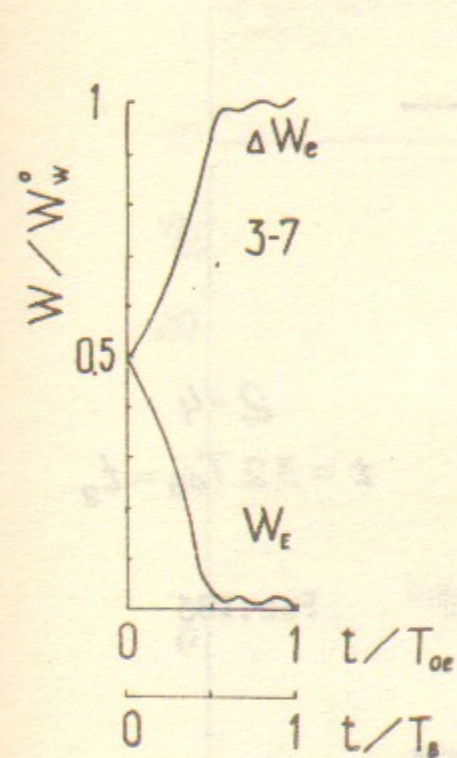


Рис.17а

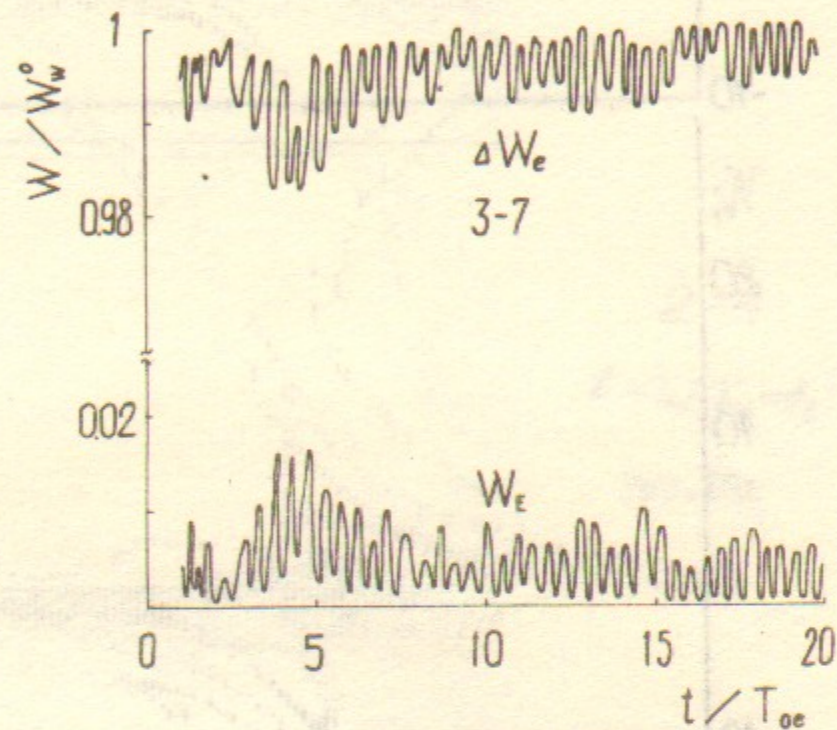
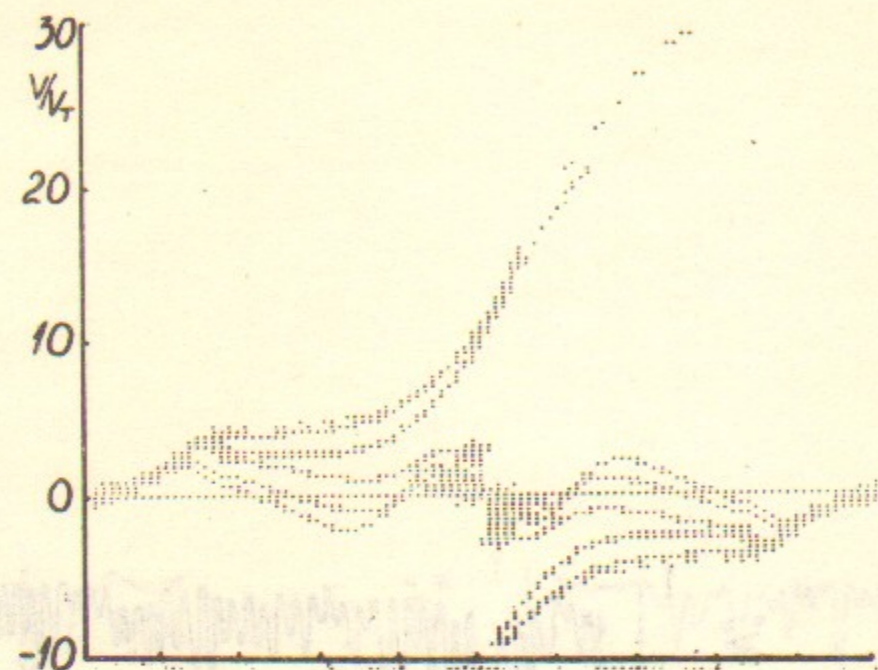


Рис.17б



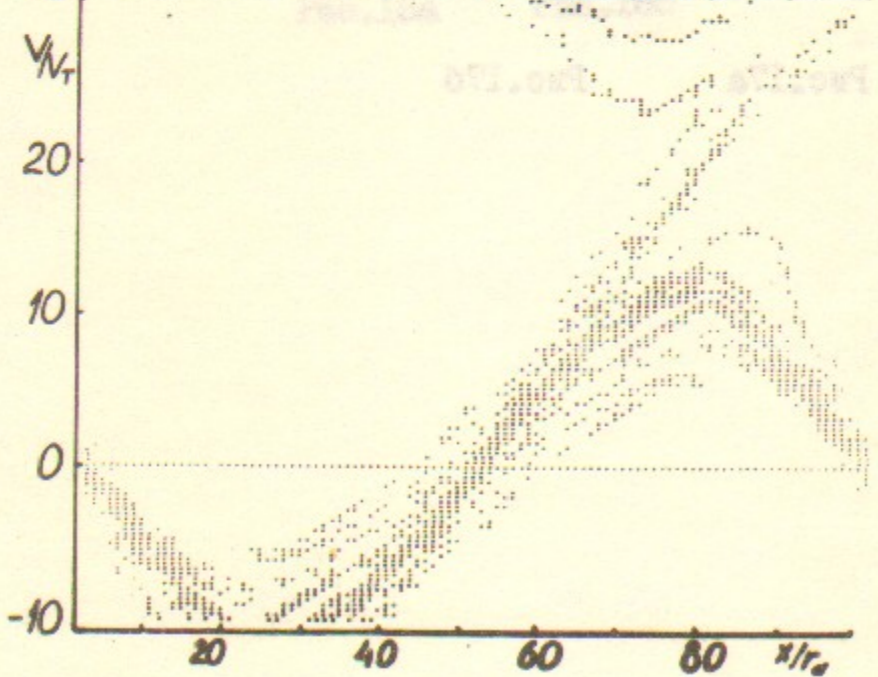
2-4
 $t = 2.2 T_{oe} = t_1$

Рис. 18а



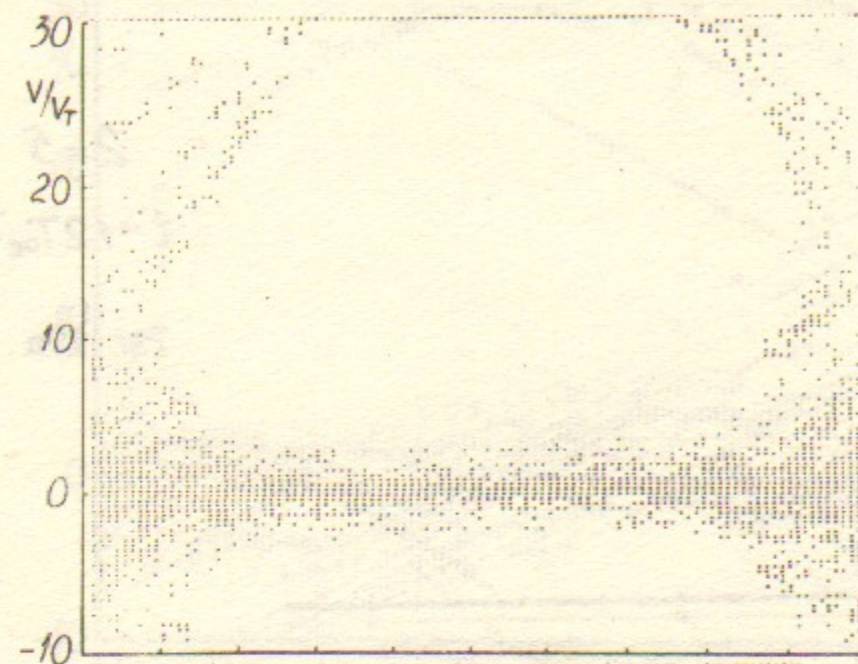
2-4
 $t = 3.2 T_{oe} = t_2$

Рис. 18б



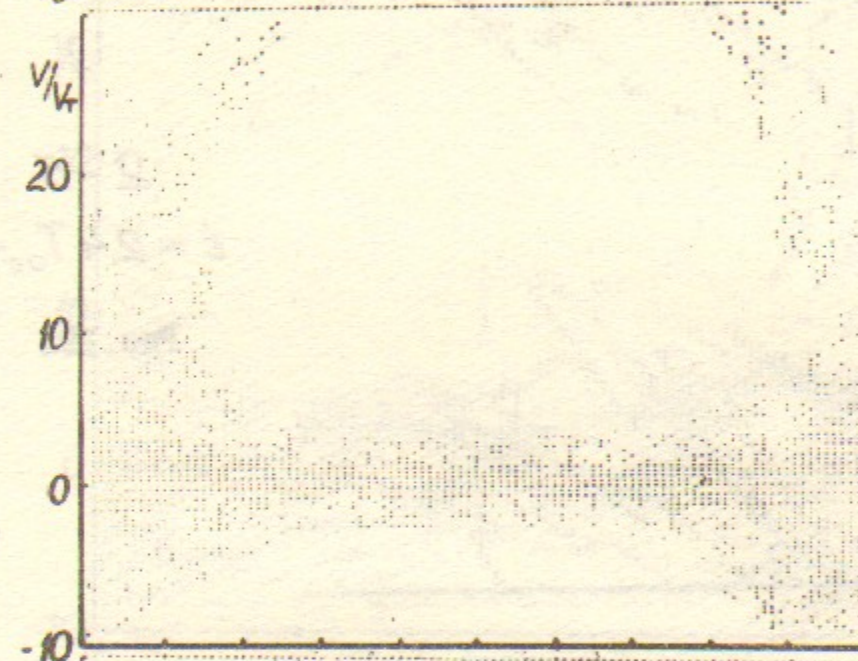
2-4
 $t = 3.5 T_{oe} = t_3$

Рис. 18в



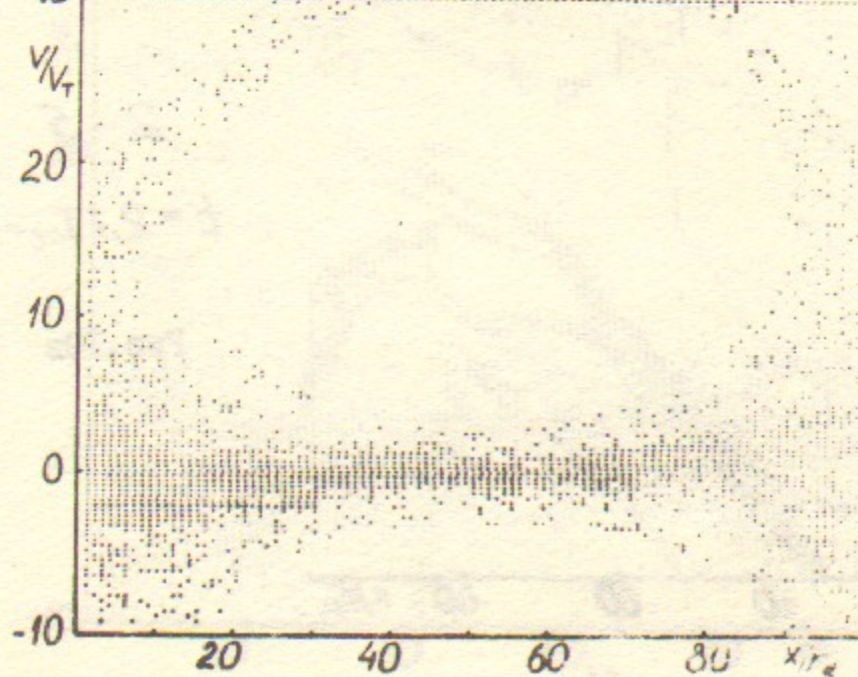
2-4
 $t = 5.7 T_{oe} = t_4$

Рис. 18г



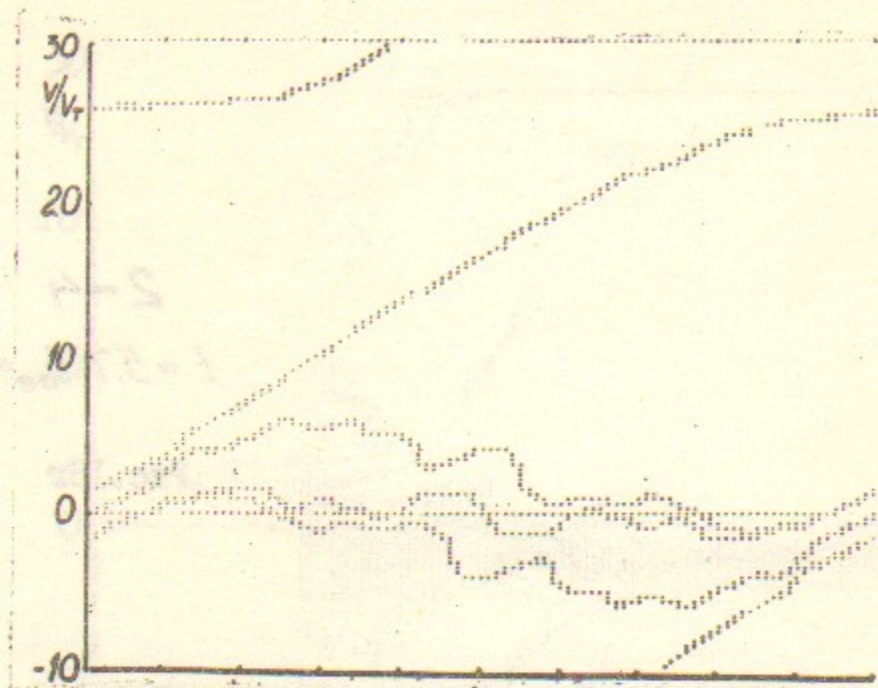
2-4
 $t = 6.7 T_{oe} = t_5$

Рис. 18д

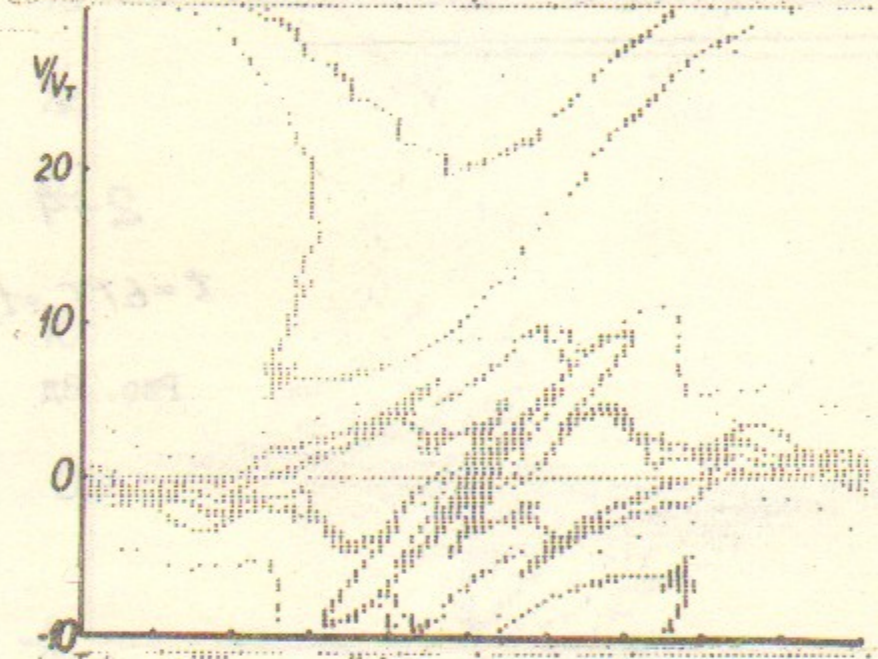


2-4
 $t = 15.6 T_{oe}$

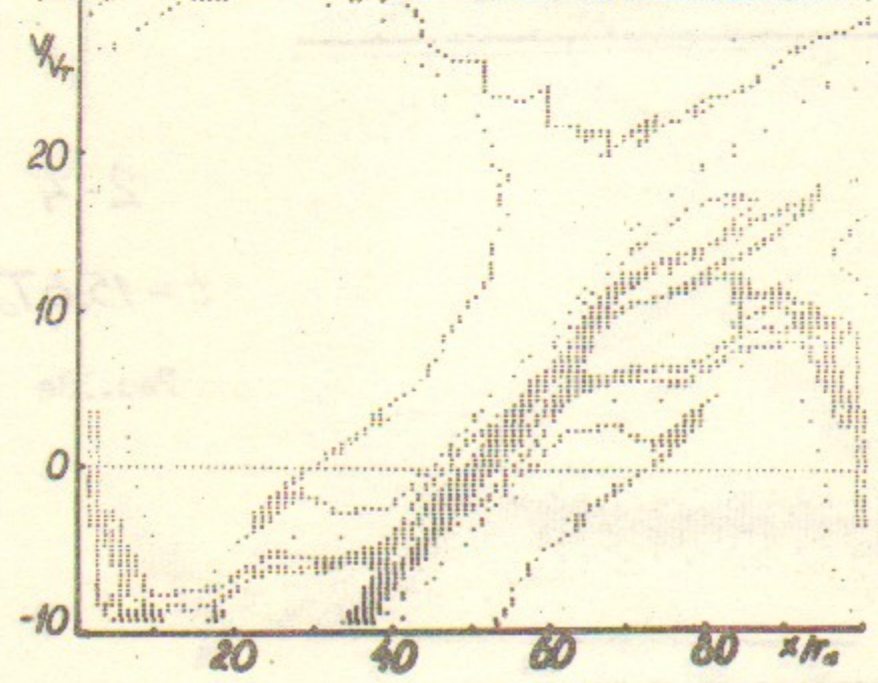
Рис. 18е



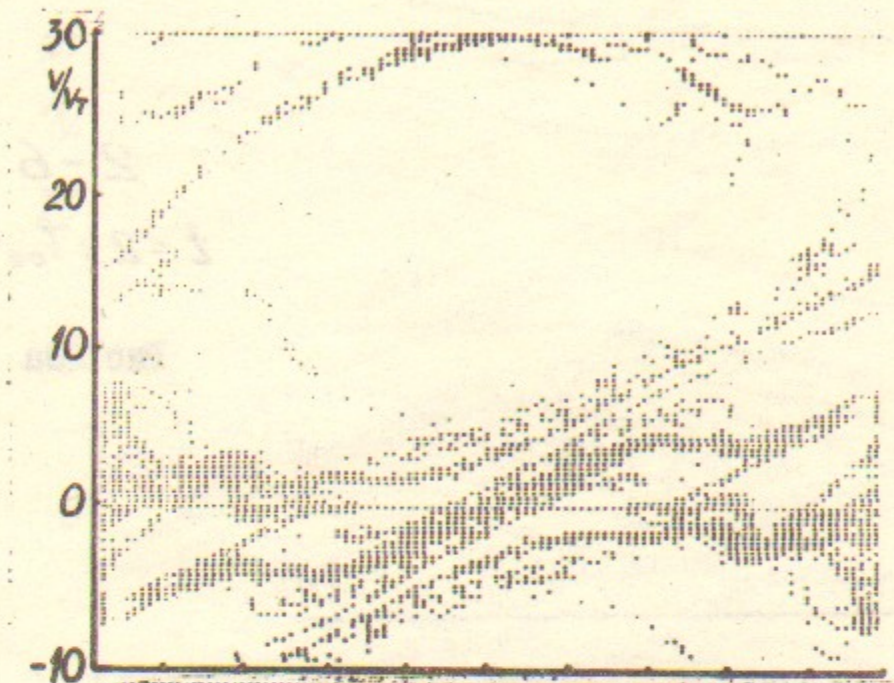
2-5
 $t = 1.2 T_{oe} = t_1$
 Рис. 19а



2-5
 $t = 2.4 T_{oe} = t_2$
 Рис. 19б



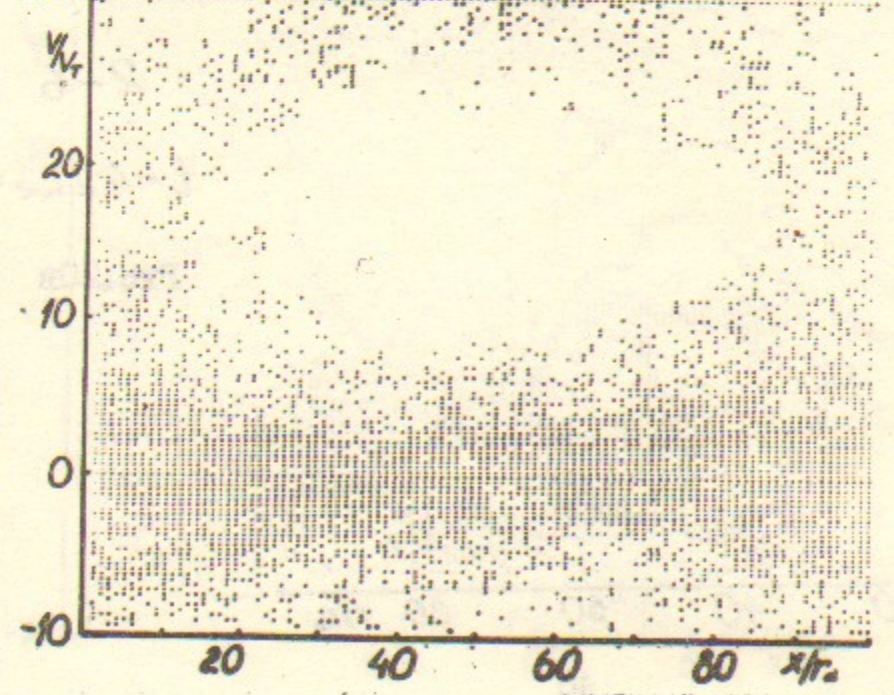
2-5
 $t = 2.7 T_{oe} = t_3$
 Рис. 19в



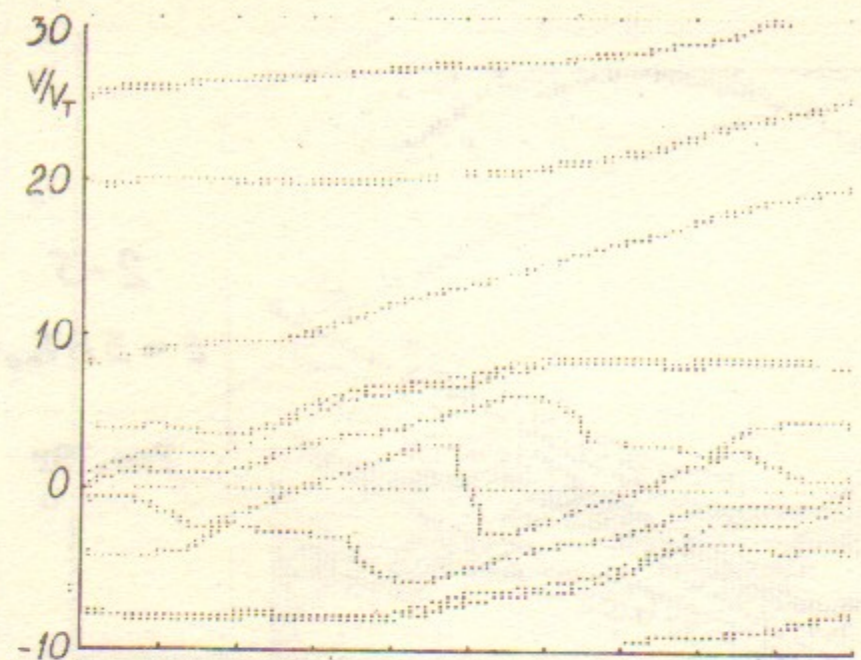
2-5
 $t = 3.8 T_{oe} = t_4$
 Рис. 19г



2-5
 $t = 6.3 T_{oe} = t_5$
 Рис. 19д

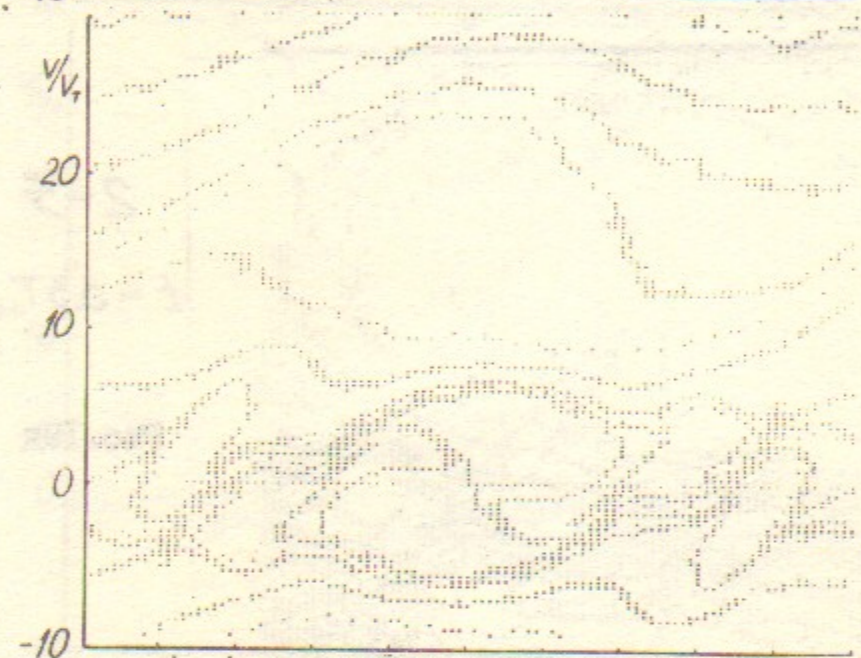


2-5
 $t = 20.7 T_{oe}$
 Рис. 19е



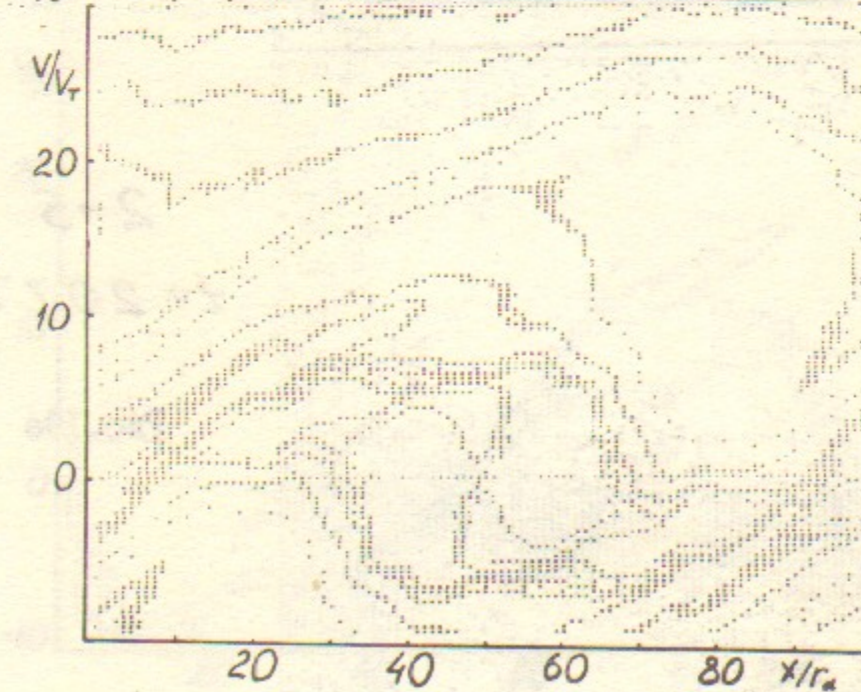
2-6
 $t = 2.4 T_{oe} = t_1$

Рис.20а



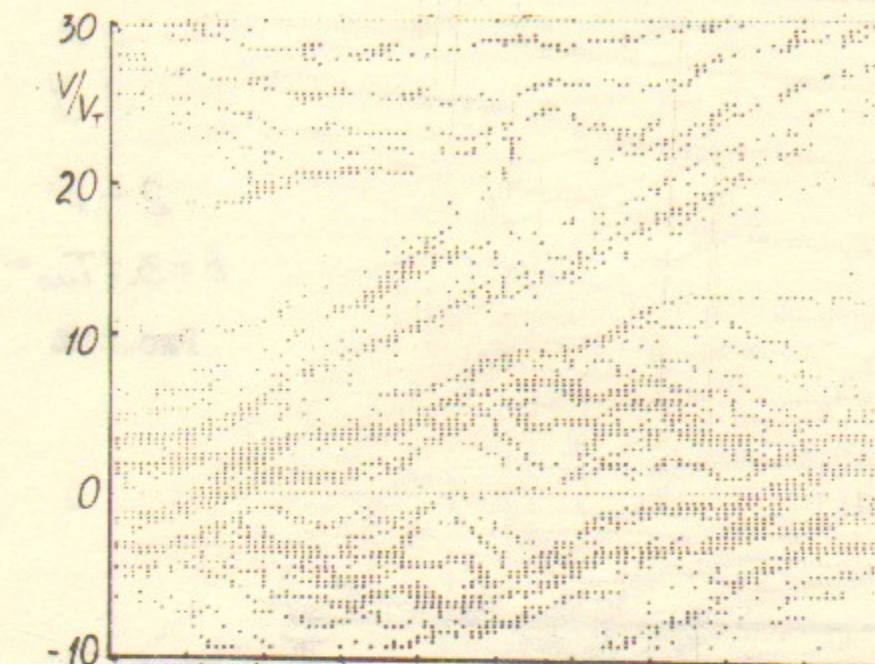
2-6
 $t = 3.9 T_{oe} = t_2$

Рис.20б



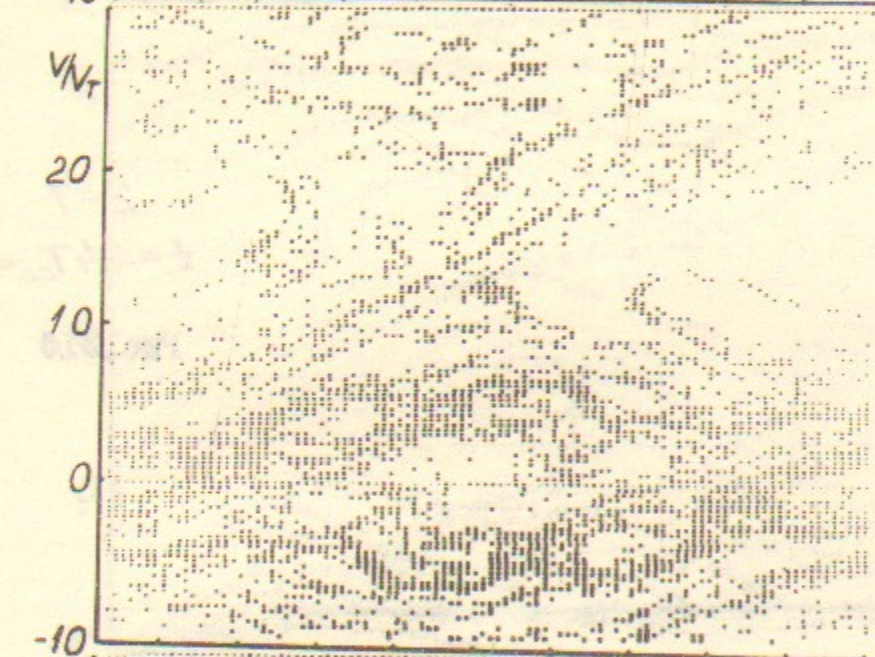
2-6
 $t = 4.2 T_{oe} = t_3$

Рис.20в



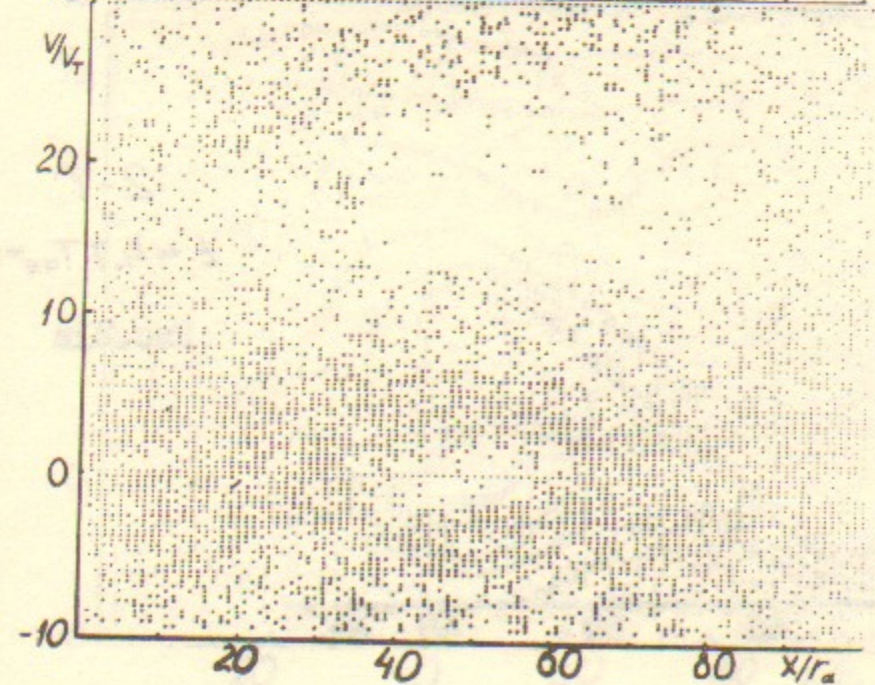
2-6
 $t = 5.5 T_{oe} = t_4$

Рис.20г



2-6
 $t = 7.4 T_{oe} = t_5$

Рис.20д

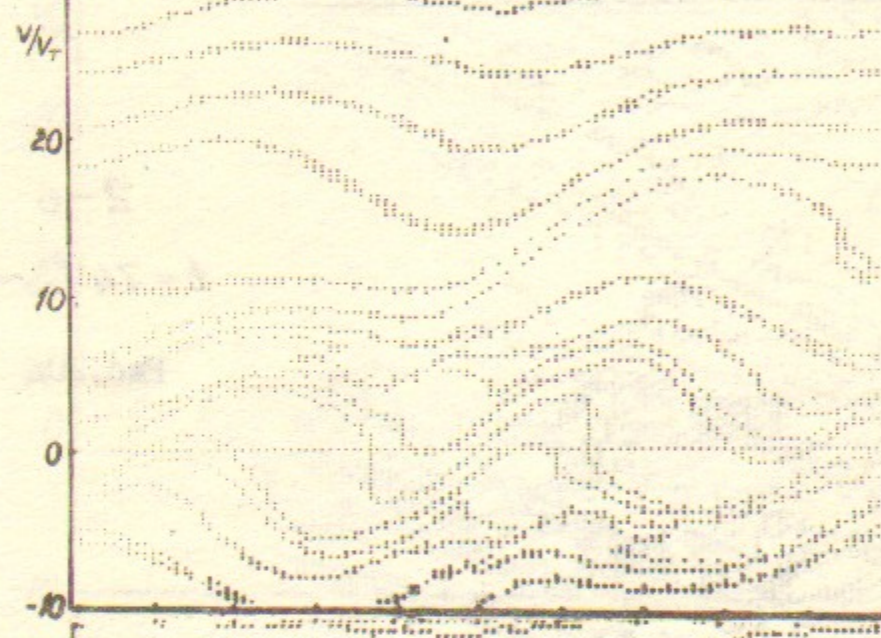


2-6
 $t = 21 T_{oe}$

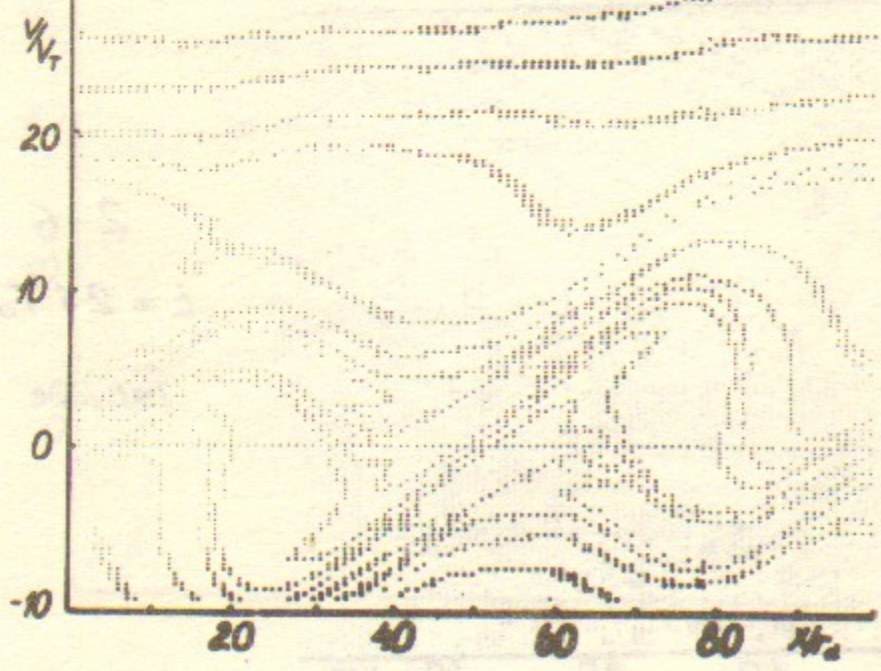
Рис.20е



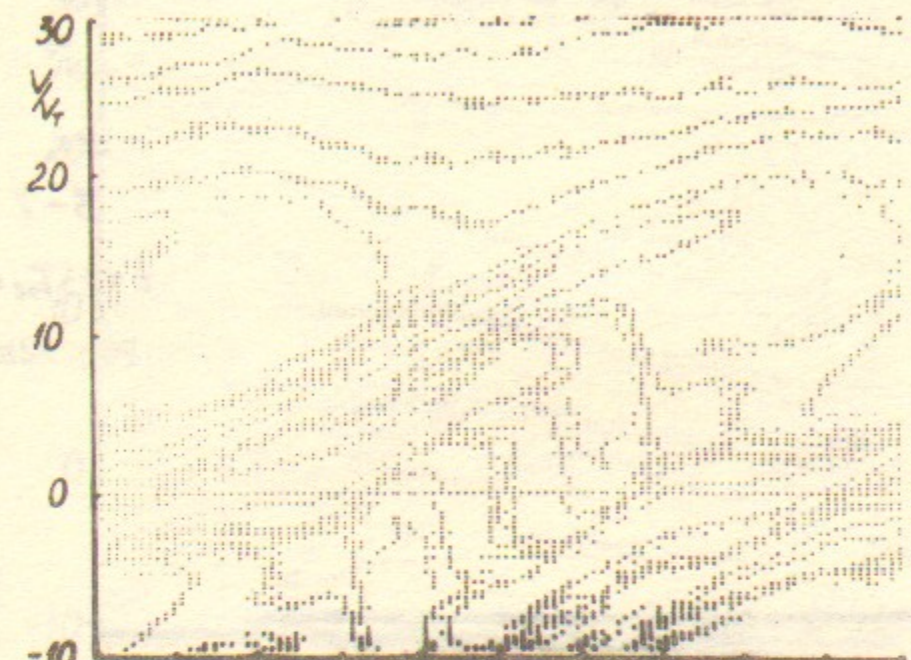
2-7
 $t = 3.1 T_{oe} = t_1$
 Рис. 2Ia



2-7
 $t = 4.4 T_{oe} = t_2$
 Рис. 2Iб



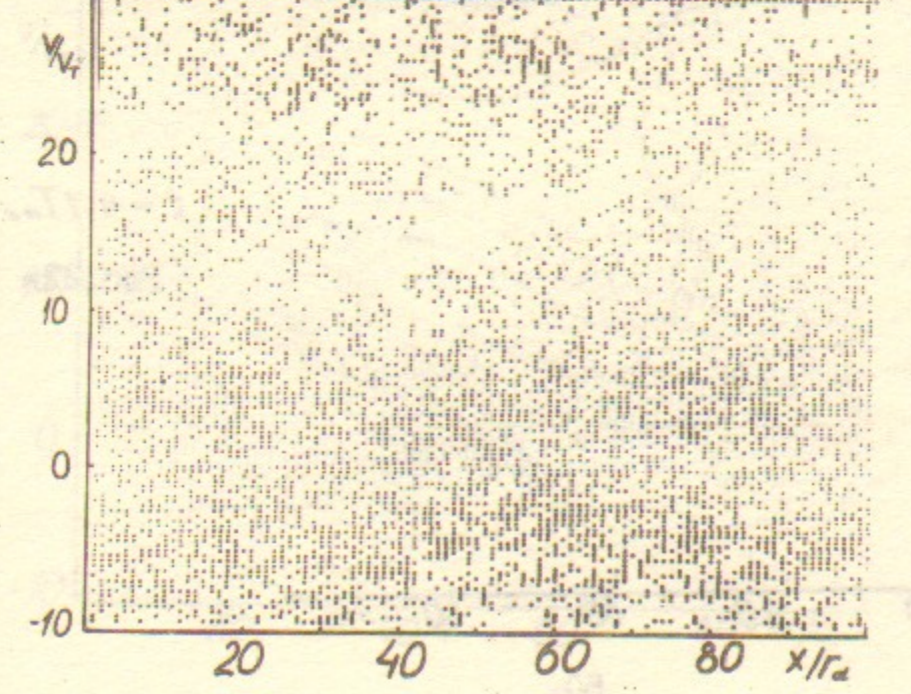
2-7
 $t = 4.7 T_{oe} = t_3$
 Рис. 2Iв



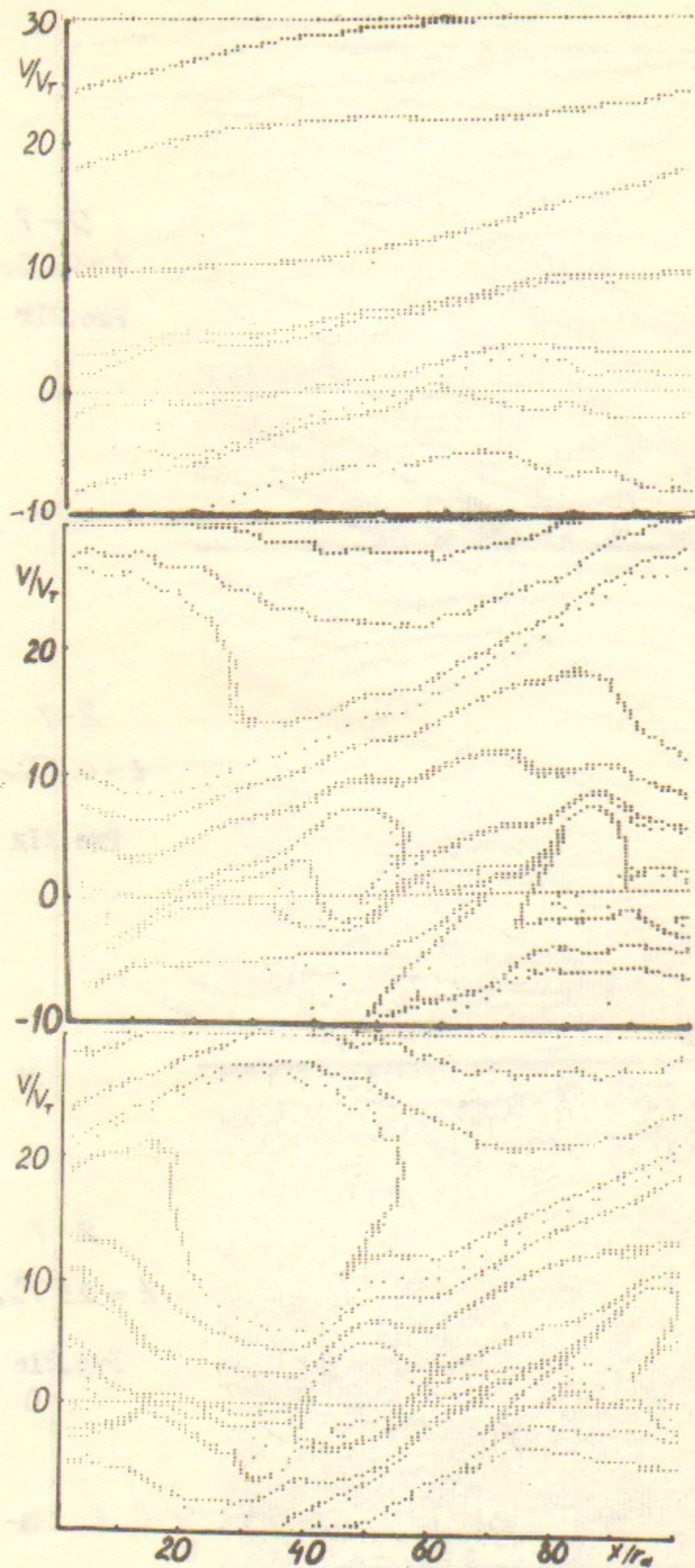
2-7
 $t = 5.6 T_{oe} = t_4$
 Рис. 2Iг



2-7
 $t = 6.2 T_{oe} = t_5$
 Рис. 2Iд



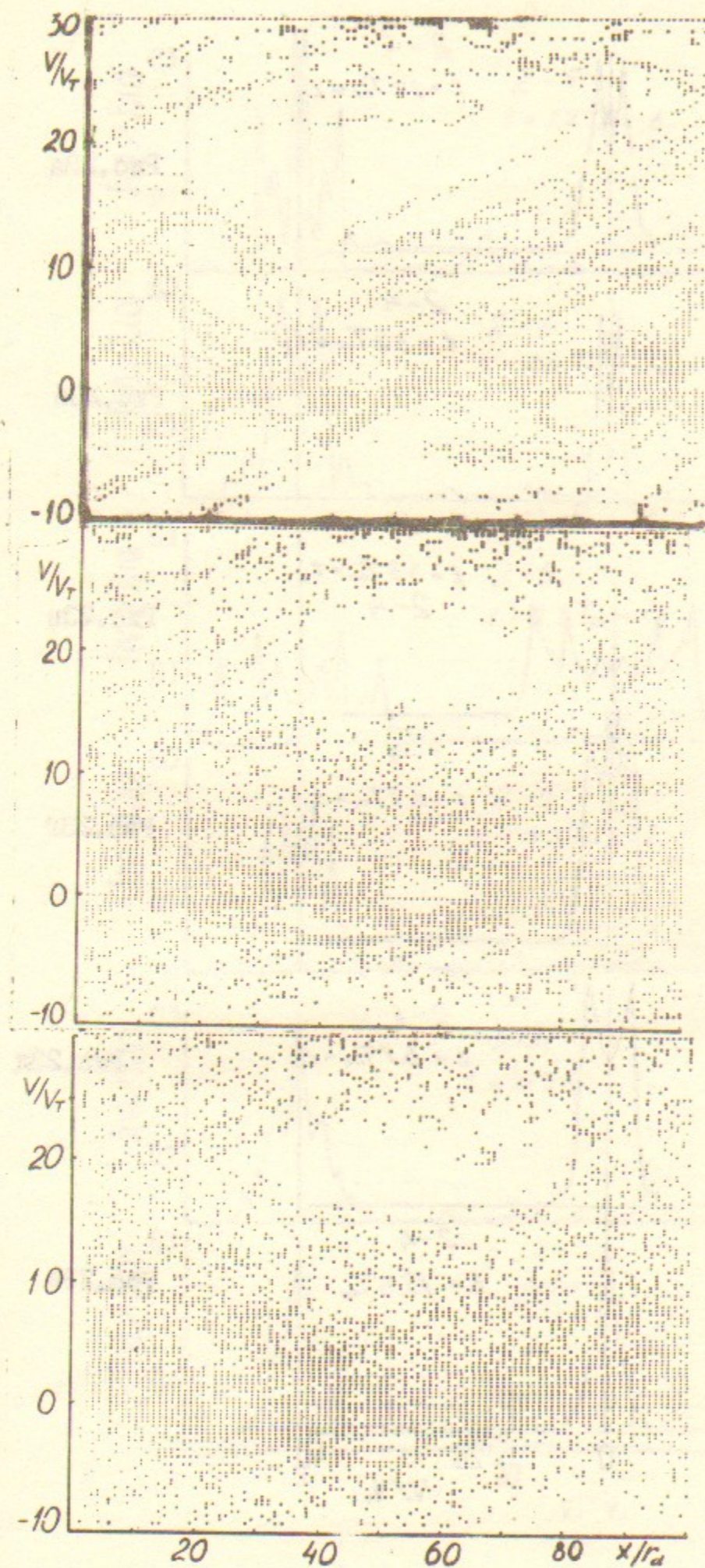
2-7
 $t = 23 T_{oe}$
 Рис. 2Iе



3-7
 $t = 2.3 T_{oe} = t_1$
 Рис.22а

3-7
 $t = 3.9 T_{oe} = t_2$
 Рис.22б

3-7
 $t = 4.1 T_{oe} = t_3$
 Рис.22в



3-7
 $t = 6.7 T_{oe} = t_4$
 Рис.22г

3-7
 $t = 11 T_{oe} = t_5$
 Рис.22д

3-7
 $t = 19 T_{oe}$
 Рис.22е

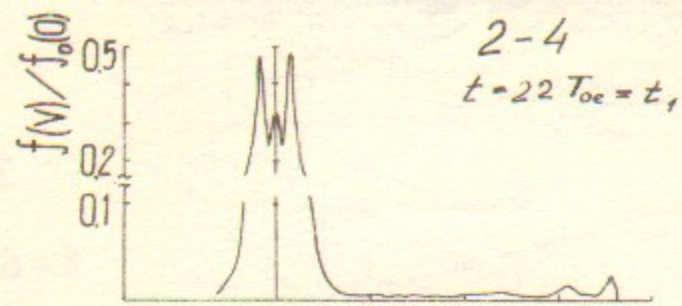


Рис. 23а

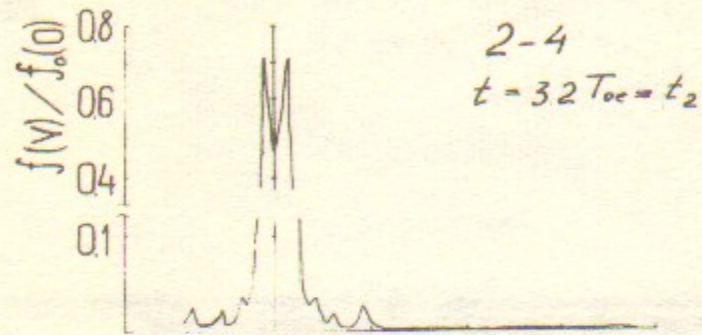


Рис. 23б

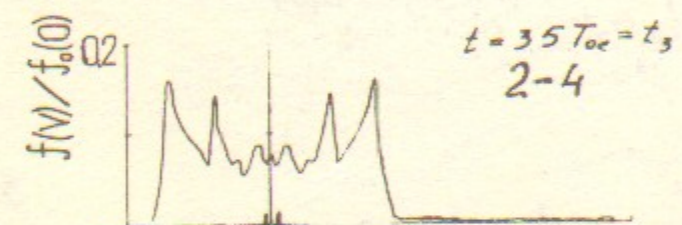


Рис. 23в

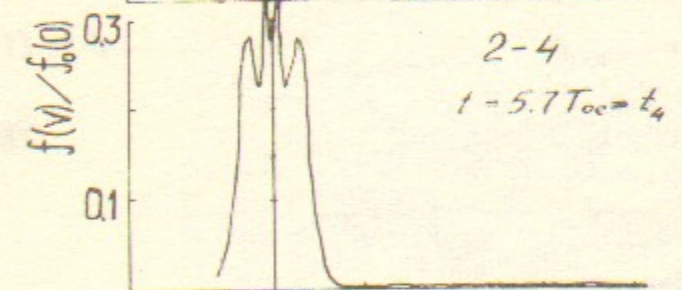


Рис. 23г

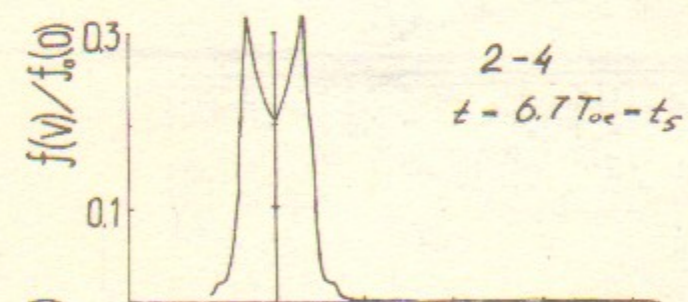


Рис. 23д

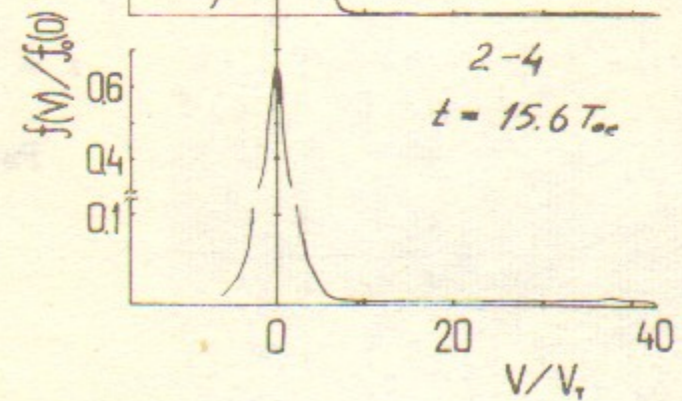


Рис. 23е

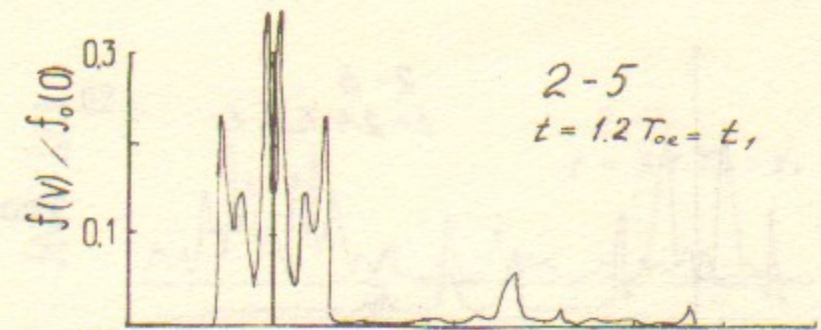


Рис. 24а

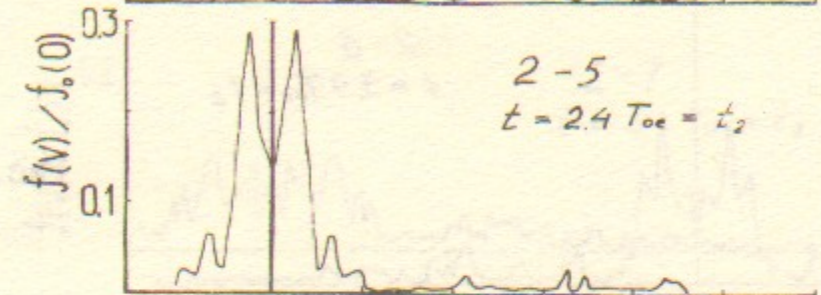


Рис. 24б

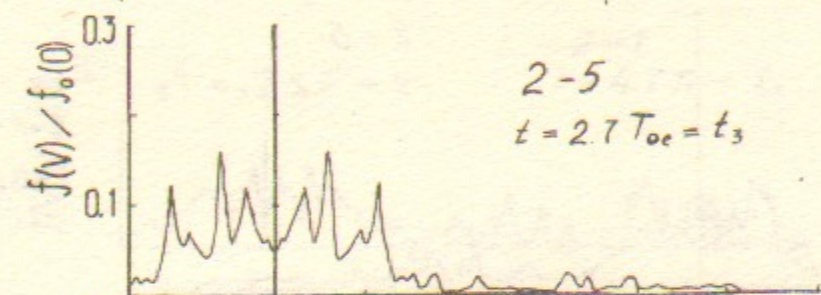


Рис. 24в

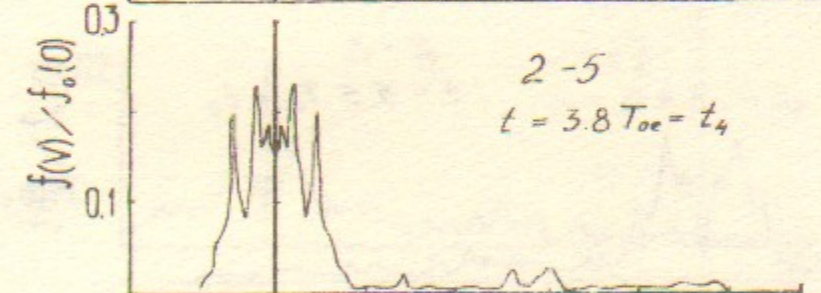


Рис. 24г

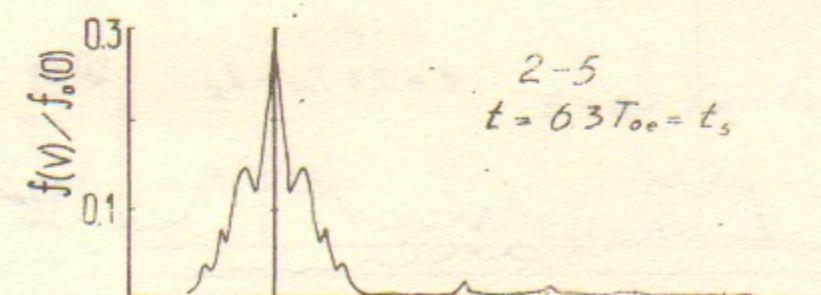


Рис. 24д

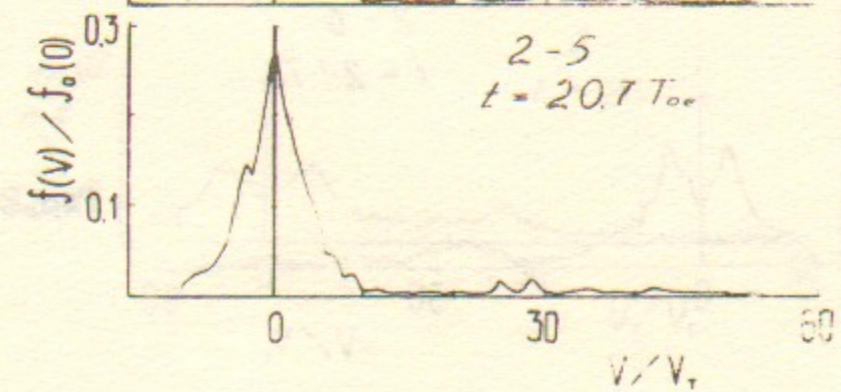


Рис. 24е



Рис.25а

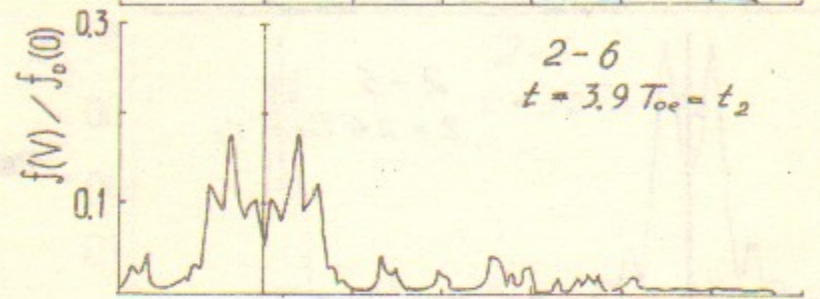


Рис.25б

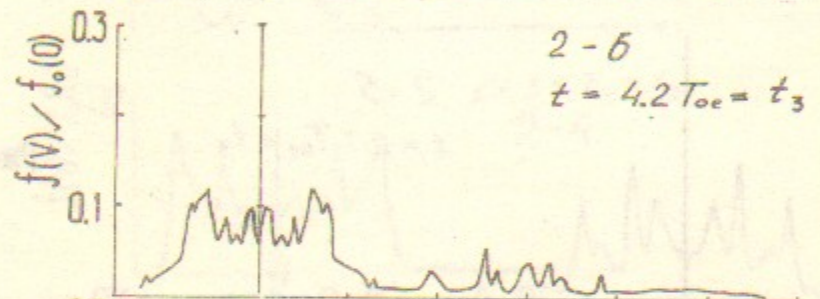


Рис.25в

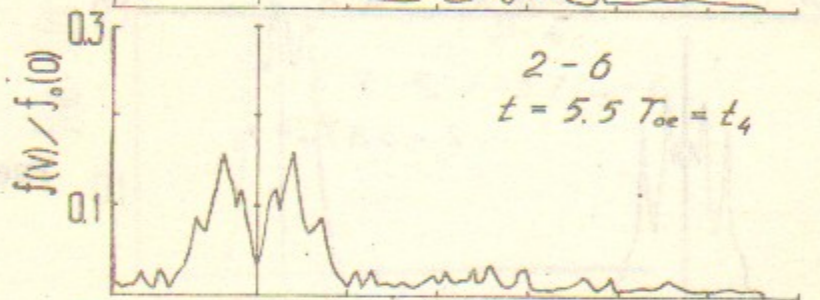


Рис.25г

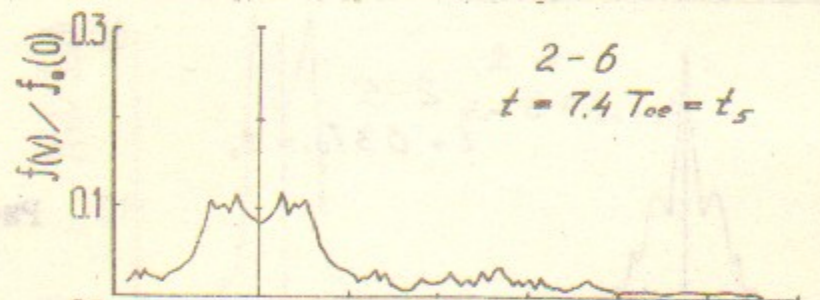


Рис.25д

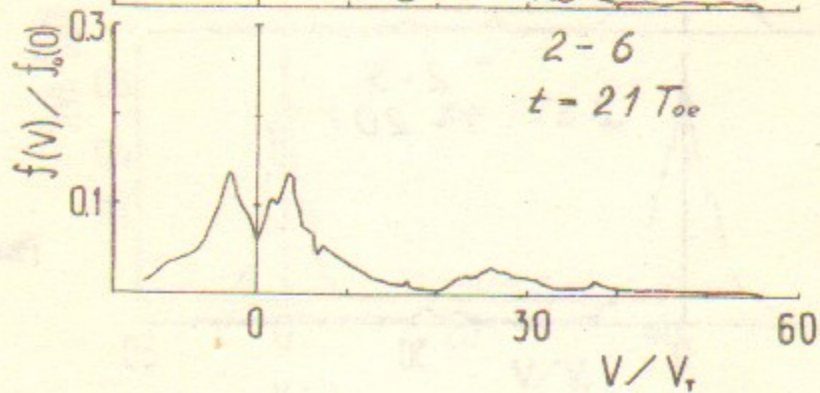


Рис.25е

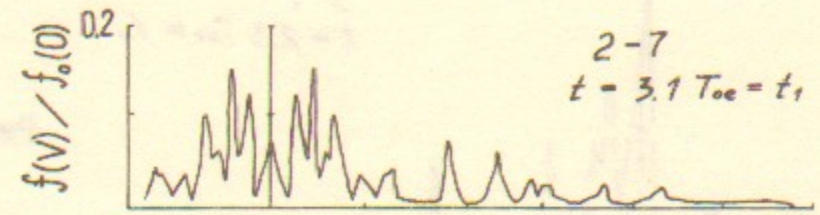


Рис.26а

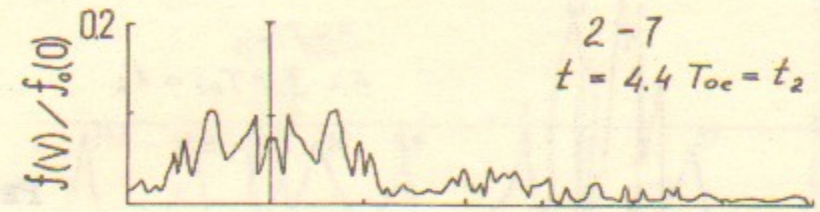


Рис.26б

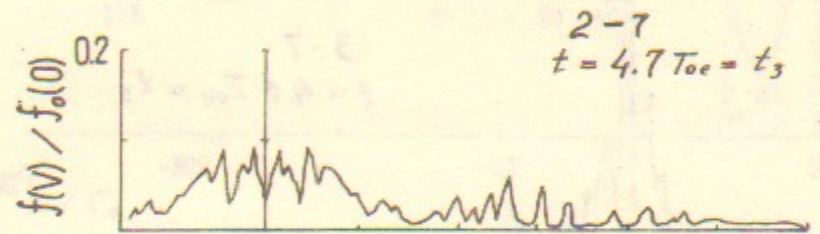


Рис.26в

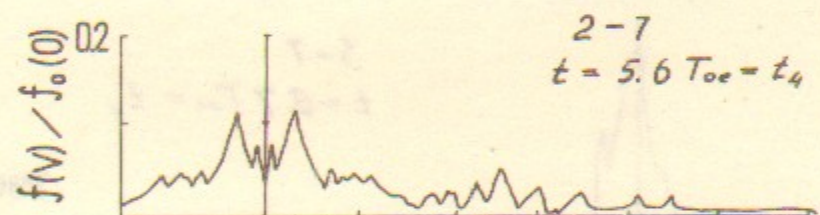


Рис.26г

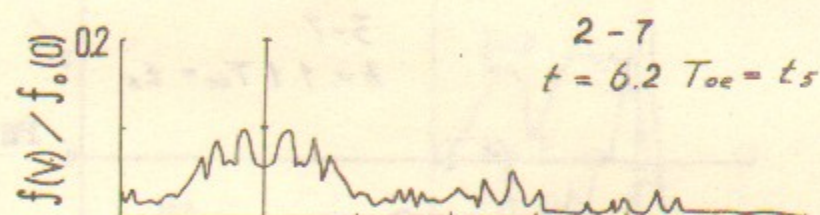


Рис.26д

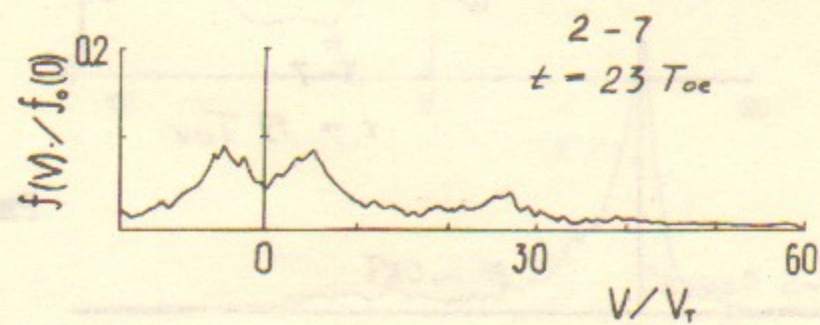


Рис.26е

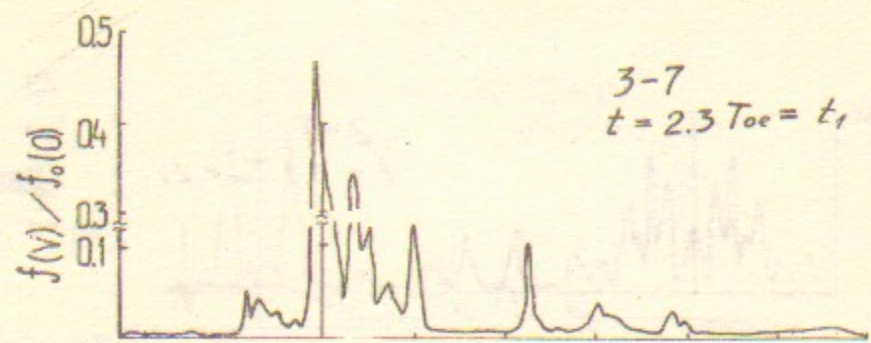


Рис.27а

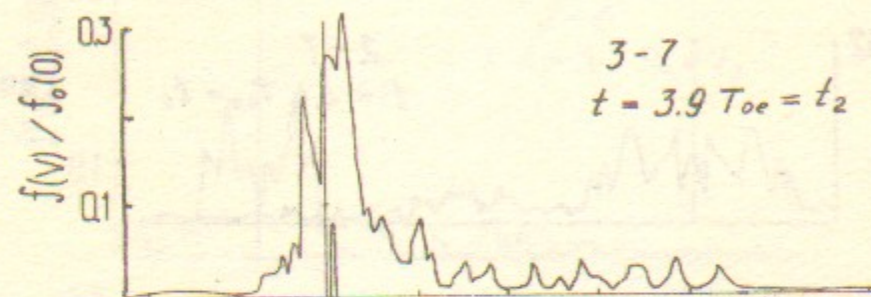


Рис.27б

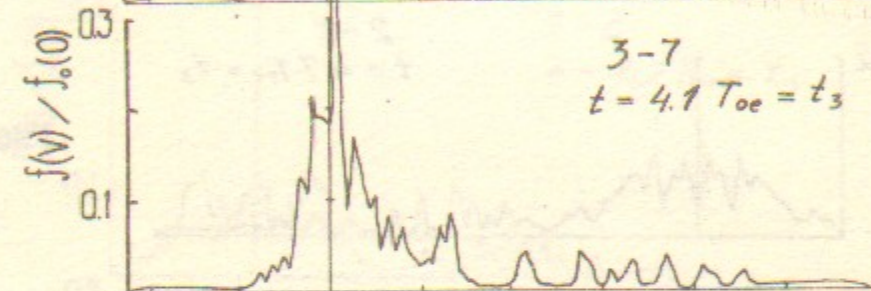


Рис.27в

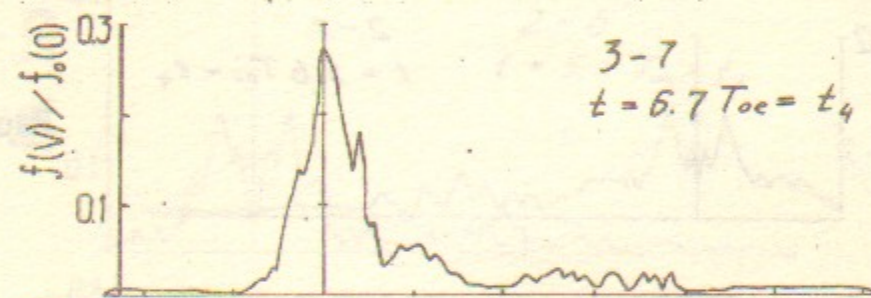


Рис.27г

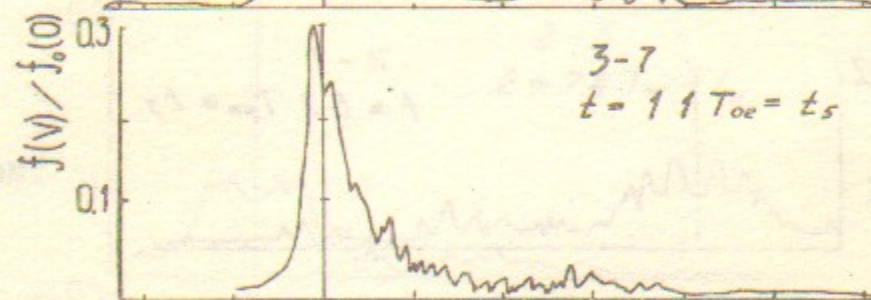


Рис.27д

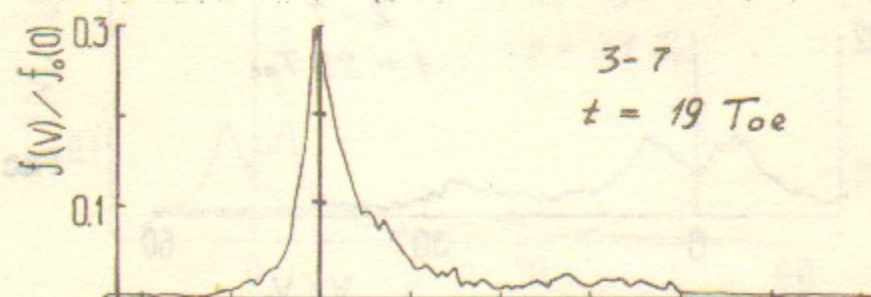


Рис.27е

-10 0 30 60
v/v_r

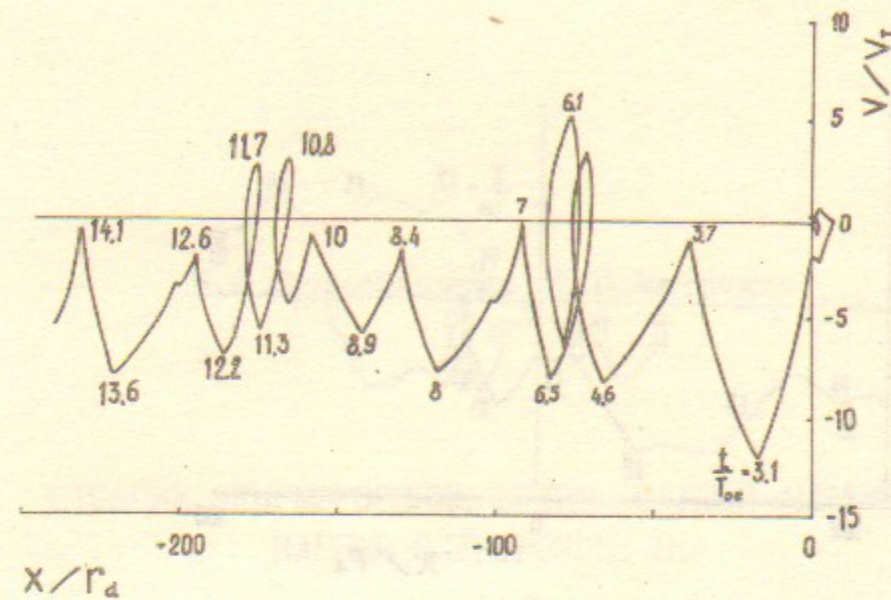


Рис.28 Случай 2-5

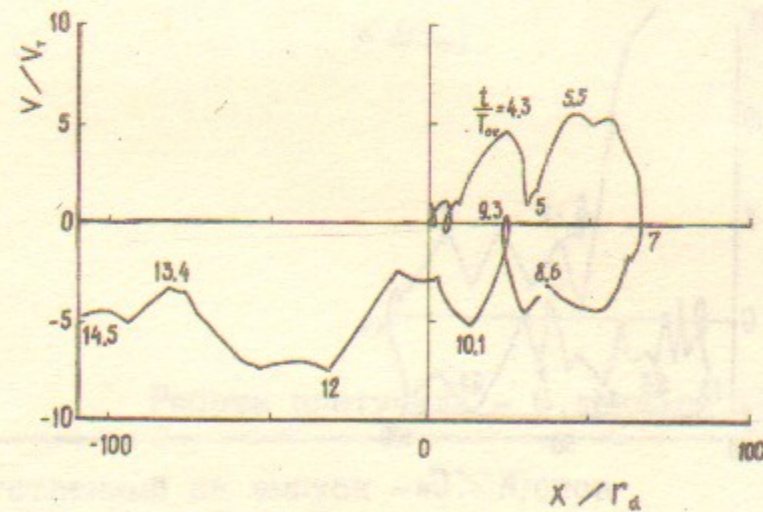


Рис.29а Случай 2-7

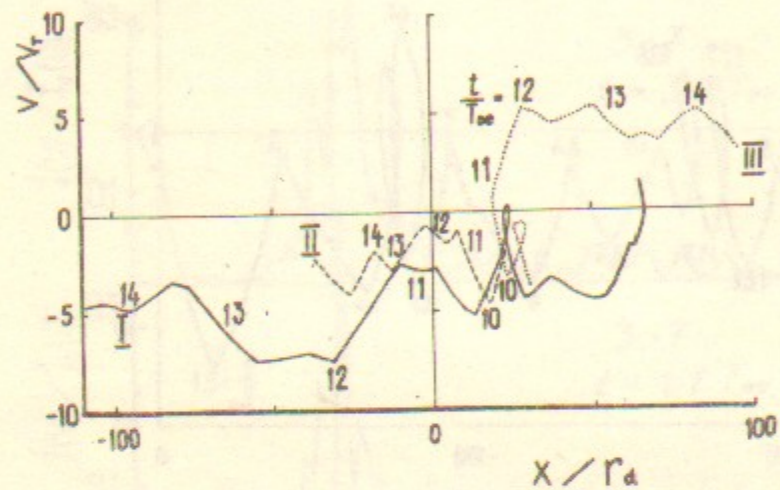


Рис.29б Случай 2-7

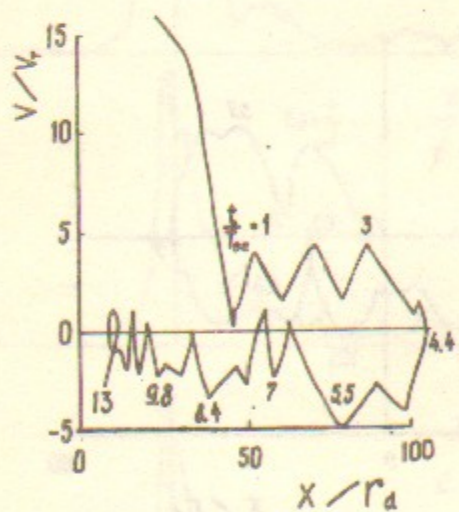


Рис.30 Случай 3-7

Н.С.Буцельникова, Е.П.Маточкин

СТОЯЧИЕ ЛЕНГМОРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬНОЙ АМПЛИТУДЫ.
НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ. П.

Препринт
№ 83-1

Работа поступила - 6 декабря 1982 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 7-1-1983 г. МН 03003
Формат бумаги 60x90 I/16 Усл.3,6 печ.л., 2,9 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 1.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90