



Б.94

41

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

ИОННО-ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ

ПРЕПРИНТ 82-51

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
Физики СО АН СССР
Инд. № _____



Новосибирск

ИОННО-ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ

Н. С. Бучельникова, Е. П. Маточкин

АННОТАЦИЯ

Проведены численные эксперименты по исследованию развития синусоидального возмущения плотности $\tilde{n}_i(x) = \tilde{n}_e(x)$ в диапазоне параметров $\tilde{n}/n_0 \sim 10^{-2} - 9,7 \cdot 10^{-1}$; $\lambda_i/r_d \sim 6,7 - 40$; $M_{||ie} = 10^2$ и 10^{10} .

Показано, что развитие этого возмущения в зависимости от начальных параметров может привести к установлению слабо- или сильно-нелинейной ионно-звуковой волны или к опрокидыванию волны в результате захвата ионов. Найдены ориентировочные границы областей начальных параметров, в которых становится существенным захват электронов, ионная нелинейность и захват ионов. Обнаружено бесстолкновительное поглощение тепловой энергии электронов ионами при опрокидывании ионно-звуковой волны.

A b s t r a c t

The numerical experiments were made to investigate the development of the sinusoidal density perturbation $\tilde{n}_i(x) = \tilde{n}_e(x)$ with initial parameters $\tilde{n}/n_0 \sim 1 \cdot 10^{-2} - 9,7 \cdot 10^{-1}$; $\lambda_i/r_d \sim 6,7-40$; $M/m = 10^2$ or 10^{10} .

It is found that the development of the perturbation depends on the initial parameters and leads to the formation of linear or nonlinear ion-sound wave or to the breaking of ion-sound wave due to the trapping of the ions by the wave. The boundaries of the regions of initial parameters are determined, where the trapping of electrons by ion-sound wave, the ion nonlinearity or the trapping of ions are essential. In the cases of nonlinear wave formation or of the breaking of ion-sound wave the collisionless absorption of the electron thermal energy by the ions is found to be essential.

Ранее нами были выполнены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости одномерных ленгмюровских волн в плазме с синусоидальными возмущениями плотности (ионно-звуковыми волнами) в случаях $\lambda_i \geq \lambda_e$ и $\lambda_i < \lambda_e$ /1/ (λ_e, λ_i - длина волны ленгмюровской и ионно-звуковой волны). Было показано, что основными процессами, определяющими развитие неустойчивости, являются конверсия ленгмюровской волны на неоднородностях плотности, модуляционная неустойчивость (действие пондеромоторной силы) и захват электронов гармониками волны.

При исследовании неустойчивости ленгмюровских волн в случае коротковолновых возмущений плотности $\lambda_i \ll \lambda_e$ /2/ было обнаружено, что помимо этих процессов существенную роль играют процессы, связанные с нелинейностью ионно-звуковых волн и захватом ионов ионно-звуковой волной.

В настоящей работе исследуются ионно-звуковые волны в диапазоне параметров, представляющем интерес для работы /2/. Этот диапазон определяется параметрами ленгмюровской волны, исследованной в /2/: $E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_i/r_d = 100$; $v_{\phi}^e/v_T^e = 16$. Работу следует рассматривать как вспомогательную к работе /2/, хотя ряд результатов имеет самостоятельное значение.

I. Установление ионно-звуковой волны.

Численные эксперименты проводились в одномерной системе с периодическими граничными условиями. Для электронов и ионов задавалось максвелловское распределение по скоростям с отношением температур $T_e/T_i = 30$. Поскольку число частиц ограничено ($N_e = N_i = 10^4$), функции распределения по скоростям обрваны на скорости $v \approx 2v_T$.

В начальный момент времени задается синусоидальное возмущение плотности ионов и электронов $\tilde{n}_i(x) = \tilde{n}_e(x)$, так что в $t=0$ поле волн $E=0$. Ионам и электронам задается возмущение скоростей, соответствующее линейной монохроматической

ионно-звуковой волне с фазовой скоростью $v_{\phi}^i = \frac{v_s}{\sqrt{1+(k_i r_d)^2}}$;

$v_s = \sqrt{\frac{T_e}{M}}$; $k_i = \frac{2\pi}{\lambda_i}$ (в ряде случаев задавалась $v_{\phi}^i = v_s / \sqrt{1+(k_i r_d)^2} \cdot [1 + \frac{3}{2} \frac{T_i}{T_e} (1+k_i r_d)]$ (13, стр. 175/)).

Можно ожидать, что развитие этого возмущения приведет к установлению распределения потенциала $\varphi(x)$ и плотности электронов, соответствующих ионно-звуковой волне, а в случаях достаточно большого возмущения - к проявлению эффектов, связанных с ионной нелинейностью и захватом ионов и электронов ионно-звуковой волной. Для того, чтобы разделить эффекты, связанные с электронами и ионами, численные эксперименты проводились с неподвижными ($M/m = 10^{10}$) или подвижными ($M/m = 10^2$) ионами. В случае неподвижных ионов все эффекты определяются только электронами, ионные нелинейности и захват ионов исключены. В случае подвижных ионов существенны эффекты, связанные как с электронами, так и с ионами.

Проводилось несколько серий численных экспериментов, в которых изменялось начальное возмущение \tilde{n}/n_0 или длина волны.

Серия 1. $M/m = 10^2$; $\lambda_i/r_d = 6,7$; $v_{\phi}^i/v_T^i = 4,0$; $T_i/T_{oe} = \lambda_i/v_{\phi}^i = 14,6$.

Серия 1а. $M/m = 10^{10}$; $\lambda_i/r_d = 6,7$; $v_{\phi}^i/v_T^i = 4 \cdot 10^{-5}$.

| | | | | | |
|-----------------|-------------------|-------------------|-------------------|---------------------|---------------------|
| Случай | I-1 | I-2 | I-3 | I-4 | I-5 |
| \tilde{n}/n_0 | $1 \cdot 10^{-2}$ | $3 \cdot 10^{-2}$ | $2 \cdot 10^{-1}$ | $3,7 \cdot 10^{-1}$ | $6,3 \cdot 10^{-1}$ |

Серия 2. $M/m = 10^2$; $\lambda_i/r_d = 14,3$; $v_{\phi}^i/v_T^i = 5,0$; $T_i/T_{oe} = 24,8$.

| | | | | | |
|-----------------|-------------------|-------------------|-------------------|---------------------|---------------------|
| Случай | 2-1 | 2-2 | 2-3 | 2-4 | 2-5 |
| \tilde{n}/n_0 | $3 \cdot 10^{-2}$ | $1 \cdot 10^{-1}$ | $2 \cdot 10^{-1}$ | $6,7 \cdot 10^{-1}$ | $9,7 \cdot 10^{-1}$ |

Серия 3. $M/m = 10^2$; $\tilde{n}/n_0 = 0,2$.

| | | | | | | |
|--------------------|------|-----|------|------|-----|------|
| Случай | 3-1 | I-3 | 3-2 | 3-3 | 2-3 | 3-4 |
| λ_i/r_d | 6,7 | | 10 | 14,3 | | 20 |
| v_{ϕ}^i/v_T^i | 4,0 | | 4,6 | 5,0 | | 5,2 |
| T_i/T_{oe} | 14,6 | | 18,8 | 24,8 | | 33,4 |

Серия 4а. $M/m = 10^{10}$; $\tilde{n}/n_0 = 0,03$.

| | | | |
|-----------------|------------------|------------------|-----|
| Случай | 4-1 \equiv I-2 | 4-2 \equiv 2-1 | 4-3 |
| λ_i/r_d | 6,7 | 14,3 | 20 |

Серия 5. $M/m = 10^2$; $\tilde{n}/n_0 = 0,97$; $\lambda_i/r_d = 14,3$; $v_{\phi}^i/v_T^i = 5,0$.

| | | | |
|-----------|-----|------------------|-----|
| Случай | 5-1 | 5-2 \equiv 2-5 | 5-3 |
| T_e/T_i | 10 | 30 | 100 |

Отметим, что для $M/m = 10^2$ и $T_e/T_i = 30$ - $V_s = 0,1 V_T^e$; $v_T^i = 1,83 \cdot 10^{-2} V_T^e$; $V_s = 5,48 V_T^i$; $T_{oi} = 10 T_{oe}$.

$(T_{oe} = \frac{2\pi}{\omega_{oe}}; T_{oi} = \frac{2\pi}{\omega_{oi}}; \omega_{oe}^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}; \omega_{oi}^2 = \frac{4\pi n e^2}{M})$.

Можно ожидать, что при развитии возмущения будут проявляться эффекты, связанные с установлением электрического поля и распределения плотности электронов $\tilde{n}_e(x)$ относительно практически неизменного $\tilde{n}_i(x)$ за счет теплового движения электронов. Характерное время таких процессов должно быть сравнимо с периодом плазменных колебаний электронов. Другой тип эффектов связан с захватом электронов ионно-звуковой волной. Характерное время этого процесса определяется периодом колебаний захваченных электронов $T_b^e = \frac{2\pi}{k_i \sqrt{e\varphi}}$, который зависит от длины волны и амплитуды.

Было обнаружено, что начальная стадия развития возмущения в течение нескольких периодов плазменных колебаний практически одинакова в случаях с $M/m = 10^{10}$ и 10^2 . Таким образом, и в случаях с подвижными ионами начальная стадия определяется только электронами.

Рассмотрим развитие начального возмущения в серии 1а, $M/m = 10^{10}$. На Рис. 1а-г приведены кривые зависимости от времени энергии электрического поля W_E и возмущенной энергии электронов ΔW_e ($\Delta W_e = W_e - W_e^0$, где W_e^0 - тепловая энергия электронов) для случаев I-2 - I-5 с разными начальными возмущениями \tilde{n}/n_0 . Видно, что все кривые имеют одинаковый характер: начальный скачок, колебания с периодом $\sim 0,5 T_{oe}$ и некоторая затухающая огибающая этих колебаний с периодом, зави-

сящим от амплитуды. Через несколько плазменных периодов устанавливается некоторое среднее поле и ΔW_e , относительно которых происходят небольшие колебания. Все изменения энергии поля W_E и энергии электронов ΔW_e происходят в противофазе и равны по величине. Это показывает, что поле возникает за счет тепловой энергии электронов.

На Рис. 1а-г стрелками показаны некоторые характерные моменты времени. В момент t_{max} энергия поля максимальна, а ΔW_e минимально. Далее поле падает, а ΔW_e растет до $t = t_{min}$, а затем снова поле растет, а ΔW_e падает до $t = t_{max_2}$, после чего в большинстве случаев устанавливается постоянный в среднем уровень W_E и ΔW_e . В этой области можно считать ионно-звуковую волну установившейся.

Следует отметить, что амплитуда и период высокочастотных колебаний возрастают с ростом длины волны возмущения. При $\lambda_i \geq 20r_d$ при некоторых начальных возмущениях модуляция W_E и ΔW_e достигает почти ста процентов, так что более медленные изменения оказываются скрытыми. Сравнение распределений $\tilde{n}_e(x)$ и $\tilde{n}_i(x)$ показывает, что эти колебания связаны с расширением $\tilde{n}_e(x)$ (максимум W_E) или его сужением до $\tilde{n}_e(x) = \tilde{n}_i(x)$ (минимум W_E) относительно практически неизменного $\tilde{n}_i(x)$. Кажется очевидным, что причиной изменения $\tilde{n}_e(x)$ является тепловое движение электронов.

В общеизвестной модели ионно-звуковых волн предполагается, что в такой волне устанавливается Больцмановское распределение электронов, так что $\tilde{n}_e/n_0 = \exp(\frac{e\phi}{T_e}) - 1/3$, стр. 400 / $\tilde{n}_e = n_e - n_0$. Проверим выполнение этого соотношения в области, где W_E и ΔW_e примерно постоянны. Значение $\frac{e\phi}{T_e}$ будем определять из средних значений W_E/W_e^0 . На Рис. 2а-в приведены значения $\exp(\frac{e\phi}{T_e}) - 1$ для разных случаев серий 1а и 2 в зависимости от начального возмущения \tilde{n}/n_0 и серии 3 и 4а в зависимости от длины волны λ_i/r_d . Видно, что при малых возмущениях плотности и достаточно больших длинах волн соотношение $\exp(\frac{e\phi}{T_e}) - 1 = \tilde{n}/n_0$ достаточно хорошо выполняется. Однако, с ростом \tilde{n}/n_0 и уменьшением λ_i появляется и возрастает отклонение от этой формулы, что особенно четко видно в серии 1а на Рис. 2а. Как уже отмечалось, при больших длинах волн $\lambda_i/r_d \geq 20$ поле про-

дулировано колебаниями с периодом $\sim 0.5-1 T_{oe}$, так что стационарная ионно-звуковая волна здесь не устанавливается. Если все-таки определять ϕ по средним значениям W_E в этой области, то величины $[\exp(\frac{e\phi}{T_e}) - 1]$ превышают \tilde{n}/n_0 и заметно отличаются от него.

Можно предполагать, что отклонение от формулы при малых длинах волн и больших амплитудах связано с отличием распределения электронов от Больцмановского в результате захвата электронов ионно-звуковой волной. Действительно $v_{\phi}^i \ll v_T^e$, так что ионно-звуковая волна всегда захватывает электроны. При малых амплитудах и больших длинах ионно-звуковой волны область захвата мала (область захвата ограничена сепаратрисой $v_{\phi}^i \pm 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}} \sin k_i x$), а период колебаний захваченных частиц T_B^e велик, так что эффект от захвата электронов мал. С ростом амплитуды и уменьшением длины волны область захвата растет, а период T_B^e уменьшается, в результате чего изменение распределения частиц в течение T_B^e может стать существенным. Захват электронов ионно-звуковой волной должен привести к затуханию волны и росту энергии электронов в первую половину периода T_B и к периодическим (с периодом $\approx T_B^e$, т.к. амплитуда падает) изменениям W_E и ΔW_e в дальнейшем. Можно ожидать, что и затухание и изменение амплитуды — небольшие эффекты, т.к. они определяются разностью числа захваченных частиц в области скоростей $v > v_{\phi}^i$ и $v < v_{\phi}^i$, а эта разность невелика, т.к. v_{ϕ}^i мала по сравнению с тепловой скоростью электронов v_T^e .

Вернемся к Рис. 1а-г и рассмотрим интервал времени $t_{max} - t_{min} - t_{max_2}$, отмеченный стрелками. Величина W_E^{max} в t_{max} возрастает с ростом \tilde{n}/n_0 . В интервале от t_{max} до t_{min} поле затухает, а энергия электронов нарастает. В интервале от t_{min} до t_{max_2} , наоборот, поле растет, а ΔW_e падает. Величина $\Delta t = t_{min} - t_{max}$ уменьшается с ростом \tilde{n}/n_0 и W_E^{max} , а изменение энергии электронов δW_e и поля δW_E растут (Рис. 3а-г). Если это явление связано с захватом электронов, то Δt должно быть близко к половине периода T_B^e , определенного для максимального поля W_E^{max} . На Рис. 3а показана кривая зависимости $T_B^e/2$ от начального возмущения \tilde{n}/n_0 для серии 1а и нанесены точки Δt . Видим, что значения Δt хорошо согласуются с $T_B^e/2$, что подтверждает гипотезу о захвате электронов.

Отметим, что для рассматриваемых параметров величина $T_B^e/2$ составляет всего несколько периодов плазменных колебаний $\sim T_B^e/2 \sim I-4 T_{oe}$. Хорошее согласие величин Δt и $T_B^e/2$ наблюдается также в сериях 2 (Рис.3б) и 3.

В пользу гипотезы о захвате электронов говорит также вид функций распределения электронов по скоростям $f(v)$ в разных случаях и изменение $f(v)$ с течением времени. Рассматривались функции распределения, интегральные по координате x на длине, кратной λ_i . При Больцмановском распределении интегральная по x $f(v)$ совпадает с начальной.

При малых начальных возмущениях плотности функция распределения практически совпадает с начальной $f_0(v)$ и не меняется во времени. При увеличении начального возмущения \tilde{n} появляется и нарастает возмущение $f(v)$, локализованное в области захвата $V_{\phi^i} \pm 2\sqrt{\frac{e\phi^i}{m}}$. Это хорошо видно из Рис.4а-в, где показаны функции распределения электронов в $t = t_{min}$ для случаев I-2, I-4 и I-5 серии Ia. Вид возмущения функции распределения меняется во времени, что подтверждает Рис.4г-е, где показаны $f(v)$ в $t = t_{max}$, t_{min} и t_{max_2} для случая I-5 серии Ia. Отметим, что область захвата в этом случае велика - величина $2\sqrt{\frac{e\phi^i}{m}} \sim 1.3 V_T^e$.

Функции распределения несколько различаются в случае подвижных и неподвижных ионов. Из Рис.4ж видно, что область возмущения в случае подвижных ионов смещена на $\Delta v \sim V_{\phi^i}$ (в рассматриваемом случае 2-4 серии 2 для $\frac{M}{m} = 10^2$ $V_{\phi^i} \sim 10^{-1} V_T^e$, для $M/m = 10^{10}$ $V_{\phi^i} \sim 10^{-5} V_T^e$). Это также подтверждает гипотезу о захвате электронов, т.к. захваченные частицы движутся на фазовой плоскости относительно фазовой скорости волны.

Был рассмотрен случай (серия 2, случай 2-5, $\frac{M}{m} = 10^2$, $\tilde{n}/n_0 = 0.97$), когда величина $2\sqrt{\frac{e\phi^i}{m}} \sim 2.3 V_T^e$, т.е. область захвата включает всю начальную функцию распределения по скоростям $f_0(v)$. В этом случае на фазовой плоскости электронов видны характерные для захвата структуры в области, ограниченной сепаратрисой и хвосты ускоренных и вышедших из захвата при уменьшении поля электронов (Рис.4з-л).

Таким образом, отклонение от Больцмановского распределения, действительно, можно считать связанным с захватом электронов.

Представляет интерес хотя бы ориентировочно оценить границу области параметров волны, в которой захват электронов играет существенную роль и распределение электронов отличается от Больцмановского. На Рис.5 показаны начальные параметры ионно-звуковых волн, при которых выполняется или не выполняется соотношение $\exp(\frac{e\phi}{T_e}) - 1 = \tilde{n}/n_0$. Кривая, приведенная на Рис.5 характеризует границу двух областей. В области ниже границы устанавливается Больцмановское распределение электронов, захват электронов практически не играет роли. В области выше границы захват электронов ионно-звуковой волной становится существенным.

Существует значительное число теоретических работ, в которых при исследовании ионно-звуковых волн и ионно-звуковых солитонов учитывалось взаимодействие с резонансными электронами и ионами (смотри, например, /4,5/ и цитированную там литературу). Основное внимание, однако, уделялось солитонам. Для ионно-звуковых волн рассмотрение проводилось в области длинноволновых колебаний ($k_i r_d \ll 1$) малой амплитуды ($\tilde{n}/n_0 \ll 1$), где эффекты, связанные с резонансными частицами, малы. В работе /6/ экспериментально проверялось, устанавливается ли распределение Больцмана и выполняется ли соотношение между $e\phi/T_e$ и \tilde{n}/n_0 . Было показано, что при $\tilde{n}/n_0 \leq 0.2$ и $\lambda_i/r_d > 20$ соотношение выполняется. Полученные нами результаты не противоречат результатам работы /6/, т.к. относятся к более коротковолновым волнам, а роль захвата электронов и отклонение от соотношения $e\phi/T_e = \tilde{n}/n_0$ увеличивается с уменьшением длины волны.

2. Граница ионной нелинейности и захвата ионов.

Представляет интерес определить области начальных параметров ионно-звуковых волн, в которых существенную роль играют ионная нелинейность и захват ионов. Ранее исследовались ленгмюровские волны и определялись области начальных параметров, при которых существенна электронная нелинейность и захват электронов /7/. По аналогии с /7/ можно условно определить границу ионной нелинейности - начальные параметры ионно-звуковых волн, при которых ионная нелинейность становится существенной.

венной, и границу захвата ионов — начальные параметры волн, при которых становится существенным захват.

Ионная нелинейность проявляется в укрупнении профиля возмущения плотности $\tilde{n}(x)$ и профиля возмущенной скорости $\tilde{v}(x)$ (последнее можно видеть по фазовой плоскости ионов). Укрупнение можно характеризовать отношением $\Delta x_- / \Delta x_+$, где Δx_- — интервал, в котором плотность или скорость падают, а Δx_+ — интервал, в котором они нарастают. В линейной волне $\Delta x_- / \Delta x_+ = 1$. При укрупнении $\Delta x_- / \Delta x_+ < 1$; граница ионной нелинейности определялась по отличию этого отношения от 1 на $\sim 20\%$.

В сильно-нелинейной волне, когда возмущенная скорость ионов становится сравнимой с фазовой скоростью волны, становится возможным захват и ускорение ионов. Появление ускоренных ионов легко видеть по фазовой плоскости ионов, что позволяет определить границу захвата ионов. Как уже отмечалось, в нашем случае начальная максвелловская функция распределения обрезана на скорости $v \approx 2v_T^i$, так что граница захвата соответствует началу захвата ионов с тепловыми скоростями $v \approx 2v_T^i$. В тех случаях, когда могут быть захвачены ионы с начальными скоростями $v \leq 0$, захватывается значительная часть ионов и можно говорить об опрокидывании волны. Границу опрокидывания можно найти, определяя границу захвата в холодной плазме с $T_i = 0$.

Следует подчеркнуть, что граница нелинейности и граница захвата имеют чисто ориентировочный характер и только приблизительно определяют область, где эти явления заведомо играют существенную роль.

На Рис. 6а, б приведены типичные фазовые плоскости и возмущения плотности ионов для случаев нелинейной волны (Рис. 6а) и сильно-нелинейной волны с захватом ионов (рис. 6б).

Для определения границы ионной нелинейности и захвата ионов следует проследить развитие начального возмущения в течение времени порядка $T_B^i/2$ ($T_B^i = \frac{2\pi}{k_i \sqrt{e\varphi/M}}$). Для наших параметров T_B^i порядка одного — нескольких периодов ионно-звуковой волны $T^i = \lambda_i / v_{\phi}^i$ (для $\lambda_i \sim 6,7 - 40r_d$, $T^i \sim 15 - 70T_{oe}$). Для целей работы [2] представляют интерес случаи, когда ионная нелинейность и захват становятся существенными за время

$\ll 15T_{oe}$, существенно меньшее, чем T^i . Действительно, в [2] исследуется неустойчивость ленгмюровской волны с параметрами $E_0^2 / 8\pi n T = 1.6$; $\lambda_i / r_d = 100$. Модуляционная неустойчивость такой волны через $\sim 15T_{oe}$ приводит к началу затухания, так что ионные нелинейности, развивающиеся дольше, не успевают проявиться.

Определим границу ионной нелинейности и границу захвата ионов для случаев, когда эти явления становятся существенными за время $\sim 15T_{oe}$. Напомним, что $M/m = 10^2$, $T_e/T_i = 30$. На Рис. 7. приведены точки, соответствующие начальным параметрам волн в случаях, когда волна является примерно линейной, нелинейной или сильно-нелинейной (захват ионов). Приведенные кривые разграничивают области линейных и нелинейных волн и область захвата ионов.

Найденные здесь граница нелинейности и захвата сильно отличаются от границ, определенных в интервале $\sim T_B^i/2$. В этом интервале определялась граница захвата ионов в диапазоне начальных параметров таких, что $T_B^i/2 \sim T^i$. Развитие начального возмущения прослеживалась в течение времени $\sim T^i$. На Рис. 8а-в приведены точки, соответствующие начальным параметрам волн в разных координатах, в случаях когда за время $\sim T^i$ проявляется или не проявляется захват ионов, и проведена кривая — граница захвата.

Напомним, что в нашей модели в начальный момент времени задается возмущение плотности ионов и электронов. Потенциал волны устанавливается при развитии начального возмущения. В случае сильно-нелинейных волн постоянный потенциал не устанавливается. Приведенные на Рис. 8б, в значения $\sqrt{\frac{e\varphi}{M}}$ определены из энергии поля W_{ϵ}^{max} в t_{max} , где потенциал максимален, так что Рис. 8б, в показывает верхнюю оценку границы захвата.

Определение границы захвата для холодной плазмы показывает, что граница опрокидывания близка к границе захвата, приведенной на Рис. 8. Из Рис. 8б, в видно, что граница захвата ионов соответствует значениям $\sqrt{\frac{e\varphi}{M}}$ в 2-3 раза меньшим, чем v_{ϕ}^i . Таким образом, захват ионов становится существенным при значениях $\sqrt{\frac{e\varphi}{M}}$, значительно меньших, чем дает обычная оценка для границы опрокидывания $\sqrt{\frac{e\varphi}{M}} > v_{\phi}^i$.

Ранее /7,8/ при исследовании ленгмюровских волн в численных экспериментах было показано, что захват электронов ленгмюровской волной в течение первой половины периода T_B приводит к затуханию волны, причем декремент затухания δ значительно превышает декремент затухания Ландау δ_L , а отношение δ/δ_L растет с увеличением амплитуды и фазовой скорости волны. Это явление было также обнаружено теоретически /9,10/ и экспериментально (см. ссылки в /10/). В настоящей работе мы не исследовали затухание ионно-звуковой волны при захвате ионов. Однако не вызывает сомнения, что природа явления в случае ионно-звуковых волн не отличается от случая ленгмюровских волн. Тем что захват ионов должен приводить к ускоренному затуханию волны. Действительно, теоретически показано /10/, что захват ионов даже при малых амплитудах ионно-звуковой волны и больших отношениях T_e/T_i (больших $V_{\phi}^i/V_{T_i}^i$) приводит к затуханию волны с декрементом затухания, значительно превышающим δ_L^i

$$\gamma_L^i = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \frac{k b_s}{[1 + (k_i r_D)^2]^2} \exp \left[- \frac{\omega^2(k)}{2 k_i^2 V_{T_i}^i} \right] \quad (/3, \text{ стр. 175/),$$

причем γ/δ_L^i растет с ростом амплитуды волны, длины волны и с ростом отношения T_e/T_i .

3. Развитие различных типов волн.

Изучалось развитие ионно-звуковых волн разных типов в плазме с подвижными ионами в течение времени $\sim 15 T_{oe}$. Начальные параметры волн в сериях 1, 2 и 3 показаны на Рис. 9. На этом рисунке показаны также границы ионной нелинейности и захвата ионов, а также граница области, где существенную роль играет захват электронов. Из Рис. 9 видно, что начальные параметры соответствуют линейным или слабо-нелинейным волнам в случаях 1-1, 1-2, 2-1, 2-2, нелинейным или сильно-нелинейным (с захватом небольшого числа ионов) волнам в случаях 1-3, 2-3, 3-2, 3-4. В случаях 1-4, 1-5, 2-4, 2-5 начальные параметры лежат значительно выше границы захвата, что соответствует захвату большого числа ионов, т.е. опрокидыванию волны.

Рассмотрим подробнее развитие волн в сериях 1 и 2 с разным начальным возмущением плотности \tilde{n}/n_0 .

Серия 1.

Случай 1-1, 1-2. $\tilde{n}/n_0 = 1 \cdot 10^{-2}$ и $3 \cdot 10^{-2}$. Развитие возмущения в этих случаях практически не отличается от случаев с неподвижными ионами ($M/m = 10^{10}$). Действительно, кривые $W_E(t)$, $\Delta W_e(t)$ не отличаются от кривых Рис. 1а (случай 1-2). После небольшого начального скачка W_E и ΔW_e и небольшого затухания поля, связанного с захватом электронов, поле и энергия электронов устанавливаются на примерно постоянном уровне. Возмущение плотности, энергия ионов практически не меняются во времени. Профиль возмущения плотности $\tilde{n}(x)$ немного укручается, но остается близким к синусоидальному. Таким образом, в этих случаях развивается слабо-нелинейная ионно-звуковая волна.

Случай 1-3, 1-4, 1-5. $\tilde{n}/n_0 = 0,2; 0,37$ и $0,63$. На Рис. 10а-в приведены кривые $W_E(t)$ и $\Delta W_e(t)$ для этих случаев. Сравнение этих кривых с кривыми $W(t)$ для неподвижных ионов Рис. 1б-г показывает, что начальные участки этих кривых до $t/T_{oe} \sim 3-4$ практически совпадают. В этой области хорошо видно изменение W_E и ΔW_e , связанное с захватом электронов. Дальнейшее развитие отличается от случаев с неподвижными ионами. Как видно из Рис. 10а-в во всех случаях наблюдается затухание поля и поглощение энергии электронов. Одновременно увеличивается энергия ионов $\Delta W_i = W_i - W_i^0$ (Рис. 11) и падает возмущение плотности \tilde{n} (Рис. 12).

По кривым Рис. 10, 11 и фазовым плоскостям ионов в разные моменты времени видно, что затухание поля и рост энергии ионов начинается на стадии укручения волны до начала захвата и появления ускоренных ионов со скоростями $v > v_{\phi}^i$. Так в случаях 1-4 и 1-5 затухание начинается в $t/T_{oe} \sim 4$ и 2 , а захват ионов - в $t/T_{oe} \sim 8$ и 4 соответственно.

В случае 1-3, когда захватывается небольшое число ионов, изменение энергии ионов и плотности невелико. Захват ионов не приводит к полному затуханию. Судя по кривым $W(t)$ и $\tilde{n}(x)$, после некоторого затухания устанавливается сильно-нелинейная волна. В случае 1-4 затухание поля продолжается до $t/T_{oe} \approx 15$, а в случае 1-5 поле практически затухает уже к $t/T_{oe} \sim 10$. По фазовым плоскостям ионов (Рис. 13) в этих случаях видно ускорение большого числа ионов. Случай 1-5 прослежен в течение времени $\sim 40 T_{oe}$. По фазовым плоскостям Рис. 13 видно, что ускоренные

при захвате ионы выходят из захвата после затухания поля с большими скоростями до $v \sim 9v_T$.

Мы уже отмечали, что в рассматриваемой нами модели (в начальный момент времени заданы одинаковые возмущения $\tilde{n}_e(x)$ и $\tilde{n}_i(x)$ так что поле равно нулю) поле создается за счет тепловой энергии электронов. При захвате ионов — опрокидывании волны потерянная электронами энергия поглощается ионами. Оказывается, что в случае I-5, когда поле затухает, изменение энергии ионов равно полному изменению энергии электронов $\delta W_i = \Delta W_e - \Delta W_e^0$, а в случаях I-3, I-4, когда поле затухло не полностью, из δW_e следует вычесть энергию, равную энергии поля в момент t , так что $\delta W_i = \delta W_e - W_E^t$ (Рис. I4a).

Естественно предполагать, что энергия ионов увеличивается за счет поглощения энергии поля. Сравним изменение энергии ионов δW_i и изменение энергии поля δW_e в интервале времени от t_{max_2} до t . t_{max_2} мы выбираем, поскольку этот момент примерно совпадает с началом роста ΔW_i , а с другой стороны из сравнения со случаем $M/m = 10^{10}$ известно, что до $t \sim t_{max_2}$ все изменения W_e и ΔW_e определяются только электронами. Зависимость δW_i и δW_e от \tilde{n}/n_0 показана на Рис. I4б. Видно, что во всех случаях δW_i больше, чем δW_e . Из Рис. I0а-в видно, что одновременно с затуханием поля уменьшается энергия электронов. Оказывается, что в интервале от t_{max_2} до t $\delta W_i \approx \delta W_e + (\delta W_e - W_E^t)$. Это удивительно, поскольку в рассматриваемой бесстолкновительной плазме прямой обмен энергии между ионами и электронами исключен. Остается предположить, что при укрупнении и опрокидывании волны добавочная часть энергии электронов переходит в энергию поля, а затем поглощается захваченными ионами. Если скорость поглощения ионами энергии и скорость затухания поля невелики, этот процесс может привести к стабилизации поля (случай I-3). В противном случае (случай I-4, I-5) он снижает скорость затухания поля и приводит к росту энергии, поглощенной ионами.

То, что электроны теряют тепловую энергию подтверждается видом функций распределения электронов по скоростям. На Рис. I5 показаны функции распределения для случая I-5 в моменты времени $t = t_{max_2} = 1,7 T_{oe}$ и $t = 15 T_{oe}$. Кривые $f(v)/f_0(v)$ характеризуют изменение $f(v)$ по сравнению с начальной $f_0(v)$, кривые

$f(v)/f_0(v)$ характеризуют изменение эффективной температуры. Функция распределения в $t = t_{max_2}$ Рис. I5а близка к случаю неподвижных ионов (Рис. 4) и показывает изменение $f(v)$ при захвате электронов. Рис. I5б показывает изменение $f(v)$ при опрокидывании волны. Видно, что $f(v)$ сужается, так что эффективная температура падает почти в 2 раза. Поскольку к $\frac{t}{T_{oe}} \sim 15$ поле в этом случае затухает, функция распределения больше не меняется. Действительно, вид $f(v)$ практически одинаков в $\frac{t}{T_{oe}} \sim 15$ и $\frac{t}{T_{oe}} \sim 40$.

Серия 2.

Случай 2-1, 2-2. $\tilde{n}/n_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ и $1 \cdot 10^{-1}$. Как видно из Рис. 9, начальные параметры в этих случаях лежат в области линейных или слабо-нелинейных волн. Действительно, развитие начального возмущения приводит к установлению такой волны. Как видно из Рис. I6а поле и энергия электронов устанавливаются на примерно постоянном уровне. Возмущение плотности ионов, энергия ионов почти не меняются (Рис. I7, I8). Распределение плотности $\tilde{n}(x)$ в случае 2-1 практически синусоидальное, в случае 2-2 слегка укрупненное. Также выглядит и возмущение скорости $\tilde{v}(x)$ на фазовой плоскости ионов.

Случай 2-3. $\tilde{n}/n_0 = 0,2$. В этом случае развитие возмущения приводит к установлению в $\frac{t}{T_{oe}} \sim 10-15$ сильно-нелинейной волны (Рис. I6б). При развитии возмущения укрупняется $\tilde{n}(x)$ и $\tilde{v}(x)$, возрастает возмущенная скорость ионов (Рис. 6а), растет энергия ионов (Рис. I7). Энергия ионов может нарастать только в результате поглощения энергии электрического поля. Однако из Рис. I6б видно, что поле практически не затухает в области установления волны $\frac{t}{T_{oe}} \sim 4-10$, где возрастает энергия ионов. Но из Рис. I6б видно, что в этом интервале времени заметно уменьшается энергия электронов. Оказывается, что изменение энергии ионов δW_i равно изменению энергии электронов $\delta W_e - W_E^t$ (Рис. I4в). Таким образом, этот случай является характерным примером случая стабилизации поля ионно-звуковой волны за счет поглощения энергии электронов, компенсирующего поглощение энергии поля ионами.

Случай 2-4, 2-5. $\tilde{n}/n_0 = 0,67$ и $0,97$. В этих случаях стационарная волна не устанавливается (Рис. I6 в, г). Как видно из Рис. I9, 20 возмущения плотности $\tilde{n}(x)$ и скорости $\tilde{v}(x)$ быстро укрупняются.

Укручение проявляется в росте более коротковолновых гармоник плотности $\tilde{n}^N(t)$ (Рис.21). Через несколько плазменных периодов начинается захват большого числа ионов, так что можно говорить об опрокидывании волны. Развитие опрокидывания можно видеть на Рис.19, 20, где показано распределение плотности $\tilde{n}(x)$ и фазовые плоскости ионов в разные моменты времени. Видно, что захваченные ионы ускоряются и выходят из захвата с большими скоростями $v > 10 v_T^i$. Энергия ионов при этом сильно возрастает (Рис.17). Впадина плотности после начала захвата ионов заполняется и возмущение сглаживается (Рис.19, 20), так что \tilde{n}/n_0 падает (Рис.18).

Из Рис.16 в,г видно, что поле в этих случаях затухает. Энергия ионов начинает расти одновременно с началом затухания и растет до тех пор пока поле не затухнет (Рис.17). Однако изменение энергии ионов δW_i заметно превышает изменение энергии поля δW_E (Рис.14г). Из Рис.16 в,г видно, что в том же интервале времени гораздо быстрее, чем поле, уменьшается энергия электронов. Также как в рассмотренных ранее случаях серии I оказывается, что в интервале времени от t_{max_2} до $t \sim 15$ изменение энергии ионов $\delta W_i = \delta W_E + \delta W_e$, а в интервале от $t=0$ до $t \sim 15 T_{oe}$ $\delta W_i = \delta W_e$ (Рис.14в), т.е. вся энергия, потерянная электронами, поглощается ионами. Величина энергии, поглощенной ионами, составляет заметную долю от тепловой энергии электронов - в случае 2-4 $\sim 15\%$, а в случае 2-5 $\sim 30\%$.

Следует еще раз подчеркнуть, что при развитии возмущения и опрокидывании волны поглощается тепловая энергия электронов. И в этих случаях это хорошо видно по функциям распределения электронов по скоростям в разные моменты времени (Рис.22 а,б). В случае 2-4, в отличие от случая I-5 (Рис.15 а,б), захват электронов хотя и проявляется, но не приводит к сильному изменению $f(v)$ (Рис.22а). Опрокидывание же дает сильный эффект и приводит к уменьшению эффективной температуры электронов примерно в 3 раза (Рис.22б).

Серия 3 (разные λ_i) мы не будем рассматривать отдельно, т.к. все случаи этой серии лежат в области сильно-нелинейных волн (Рис.9) и мало отличаются друг от друга. В сериях I и 2 мы уже рассмотрели два типичных случая этой серии 3-I \equiv I-3 и 3-3 \equiv 2-3. Остальные случаи мало отличаются от них. Отметим,

что во всех случаях в области установления нелинейной волны поле в среднем практически не меняется, но наблюдается рост энергии ионов и уменьшение энергии электронов, причем $\delta W_i = \delta W_e - W_e^2$.

Было рассмотрено несколько случаев с большими начальными возмущениями плотности и разными длинами волн:

| | | | | | |
|-----------------|------|------|------|------|------|
| λ_i/r_d | 20 | 33 | 33 | 43 | 43 |
| \tilde{n}/n_0 | 0,51 | 0,75 | 0,85 | 0,90 | 0,96 |

Во всех этих случаях наблюдается опрокидывание ионно-звуковой волны и затухание поля. Подобно рассмотренным выше случаям и здесь энергия ионов растет до тех пор пока поле не затухло, причем изменение энергии ионов больше, чем изменение энергии поля, но равно полному изменению энергии электронов δW_e в интервале времени от $t=0$ до t .

Серия 5. (разные T_i и T_e/T_i). В этой серии изменялась температура ионов и, соответственно, отношение T_e/T_i в случаях с параметрами случая 2-5 $\tilde{n}/n_0 = 0,97$, $\lambda_i/r_d = 14,3$.

| | | | |
|--------------------|-----|------------------|-----|
| Случай | 5-1 | 5-2 \equiv 2-5 | 5-3 |
| T_e/T_i | 10 | 30 | 100 |
| V_{ϕ}^i/V_T^i | 2,9 | 5,0 | 9,2 |

На Рис.23 показаны кривые $W(t)$, на Рис.24 - кривые $\Delta W_i(t)$ для этих случаев. Видно, что случаи 5-1 и 5-3 качественно не отличаются от рассмотренного выше случая 2-5 быстрого опрокидывания ионно-звуковой волны. С увеличением отношения T_e/T_i и соответствующим увеличением V_{ϕ}^i/V_T^i скорость затухания поля и скорость роста энергии ионов уменьшаются. Во всех случаях изменение энергии ионов превышает изменение энергии поля и определяется полным изменением энергии электронов.

Таким образом, при установлении нелинейной ионно-звуковой волны и при захвате ионов - опрокидывании волны ионами поглощается тепловая энергия электронов. Можно предположить качественную картину наблюдаемого процесса. При развитии заданного начального возмущения $\tilde{n}_e(x) = \tilde{n}_i(x)$ поле ионно-звуковой волны устанавливается в результате разделения зарядов, возникающего вследствие теплового движения электронов. Поглощение энергии поля ионами при установлении нелинейной волны или захвате при-

водит к уменьшению поля. В результате движение электронов облегчается, что приводит к увеличению разделения зарядов. При этом поле растёт, поглощая энергию электронов. Но ионы продолжают поглощать энергию поля, вновь смещая равновесие. Результирующий процесс зависит от числа захваченных или участвующих в нелинейном движении ионов, которое определяет скорость затухания поля. Если скорость затухания мала, поглощение добавочной энергии электронов может привести к стабилизации поля. Если скорость затухания велика, поглощение добавочной энергии не может препятствовать затуханию, но снижает его скорость и приводит к росту энергии, поглощённой ионами. При полном затухании поля, вся энергия, потерянная электронами, поглощается ионами.

Л и т е р а т у р а :

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме. I,II,III". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 8I-43, 8I-88, 8I-89, 1981.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме. IV". Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 82-5I, 1982.
3. А.И.Ахиезер, И.А.Ахиезер, Р.В.Половин, А.Г.Ситенко, К.Н.Степанов. "Электродинамика плазмы". стр. 152, 174, 400. Москва, Наука, 1974 г.
4. В.И.Карпман. ЖЭТФ, 77, 1382, 1979.
5. H.Shamel. Physica Scripta 20, 306, 1980.
6. D.Gresellon, P.L.Galison. Phys. Fluids, 16, 2180, 1973.
7. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Физика плазмы, 6, 1097, 1980.
8. J.P.Linov, P.Michelsen, H.L.Pêcseli, J.J.Rasmussen, K.Thomsen. Proc. XV Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases, p. P-0234, Minsk, 1981.
9. R.Sugihara, K.Jamanaka. Phys. Fluids 18, 114, 1975.
10. K.Sugihara, K.Jamanaka, Y.Ohsawa, T.Kamimura. Phys. Fluids 24, 434, 1981.

Подписи к рисункам:

Рис. I. Зависимость от времени энергии поля W_E и возмущенной энергии электронов $\Delta W_e = W_e - W_e^0$. Серия Ia.

| Рис. | а | б | в | г |
|-----------------|------|-----|------|------|
| Случай | I-2 | I-3 | I-4 | I-5 |
| \tilde{n}/n_0 | 0,03 | 0,2 | 0,37 | 0,63 |

Стрелки показывают $t_{max} - t_{min} - t_{max_2}$ последовательно.

Рис. 2. Значения величины $\exp(\frac{e\varphi}{T_e}) - 1$ для разных \tilde{n}/n_0 и λ_i/r_a .

а. Серия Ia и I; б. Серия 2; в. Серия 3 и 4а.
Сплошные кривые - $\exp(\frac{e\varphi}{T_e}) - 1 = \tilde{n}/n_0$

Рис. 3а, б. Значения $T_B^e/2$ и Δt для разных \tilde{n}/n_0

а. Серия Ia; б) Серия 2. $x - T_B^e/2$, $o - \Delta t$.

$$T_B^e = 2\pi/k_i \sqrt{\frac{e\varphi}{m}}; \Delta t = t_{min} - t_{max}$$

Рис. 3в, г. Изменение энергии электронов $|\delta W_e|$ и поля $|\delta W_E|$ за время Δt от $t=0$ до t_{max} (I) и от t_{max} до t_{min} (2).

в. Серия Ia; г. Серия 2.

Рис. 4а-ж. Функции распределения электронов по скоростям. Серия Ia.

| Рис. | а | б | в | г | д | е |
|------------|------------------|--------------------|------------------|--------------------|--------------------|----------------------|
| Случай | I-2 | I-4 | I-5 | I-5 | I-5 | I-5 |
| t/T_{oe} | $t_{min} \sim 4$ | $t_{min} \sim 1,4$ | $t_{min} \sim 1$ | $t_{max} \sim 0,3$ | $t_{min} \sim 1,0$ | $t_{max_2} \sim 1,6$ |

Пунктир - начальная функция распределения $f_0(v)$

ж. Серия 2, случай 2-4. Сплошная линия $M/m = 10^{10}$, штрих - пунктир - $M/m = 10^2$, $t = t_{min} \sim 0,9 T_{oe}$.

Рис. 4з-л. Фазовая плоскость электронов. Серия 2. Случай 2-5.

| Рис. | з | и | к | л |
|------------|---|---------------------|---------------------|----------------------|
| t/T_{oe} | 0 | $t_{max} \sim 0,45$ | $t_{min} \sim 0,85$ | $t_{max_2} \sim 1,2$ |

Рис. 5. Граница захвата электронов ионно-звуковой волной. Соотношение $\exp(e\varphi/T_e) - 1 = \tilde{n}/n_0$ выполнено для точек o и не выполнено для точек x .

Рис. 6. Фазовая плоскость ионов (возмущение скорости) и возмущение плотности ионов.

Серия 2. $\Delta x \sim 2\lambda_i$

а. Нелинейная волна - $\Delta x - / \Delta x_+ \sim 0,7$; $\tilde{n}/n_0 = 0,2$; $t/T_{oe} = 14$.

б. Сильно-нелинейная волна - $\Delta x - / \Delta x_+ \sim 0,4$ (начало захвата ионов). $\tilde{n}/n_0 = 0,67$; $t/T_{oe} = 7$.

Рис. 7. Граница ионной нелинейности (I) и граница захвата ионов (2). $t/T_{oe} \sim 15$.

Рис. 8а-в. Граница захвата ионов в разных координатах. $t \sim T^i$

Рис. 9. Граница ионной нелинейности и захвата и начальные параметры разных случаев.

1 - граница ионной нелинейности;

2 - граница захвата электронов;

3 - граница захвата ионов.

Рис. 10. Зависимость от времени энергии поля и возмущенной энергии электронов. Серия I.

| Рис. | а | б | в |
|-----------------|-----|------|------|
| Случай | I-3 | I-4 | I-5 |
| \tilde{n}/n_0 | 0,2 | 0,37 | 0,63 |

Рис. 11. Зависимость от времени возмущенной энергии ионов $\Delta W_i = W_i - W_i^0$. Серия I. Случай I-3, I-4, I-5.

Рис. 12. Зависимость от времени возмущения плотности. Серия I. Случай I-3, I-4, I-5.

Рис. 13. Фазовая плоскость ионов в разные моменты времени. Серия I. Случай I-5. $\Delta x = 5\lambda_i$

Рис. 14. Зависимость от \tilde{n}/n_0 изменения энергии ионов δW_i электронов δW_e и электрического поля δW_E

а. Серия I, от $t=0$ до $t \sim 15 T_{oe}$

б. Серия I, от $t = t_{max_2}$ до $t \sim 15 T_{oe}$

в. Серия 2, от $t=0$ до $t \sim 15 T_{oe}$

г. Серия 2, от $t = t_{max_2}$ до $t \sim 15 T_{oe}$

$x - \delta W_i$; $o - \delta W_e - W_e^e$; $+ - \delta W_E$; $\bullet - \delta W_e + (\delta W_e - W_e^e)^e$.

Рис.15. Функции распределения электронов по скоростям.
Серия I. Случай I-5.
а. $t = t_{max_2} = 1.7 T_{oe}$; б. $t = 15 T_{oe}$.

Рис.16. Зависимость от времени энергии поля и возмущенной энергии электронов. Серия 2.

| Рис. | а | б | в | г |
|-----------------|-----|-----|------|------|
| Случай | 2-2 | 2-3 | 2-4 | 2-5 |
| \tilde{n}/n_0 | 0,1 | 0,2 | 0,67 | 0,97 |

Рис.17. Зависимость от времени возмущенной энергии ионов. Серия 2. Случай 2-2, 2-3, 2-4, 2-5.

Рис.18. Зависимость от времени возмущения плотности. Серия 2. Случай 2-2, 2-3, 2-4, 2-5.

Рис.19. Распределение возмущения плотности $\tilde{n}(x)$ в разные моменты времени. Серия 2. Случай 2-4. $\Delta X = 2 \lambda_i$

Рис.20. Фазовая плоскость ионов в разные моменты времени. Серия 2. Случай 2-4. $\Delta X = 2 \lambda_i$.

Рис.21. Зависимость от времени гармоник возмущения плотности \tilde{n}^N . Серия 2. $N = 1-4$.
а. Случай 2-4, б. Случай 2-5.

Рис.22. Функции распределения электронов по скоростям. Серия 2. Случай 2-4.

а. $t = t_{max_2} = 1.2 T_{oe}$; б. $t = 15 T_{oe}$.

Рис.23. Зависимость от времени энергии поля и возмущенной энергии электронов. Случай 5-1 - 5-3, разные T_e/T_i .

| Кривая | 1 | 2 | 3 |
|-----------|----|----|-----|
| T_e/T_i | 10 | 30 | 100 |

Рис.24. Зависимость от времени возмущенной энергии ионов. Случай 5-1 - 5-3, разные T_e/T_i .

| Кривая | 1 | 2 | 3 |
|-----------|----|----|-----|
| T_e/T_i | 10 | 30 | 100 |

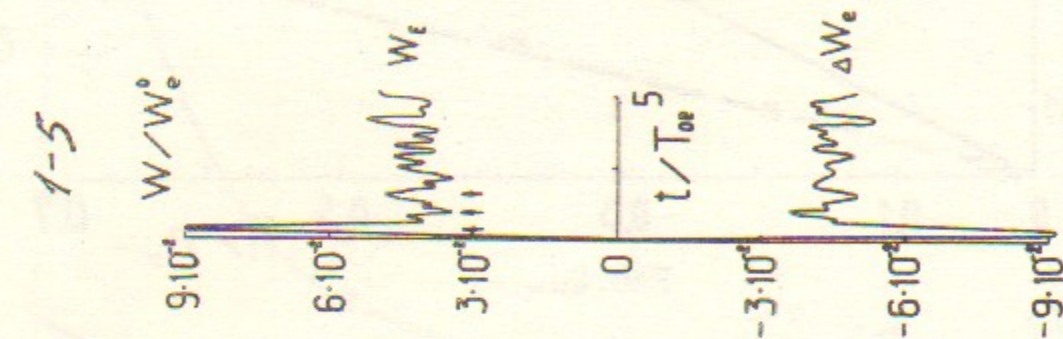


Рис.1г.

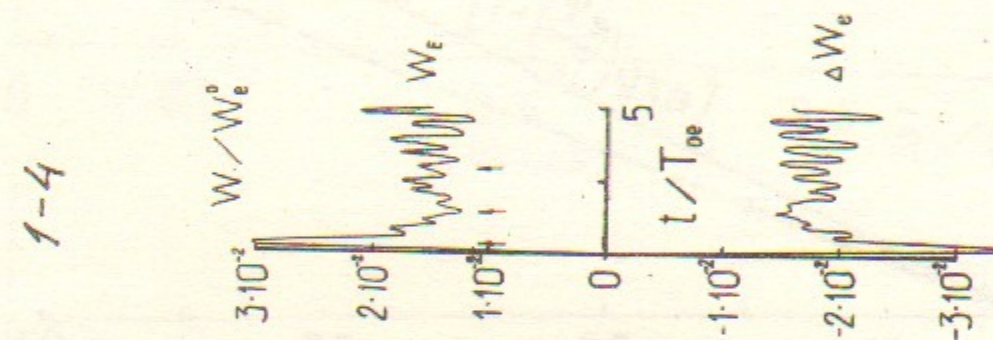


Рис.1в.

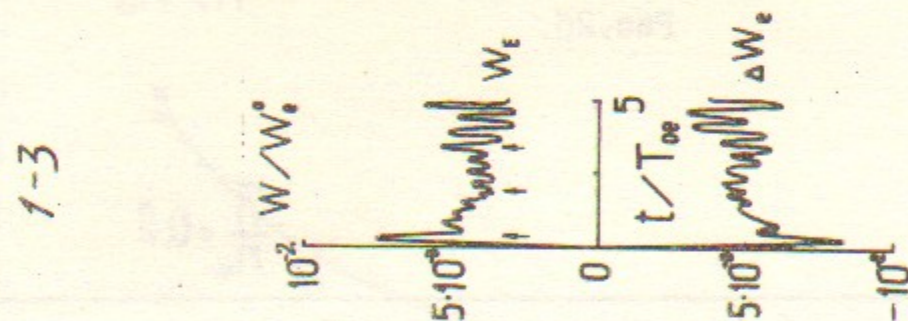


Рис.1б.

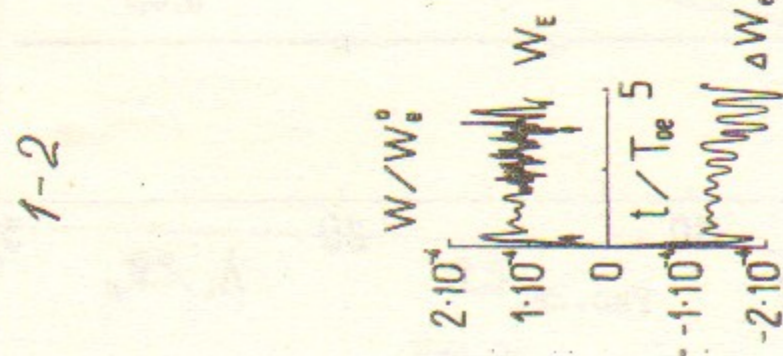
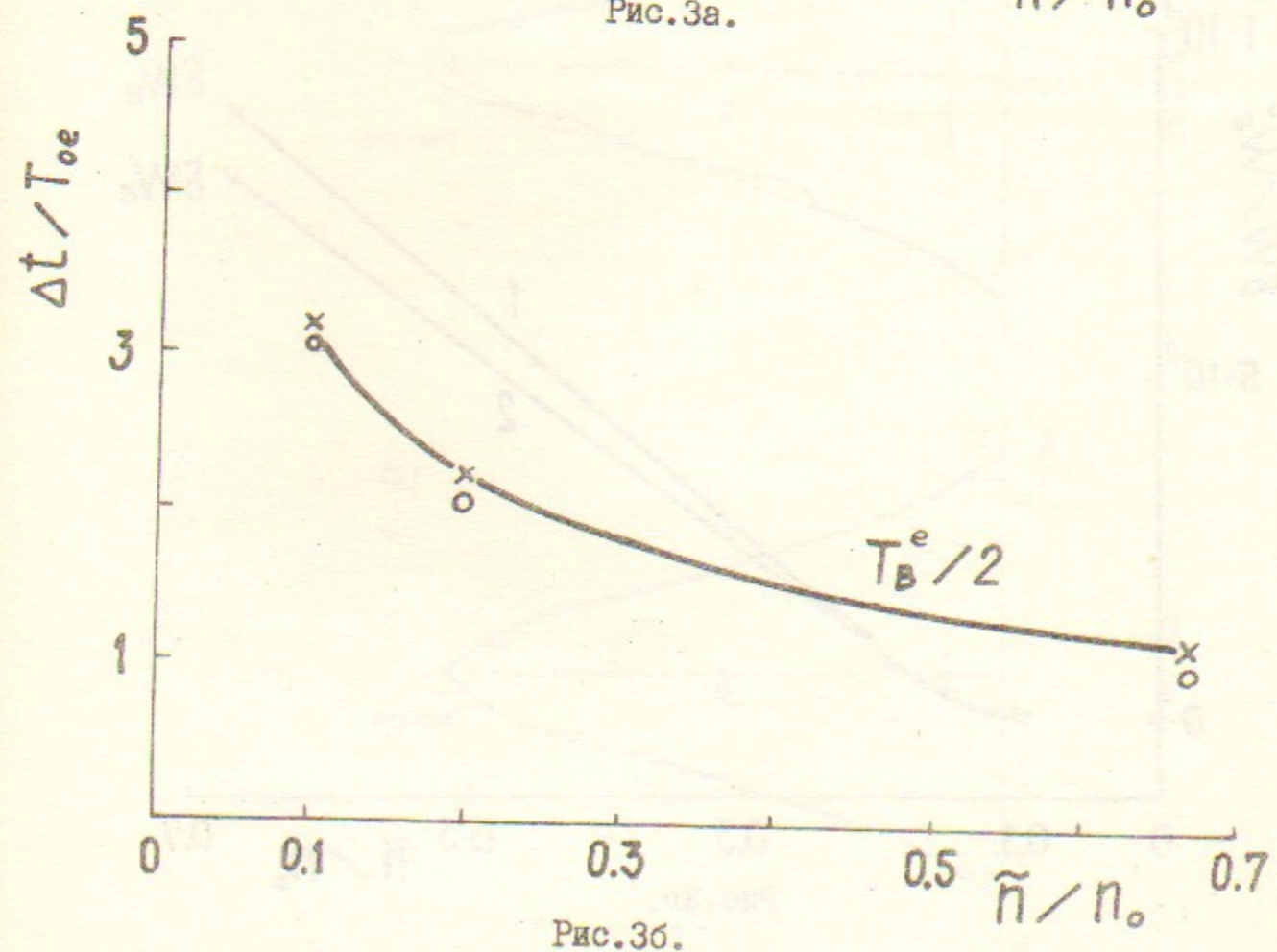
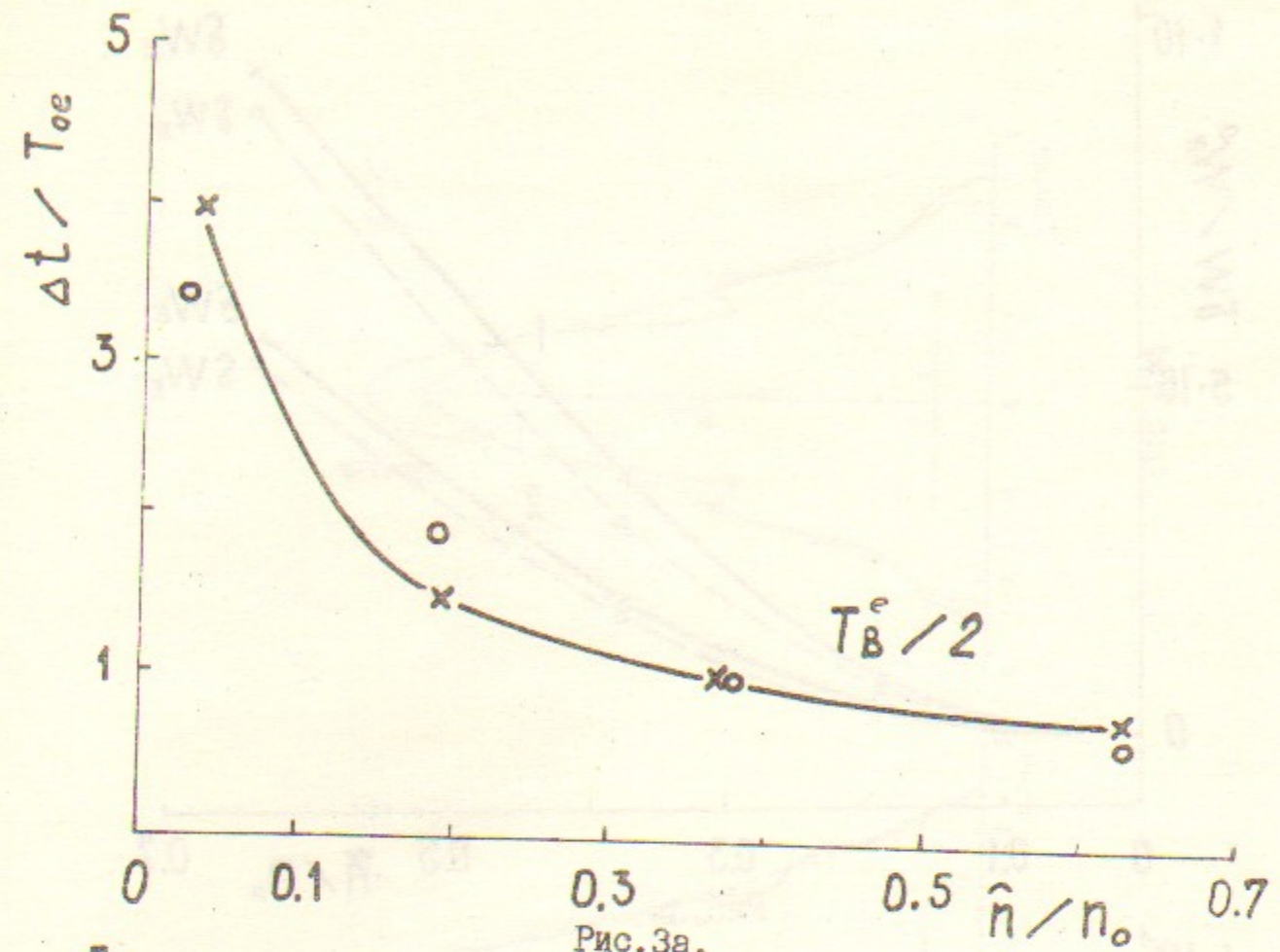
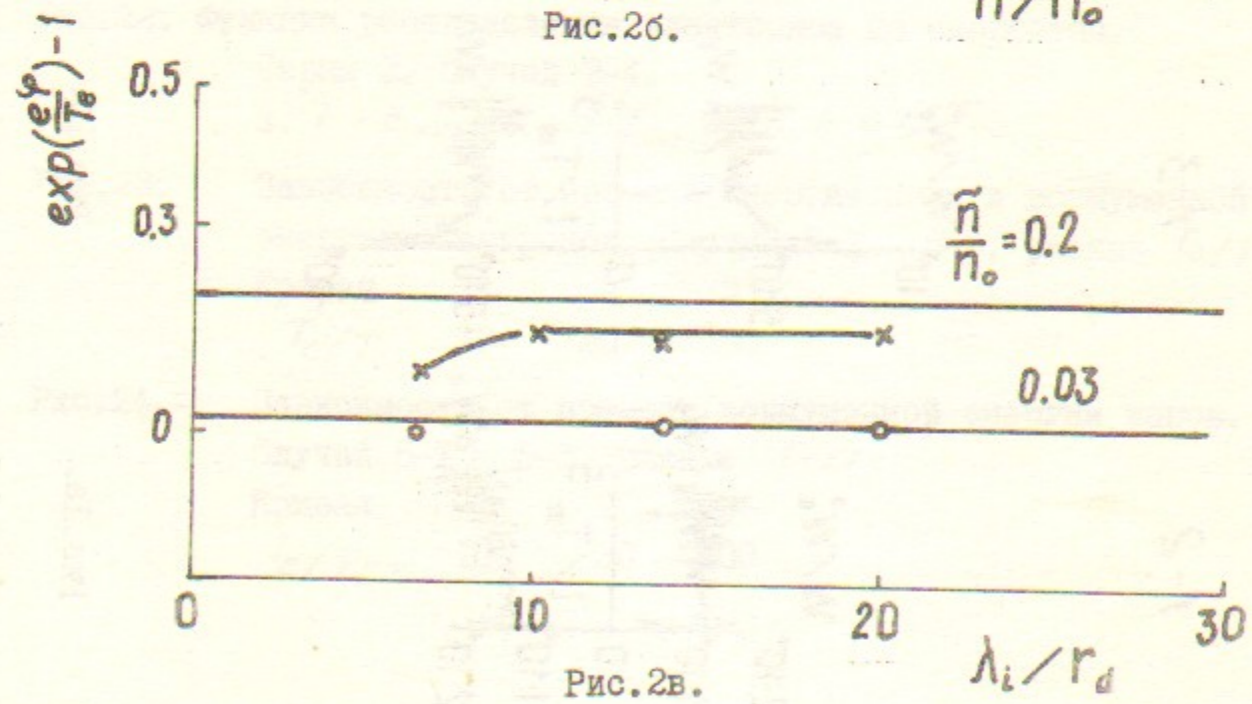
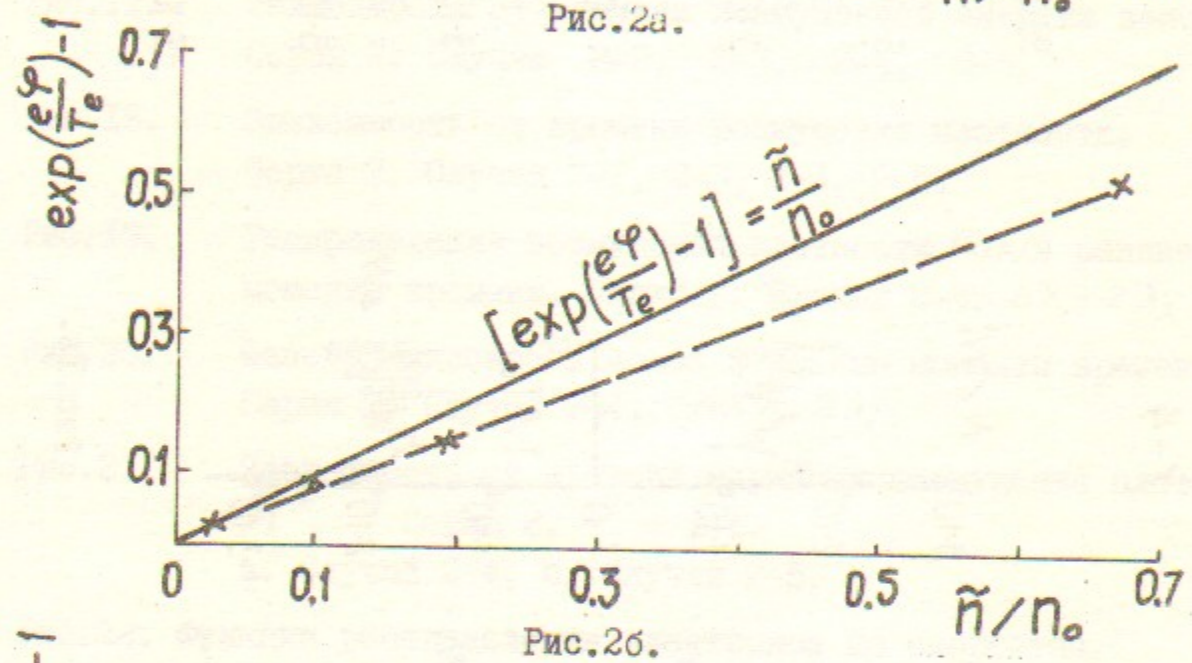
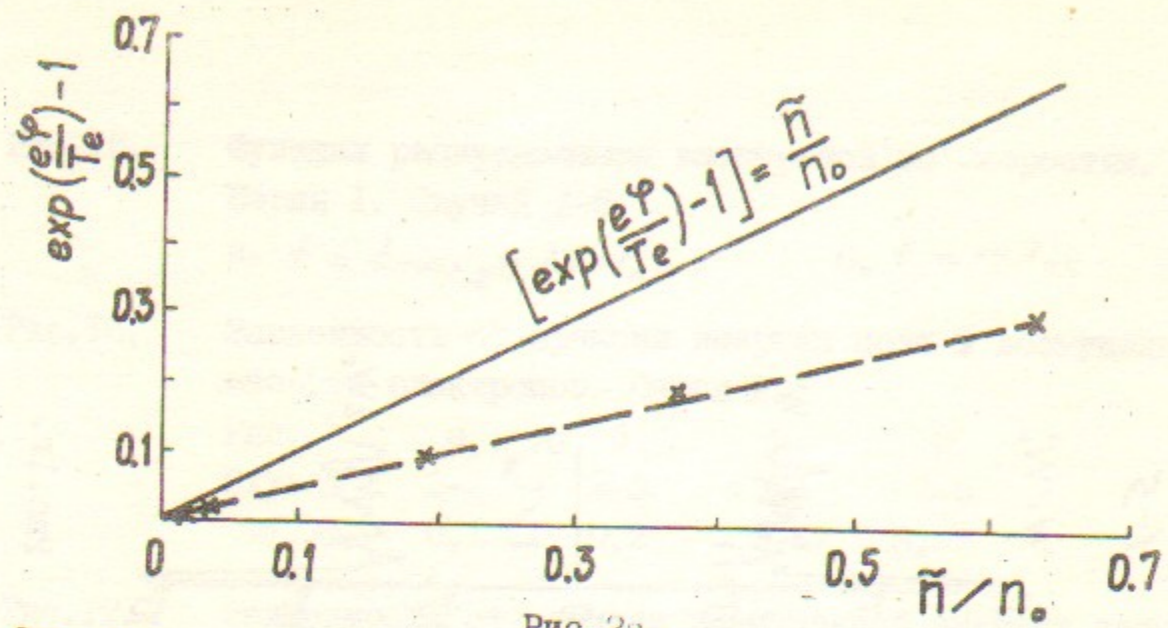
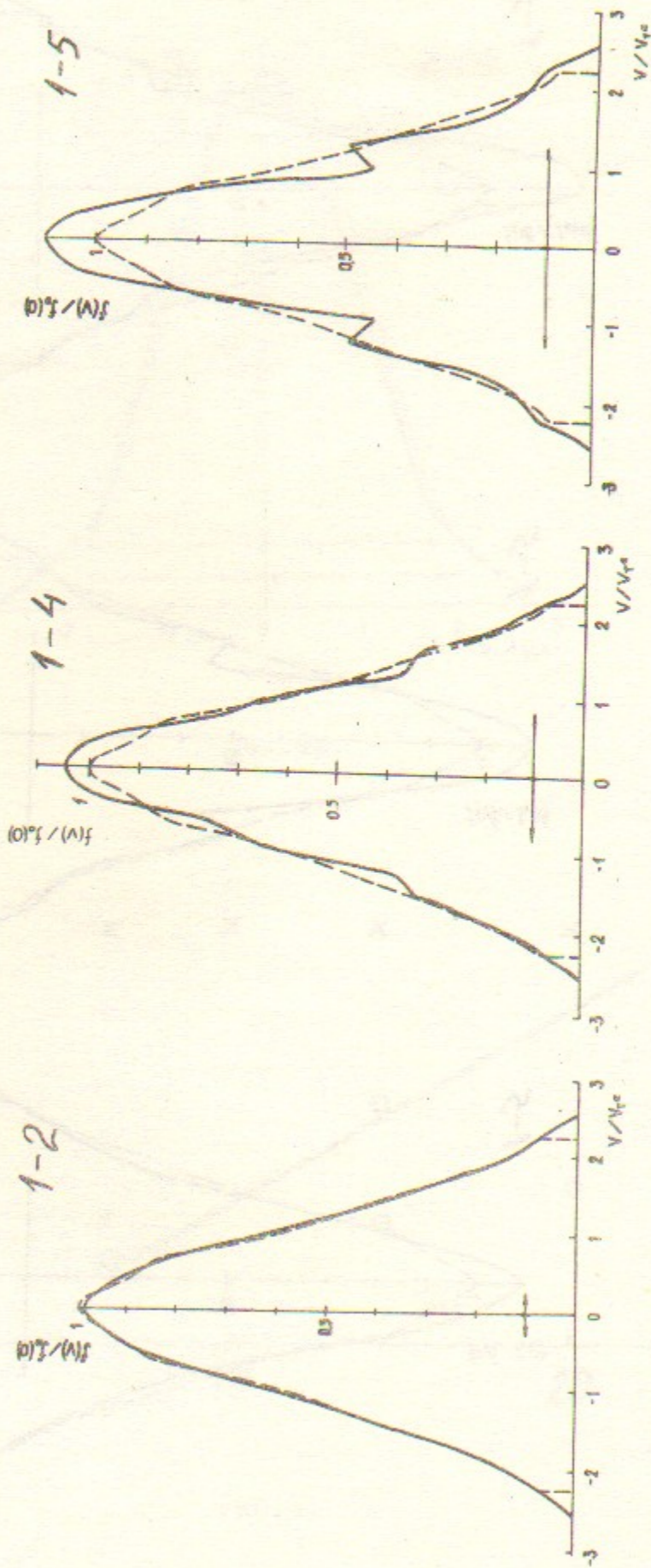
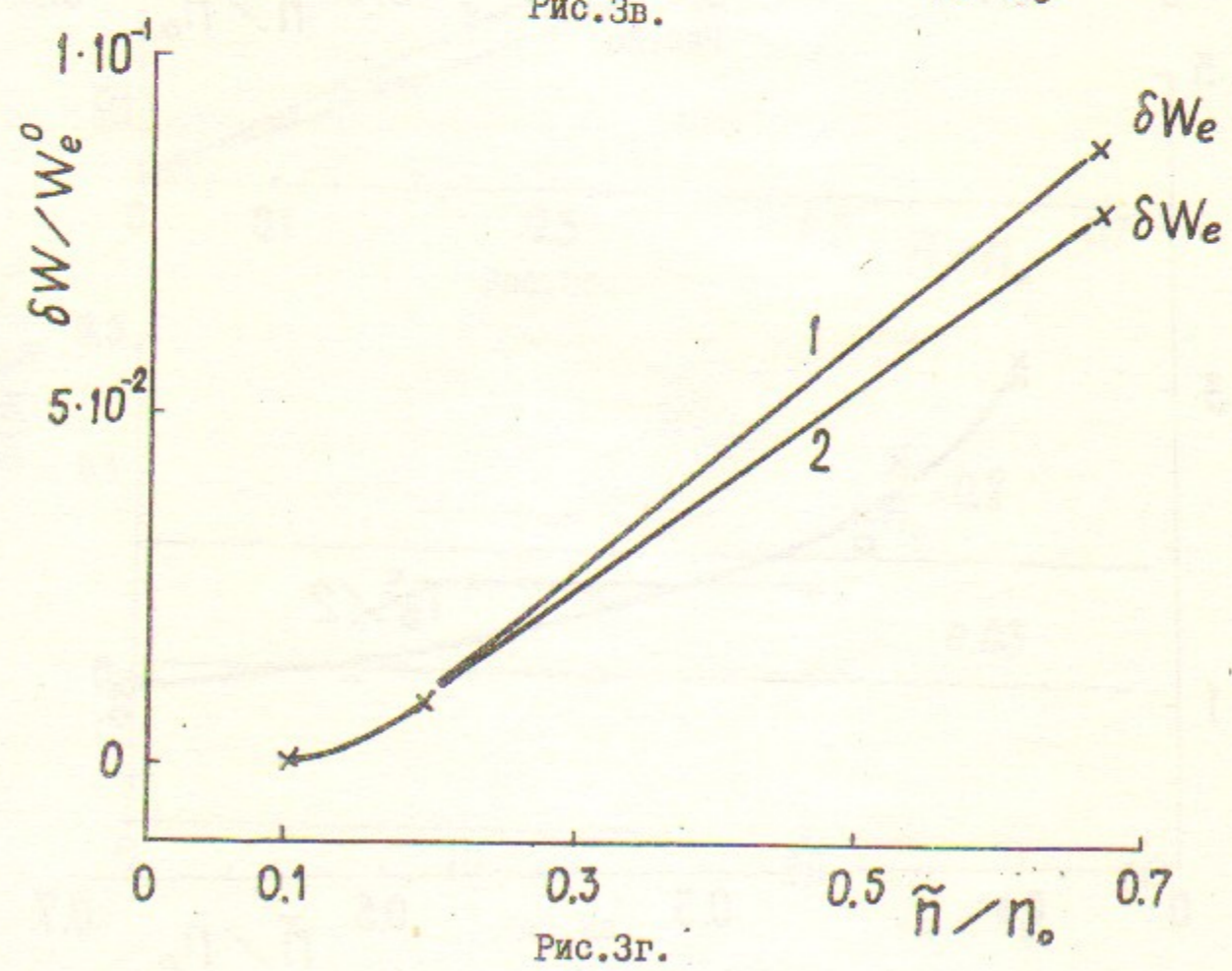
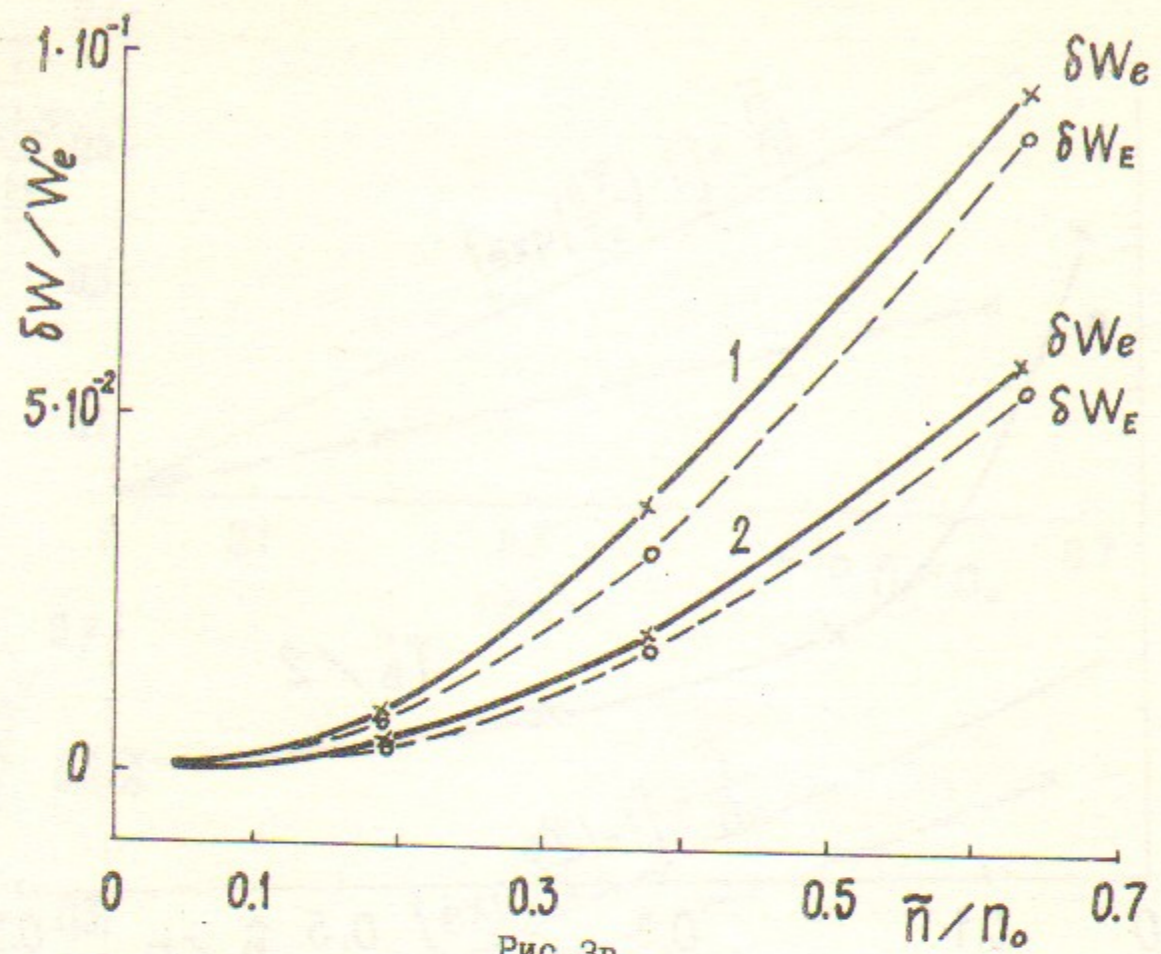


Рис.1а.





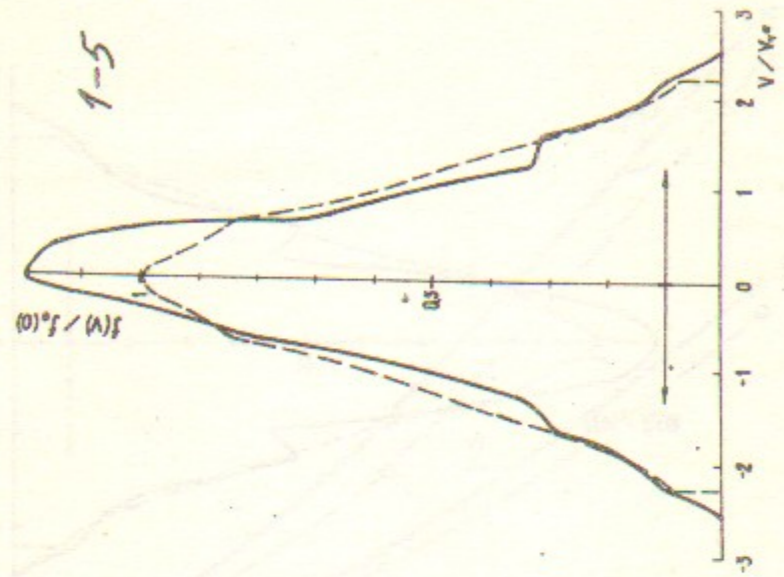


Рис. 4е.

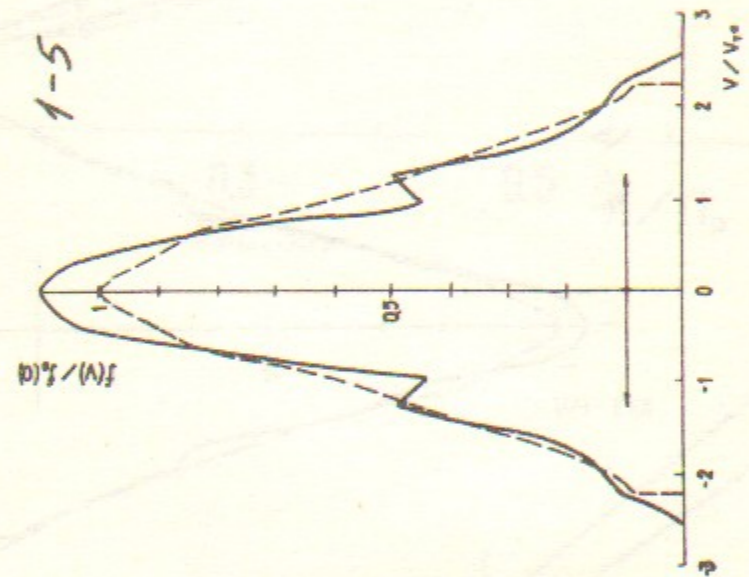


Рис. 4д.

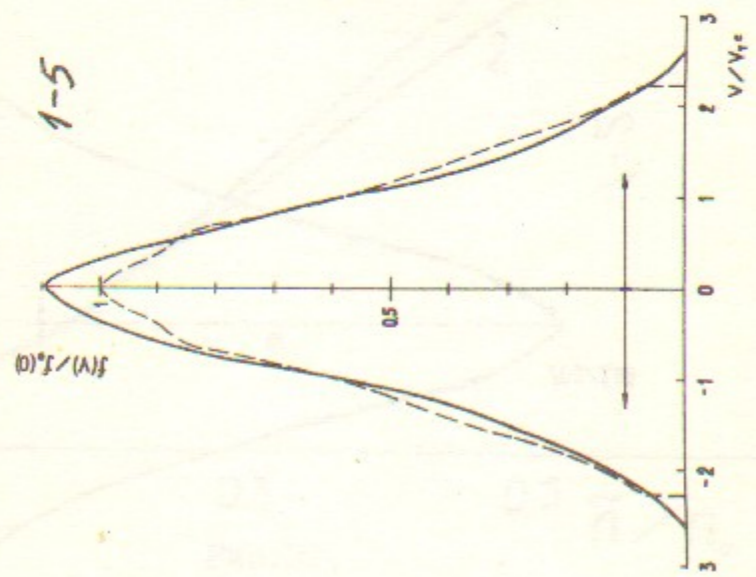


Рис. 4г.

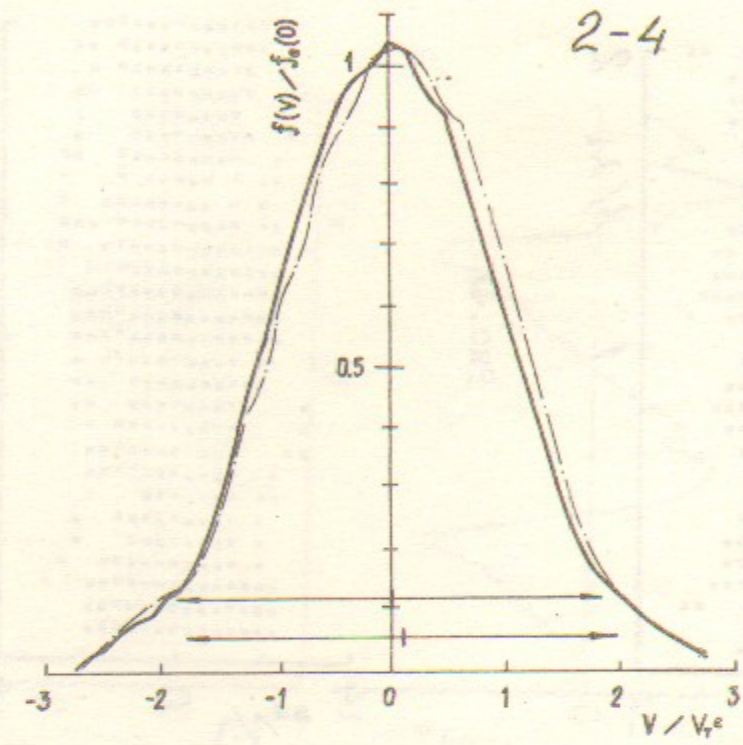


Рис. 4ж.

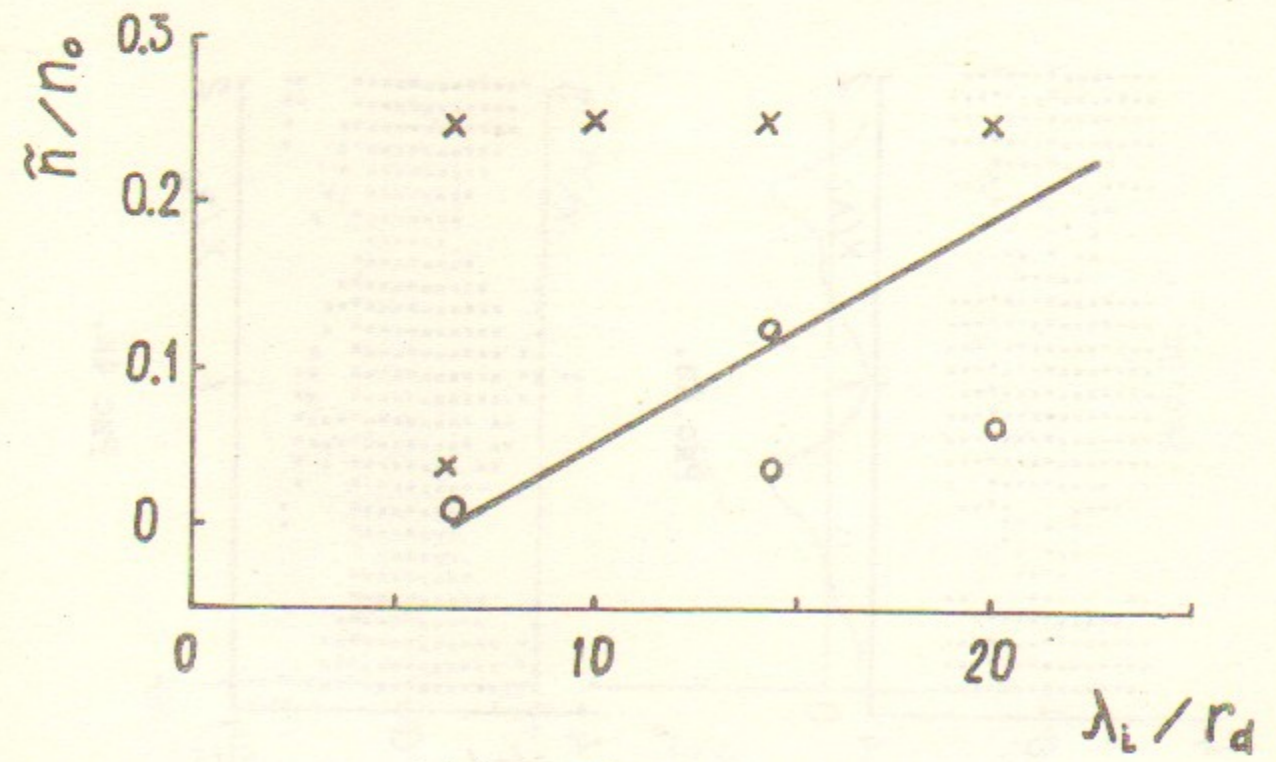


Рис. 5.

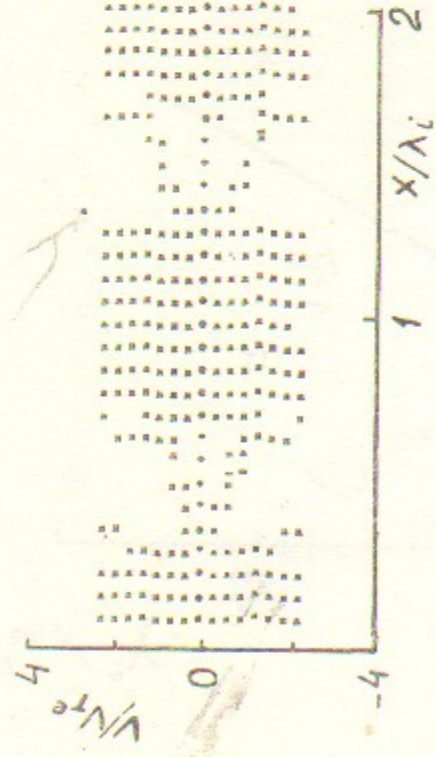


Рис. 43.

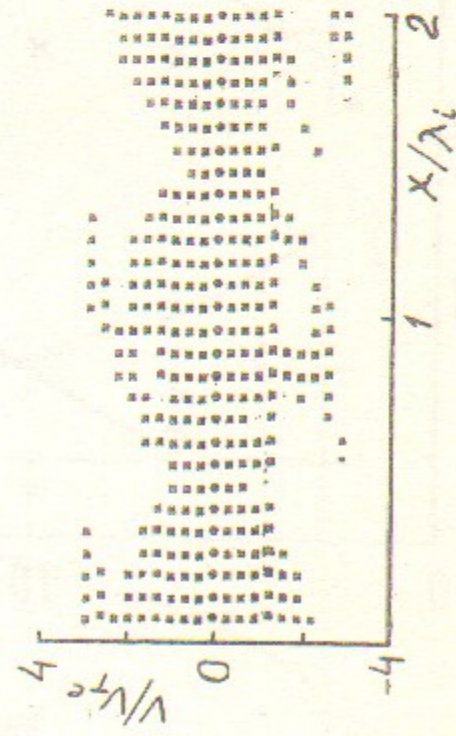


Рис. 44.

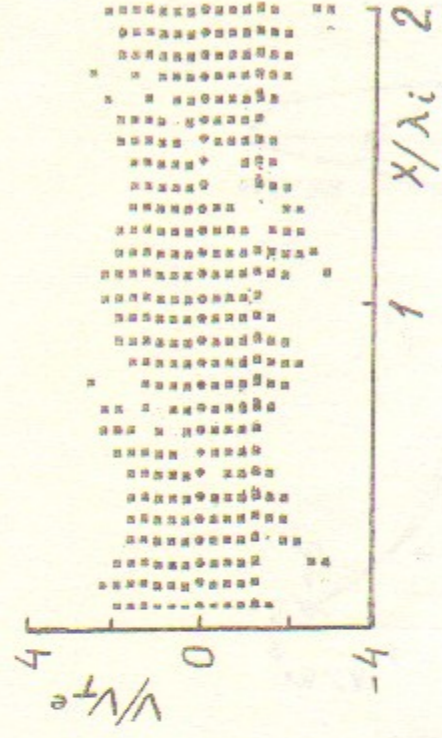


Рис. 45.

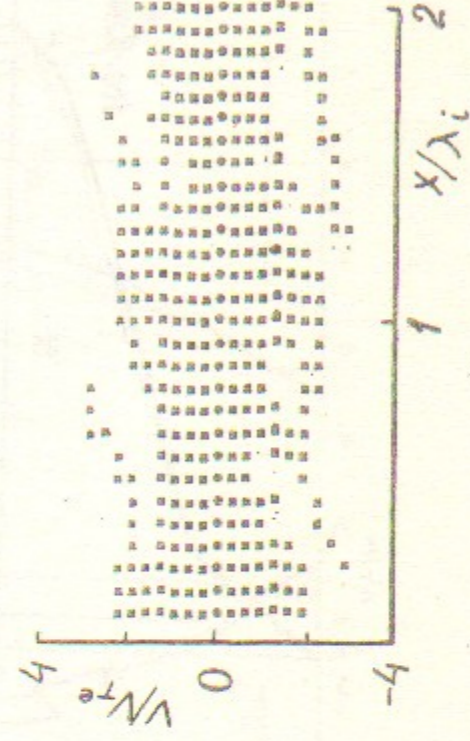


Рис. 46.

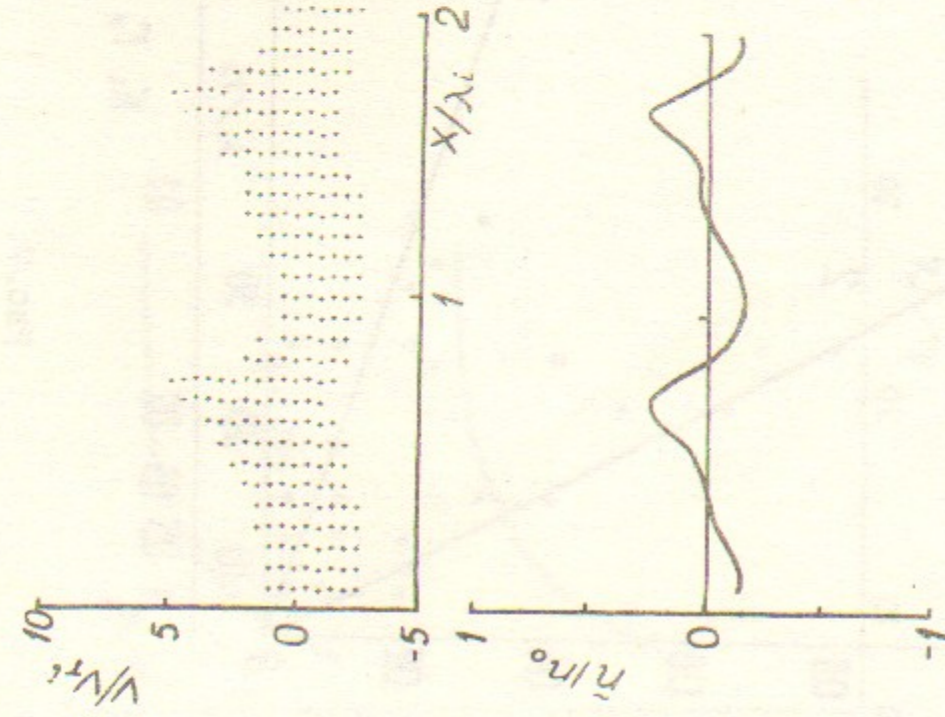


Рис. 6а.

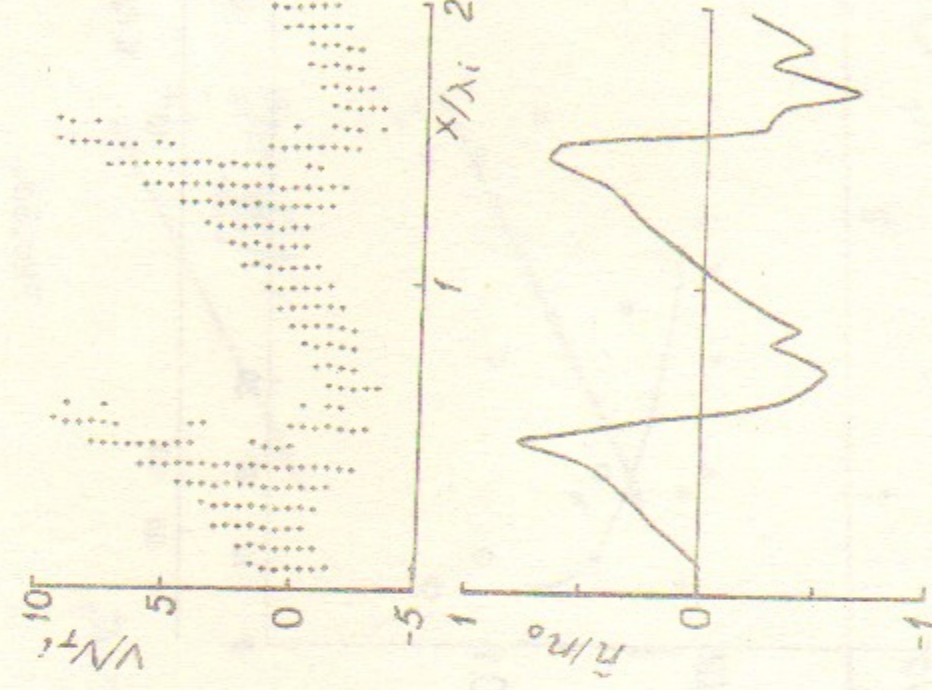


Рис. 6б.

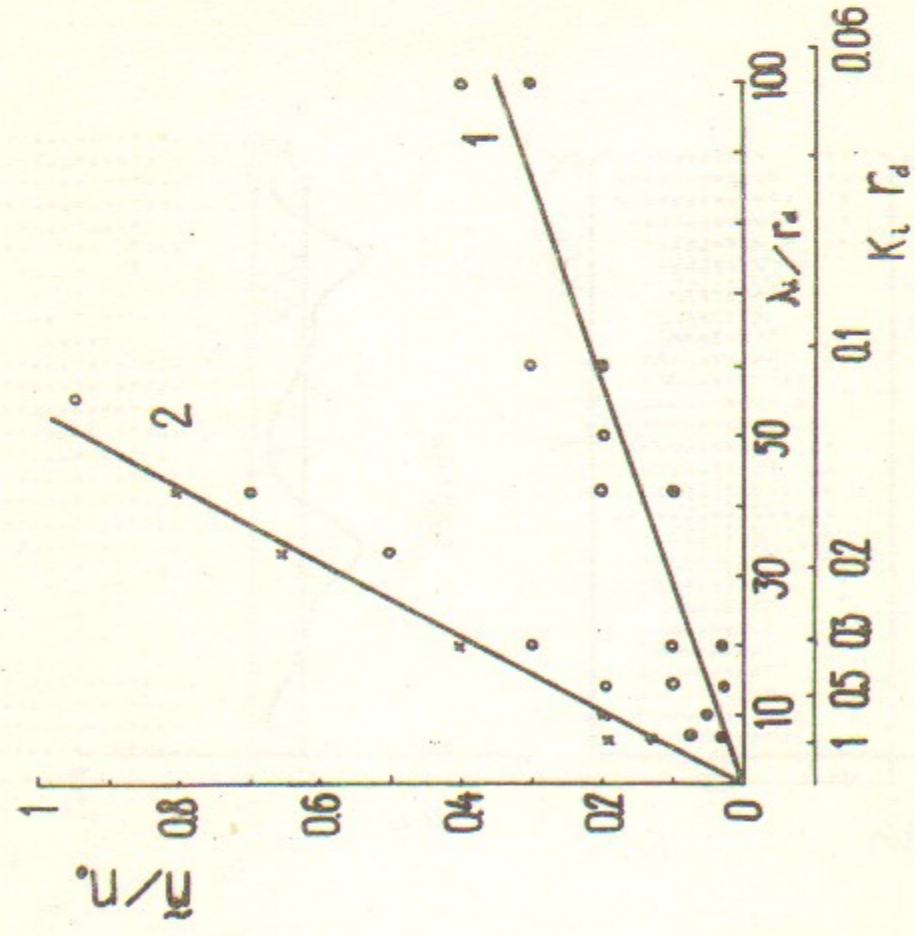


Рис.7.

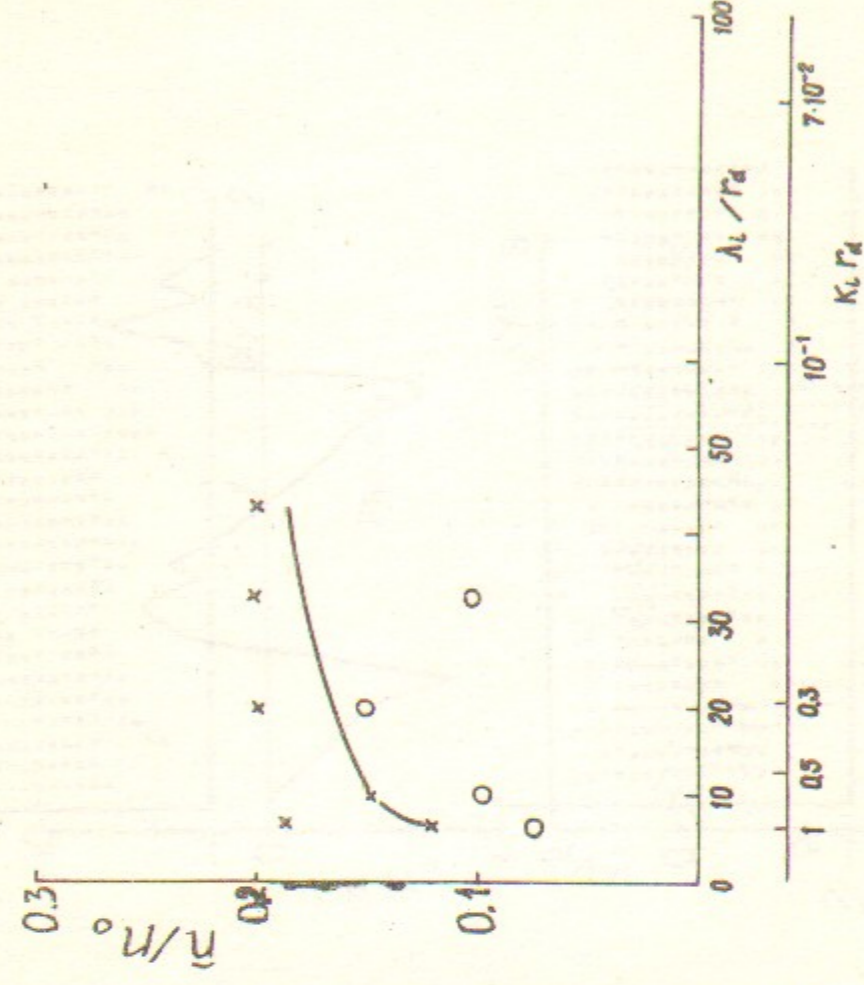


Рис.8а.

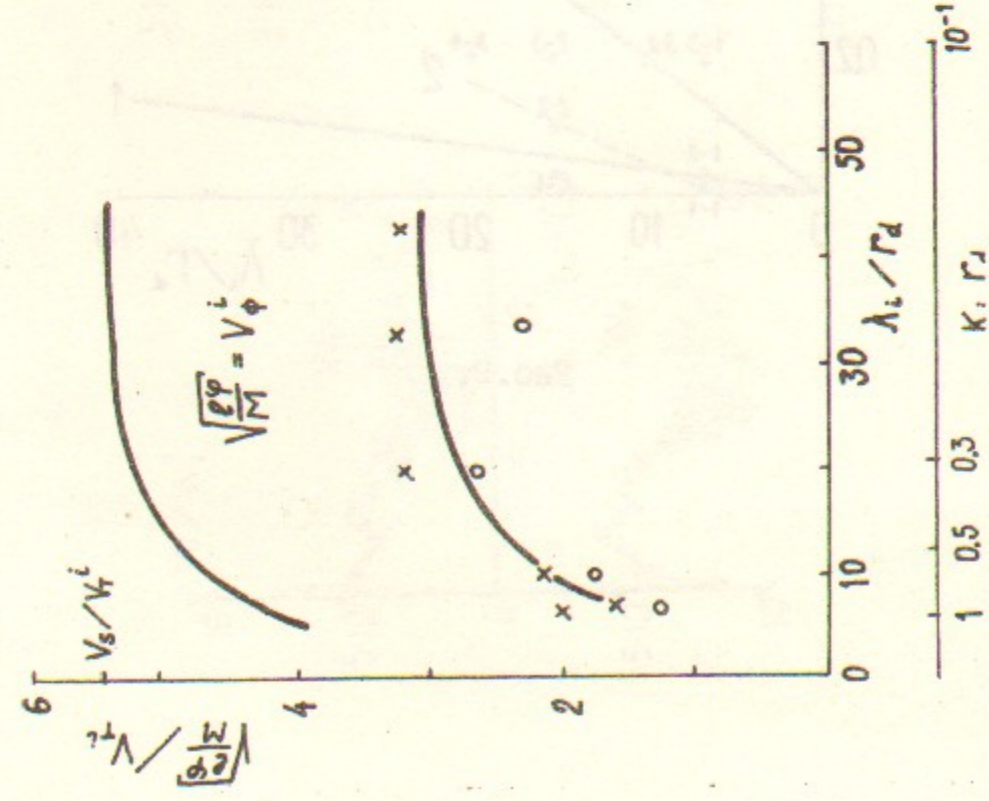


Рис.8б.

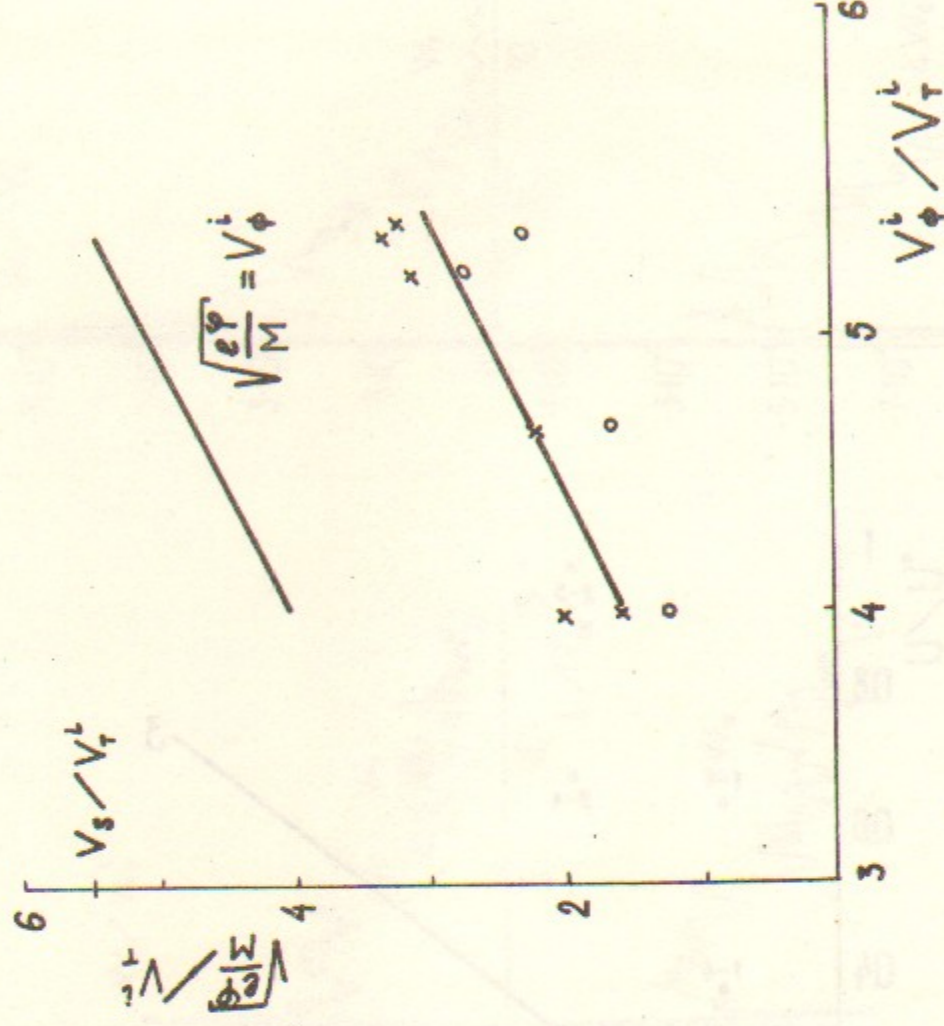


Рис.8в.

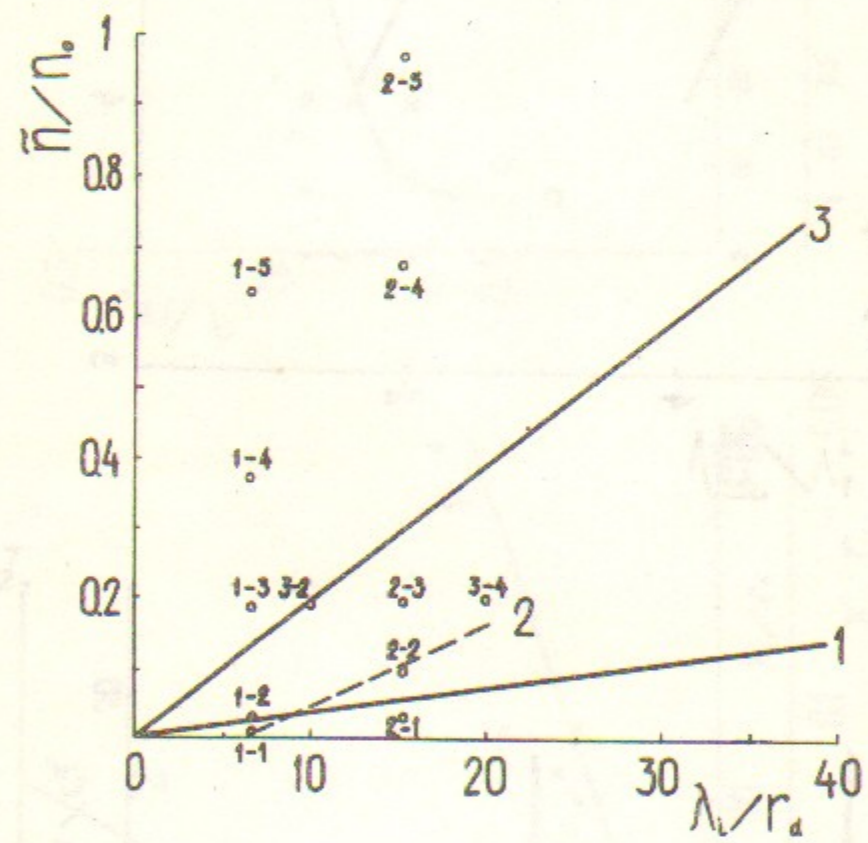


Рис. 9.

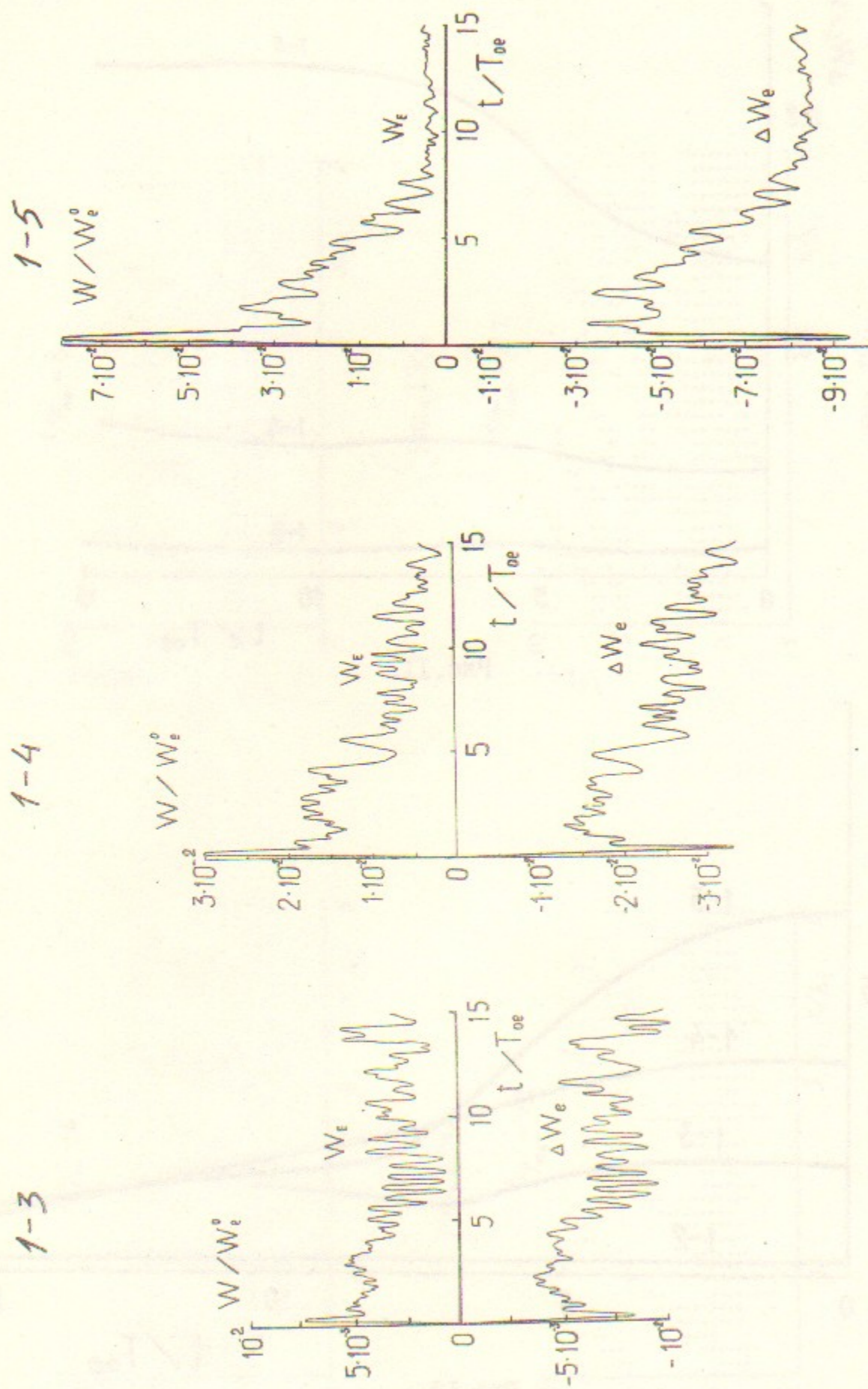


Рис. 10а.

Рис. 10б.

Рис. 10в.

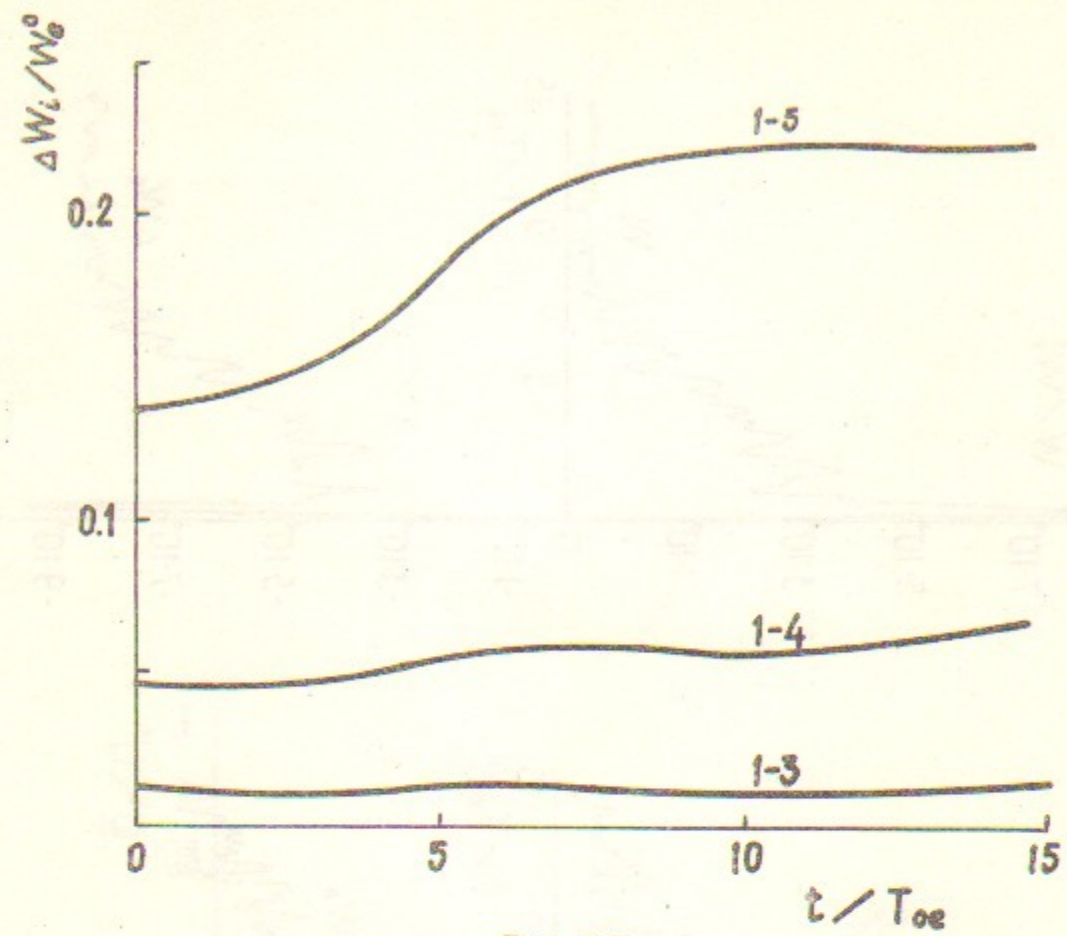


Рис. II.

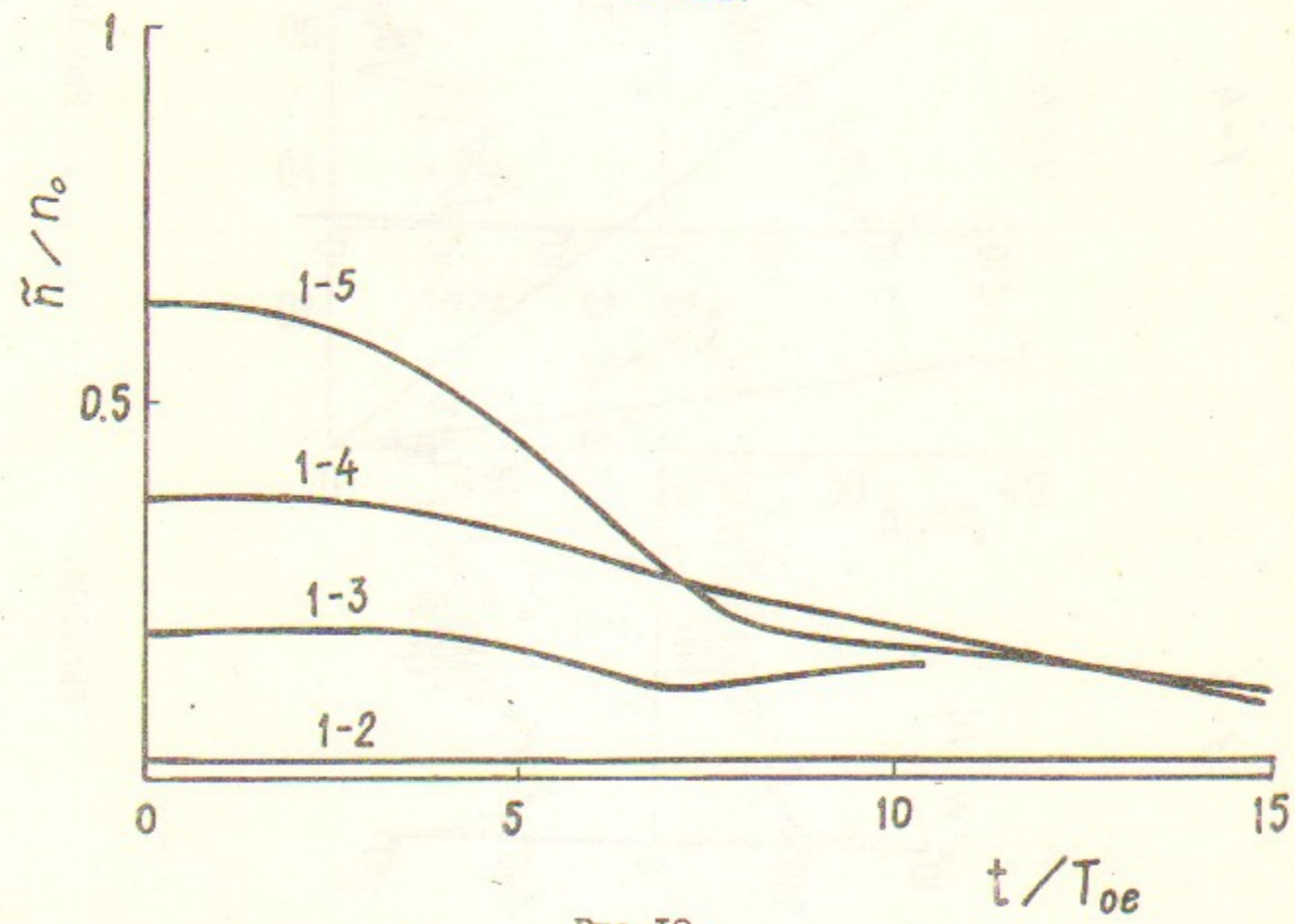


Рис. I2.

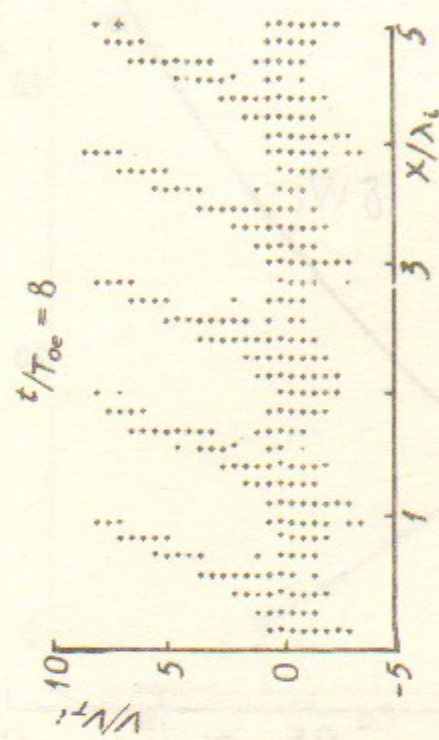


Рис. I3Г.

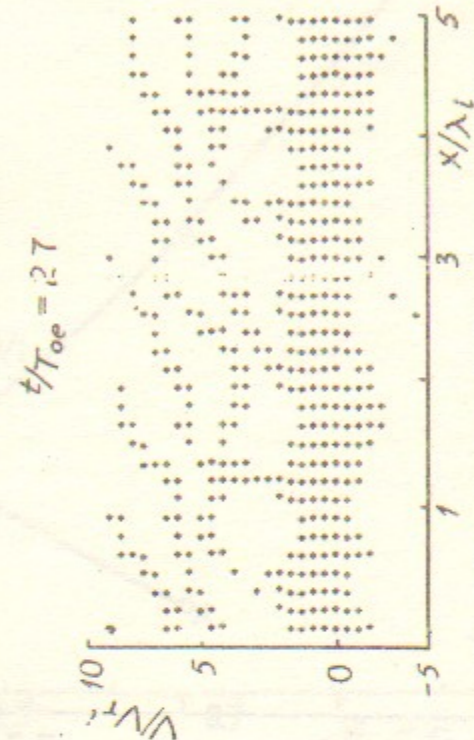


Рис. I3Г.

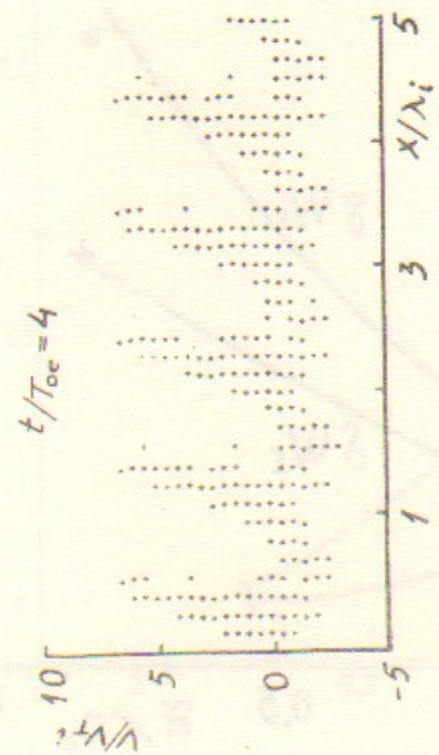


Рис. I3а.

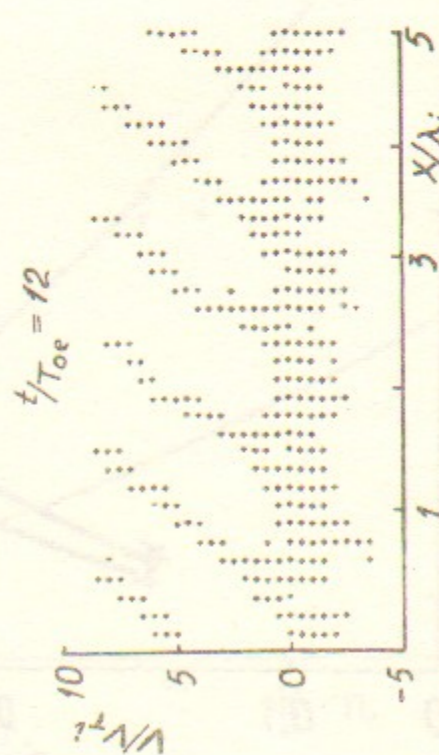


Рис. I3В.

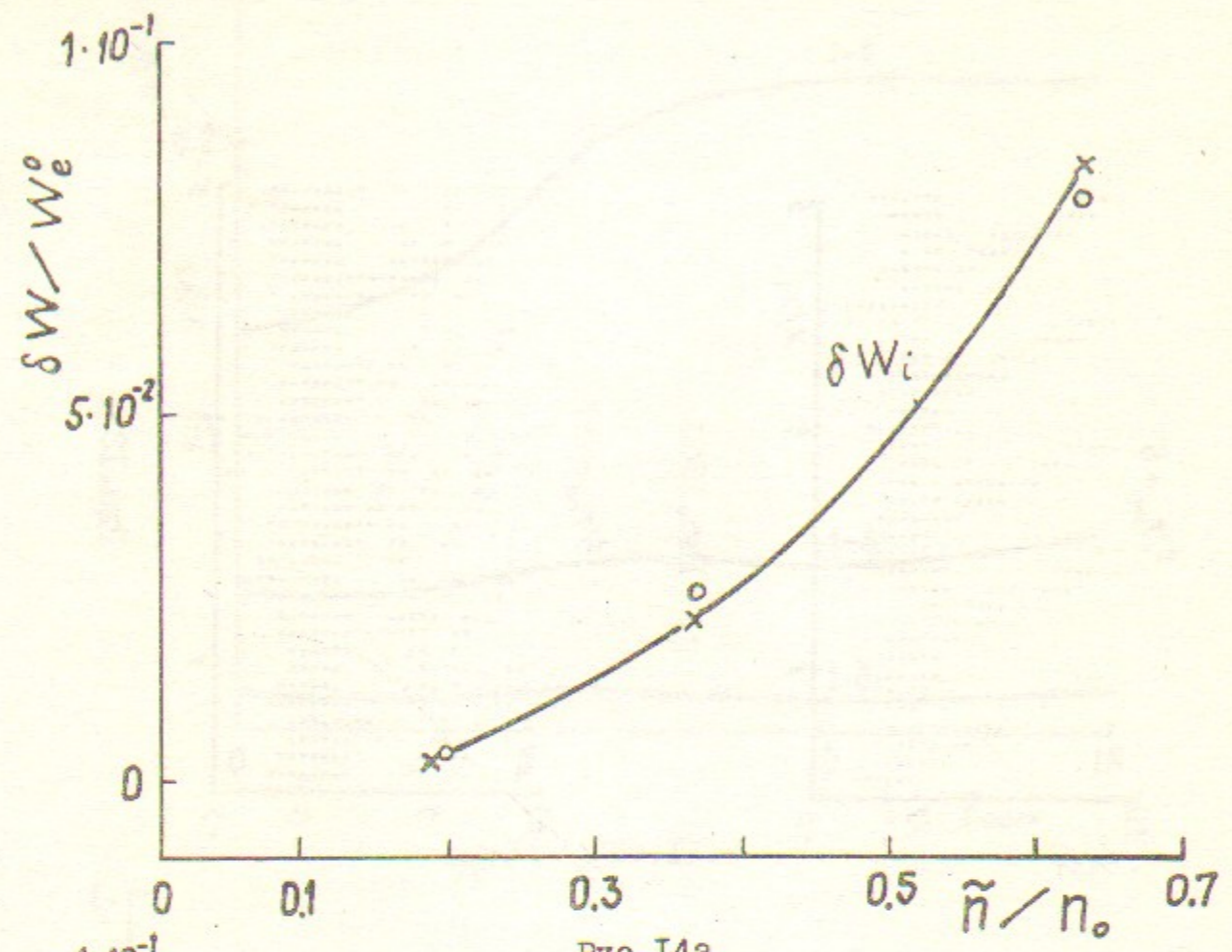


Рис. 14а.

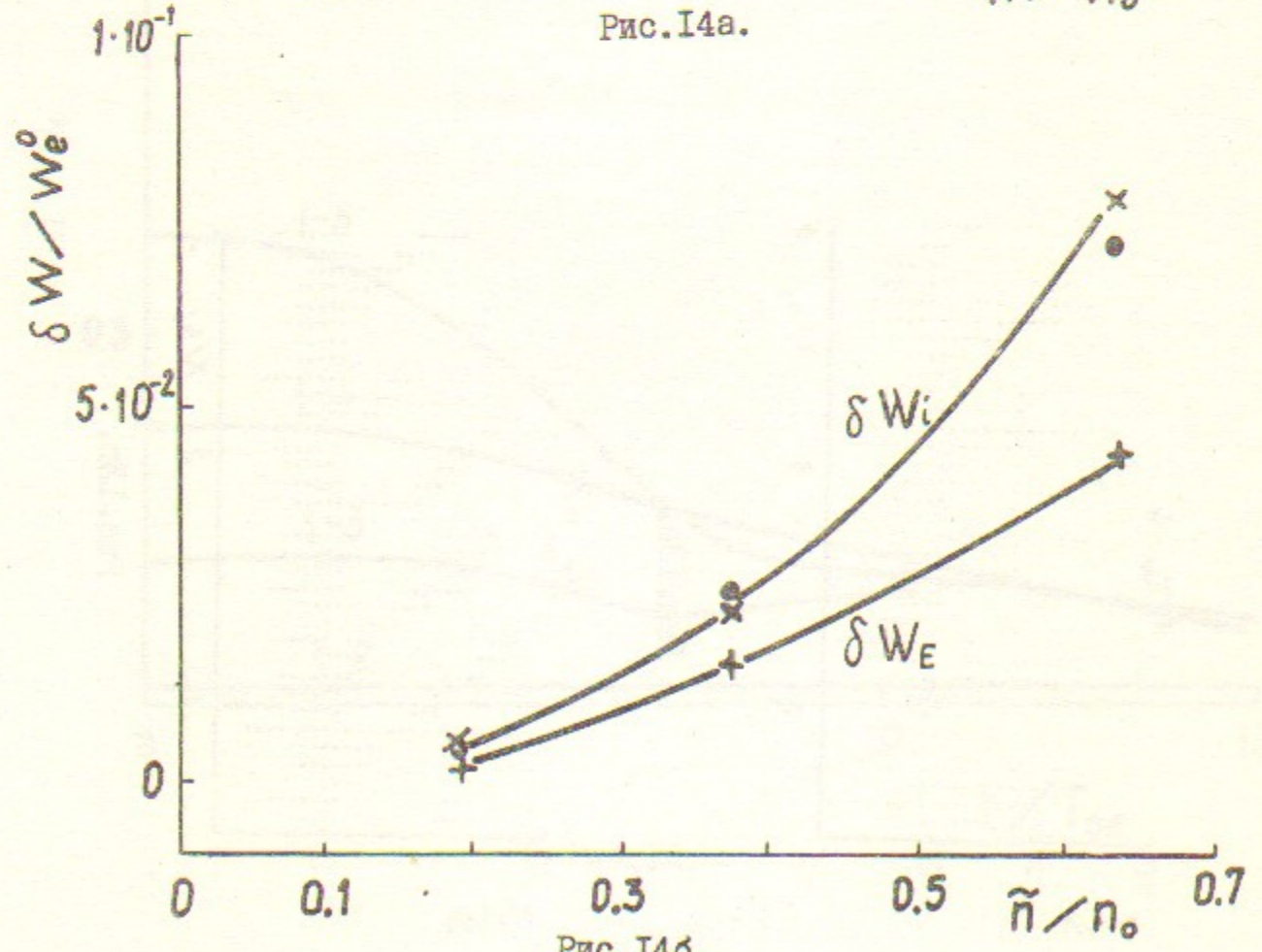


Рис. 14б.

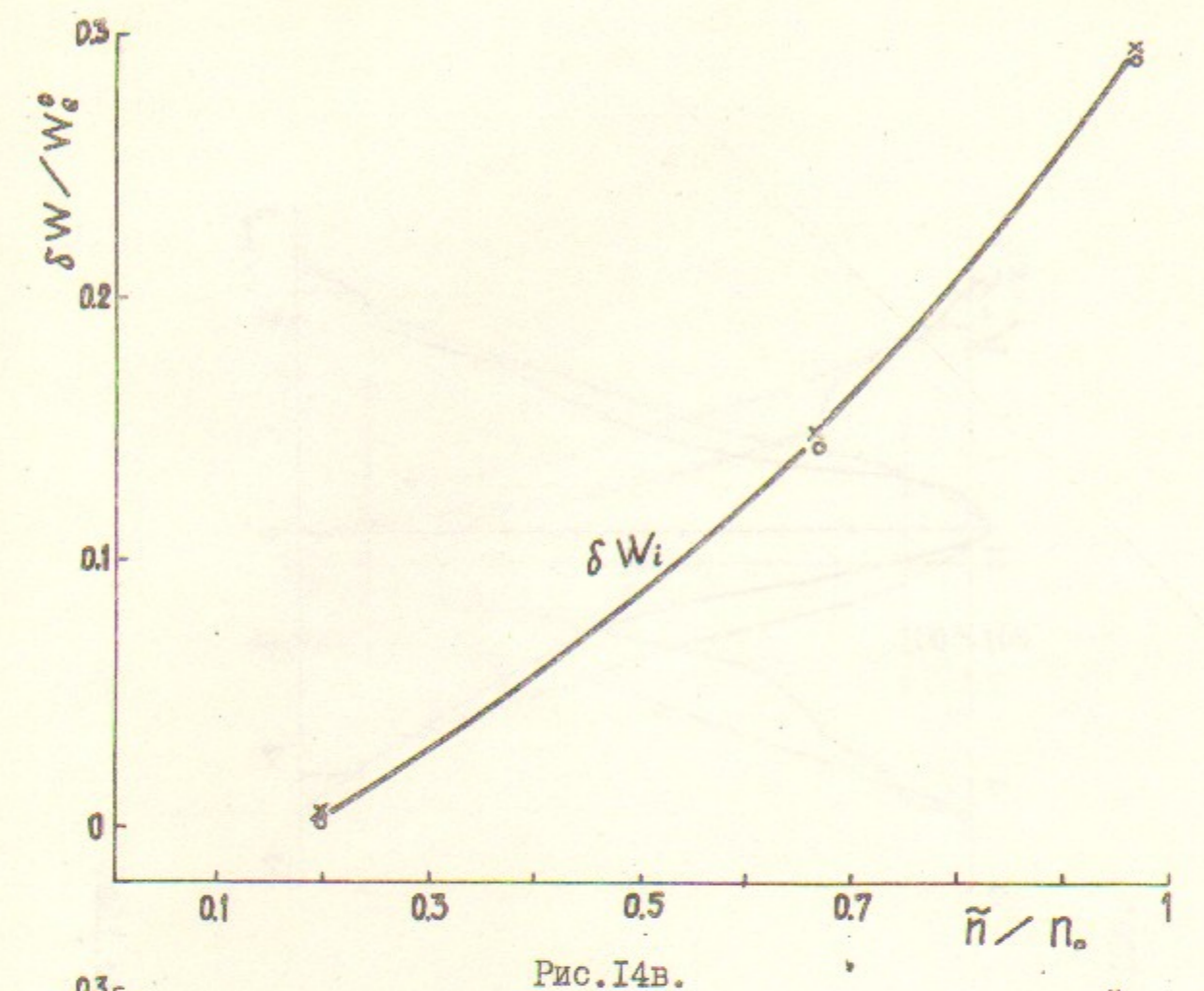


Рис. 14в.

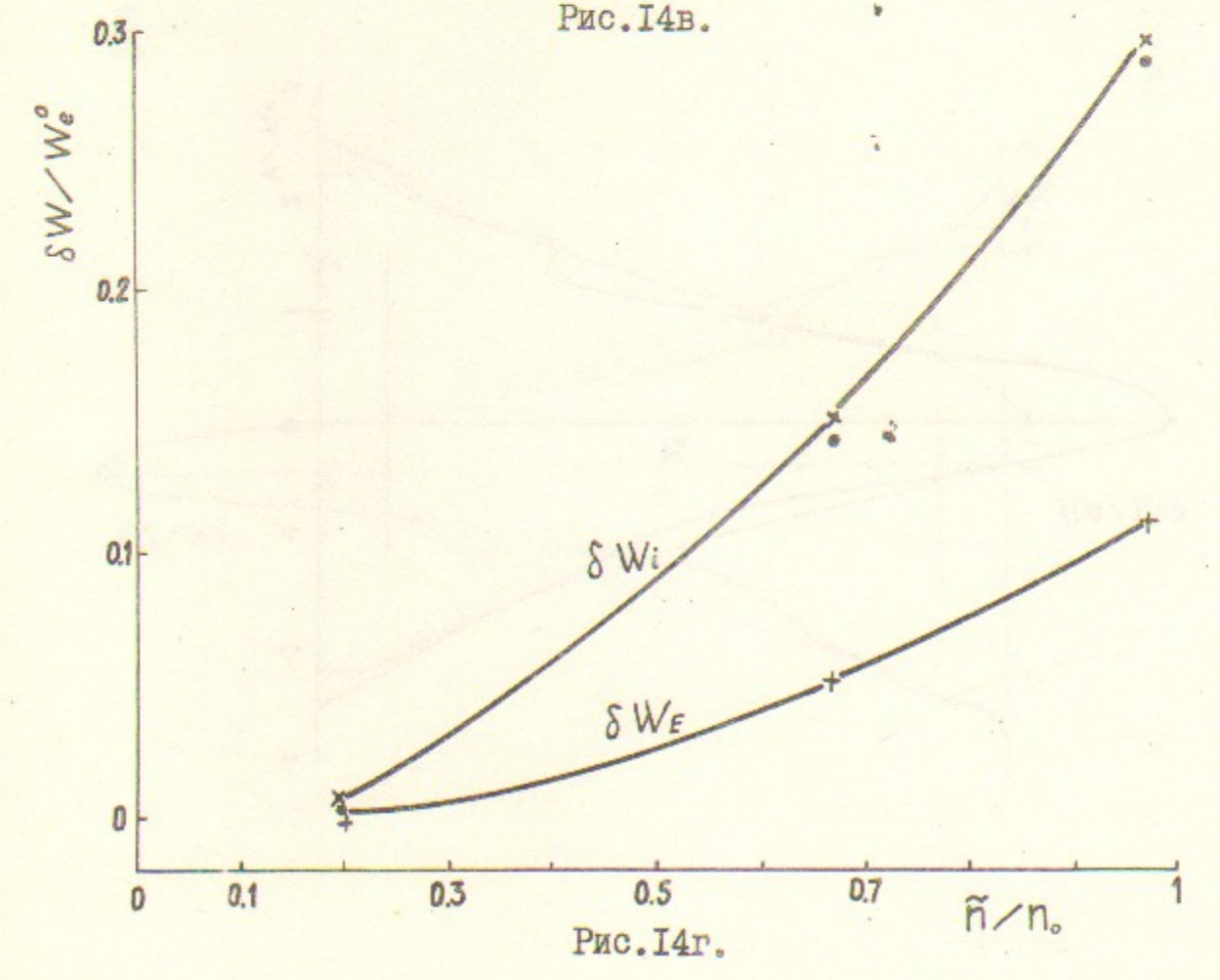


Рис. 14г.

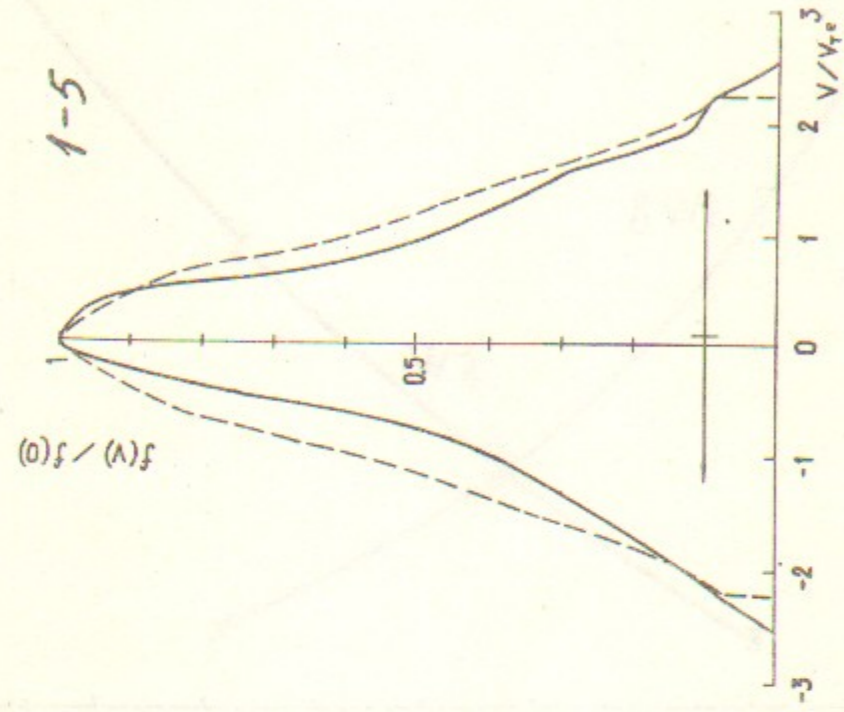
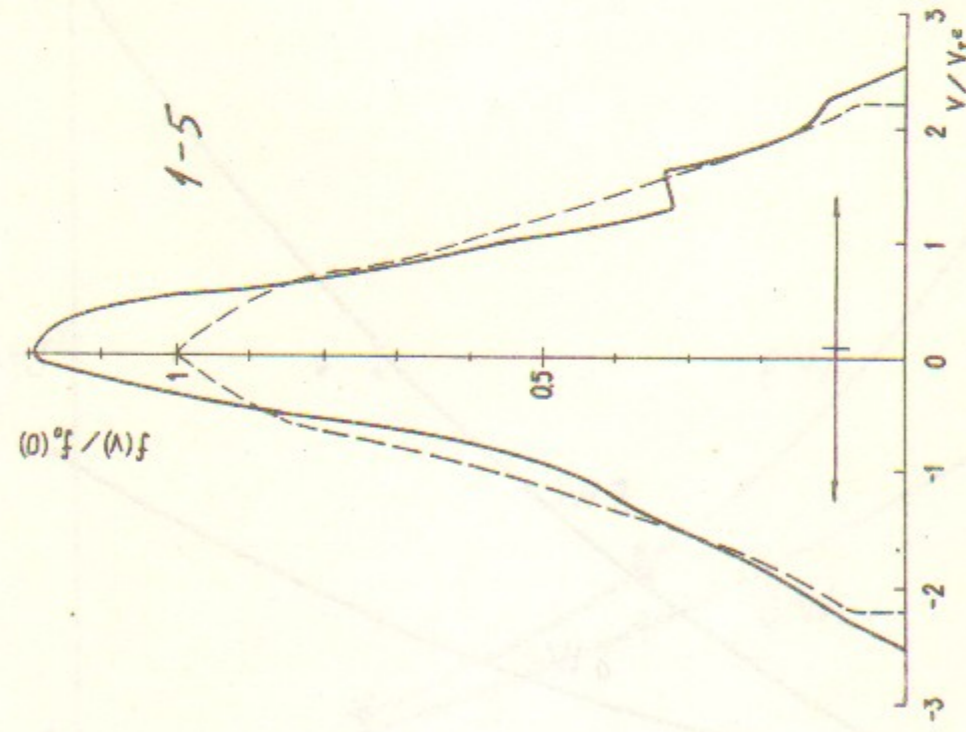


Рис. 15а.

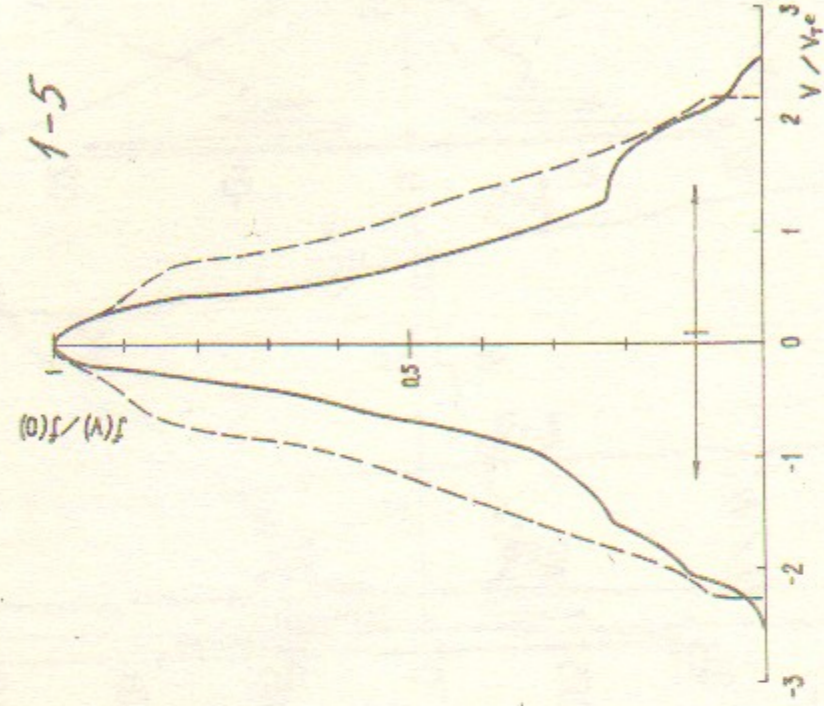
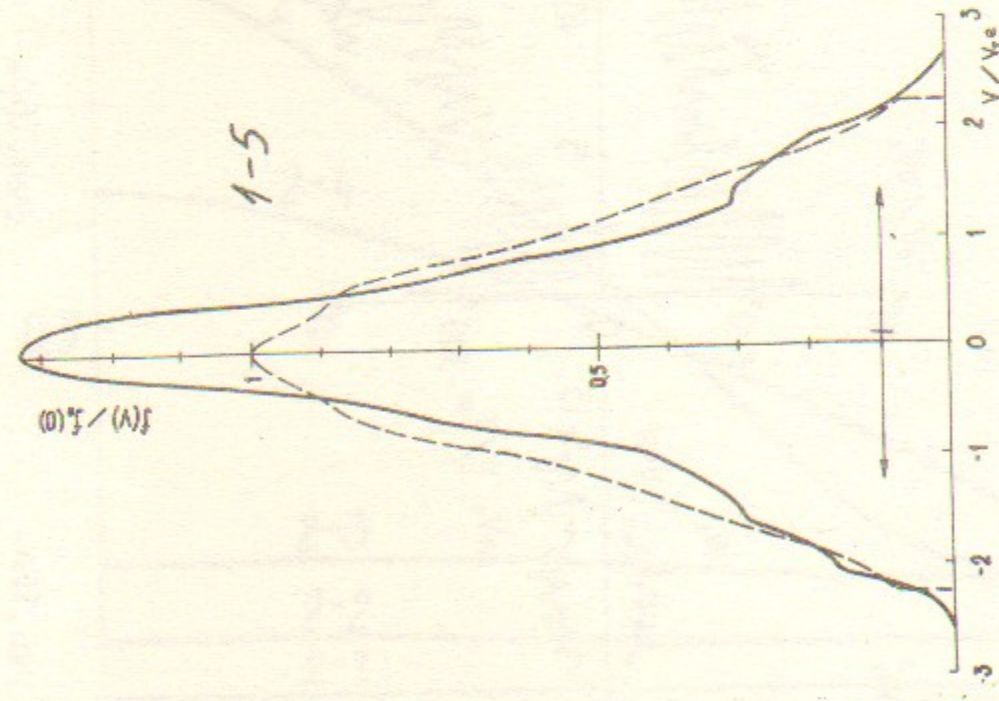


Рис. 15б.

2-2

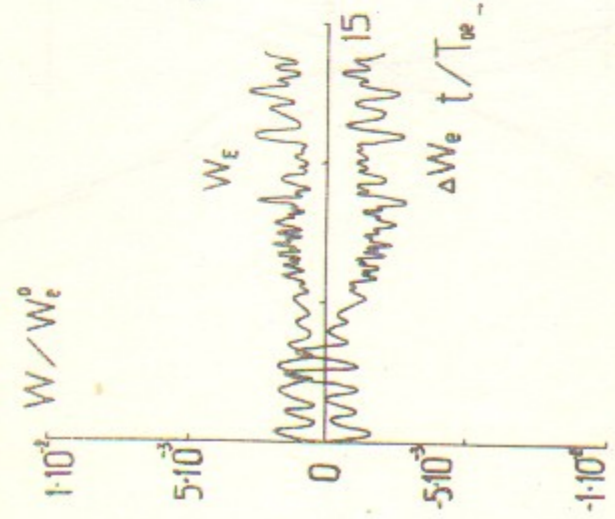


Рис. 16а.

2-3

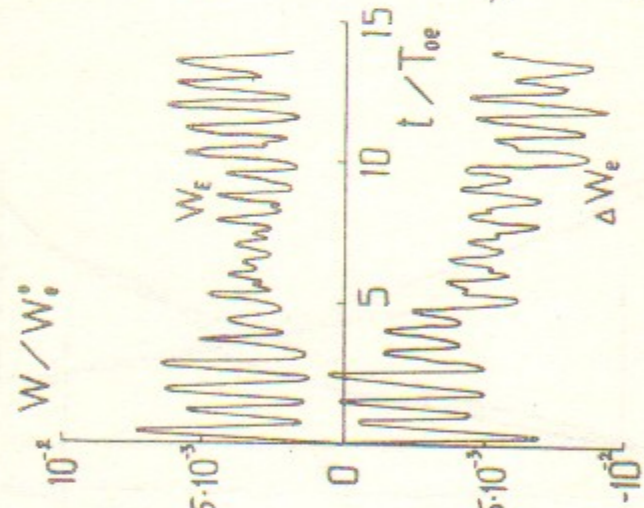


Рис. 16б.

2-4

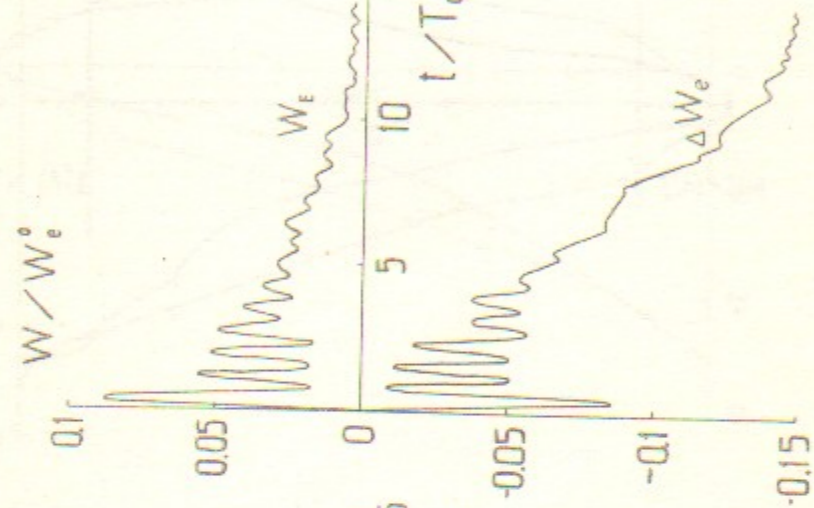


Рис. 16в.

2-5

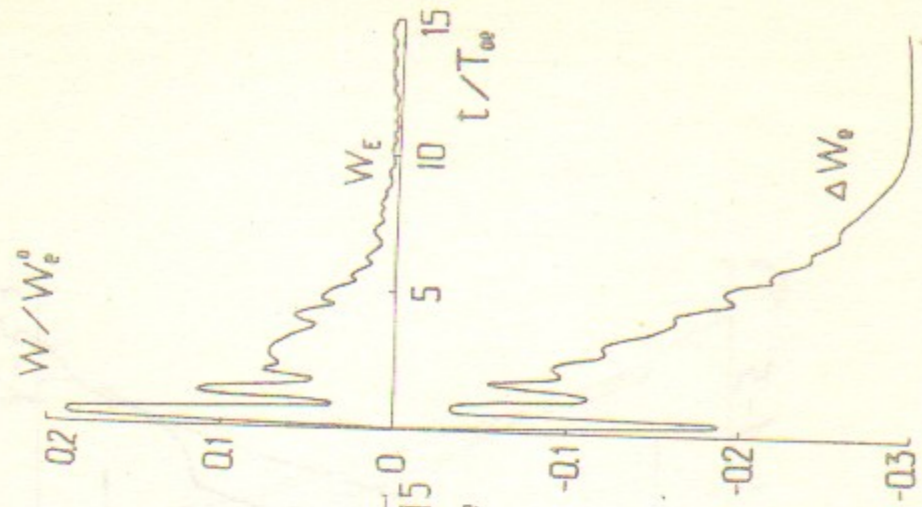


Рис. 16г.

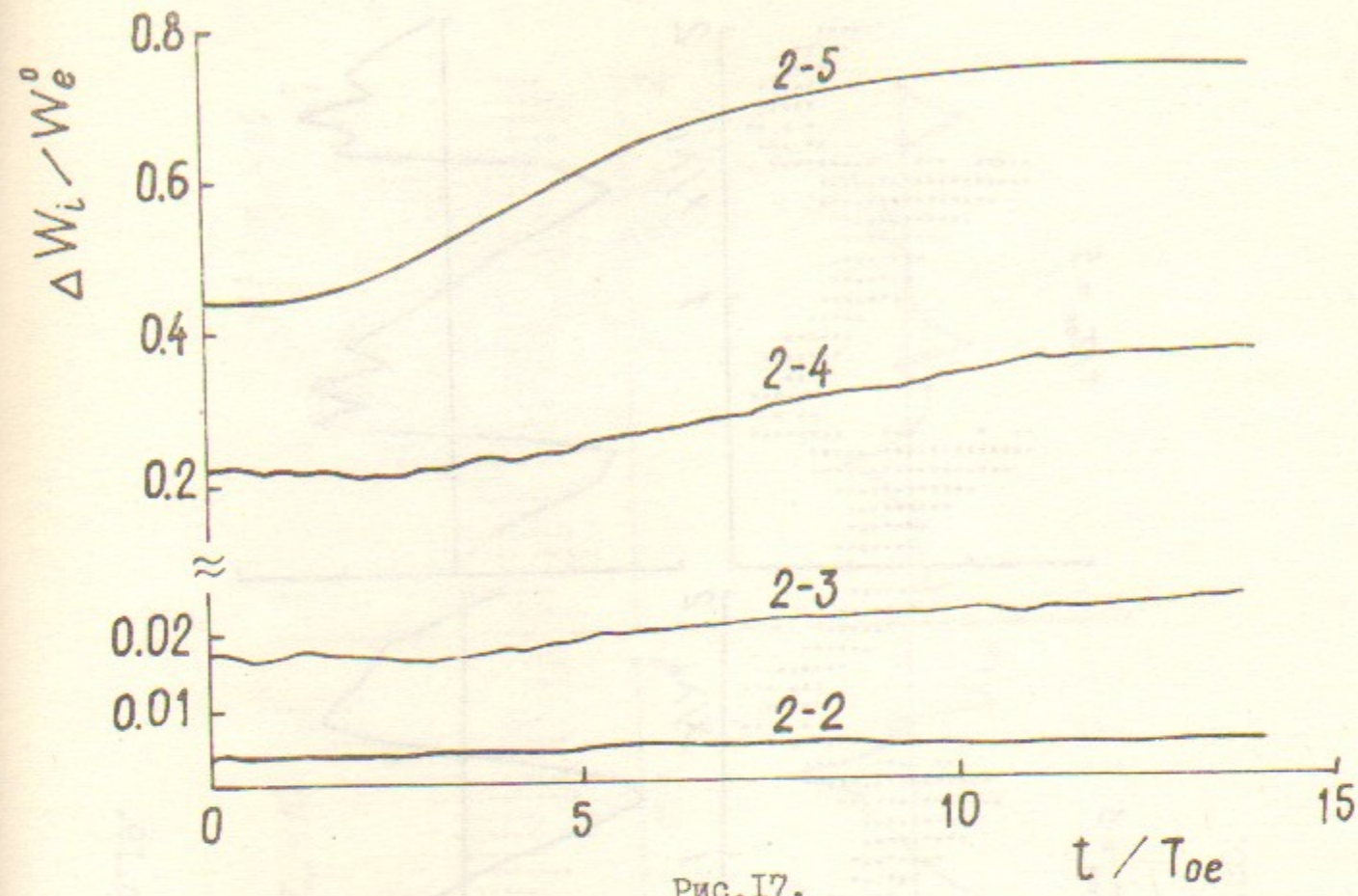


Рис. 17.

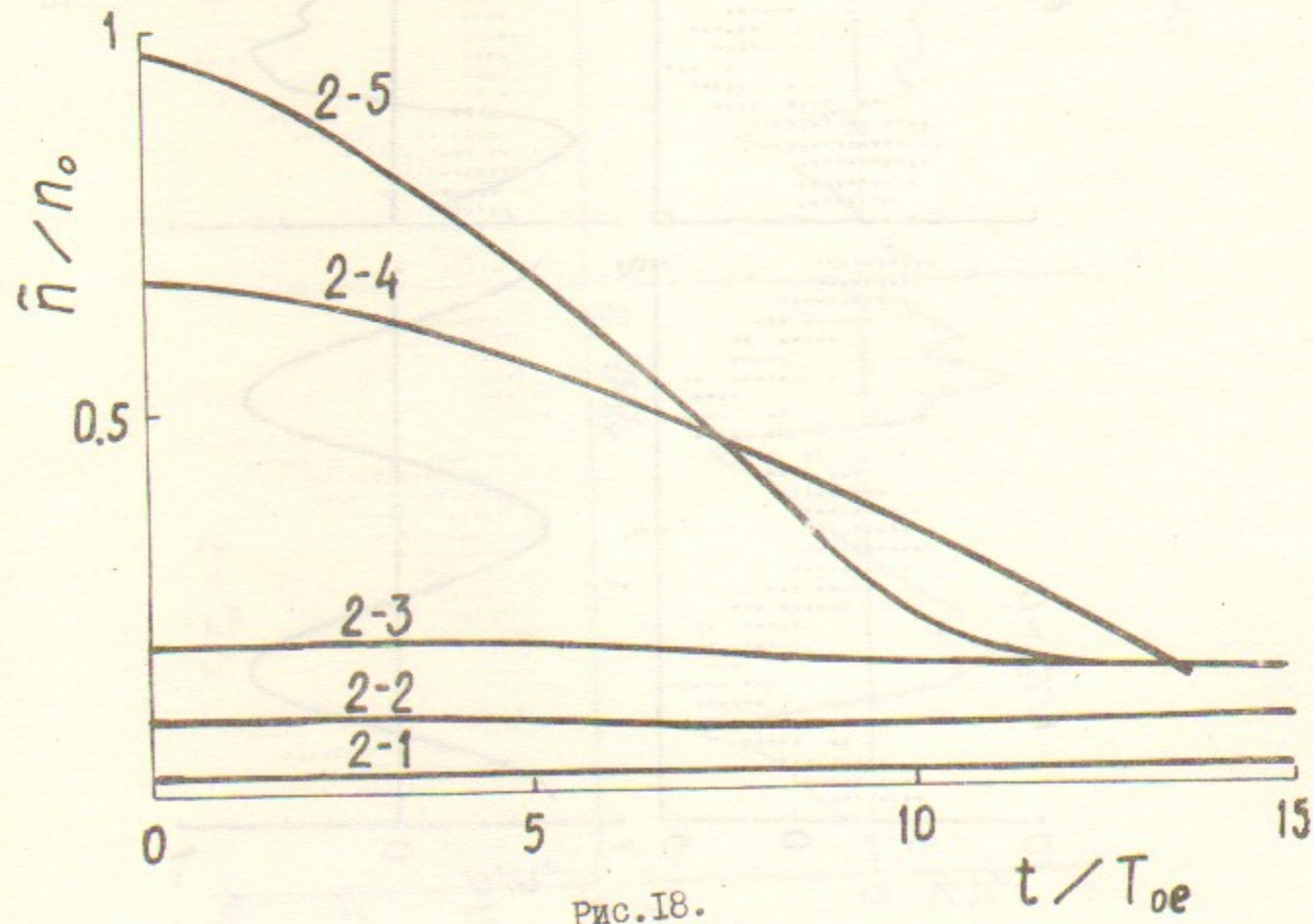


Рис. 18.

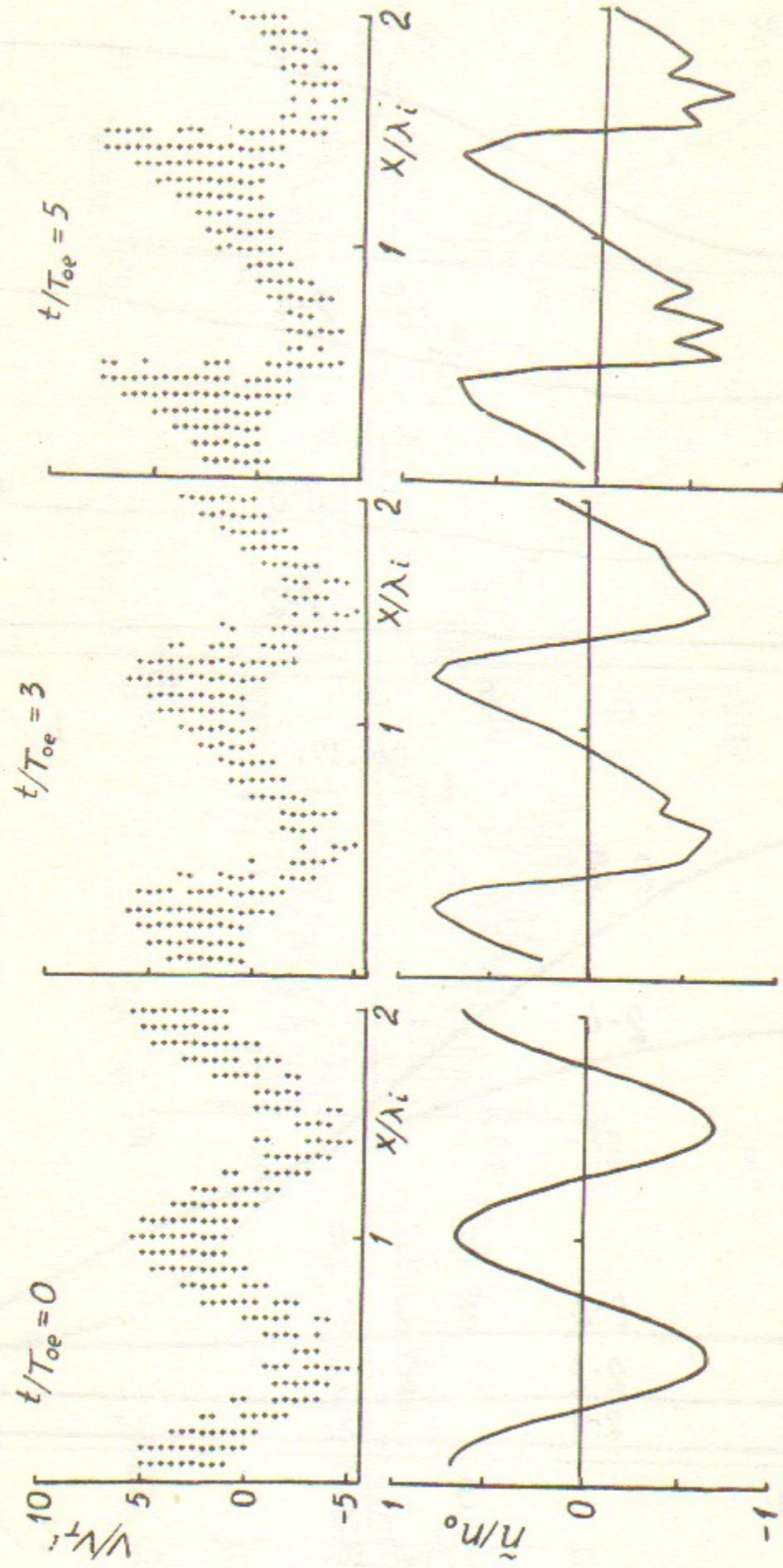


Рис. 19.

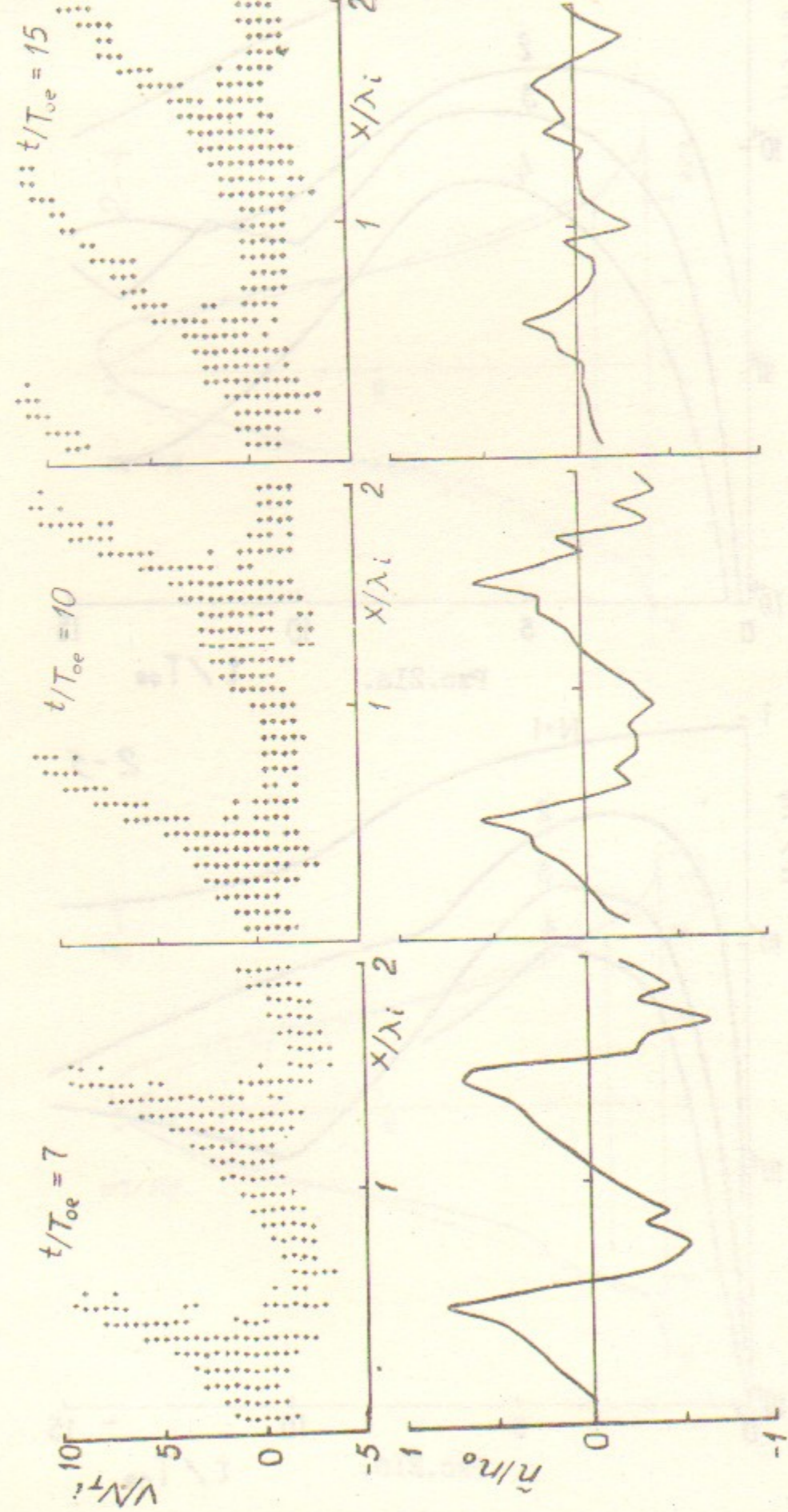


Рис. 20.

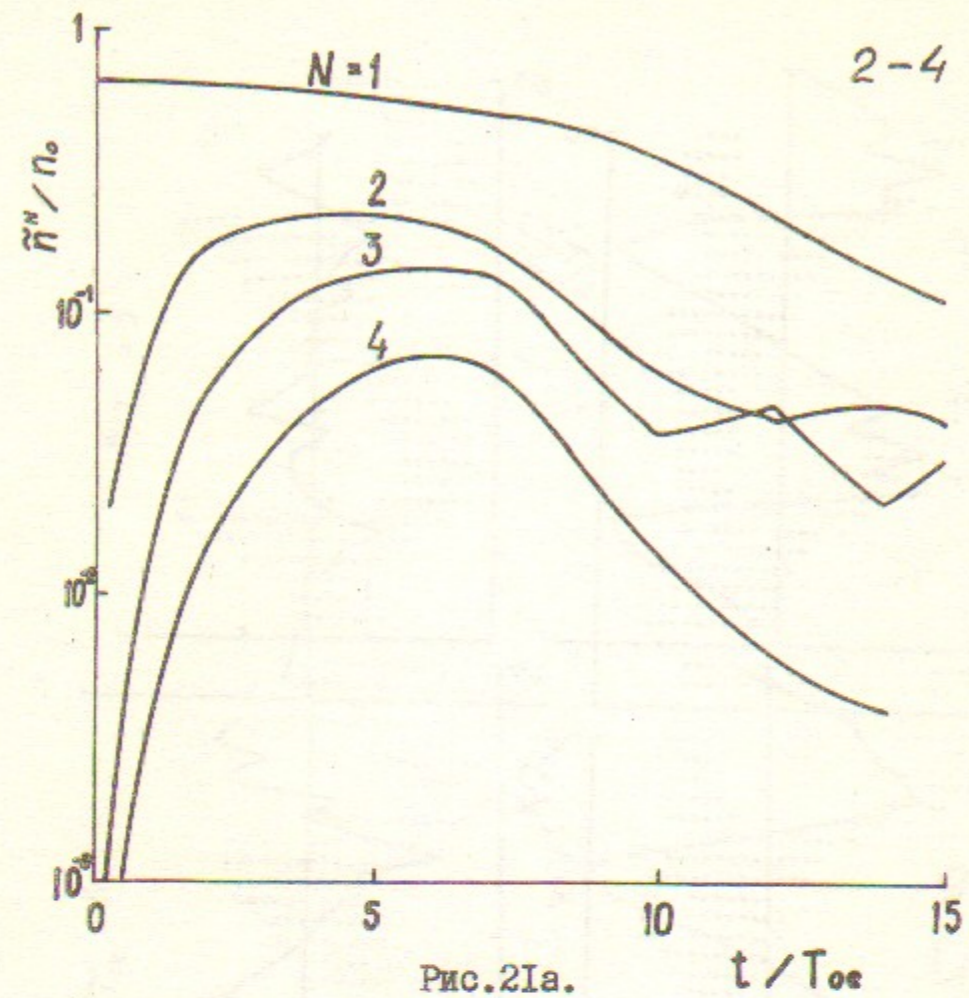


Рис.21а.

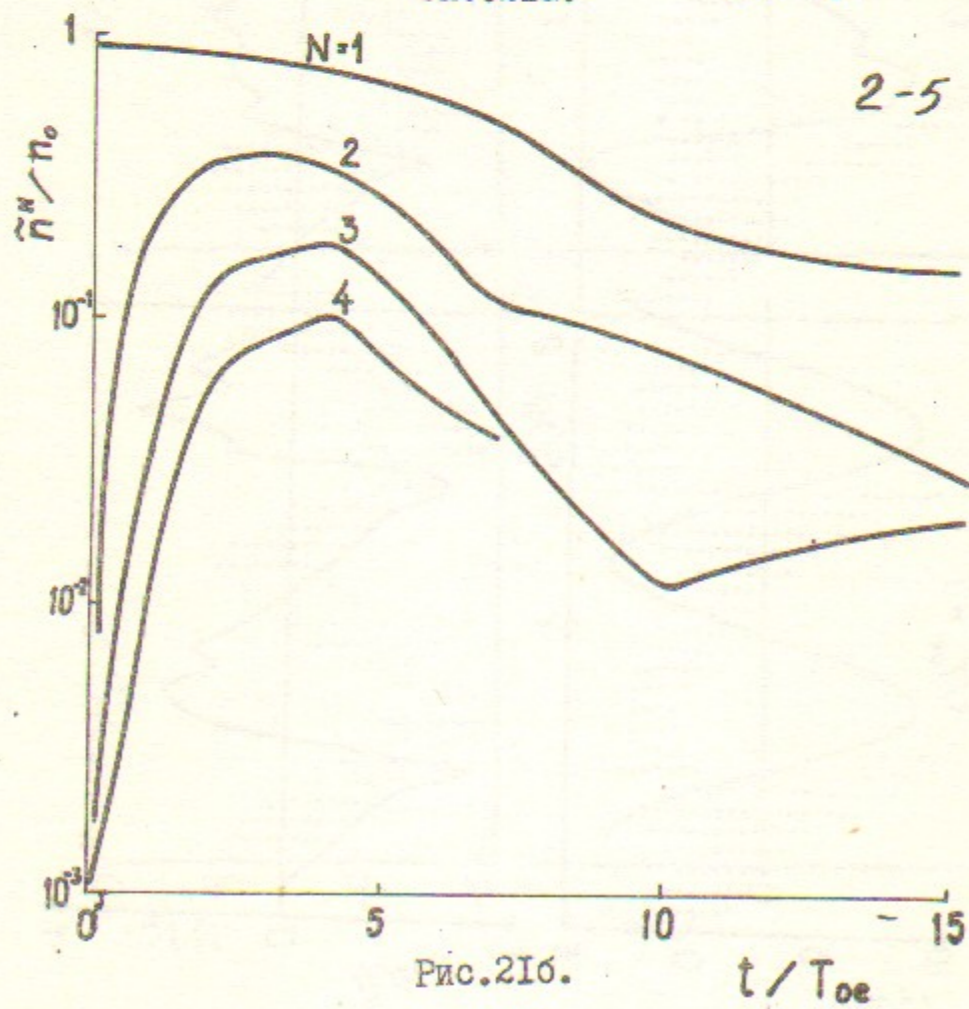


Рис.21б.

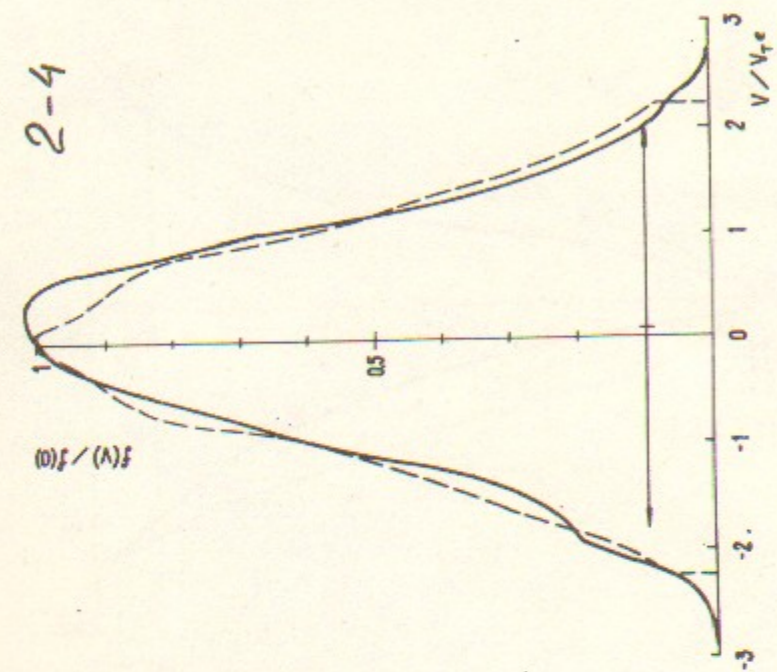
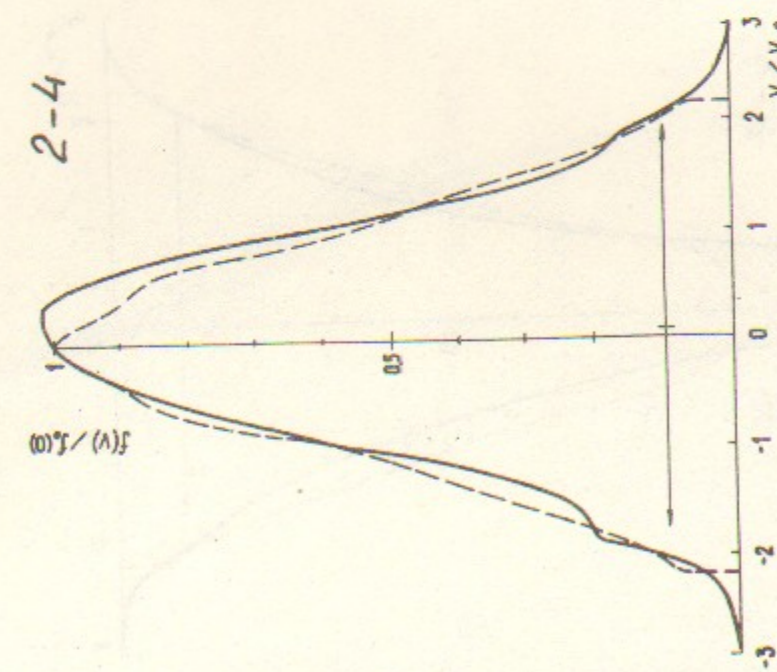


Рис.22а.



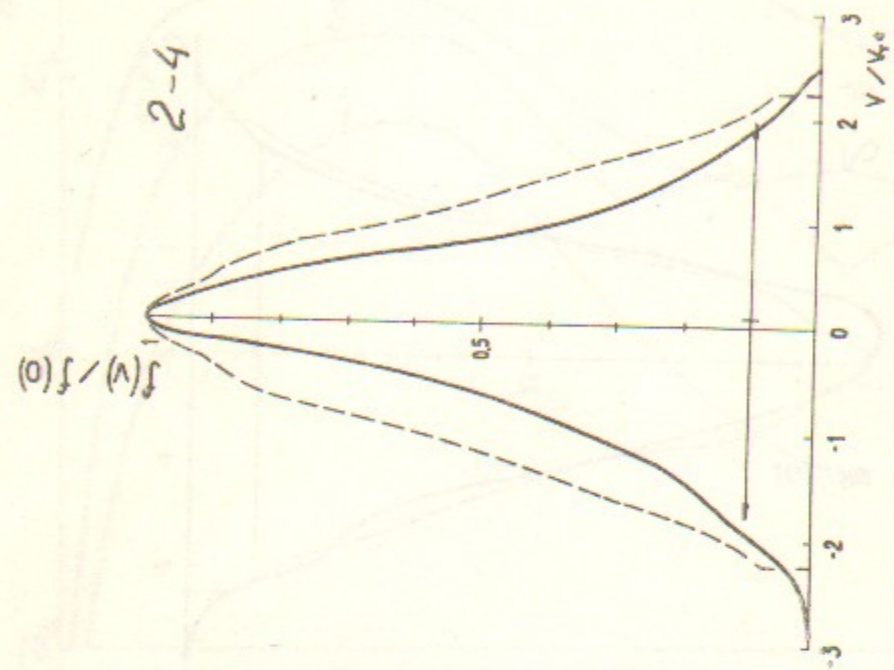
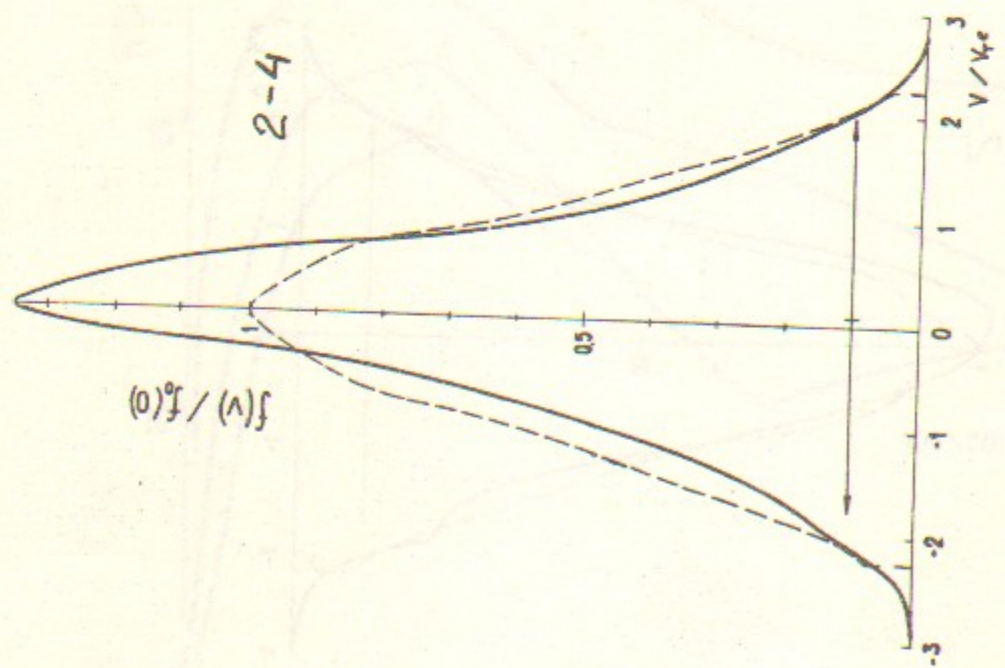


Рис. 22б.

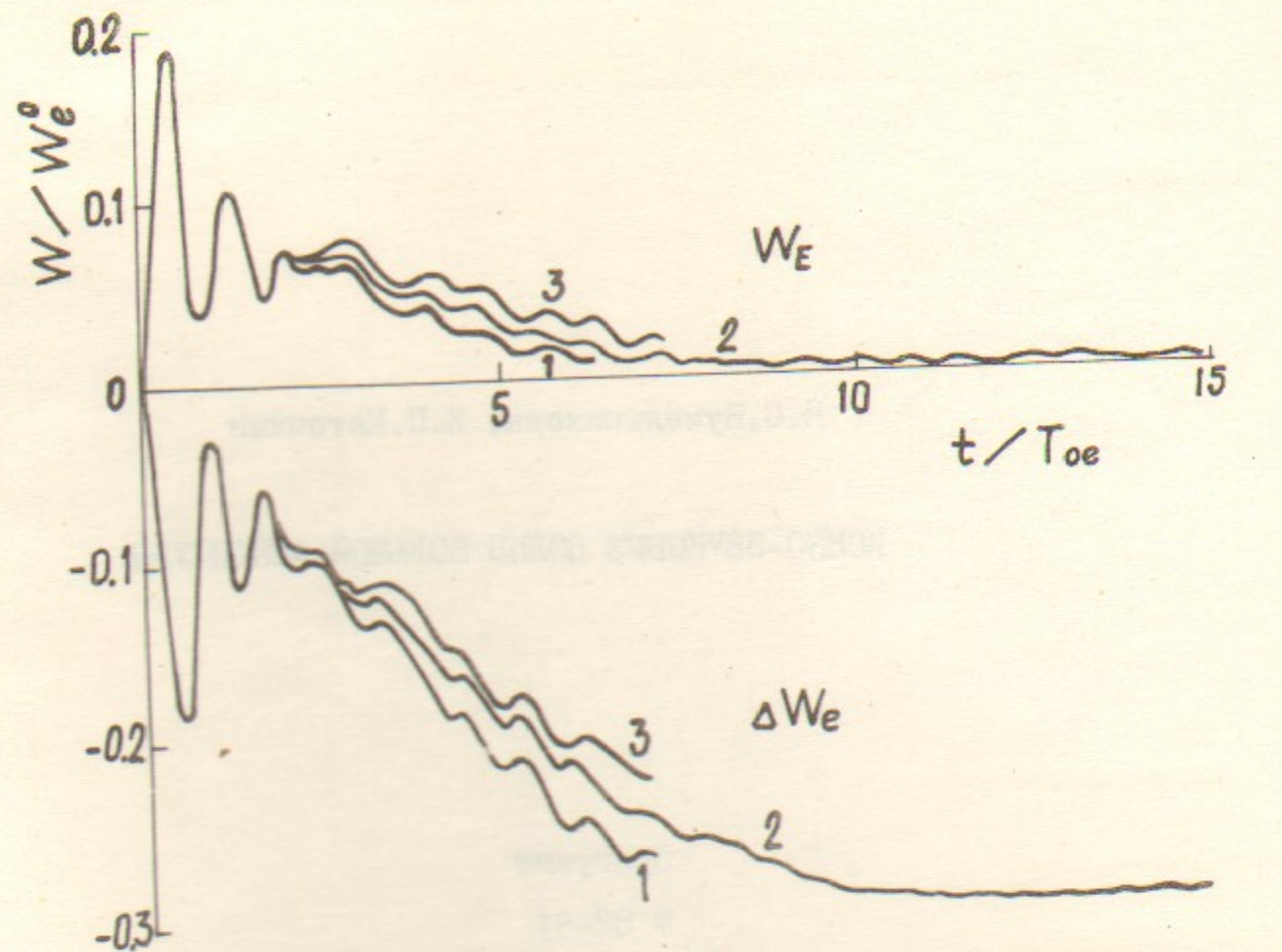


Рис. 23.

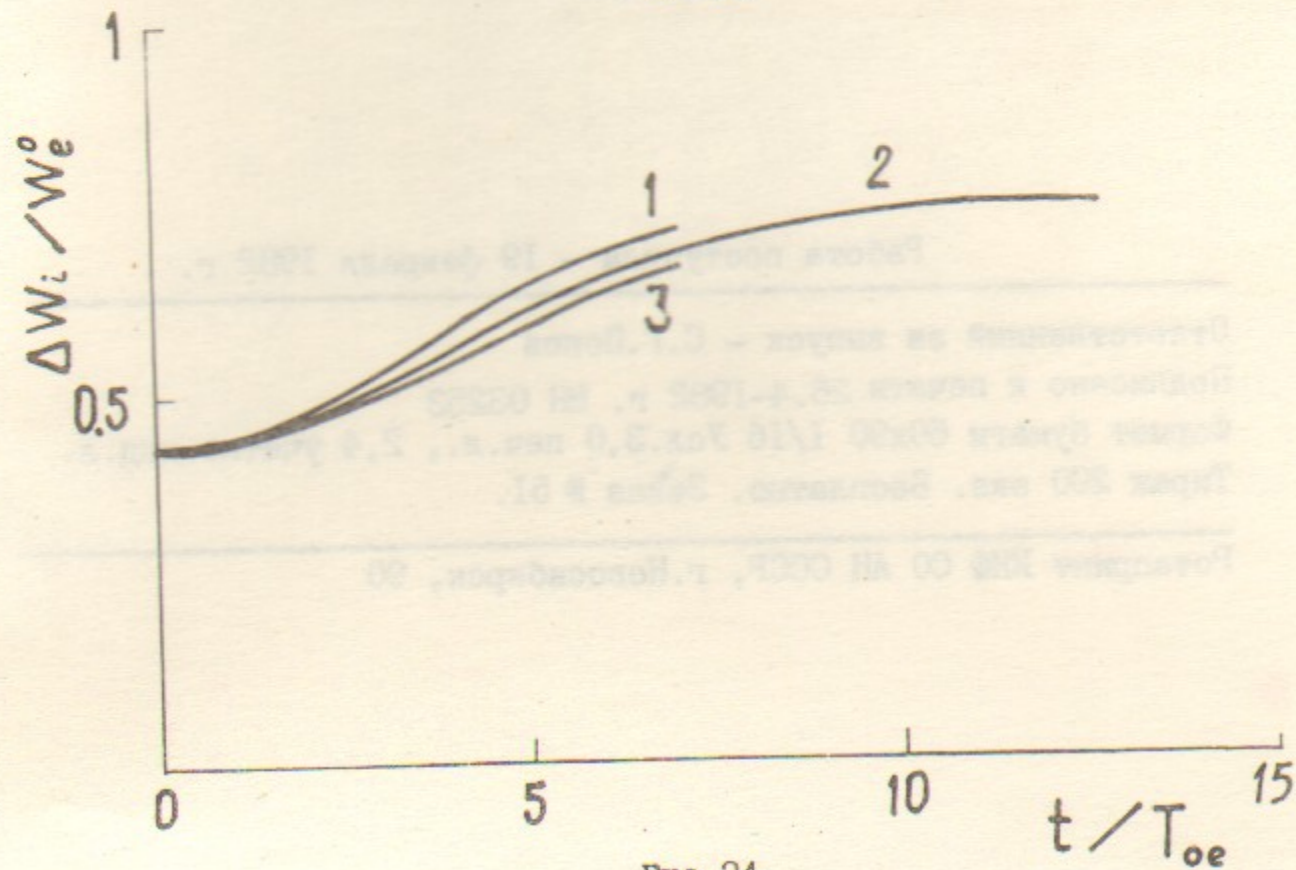


Рис. 24.

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

ИОННО-ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ

Препринт

№ 82-51

Работа поступила - 19 февраля 1982 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 26.4-1982 г. МН 03253

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.3,0 печ.л., 2,4 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 51.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90