

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛЕНГМЮРОВСКИХ  
ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. II.

ПРЕПРИНТ 81 - 88



Новосибирск



НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛЕНГМОРОВСКИХ ВОЛН  
В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. II.

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

АННОТАЦИЯ

Проведены численные эксперименты по исследованию неустойчивости одномерной ленгморовской волны в неоднородной плазме с синусоидальным возмущением плотности (ионно-звуковая волна) с  $\lambda_i < \lambda_e$ .

Области параметров волны:  $E_0^2/8\pi nT > \frac{m_e}{M} > (k_e r_d)^2$ ;  
 $\frac{M}{m} = 10^2$ ;  $E_0^2/8\pi nT = 1,6$ ;  $\lambda_e/r_d \sim 10^2 - 10^3$ ;  $v_\phi/v_T \sim 16-160$ ;  
параметры возмущения плотности:  $(\tilde{n}/n_0) \sim 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-1}$ ;  
 $\lambda_i/r_d \sim 10 - 2 \cdot 10^2$ ;  $v_\phi^i = c_s = 0,1 v_T$ ;  $\lambda_e/\lambda_i \sim 2 - 15$ .

Показано, что развитие неустойчивости определяется конверсией волны на возмущениях плотности, модуляционной неустойчивостью и захватом электронов гармониками волны. Исследована сравнительная роль этих процессов при изменении величины возмущения плотности, его длины волны и фазовой скорости ленгморовской волны.



THE INSTABILITY OF LANGMUIR WAVES IN THE  
INHOMOGENEOUS PLASMA 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 were made to investigate the instability of onedimensional Langmuir wave in the inhomogeneous plasma with sinusoidal density perturbation (ion-sound wave) with  $\lambda_i < \lambda_e$ .

The region of Langmuir wave parameters is  $E_0^2/8\pi nT > m/M > (k_e r_d)^2$ ;  $M/m = 10^2$ ;  $E_0^2/8\pi nT = 1,6$ ;  $\lambda_e/r_d \sim 10^2-10^3$ ;  $V_{ph}/V_T \sim 16-160$ . The parameters of the density perturbation are  $(\tilde{n}/n_0)_0 \sim 10^{-2}-2 \cdot 10^{-1}$ ;  $\lambda_i/r_d \sim 10-2 \cdot 10^2$ ;  $V_{ph}^i = c_s = 0,1 V_T$ ;  $\lambda_e/\lambda_i \sim 2-15$ .

The character of the instability depends on the selfconsistent action of three processes - the conversion of Langmuir wave on the density perturbation, the modulational instability and the trapping of plasma electrons by the wave modes. The comparative role of these processes is studied in dependence on the density perturbation, on the wavelength of the perturbation and on the phase velocity of Langmuir wave.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН  
В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. II.

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейке) по исследованию неустойчивости ленгмюровской волны в неоднородной плазме в области параметров волны  $\frac{E_0^2}{8\pi nT} > \frac{m}{M} > (k_e r_d)^2$ ,  $\frac{M}{m} = 10^2$ . Задается синусоидальное возмущение плотности (ионно-звуковая волна) с длиной волны, меньшей чем длина ленгмюровской волны  $\lambda_i < \lambda_e$ . Исследуемое взаимодействие можно рассматривать как неустойчивость ленгмюровской волны в неоднородной плазме, а также как взаимодействие ленгмюровской и ионно-звуковой волн.

Эта работа является продолжением работы /1/, в которой исследовался случай равных длин волн  $\lambda_i = \lambda_e$ .

Численные эксперименты проводились при тех же параметрах волны, как и численные эксперименты по исследованию неустойчивости ленгмюровских волн в однородной плазме /2,3/. Задавалась монохроматическая ленгмюровская волна с параметрами  $E_0^2/8\pi nT = 1,6$ ;  $V_{ph}/V_T \sim 16-160$ ;  $\lambda_e/r_d \sim 100-1000$ . Ранее было показано /2/, что ленгмюровская волна с энергией  $E_0^2/8\pi nT = 1,6$  является линейной при  $V_{ph}/V_T \approx 20$  и слаболинейной при  $V_{ph}/V_T \approx 10$  /2,3/. Задавалось ионное возмущение - ионно-звуковая волна с параметрами  $(\tilde{n}/n_0)_0 \sim 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-1}$ ;  $\lambda_i/r_d \sim 10-200$ ;  $V_{ph}^i = c_s/\sqrt{1+(k r_d)^2}$ ;  $c_s = \sqrt{\frac{T_e}{M}} = 10^{-1} V_T$ ;  $\lambda_e/\lambda_i \sim 2-15$ .

Как было показано ранее /4/, в случае  $\lambda_i < \lambda_e$  конверсия ленгмюровской волны в неоднородной плазме приводит к генерации ее гармоник - прямых волн с волновыми векторами  $k = k_e + \beta k_i$  (номер гармоник  $N = N_e + \beta N_i$ ) и обратных волн с  $k = k_e - \beta k_i$  ( $N = N_e - \beta N_i$ ),  $\beta = 1, 2, 3, \dots$ . Поскольку  $k_i > k_e$ , изменение  $\beta$  на единицу приводит к значительному изменению  $k$  и  $N$ , так что максимальное  $k$  быстро возрастает. Как было показано в /4/, изменение амплитуды гармоник во времени описывается функциями Бесселя порядка  $\beta$   $E_\beta^N/E_0 = J_\beta(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_0 e t)$ , так что  $E_\beta^N(t)$  не зависит от фазовой скорости, длины волны  $\lambda_e$ ,  $\lambda_i$  и их отношения  $\lambda_e/\lambda_i$ . Максимум  $E_\beta^N(t)$  при данном  $\beta$  не зависит от  $(\tilde{n}/n_0)_0$  и сдвигается в сторону меньших  $t$



при увеличении  $(\tilde{n}/n_0)_0$ .

Ранее было показано /5,6/, что в однородной плазме начальная стадия неустойчивости ленгмювской волны определяется ее конверсией на возмущении плотности, создаваемом ею самой. В этом случае  $\lambda_i = \lambda_e$  и конверсия приводит к генерации гармоник с  $k = |k_e \pm \beta k_i|$  и  $N = |1 \pm \beta| N_e$ , так что, если  $N_i = N_e = 1$ , то  $N = 1, 2, 3, 4 \dots$ . Конверсия задает начальное возмущение электрического поля. Следующей стадией является модуляционная неустойчивость, которая проявляется в нарастании тех же гармоник  $N = 2, 3, 4, \dots$ . Задание коротковолновой неоднородности (ионно-звуковой волны) с  $\lambda_i < \lambda_e$  приводит к генерации гармоник, отличных от гармоник начальной конверсии и модуляционной неустойчивости. Так, если  $N_e = 1$  и  $N_i = 5$ , то возбуждаются гармоники с  $N = -4; 6; -9; 11 \dots$  (знак "-" соответствует обратной волне). Таким образом, в случае  $\lambda_i < \lambda_e$  конверсию легко отличить от модуляционной неустойчивости.

В динамическом описании модуляционная неустойчивость проявляется в модуляции волны с длиной модуляции  $\Delta x \sim \lambda_e/2$ , в образовании впадины плотности и концентрации в ней электрического поля. В результате образуется неравновесный солитон, который сжимается до тех пор, пока не начинается затухание за счет захвата нерезонансных электронов плазмы гармониками волны /2,3,7/. При исследовании конверсии в плазме с неподвижными ионами было показано /4/, что конверсия в случае  $\lambda_i < \lambda_e$  приводит к модуляции волны с длиной модуляции  $\lambda_i$  и концентрации электрического поля во впадинах плотности. Поле меняется во времени так, что максимум поля в разных впадинах достигается в разные моменты времени и пик плотности энергии перемещается из одной впадины в другую, пробегая все впадины за плазменный период. С течением времени этот пик дробится на более мелкомасштабные структуры до тех пор, пока не начнется затухание. В плазме с подвижными ионами конверсия проявляется в том же /7/.

Можно ожидать, что в неоднородной плазме с подвижными ионами будет развиваться и модуляционная неустойчивость и конверсия. Это, действительно, наблюдалось в случае  $\lambda_i = \lambda_e$  /1/.

#### Зависимость от возмущения плотности

Случай I.  $E_0^2/8\pi nT = 1,6$ ;  $\lambda_e/r_d = 300$ ;  $V_\phi/V_T = 48$ ;

$\lambda_i/r_d = 60$ ;  $L/r_d = 300$ ;  $N_e = 1$ ;  $N_i = 5$ .

Случай	I-0	I-1	I-2	I-3
$(\tilde{n}/n_0)_0$	0	$10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$

Случай I-0 неустойчивости ленгмювской волны в однородной плазме был рассмотрен ранее /2/.

На рис.1 показаны кривые зависимости плотности энергии  $\frac{E_m^2}{E_0^2}$  от времени ( $E_m$  - максимальное значение  $E(x)$  за период плазменных колебаний  $T_{oe}$ ). Видно, что даже малое возмущение плотности  $(\tilde{n}/n_0)_0 = 10^{-2}$  (случай I-1) сильно влияет на развитие неустойчивости и ускоряет затухание. С увеличением  $(\tilde{n}/n_0)_0$  скорость развития неустойчивости возрастает, а затухание начинается раньше и раньше.

В случае I-1 модуляционная неустойчивость продолжает играть заметную роль. Действительно гармоники неустойчивости развиваются с той же скоростью, что и в случае I-0, хотя затухать они начинают раньше (рис.2а). Параллельно с развитием модуляционной неустойчивости развивается конверсия и нарастают ее гармоники. Из рис.2б видно, что в случае I-1 гармоники конверсии развиваются с большей скоростью, чем соответствующие гармоники  $N = 4, 9$  модуляционной неустойчивости.

На рис.3а,б показано распределение плотности энергии  $E^2/E_0^2(x)$  и возмущения плотности  $\tilde{n}/n_0(x)$  в моменты  $t_{max}$  и  $t_m$  ( $t_{max}$  - максимум кривой  $E_m^2/E_0^2$ ,  $t_m$  - максимум кривой  $\tilde{n}_m/n_0(t)$ , показанной на рис.4). В случае I-0 модуляционная неустойчивость приводит к образованию своей впадины плотности, и концентрации в ней энергии. Конверсия приводит к концентрации энергии во впадинах начального возмущения (ионно-звуковой волны), причем пик плотности энергии пробегает все впадины за плазменный период. Действие ponderomotorной силы приводит к вторичной модуляционной неустойчивости, что проявляется в росте впадин плотности. В случае I-1 первичная модуляционная неустойчивость и конверсия играют сравнимую роль. Вследствие этого концентрация поля больше в области, определяемой первичной модуляционной неустойчивостью, так что к  $t \sim t_{max}$  впадины в этой области



нарастают сильнее (Рис.3а).

После затухания поля впадины продолжают нарастать за счет инерции ионов, скорость которых возмущается при действии ponderomotorной силы на электроны, затем впадина схлопывается. Это видно из Рис.4, где показаны кривые  $\tilde{n}_m/n_0(t)$  ( $\tilde{n}_m$  - максимальное возмущение на дне впадин плотности). На Рис.3б показано  $\tilde{n}/n_0(x)$  в момент  $t_m$ , когда впадины достигают максимальной глубины. Рост впадин указывает на существенную роль конверсии и вторичной модуляционной неустойчивости, а их несимметрия в случае I-I - на заметную роль модуляционной неустойчивости.

При увеличении начального возмущения плотности в случаях I-2, I-3 определяющую роль начинает играть конверсия. Из кривых  $E^N(t)$  (Рис.2а,б) видно, что гармоники модуляционной неустойчивости в этих случаях не успевают развиться. Напротив, гармоники конверсии с ростом начального возмущения растут с большей и большей скоростью. Как и при чистой конверсии /4/ максимальные значения  $E^N(t)$  практически одинаковы, когда нет затухания ( $N=4$ ) и при увеличении  $(\tilde{n}/n_0)_0$  достигаются в более ранние моменты времени.

Из Рис.1 видно, что с ростом  $(\tilde{n}/n_0)_0$  возрастает скорость концентрации поля. Сравнение  $\tilde{n}(x)$  на Рис.3а, б показывает, что поле равномерно концентрируется во всех впадинах и существенную роль играет вторичная модуляционная неустойчивость, которая приводит к их росту, причем все впадины нарастают одинаково. При этом впадины развиваются тем быстрее, чем быстрее концентрируется поле (Рис.4).

С увеличением начального возмущения нарастает скорость развития более коротковолновых гармоник волны, так что все раньше начинают возбуждаться гармоники, которые могут захватывать электроны плазмы (при фазовой скорости волны  $V_\phi/V_T = 48$  это гармоники с  $N > 10$ ). Захват и ускорение электронов приводят к затуханию поля (механизм затухания был более подробно рассмотрен ранее /4/). С увеличением начального возмущения затухание начинается раньше и раньше (Рис.1). Если области захвата гармоник пересекаются, захваченные электроны могут ускоряться до значительных скоростей. Поскольку возбуждены и прямые и обратные волны, захватываются и ускоряются электроны с положи-

тельными и отрицательными скоростями. Действительно, во всех рассмотренных случаях не наблюдается нагрева плазмы. Функции распределения по скоростям имеют симметричные хвосты, причем максимальная скорость достигает величины, близкой к начальной фазовой скорости волны.

Аналогичная картина наблюдается и в случае ленгмювской волны с меньшей фазовой скоростью.

Случай 2.  $E_0^2/8\pi nT = 1,6$ ;  $\lambda_e/r_d = 100$ ;  $V_\phi/V_T = 16$ ;  
 $\lambda_i/r_d = 20$ ;  $L/r_d = 100$ ;  $N_e = 1$ ;  $N_i = 5$ .

Случай 2-0	2-1	2-2
$(\tilde{n}/n_0)_0$	0	$10^{-2}$
		$2 \cdot 10^{-1}$

Случай 2-0 отличается от исследованного ранее случая с теми же параметрами /2/, тем, что в /2/ задавалась слабо нелинейная волна, а в 2-0 - монохроматическая. Это не меняет развития неустойчивости и приводит к незначительным отличиям в кривых.

Из Рис.5 видно, что начальное возмущение плотности с  $(\tilde{n}/n_0)_0 \sim 10^{-2}$  (Случай 2-1) несколько ускоряет концентрацию поля. Анализ кривых  $E^N(t)$ ,  $E^2(x)$ ,  $\tilde{n}(x)$  показывает, что в этом случае существенную роль играют и модуляционная неустойчивость и конверсия. В случае 2-2 определяющую роль играет конверсия, которая и приводит к быстрой концентрации поля.

Рост впадин плотности показывает, что в обоих случаях существенна вторичная модуляционная неустойчивость (Рис.6), а их несимметрия показывает, что первичная модуляционная неустойчивость проявляется и в случае 2-2.

Основным отличием случаев 2 от случаев I является то, что захватывать электроны плазмы здесь могут уже гармоника с  $N = 4$  и 6 - основные гармоники ( $\beta = 1$ ), которые развиваются при конверсии. Этим определяется более раннее начало затухания и меньшая максимальная плотность энергии в случаях 2. Это хорошо видно из Рис.7а,б, где показана зависимость от величины начального возмущения максимальной плотности энергии  $(E_m^2/E_0^2)_{max}$  и момента начала затухания  $t_d$  (определен по началу расхождения



кривых энергии поля  $W_E$  и возмущенной энергии электронов  $\Delta W_e$  (Рис.7в) - см. /1/).

Зависимость от длины ленгмювской волны.  $\lambda_e/\lambda_i = const.$

Рассмотрим случаи 3 ленгмювских волн с разной длиной волны и фазовой скоростью при постоянном возмущении плотности  $(\tilde{n}/n_0)_0$  и отношении  $\lambda_i/\lambda_e$  ( $\lambda_i$  меняется пропорционально  $\lambda_e$ ).

Случай 3.  $E_0^2/8\pi nT = 1,6; (\tilde{n}/n_0)_0 = 0,2; N_e = 1;$   
 $N_i = 5; \lambda_e/\lambda_i = 5.$

Случай 3-1	3-2 $\equiv$ 1-3	3-3 $\equiv$ 2-2
$\lambda_i/r_d$ 200	60	20
$\lambda_e/r_d$ 1000	300	100
$V_\phi/V_T$ 160	48	16

На Рис.8а показаны кривые  $E_m^2/E_0^2(t)$  для этих случаев, на Рис.9 - кривые зависимости начала затухания от фазовой скорости волны для этих случаев, а также для случаев 1-0, 2-0, 3-0 (однородная плазма) и случаев 1-1, 2-1 ( $(\tilde{n}/n_0)_0 = 10^{-2}$ ). Видно, что с уменьшением  $\lambda_e$  и фазовой скорости волны затухание начинается раньше и раньше, так что  $t_d$  обратно пропорционально  $V_\phi$ . Энергия поля поглощается электронами плазмы. Это неудивительно, так как коротковолновые гармоники, которые могут захватывать электроны, при уменьшении длины волны и фазовой скорости ленгмювской волны возбуждаются при меньших  $\beta$ , т.е. раньше по времени. В рассматриваемых случаях захватывать электроны могут гармоники с  $\lambda/r_d < 30$ . Для случая 3-1 это гармоники  $N \approx 30$  ( $\beta \approx 6$ ), для случая 3-2 -  $N \approx 10$  ( $\beta \approx 2$ ), для случая 3-3 -  $N \approx 3$  ( $\beta \approx 1$ ). Действительно, из кривых Рис.10а-г видно, что в случае 3-3 заметно затухает гармоника  $N = 4$  ( $\beta = 1$ ) и сильно - гармоника  $N = 9$  ( $\beta = 2$ ). В случае 3-2 до  $t/T_{oe} \sim 7$  слегка затухает гармоника  $N = 9$  ( $\beta = 2$ ) и сильно - гармоника  $N = 14$  ( $\beta = 3$ ). В случае 3-1 гармоники  $\beta = 1-3$  не затухают. Затухать начинают более высокие гармоники, а гармоники  $\beta \sim 1-3$  затухают только в  $t/T_{oe} \sim 15$  за счет ускорения электронов в пересекающихся областях захвата.

Ранее было показано /4/, что скорость нарастания гармоник

конверсии не зависит от  $V_\phi$ ,  $\lambda_i$ ,  $\lambda_e$ ,  $\lambda_i/\lambda_e$ , а зависимость  $E_\beta^N(t)$  описывается функциями Бесселя порядка  $\beta$  до тех пор, пока не становится существенным затухание. Это подтверждается в случаях 3-1 и 3-2. Действительно, до  $t/T_{oe} \sim 5-6$  кривые  $E_\beta^N(t)$  совпадают и описываются функциями Бесселя (Рис.10а-в). В случае 3-3 с самого начала существенно затухание и кривые  $E_\beta^N$ , в согласии с /4/ отличаются от случаев 3-1 и 3-2. Отметим, что в случаях с затуханием незатухающие гармоники меняются медленнее, чем функция Бесселя, что хорошо видно в случае 3-3 (Рис.10а).

Итак в случаях 3-1 и 3-2 гармоники конверсии меняются синхронно. Однако, скорость концентрации поля различна. Как видно из Рис.8а, в случае 3-2 она больше, чем в случае 3-1. Для того, чтобы выяснить, с чем связано это явление случаи 3-1 - 3-3 сравнивались со случаями чистой конверсии, которая наблюдается при тех же параметрах волны и возмущения в плазме с неподвижными ионами (будем обозначать их буквой  $a$ ). На Рис.11а-в представлены сравнительные кривые  $E_m^2/E_0^2(t)$  для случаев с подвижными и неподвижными ионами.

Случай 3-1 и 3-1а рассматривались ранее /7/. Было показано, что оба случая совпадают до  $t/T_{oe} \sim 10$  (Рис.11а), откуда следует, что и в случае 3-1 определяющую роль играет конверсия. В  $t/T_{oe} > 10$  в случае 3-1 существенную роль играет вторичная модуляционная неустойчивость, которая приводит к быстрой концентрации поля и росту впадин плотности (Рис.12).

В случае 3-2 (1-3) также определяющую роль играет конверсия и кривые Рис.11б совпадают до  $t/T_{oe} \sim 4$ , где начинает скапливаться вторичная модуляционная неустойчивость (Рис.12), приводящая к более быстрому затуханию.

В случае 3-3 (2-2) и 3-3а затухание существенно с самого начала (Рис.9), так что чистая конверсия (Случай 3-3а) успевает привести только к незначительной концентрации поля (Рис.11в). В случае 3-3 достигается несколько большая концентрация поля за счет первичной конверсии на возмущении плотности, создаваемом самой волной, и небольшого вклада первичной и вторичной модуляционной неустойчивости (Рис.12).

Таким образом, в случаях 3-1 и 3-2 определяющую роль иг-



рает конверсия. Сравнивая кривые  $E_m^2/E_0^2(t)$  для случаев 3-1 - 3-2 (Рис.8а) и кривые для случаев 3-1а - 3-2 (Рис.8б) видим, что разная скорость концентрации поля в этих случаях обусловлена конверсией. В начальный период времени, когда нет затухания и скорость изменения гармоник конверсии одинакова, одинакова и модуляция волны (Рис.13а,б -  $t/T_{0e} \leq 3$ ). В более поздний период в случае 3-2 спектр обедняется коротковолновыми гармониками и характер модуляции и концентрации поля меняется (Рис.13а,б -  $t/T_{0e} \geq 5$ ). Напомним, что в этих случаях  $\frac{\lambda_i}{\lambda_e} = const.$

Зависимость от длины волны возмущения плотности.  $\lambda_e, V_\phi = const.$

Рассмотрим случаи 4,5 с разной длиной волны возмущения плотности.

Случай 4.  $E_0^2/8\pi nT = 1,6$ ;  $\lambda_e/r_d = 300$ ;  $V_\phi/V_T = 48$ ;  
 $L/r_d = 300$ ;  $N_e = 1$ ;  $(\tilde{n}/n_0)_0 = 0,2$ .

Случай 4-0 $\equiv$ 1-0	4-1	4-2	4-3 $\equiv$ 1-3
$\lambda_i/r_d$ -	150	100	60
$\lambda_e/\lambda_i$ -	2	3	5

Случай 5.  $E_0^2/8\pi nT = 1,6$ ;  $\lambda_e/r_d = 100$ ;  $V_\phi/V_T = 16$ ;  
 $L/r_d = 100$ ;  $N_e = 1$ ;  $(\tilde{n}/n_0)_0 = 0,2$ .

Случай 5-0 $\equiv$ 2-0	5-1	5-2 $\equiv$ 2-2	5-3	5-4	5-5
$\lambda_i/r_d$ -	50	20	14,3	10	6,7
$\lambda_e/\lambda_i$ -	2	5	7	10	15

Кривые  $E_m^2/E_0^2(t)$  для этих случаев показаны на Рис.14а,б, кривые  $\tilde{n}_m/n_0(t)$  - на Рис.15а,б. На Рис.16а,б показана зависимость начала затухания  $t_d$  от отношения  $\lambda_e/\lambda_i$  и от  $k_i r_d$ . Из Рис.14а видно, что при увеличении  $\lambda_e/\lambda_i$  концентрация поля идет быстрее, а затухание начинается раньше (Рис.16а). Анализ кривых  $E^N(t)$ ,  $E^2(x)$ ,  $\tilde{n}(x)$  показывает, что в случаях 4-1 - 4-3 определяющую роль играет конверсия, а на более поздних стадиях - вторичная модуляционная неустойчивость, которая приводит к росту впадин плотности (Рис.15а). Более раннее затухание обусловлено тем, что при увеличении  $\lambda_e/\lambda_i$  (уменьшение  $\lambda_i$ , рост  $k_i$ ) быстрее возбуждаются коротковолновые гармоники  $k_N = k_e + \beta k_i$ , которые могут захватывать

электроны плазмы. Действительно, начало затухания  $t_d$  падает с ростом  $k_i$  (Рис.16б). Также как во всех рассмотренных ранее случаях, захват электронов приводит к образованию симметричных хвостов функции распределения по скоростям, но не приводит к нагреву. Таким образом, в случаях 4-1-4-3 конверсия приводит к быстрой концентрации и затуханию поля.

Такой же характер развития наблюдается и в случаях 5-1 и 5-2 (Рис.14б, 15б, 16). Однако, в случаях 5-3-5-5 характер развития меняется. В этих случаях заданы коротковолновые возмущения плотности с  $\lambda_i/r_d < 15$ , так что конверсия сразу приводит к возбуждению коротковолновых гармоник с  $\lambda_e < \lambda_i$ , которые могут захватывать электроны с малыми скоростями. Это приводит к быстрому затуханию этих гармоник и нагреву плазмы (вопросы, связанные с нагревом плазмы будут рассмотрены в отдельной работе. В случаях 5-4, 5-5 гармоники конверсии из-за сильного затухания практически не развиваются. Конверсия не успевает привести к существенной модуляции волны и концентрации поля, так что поглощается только часть энергии волны. Амплитуда волны меняется незначительно, так что развивается первичная модуляционная неустойчивость. Рост концентрации поля и впадины плотности в этих случаях незначительно отличается от случая 5-0 волны в однородной плазме (Рис.14б, 15б). Развитие этой неустойчивости приводит к полному затуханию поля и поглощению энергии электронами плазмы, причем, как обычно, образуются хвосты на функции распределения по скоростям. Конечные функции распределения уширены из-за нагрева основной массы электронов и имеют симметричные хвосты ускоренных электронов.

Влияние мелкомасштабных флуктуаций на развитие модуляционной неустойчивости

Развитие модуляционной неустойчивости ленгмювской волны с длиной волны  $\lambda_e/r_d = 300$  и  $E_0^2/8\pi nT = 1,6$  (Случай 1-0) исследовалось ранее в работе /2/. Неустойчивость в этом случае развивается в течение сравнительно длительного времени, так что в системе могут развиваться шумовые возмущения плотности. В работе /2/ эти возмущения исключались, так как применялся метод сглаживания. Таким образом, случай 1-0 можно рассматривать, как случай развития модуляционной неустойчивости в однородной



плазме.

Рассмотрим развитие неустойчивости той же волны, не используя метод сглаживания (назовем его случай I-4). В этом случае в системе с течением времени развиваются паразитные мелкомасштабные возмущения плотности. Можно рассматривать их как турбулентные возмущения плотности, которые нарастают независимо от ленгмювской волны.

Сравним развитие неустойчивости в случаях I-0 и I-4. На Рис. I7а,б показаны распределения поля и возмущенной плотности, на Рис. I8 - кривые  $E_m^2/E_0^2(t)$ , на Рис. I9 - кривые  $\tilde{n}_m/n_0(t)$ . Видно, что до  $t/T_{oe} \sim 16$  развитие неустойчивости идет одинаково в том и другом случае. С  $t/T_{oe} \approx 16$  начинают проявляться шумовые коротковолновые возмущения плотности, имеющие широкий спектр. Как видно из Рис. I7б, в области, где поле сконцентрировано из-за модуляционной неустойчивости, оно начинает из-за конверсии модулироваться и концентрироваться в новых впадинах плотности. В результате развивается вторичная модуляционная неустойчивость, которая приводит к более быстрой концентрации и затуханию поля (Рис. I8) и быстрому росту новых впадин плотности (Рис. I7б, I9). Таким образом, возбуждение мелкомасштабных ионных возмущений (ионной турбулентности) заметно влияет на развитие модуляционной неустойчивости ленгмювской волны.

С другой стороны изменение характера развития неустойчивости представляет собой паразитный эффект, связанный с нефизическими шумами. Такие шумы могут достигать значительной величины в численных экспериментах, если не приняты специальные меры по их устранению или снижению (метод "спокойного старта", метод сглаживания). Результаты численных экспериментов следует всегда тщательно анализировать на отсутствие паразитных эффектов. Так, например, дробление структур, наблюдавшееся в численных экспериментах по исследованию модуляционной неустойчивости в двумерном случае /8/, по-видимому, связано с развитием паразитной вторичной модуляционной неустойчивости на шумовых возмущениях плотности.

## Заключение

В настоящей работе исследовано развитие неустойчивости ленгмювской волны в неоднородной плазме с синусоидальными возмущениями плотности (ионно-звуковыми волнами) в случаях, когда длина волны возмущения мала по сравнению с длиной ленгмювской волны  $\lambda_i < \lambda_{e\text{ион}}$ , а параметры волны лежат в области  $E_0^2/8\pi nT > m/M > (k_e r_d)^2$ .

В работах /1,6/ было показано, что в случаях  $\lambda_i = \lambda_e$  начальная неоднородность сказывается на развитии неустойчивости, если возмущение превышает возмущение плотности, задаваемое самой волной. Результаты данной работы согласуются с этим выводом. Действительно, возмущения  $\tilde{n}/n_0 \sim 10^{-2}$  сравнимые или несколько превышающие возмущение задаваемое волной, заметно влияют на развитие неустойчивости (случай I-1, 2-1). В этих случаях неустойчивость ленгмювской волны и конверсия развиваются практически независимо. При больших возмущениях плотности определяющую роль играет конверсия.

В рассмотренных случаях  $\lambda_i < \lambda_e$  конверсия приводит к быстрой перекачке энергии в коротковолновые гармоники. В динамическом описании это проявляется в модуляции волны и концентрации поля во впадинах плотности. В результате концентрации поля начинает действовать пондеромоторная сила и развивается вторичная модуляционная неустойчивость, которая приводит к ускорению концентрации энергии и росту впадин плотности. В работах /1,2/ было показано, что развитие первичной и вторичной модуляционной неустойчивости сопровождается развитием вторичной конверсии. Здесь мы не исследовали специально этот эффект. Однако, не вызывает сомнения, что вторичная конверсия также играет роль, т.к. возмущения плотности возрастают при модуляционной неустойчивости и форма их меняется.

Как и в предыдущих работах /I-4/, затухание определяется захватом и ускорением электронов. Во всех рассмотренных случаях, кроме очень коротковолновых возмущений с  $\lambda_i/r_d \leq 15$ , наблюдается образование хвостов на функции распределения и не наблюдается нагрева основной массы электронов. Случай нагрева при конверсии на коротковолновых возмущениях будут рассмотрены отдельно.



Таким образом, динамика ленгмюровской волны в неоднородной плазме определяется совместным действием конверсии, модуляционной неустойчивости и захвата электронов. Начальная стадия определяется конверсией на заданном возмущении или на возмущении, создаваемом самой волной. Дальнейшее развитие определяется совместным самосогласованным действием пондеромоторной силы (модуляционной неустойчивости) и конверсии на новых или изменившихся впадинах. Развитие продолжается до тех пор, пока не становится существенным затухание, связанное с захватом электронов плазмы.

Все изложенное выше можно рассматривать как исследование взаимодействия ленгмюровской и ионно-звуковой волн с длинами волн  $\lambda_i < \lambda_e$ . Ионно-звуковая волна практически не влияет на развитие неустойчивости ленгмюровской волны, если ее амплитуда мала по сравнению с амплитудой возмущения, создаваемого ленгмюровской волной. Если эти амплитуды сравнимы, параллельно развиваются конверсия (модуляция) ленгмюровской волны на ионно-звуковой волне ( $\Delta x \leq \lambda_i$ ) и модуляционная неустойчивость ленгмюровской волны  $\Delta x \leq \lambda_e$ . При больших амплитудах ионно-звуковых волн основную роль играет конверсия ленгмюровской волны, которая приводит к концентрации поля во впадинах ионно-звуковой волны, в результате чего в них развивается модуляционная неустойчивость, так что впадины нарастают. После затухания поля впадины схлопываются, в результате чего развивается широкий спектр мелкомасштабных ионно-звуковых волн.

## Л и т е р а т у р а :

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме" I. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-43, 1981.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-76, 1978. Физика плазмы 7, 383, 1981.
3. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. Comments Plasma Phys. 6, 21, 1980.
4. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Конверсия ленгмюровских волн в неоднородной плазме". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 80-192, 1980. Physica Scripta , в печати.
5. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. Physica Scripta 22, 632, 1981.
6. М.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Конверсия и неустойчивость ленгмюровских волн". Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 81-40, 1981.
7. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Конверсия и модуляционная неустойчивость ленгмюровских волн". Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 81-04, 1981.
8. А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, Ю.С.Сигов, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко. Физика плазмы I, 10, 1975.



Подписи к рисункам:

- Рис.1. Зависимость от времени максимальной плотности энергии  $E_m^2/E_0^2(t)$  при разных начальных возмущениях плотности. Случай I-0-I-3.  $V_\phi/V_T = 48$ .
- Рис.2. Зависимость от времени амплитуды гармоник  $E^N/E_0(t)$  при разных начальных возмущениях плотности. Случай I-0-I-3.  $V_\phi/V_T = 48$ .
- а) Гармоники модуляционной неустойчивости  $N=2$ .  
б) Гармоники конверсии и модуляционной неустойчивости  $N=4$  ( $\beta=1$ ), пунктир -  $N=9$  ( $\beta=2$ ).
- Рис.3. Распределение плотности энергии  $E^2/E_0^2(x)$  в  $t \sim t_{max}$  и возмущения плотности в  $t \sim t_{max}$  (а) и в  $t \sim t_m$  (б). Случай I-0-I-3.  $V_\phi/V_T = 48$ .
- Рис.4. Зависимость от времени максимального возмущения плотности  $\tilde{n}_m/n_0(t)$ . Случай I-0-I-3.  $V_\phi/V_T = 48$ . Стрелкой отмечено  $t_{max}$ .
- Рис.5. Зависимость от времени максимальной плотности энергии  $E_m^2/E_0^2(t)$  при разных начальных возмущениях плотности. Случай 2-0-2-2.  $V_\phi/V_T = 16$ .
- Рис.6. Зависимость от времени максимального возмущения плотности  $\tilde{n}_m/n_0(t)$ . Случай 2-0-2-2.  $V_\phi/V_T = 16$ . Стрелкой отмечено  $t_{max}$ .
- Рис.7. Зависимость от начального возмущения плотности максимальной плотности энергии  $E_{max}^2/E_0^2$  (а) и момента начала затухания  $t_d/T_{oe}$  (б). Случай I ( $V_\phi/V_T=48$ ) и 2 ( $V_\phi/V_T=16$ ). Зависимость от времени энергии поля и возмущенной энергии электронов  $\Delta W_e(t)$  (в). Случай 2-0-2-2.
- Рис.8. Зависимость от времени максимальной плотности энергии  $E_m^2/E_0^2(t)$  при разных фазовых скоростях ленгморованной волны.
- а)  $\frac{M}{m} = 10^2$ . Случай 3-I-3-3.  
б)  $\frac{M}{m} = 10^{10}$ . Случай 3-Ia-3-3a.
- Рис.9. Зависимость момента начала затухания от фазовой скорости  $t_d/T_{oe}(V_\phi/V_T)$  в однородной плазме и при возмущениях плотность  $(\tilde{n}/n_0)_0 = 10^{-2}$  и  $2 \cdot 10^{-1}$ .

- Рис.10. Зависимость от времени амплитуды гармоник  $E^N/E_0(t)$  при разных фазовых скоростях. Случай 3-I-3-3.
- а)  $\beta=0, N=1$ ;  
б)  $\beta=1, N=4$ ;  
в)  $\beta=2, N=9$ ;  
г)  $\beta=3, N=14$ .
- Рис.11. Зависимость от времени максимальной плотности энергии  $E_m^2/E_0^2(t)$  в плазме с подвижными и неподвижными ионами.
- а) Случай 3-I-3-Ia.  $V_\phi/V_T = 160$ ;  
б) Случай 3-2-3-2a.  $V_\phi/V_T = 48$ ;  
в) Случай 3-3-3-3a.  $V_\phi/V_T = 16$ .
- Рис.12. Зависимость от времени максимального возмущения плотности  $\tilde{n}_m/n_0(t)$ . Случай 3-I-3-3. Стрелкой отмечено  $t_{max}$ .
- Рис.13. Распределение поля  $E/E_0(x)$  и возмущения плотности  $\tilde{n}/n_0(x)$  в разные моменты времени.
- а) Случай 3-I  $V_\phi/V_T = 160$ ;  
б) Случай 3-2  $V_\phi/V_T = 48$ .
- Рис.14. Зависимость от времени максимальной плотности энергии  $E_m^2/E_0^2(t)$  при разной длине волны возмущения плотности и  $N_i/N_e$ .
- а) Случай 4-0-4-3;  $V_\phi/V_T = 48$ ;  
б) Случаи 5-0-5-3, 5-5;  $V_\phi/V_T = 16$ .
- Рис.15. Зависимость от времени максимального возмущения плотности  $\tilde{n}_m/n_0(t)$ . Стрелками отмечено  $t_{max}$ .
- а) Случай 4-0-4-3;  $V_\phi/V_T = 48$ ;  
б) Случай 5-0-5-3, 5-5;  $V_\phi/V_T = 16$ .
- Рис.16. Зависимость от  $\lambda_e/\lambda_i$  и  $k_i$  момента начала затухания. Случай 4 ( $V_\phi/V_T = 48$ ) и 5 ( $V_\phi/V_T = 16$ ),  $\lambda_e = const$
- а)  $t_d/T_{oe}(\lambda_e/\lambda_i)$   
б)  $t_d/T_{oe}(k_i r_d)$
- Рис.17. Распределение поля  $E/E_0(x)$  и возмущения плотности  $\tilde{n}/n_0(x)$  в разные моменты времени.
- а) Случай I-0.  
б) Случай I-4.
- Рис.18. Зависимость от времени максимальной плотности энергии  $E_m^2/E_0^2(t)$ . Случай I-0 и I-4.



Рис.19. Зависимость от времени максимального возмущения плотности  $\tilde{n}_m/n_0(t)$ . Случай I-0 и I-4. Стрелками отмечено  $t_{max}$ .

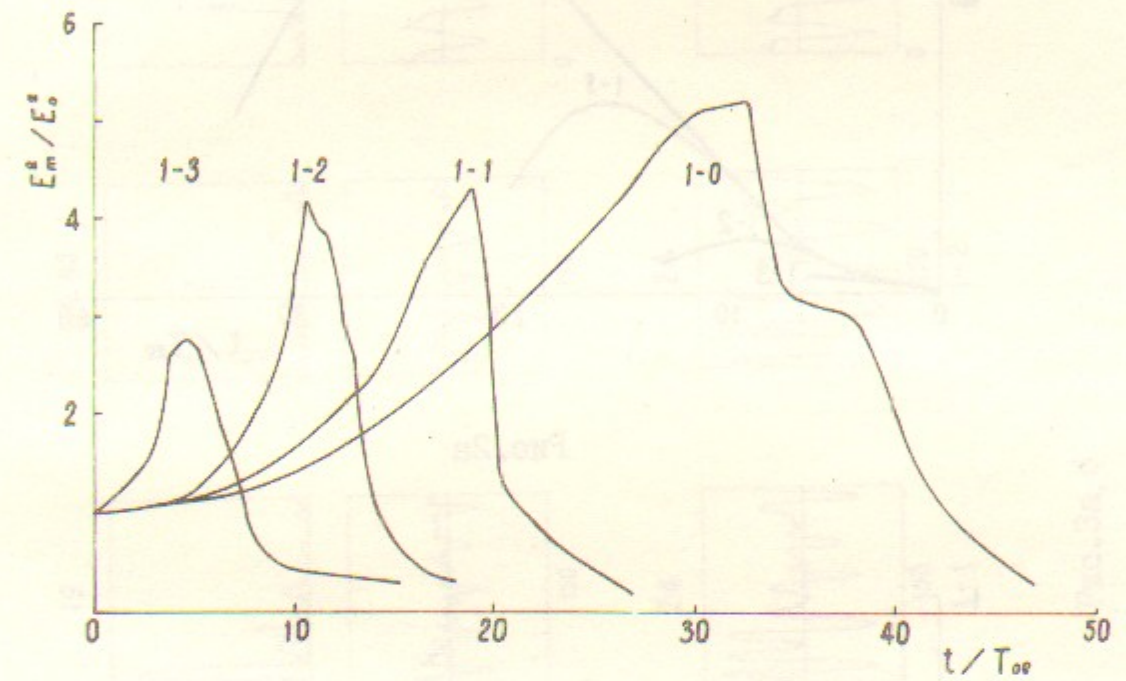


Рис. I



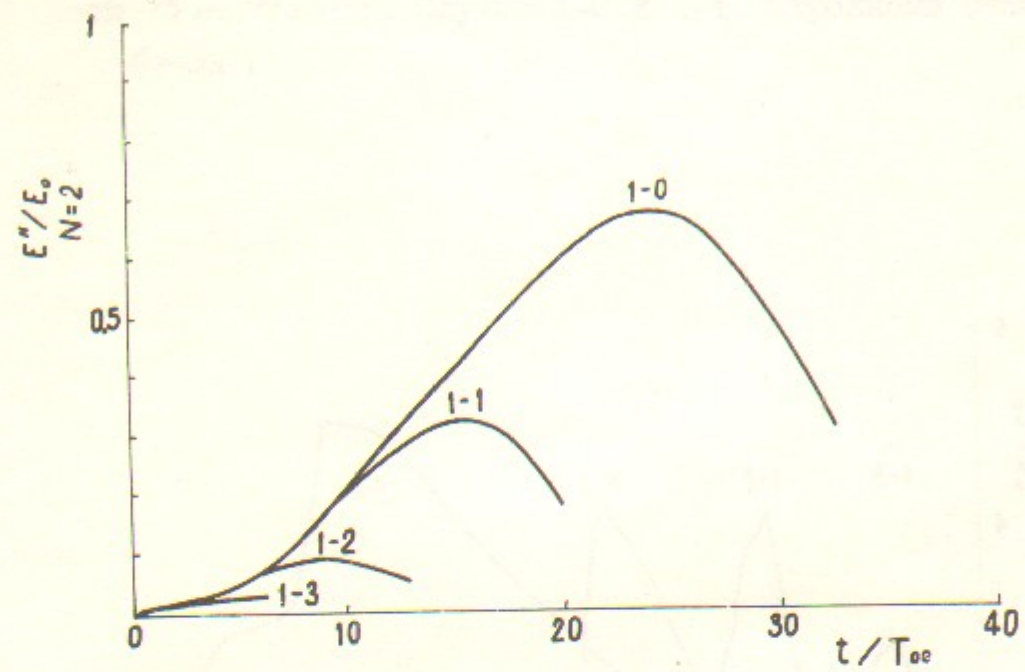


Рис. 2а

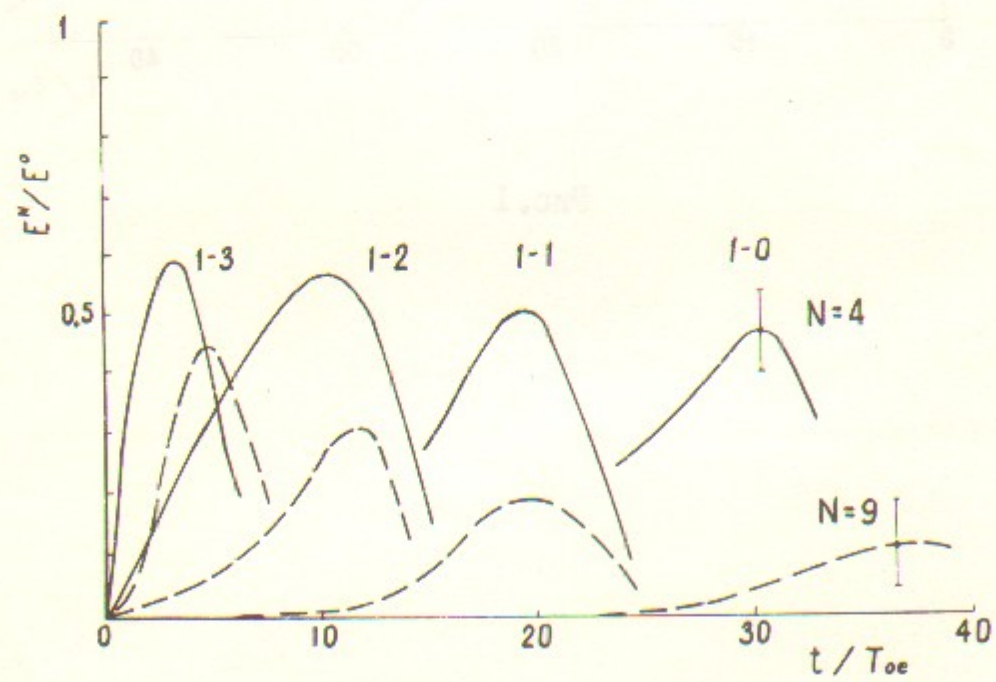


Рис. 2б

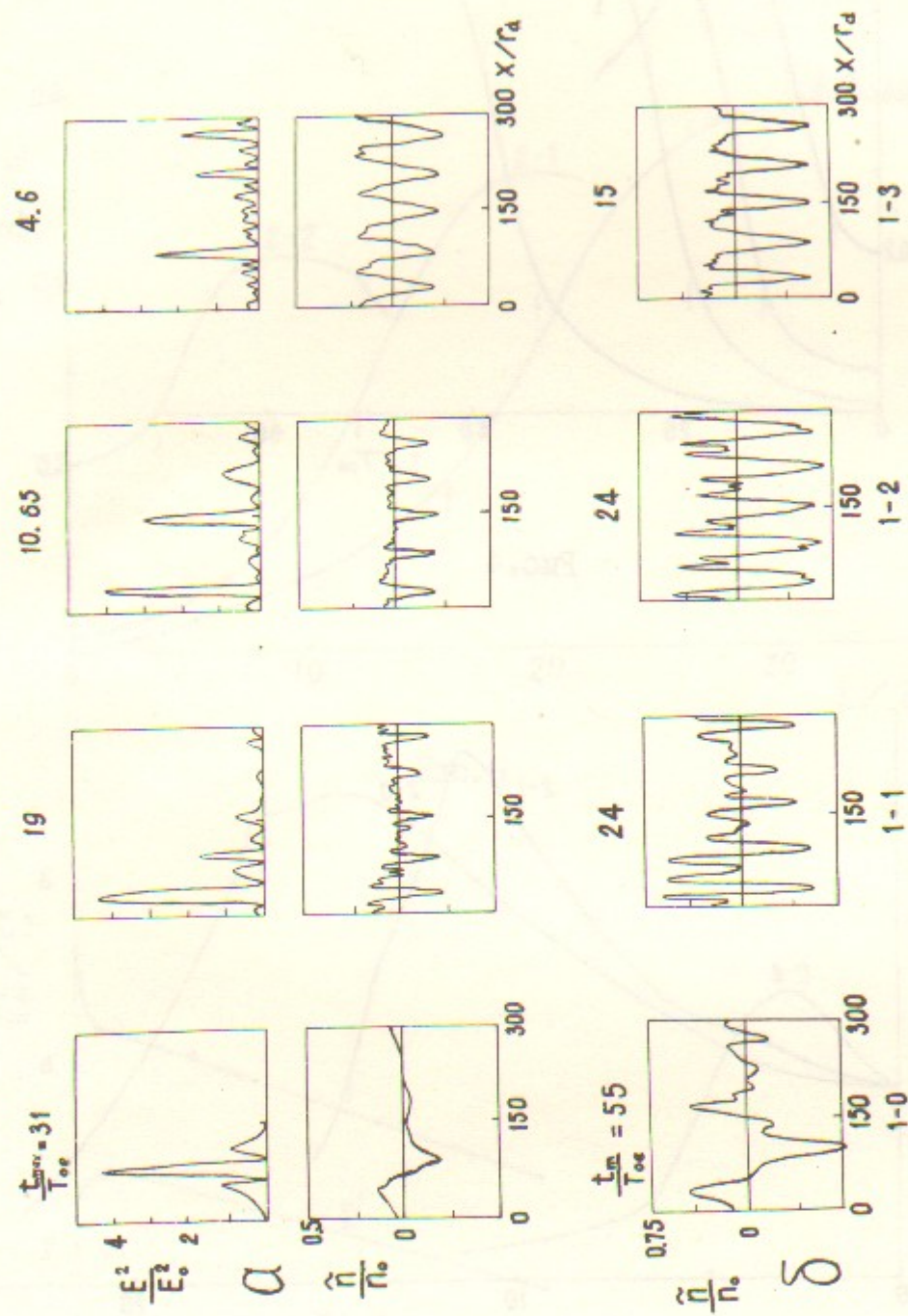


Рис. 3а, б



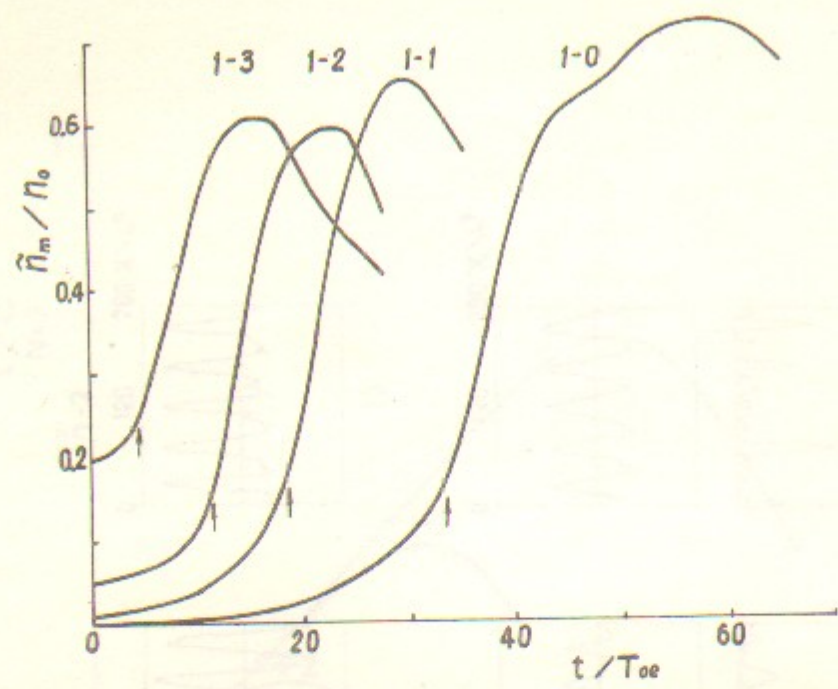


Рис. 4

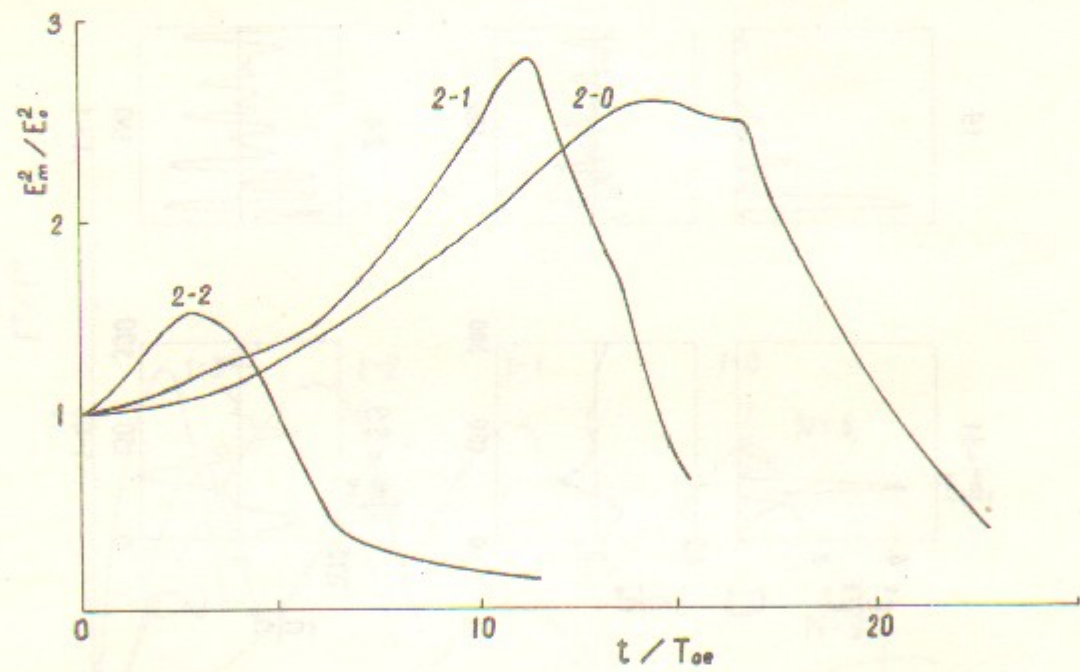


Рис. 5

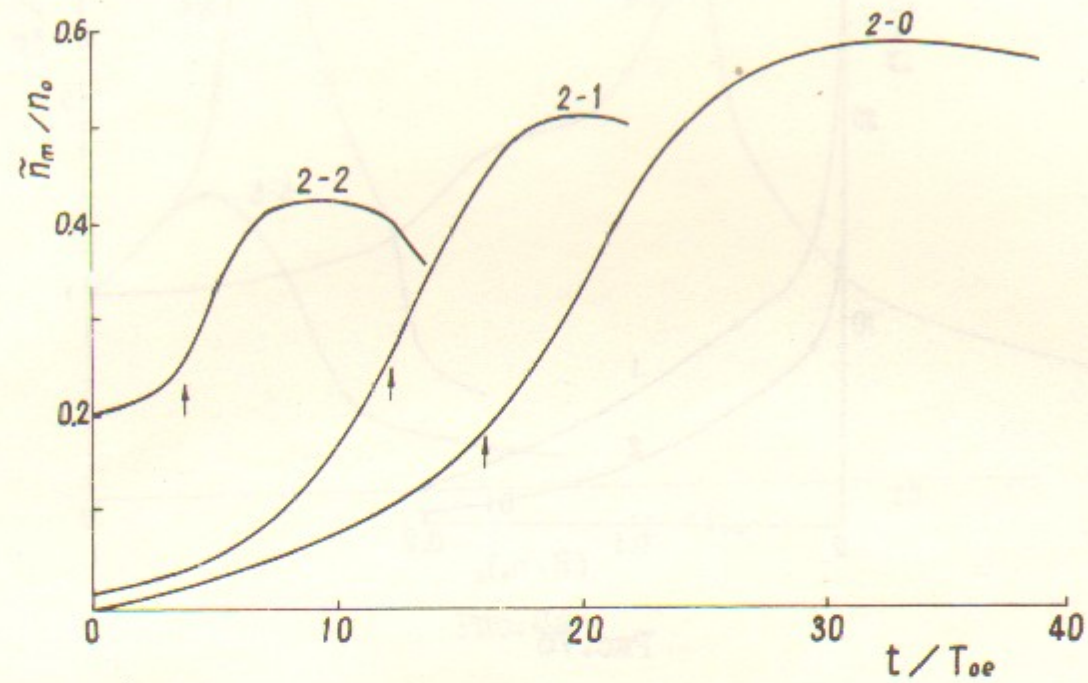


Рис. 6

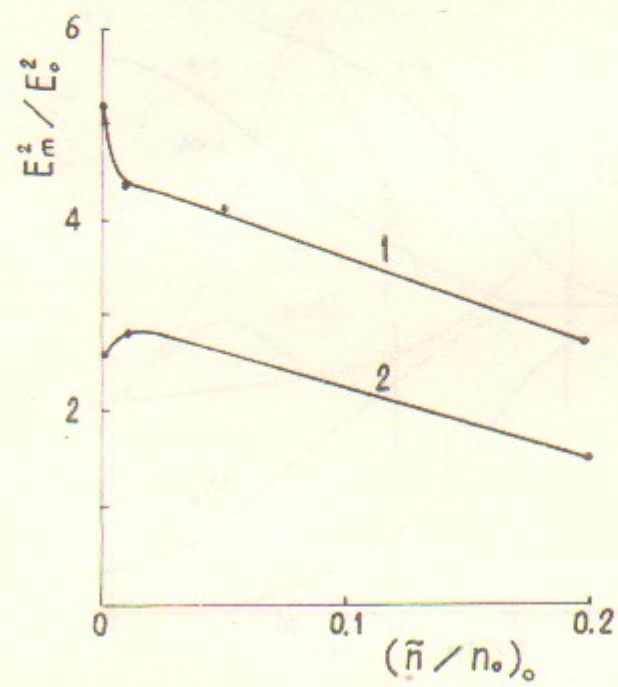


Рис. 7a



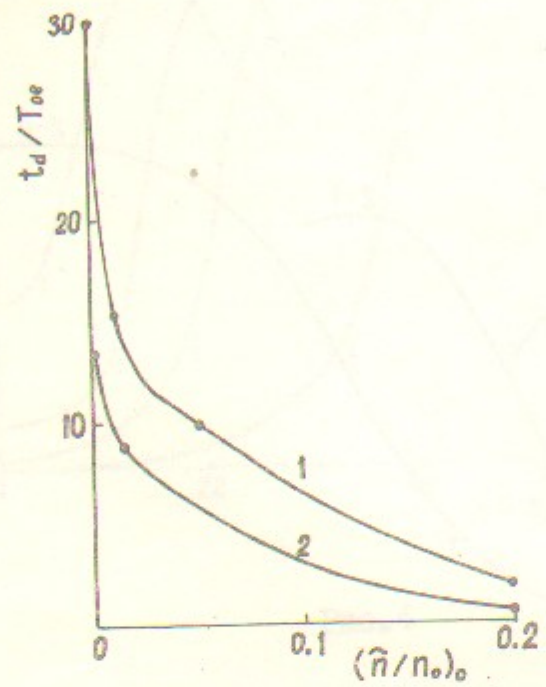


Рис. 7а

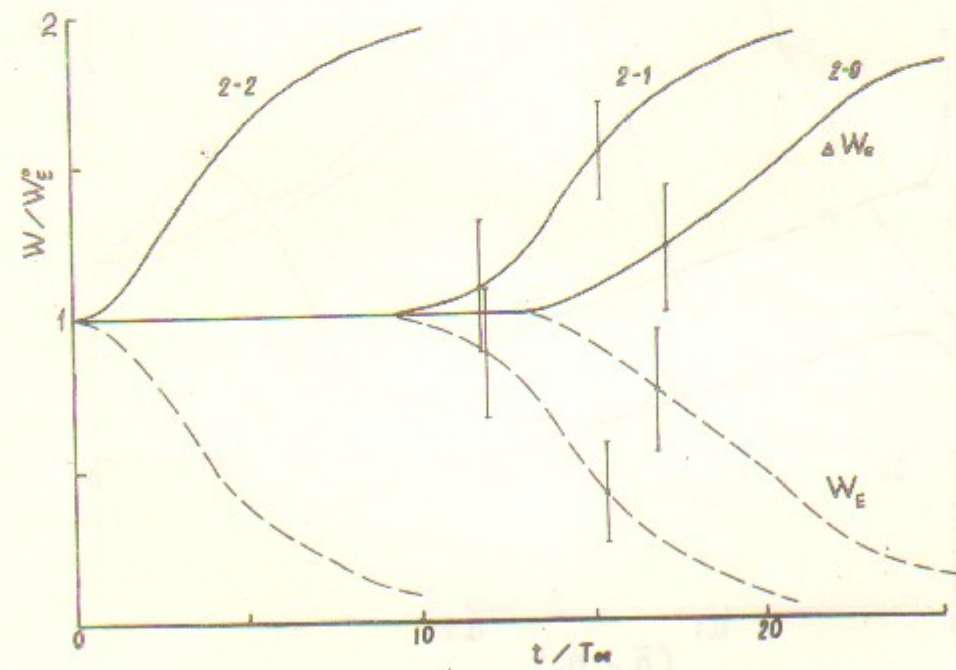


Рис. 7б

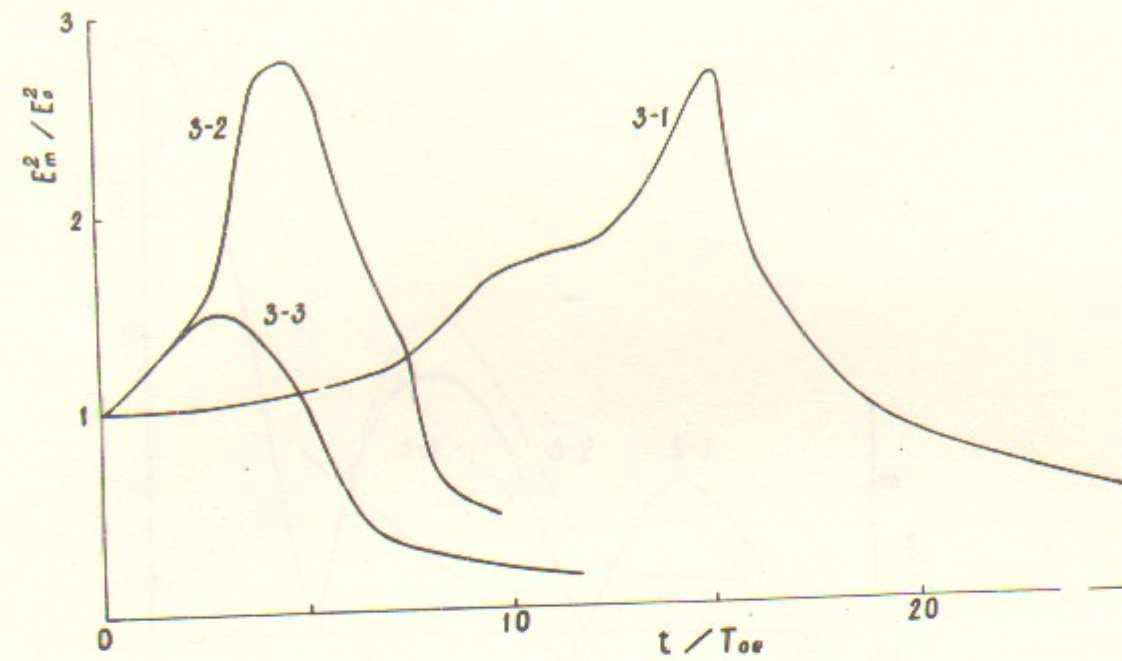


Рис. 8а

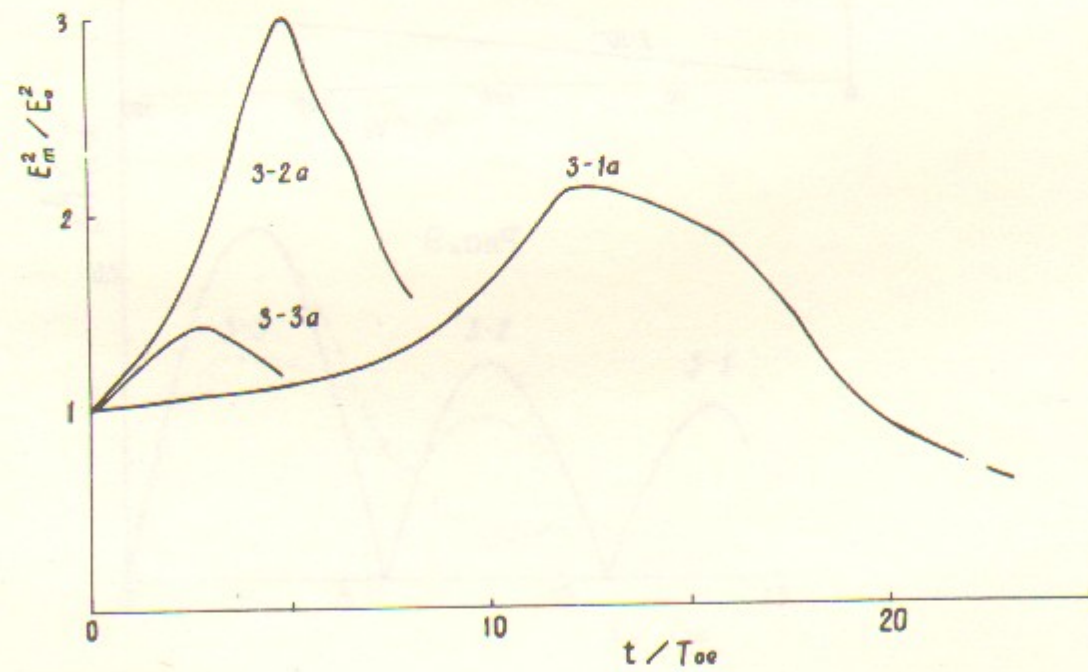


Рис. 8б



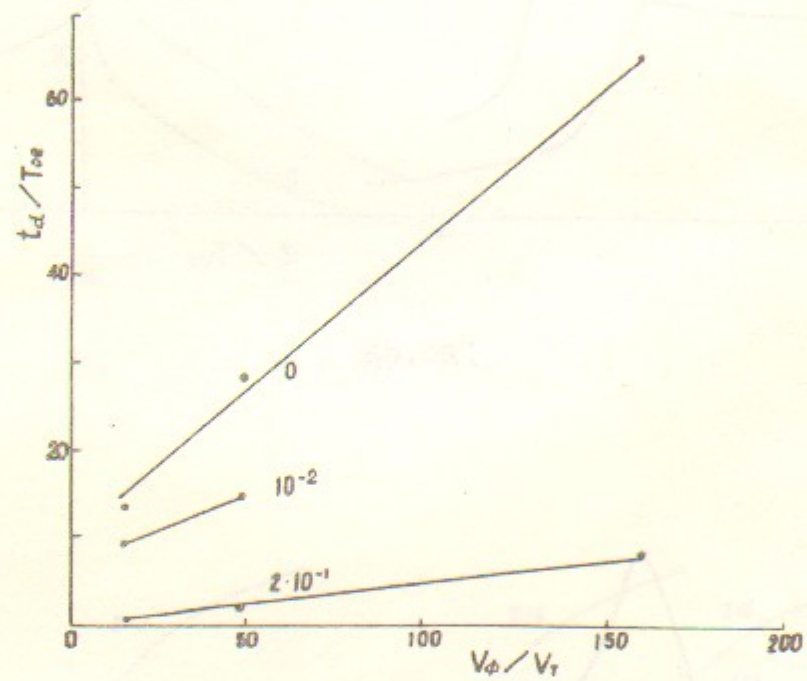


Рис. 9

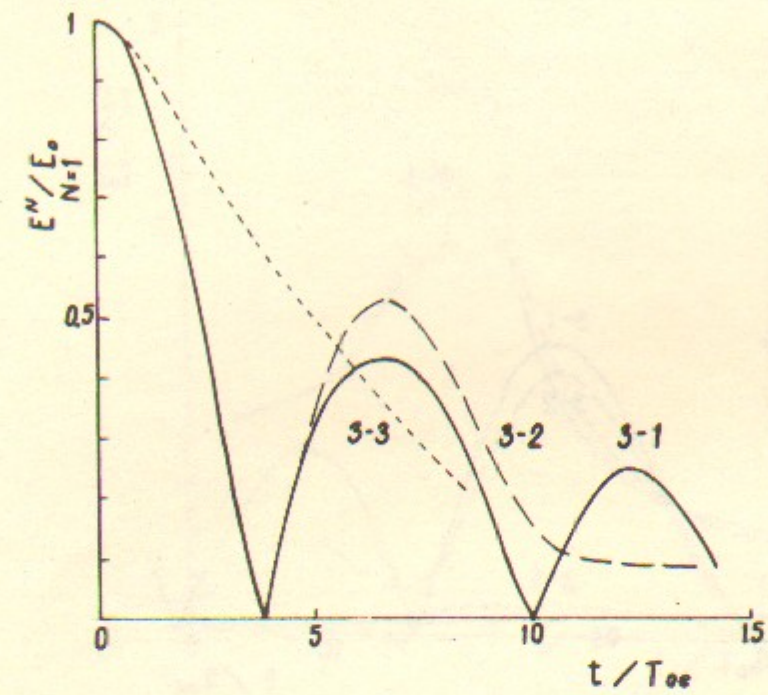


Рис. 10а

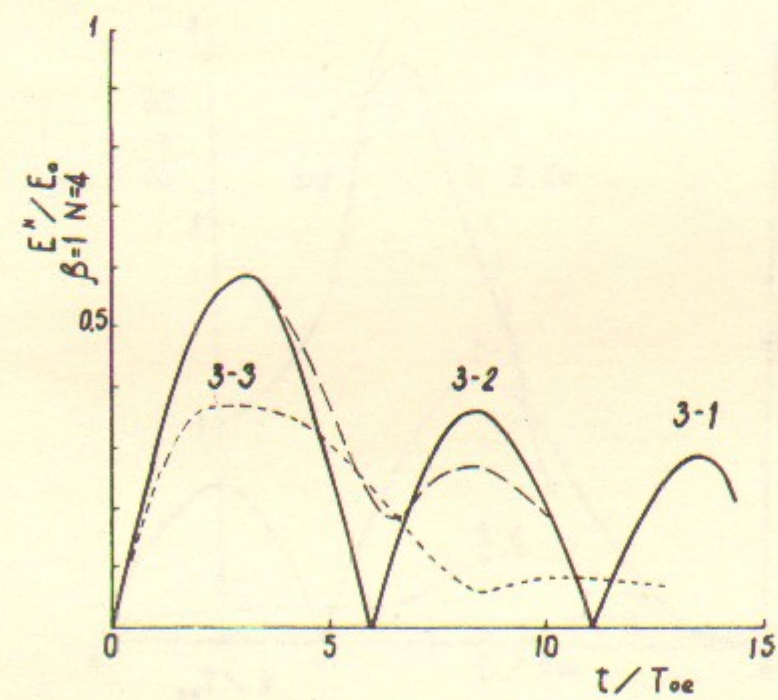


Рис. 10б



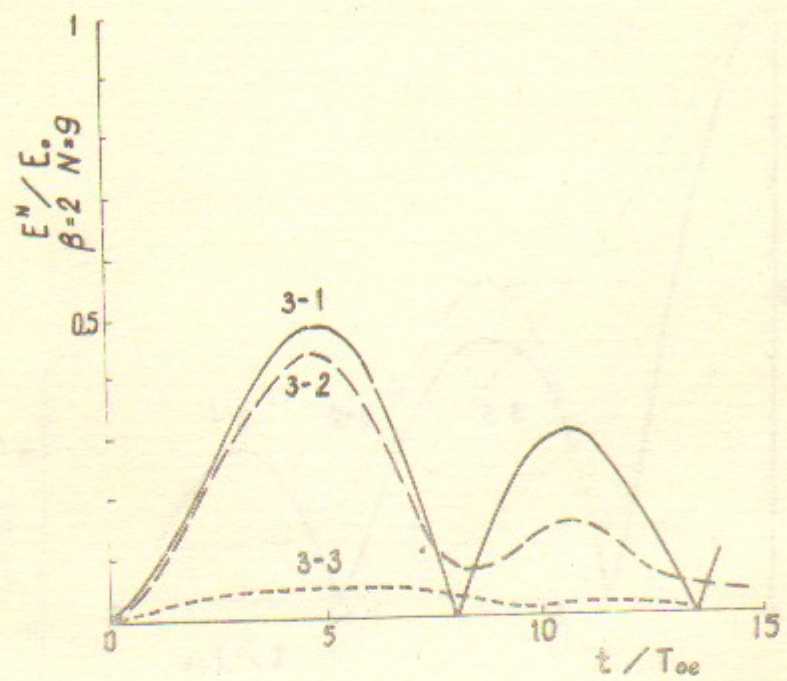


Рис. 10в

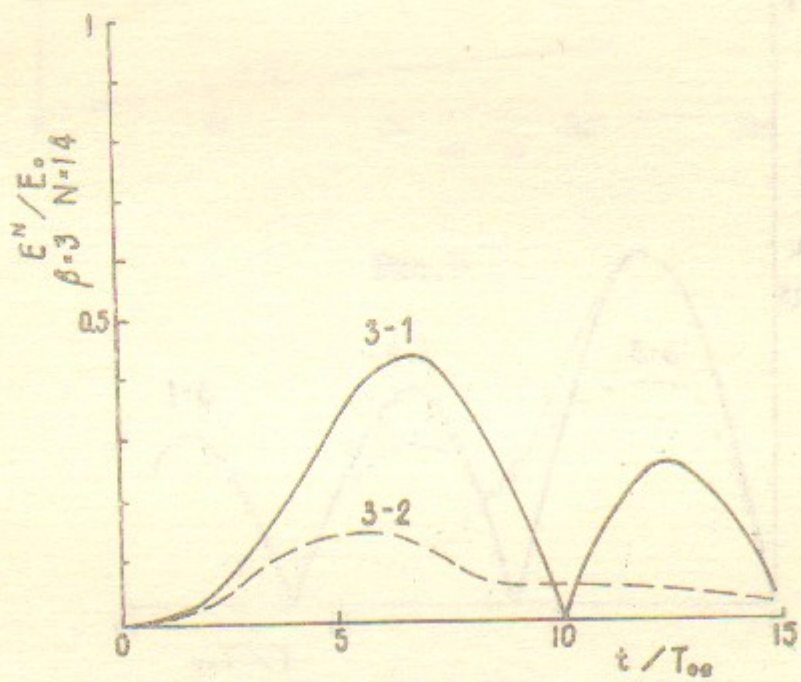


Рис. 10г

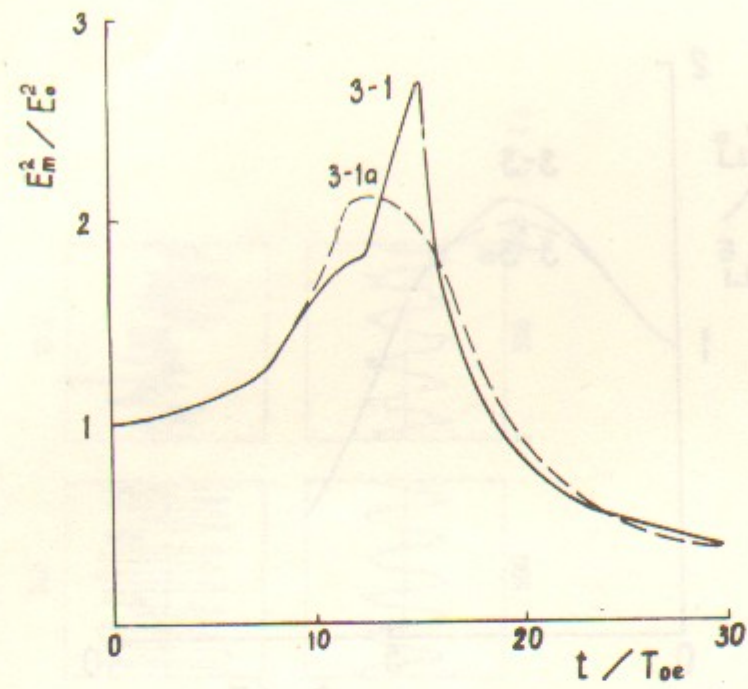


Рис. 11а

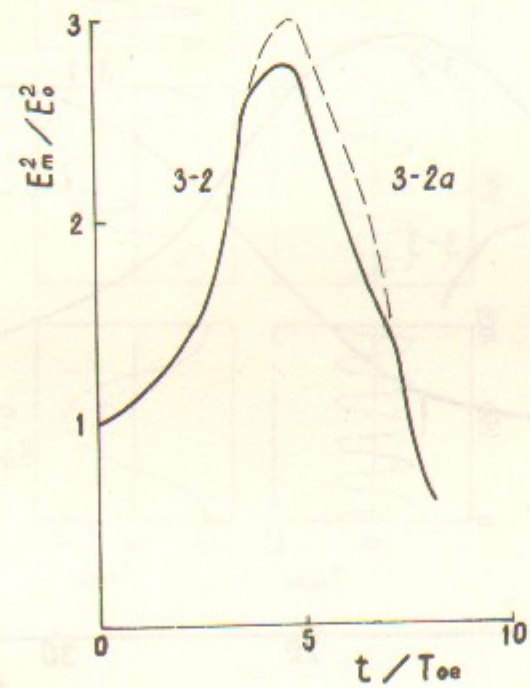


Рис. 11б



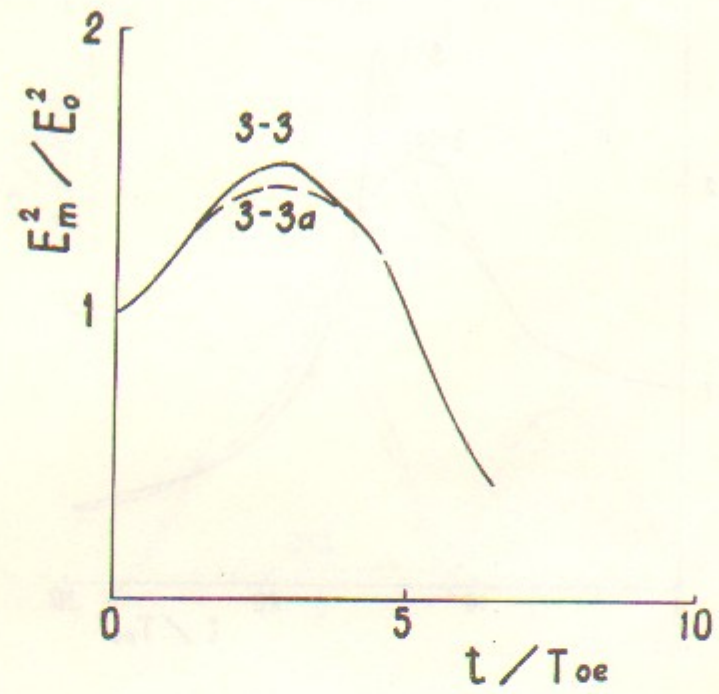


Рис. 11в

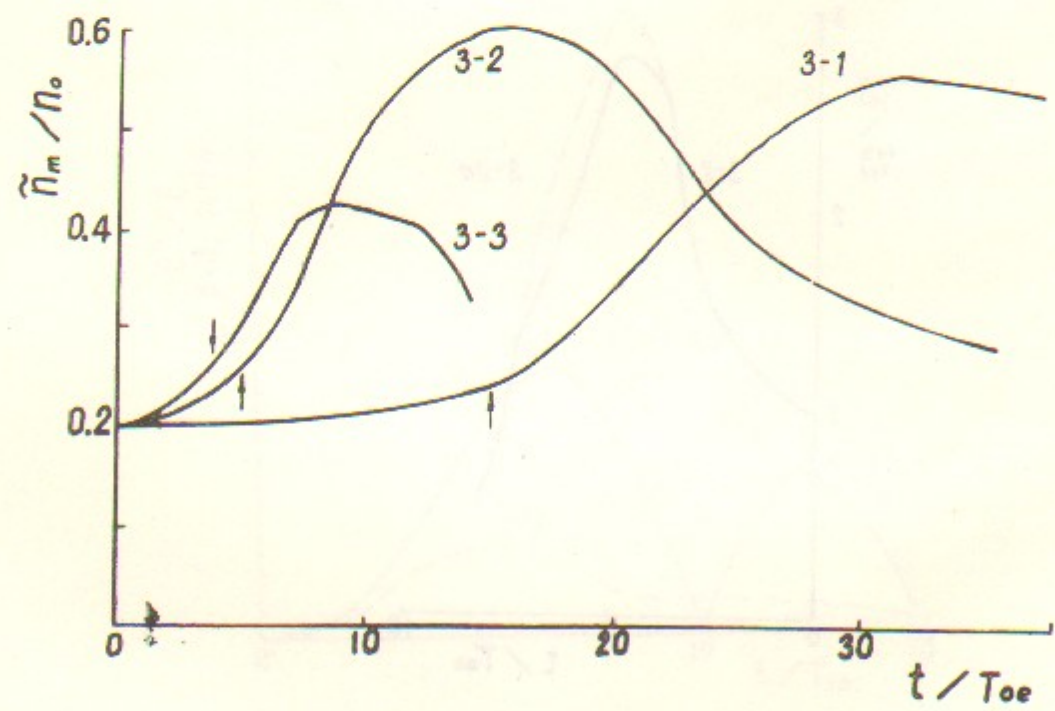


Рис. 12

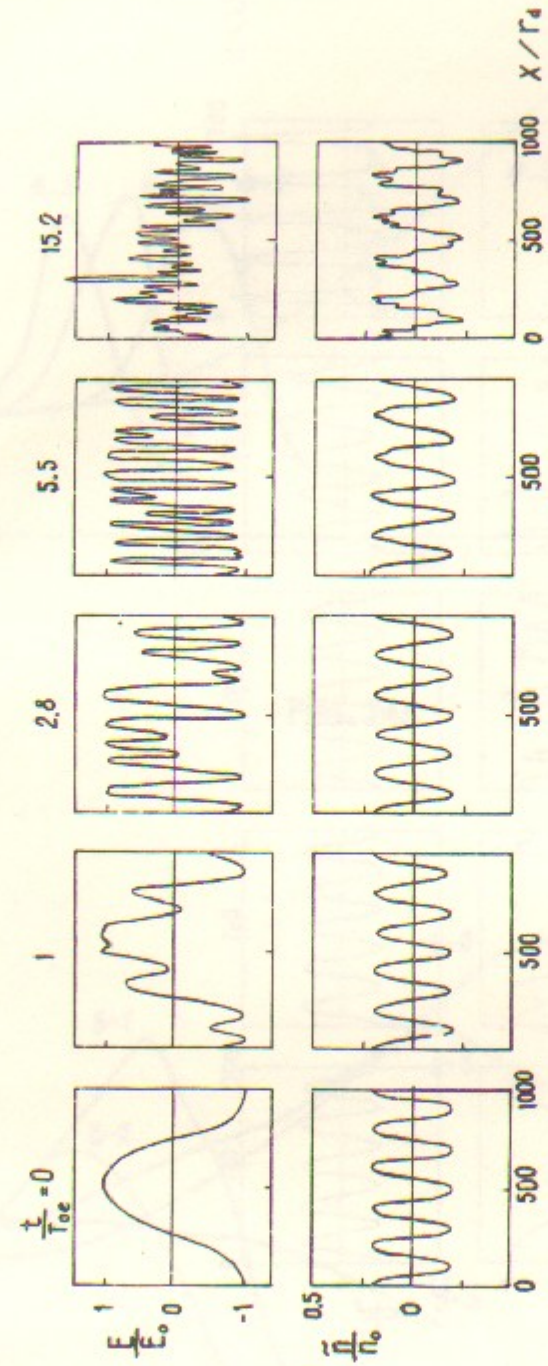


Рис. 13а



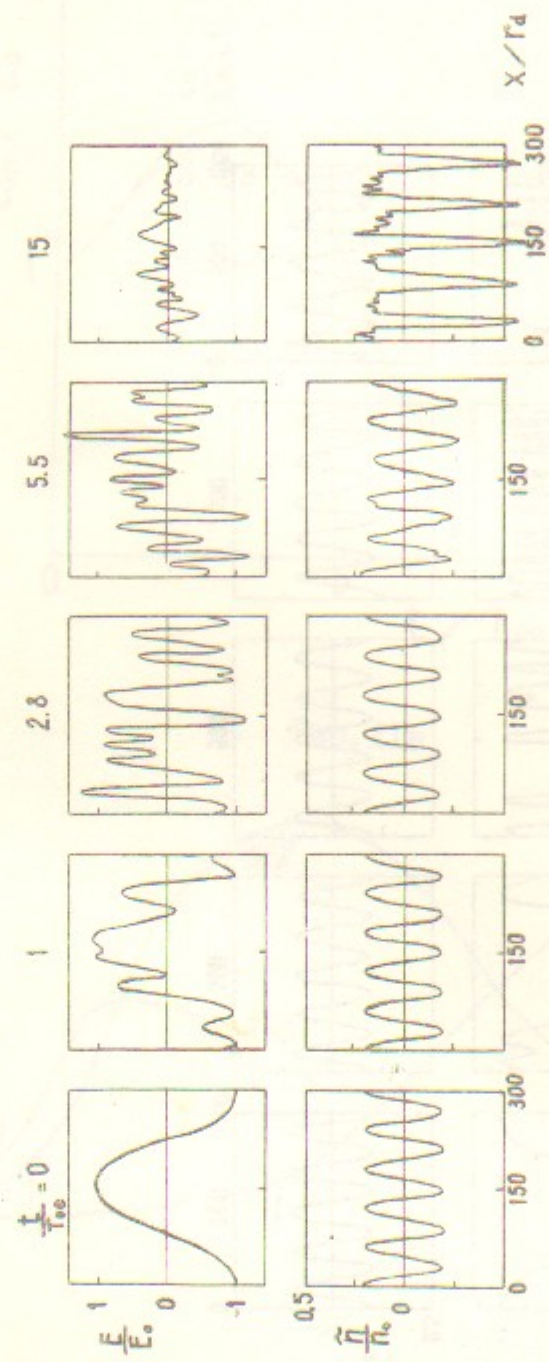


Рис. 136

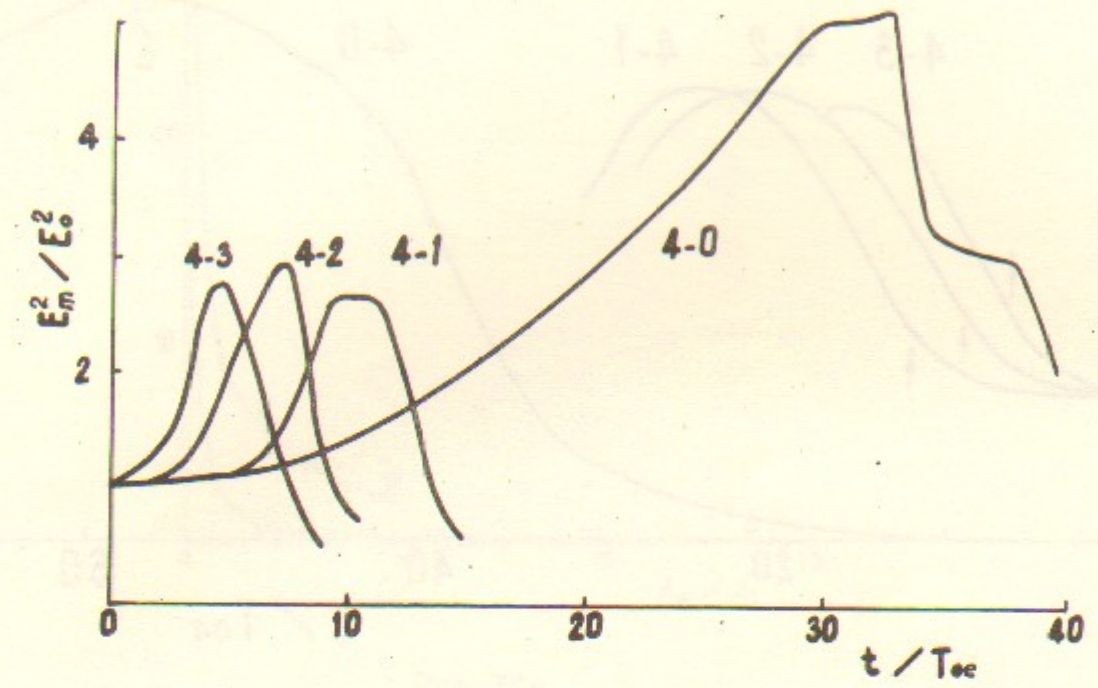


Рис. 14a

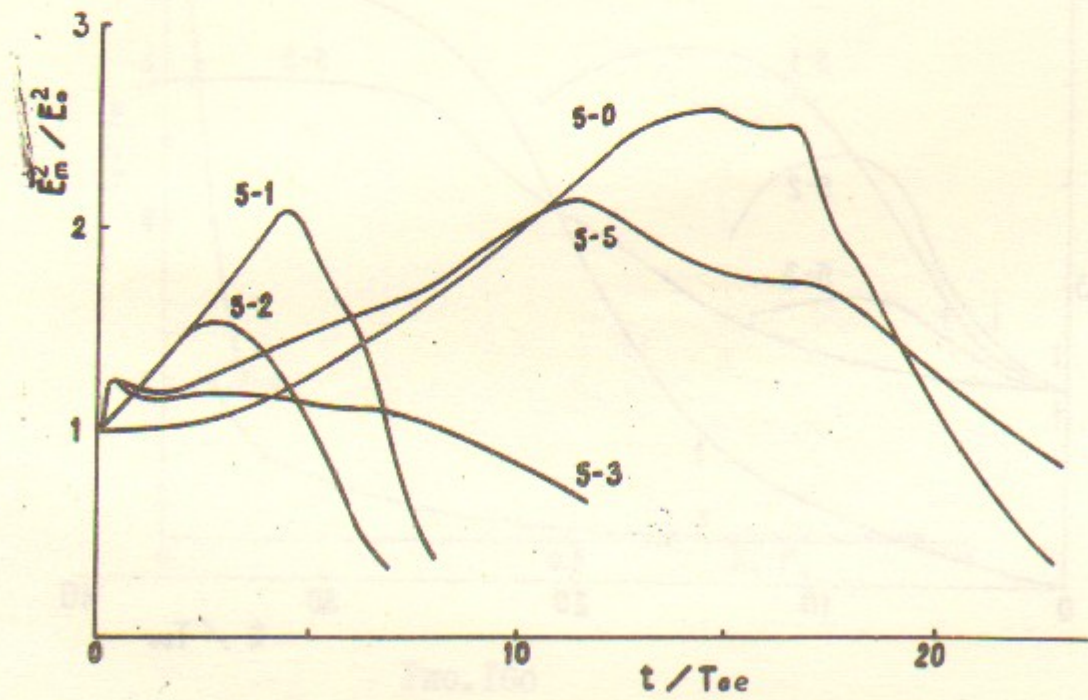


Рис. 14б



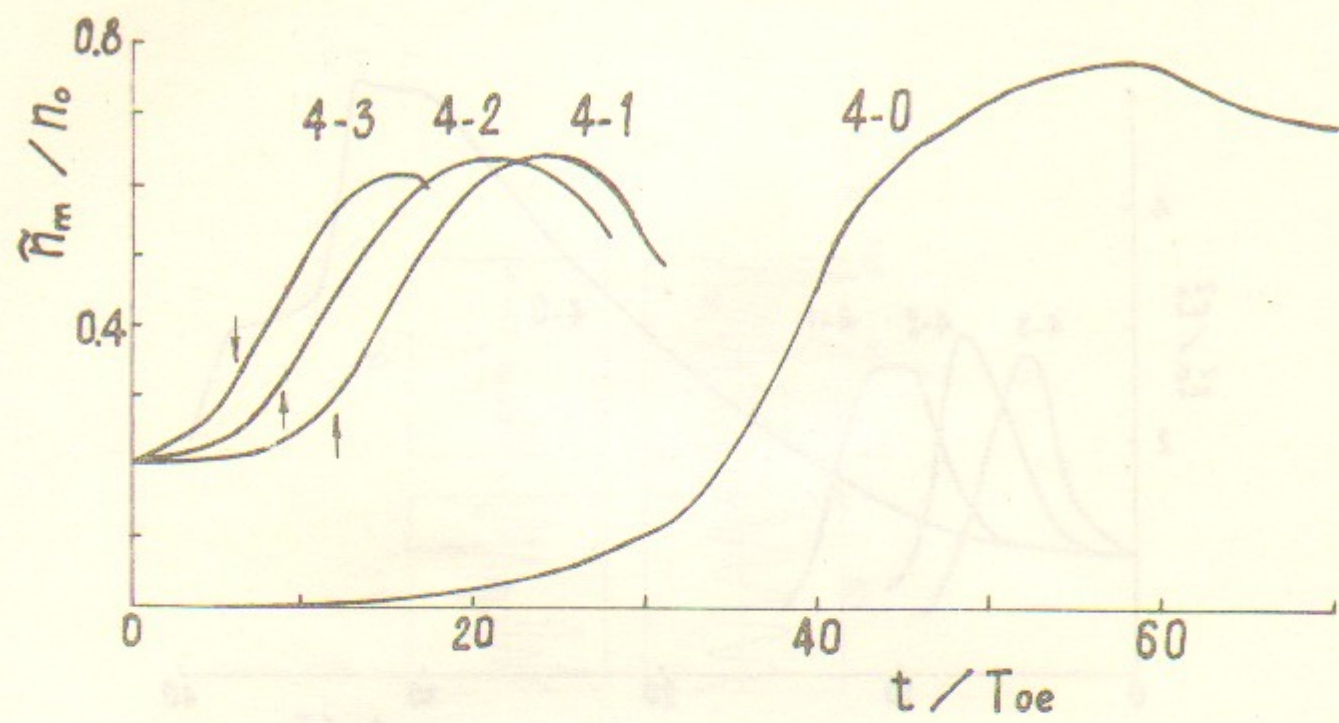


Рис. 15а

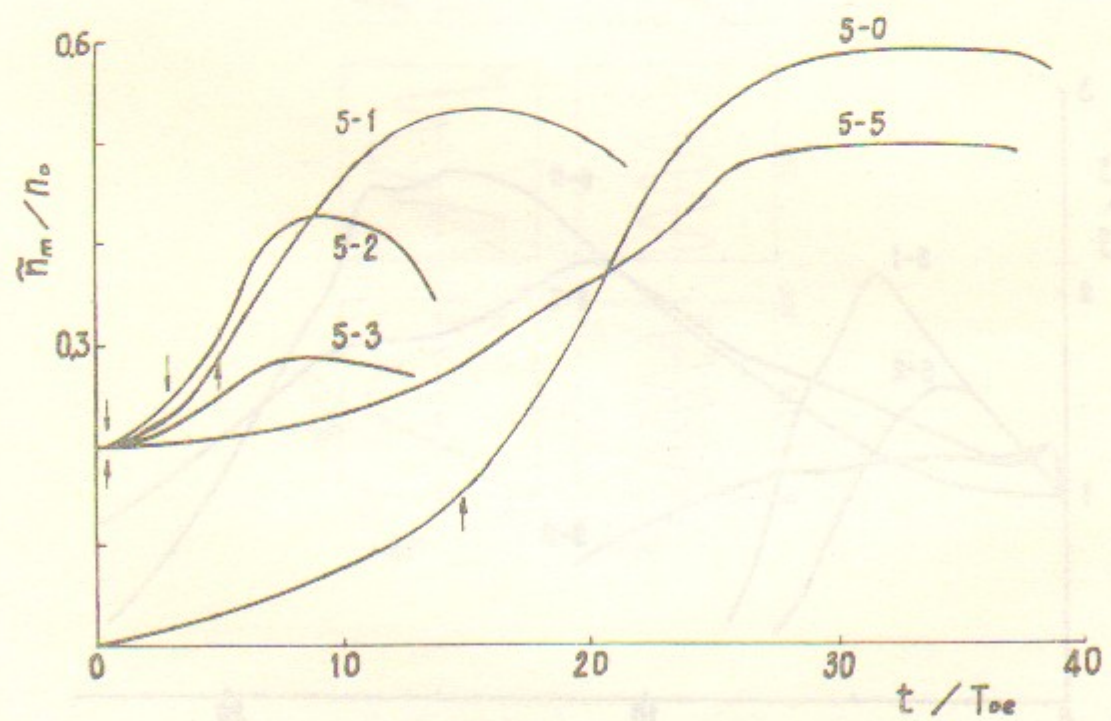


Рис. 15б

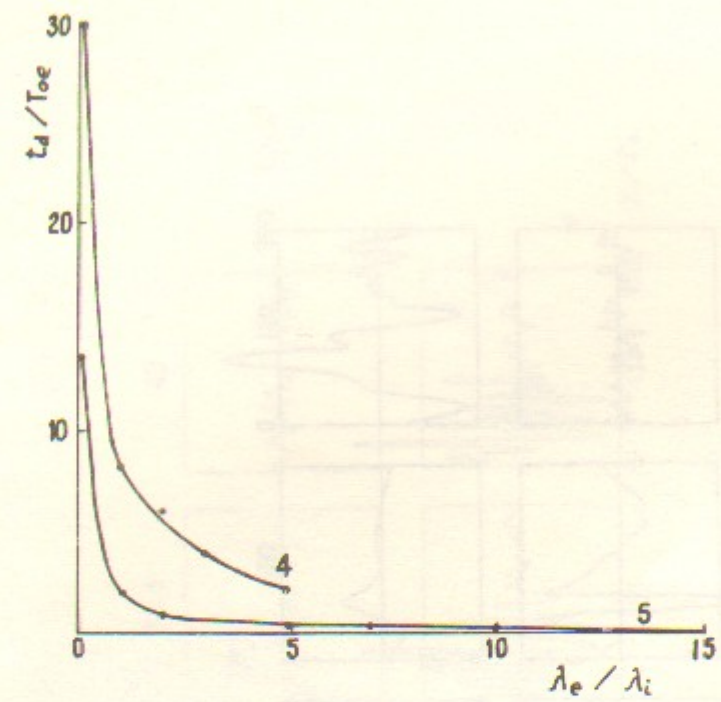


Рис. 16а

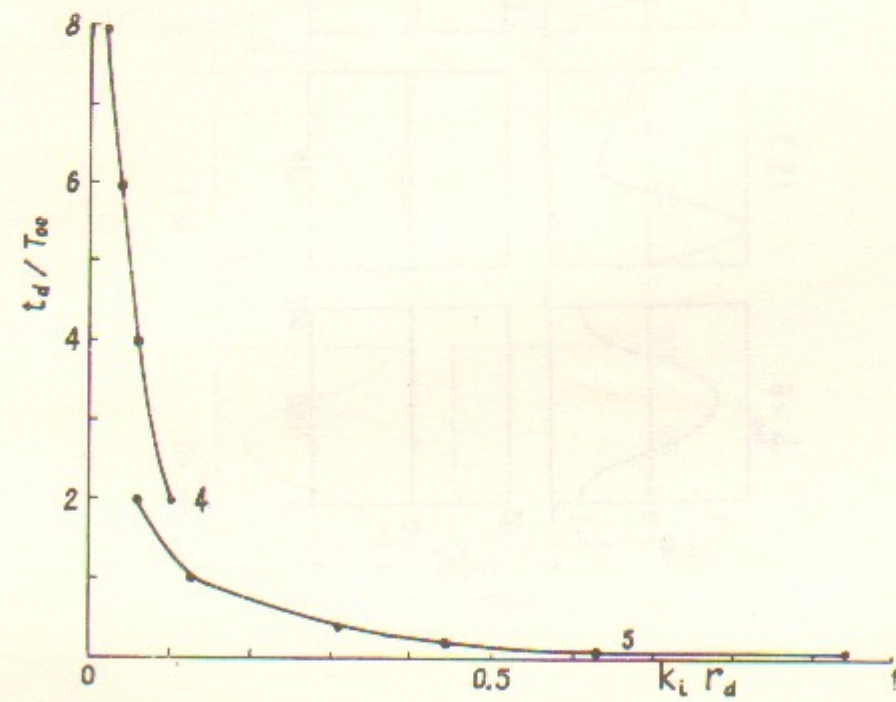


Рис. 16б



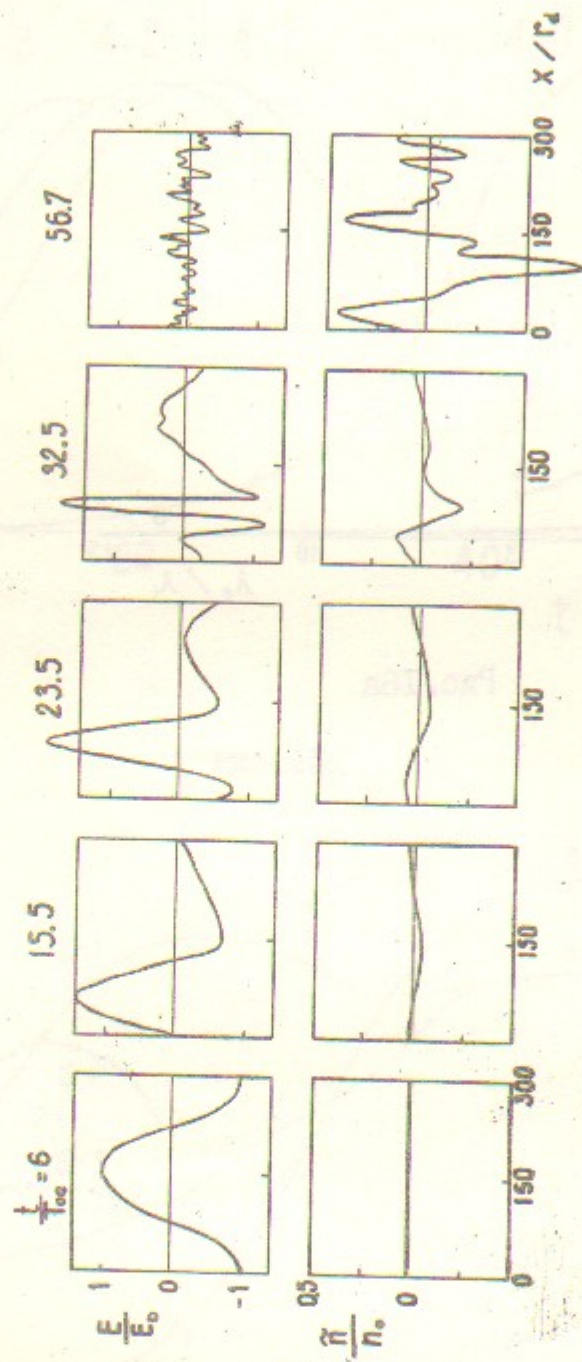


Рис. 17а

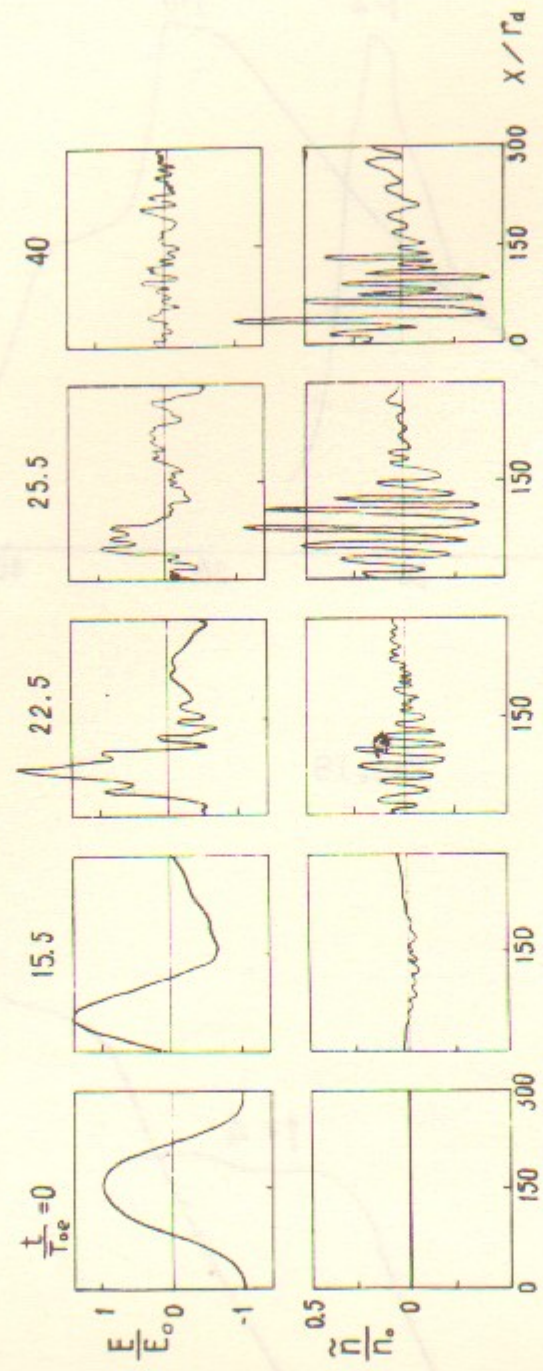


Рис. 17с



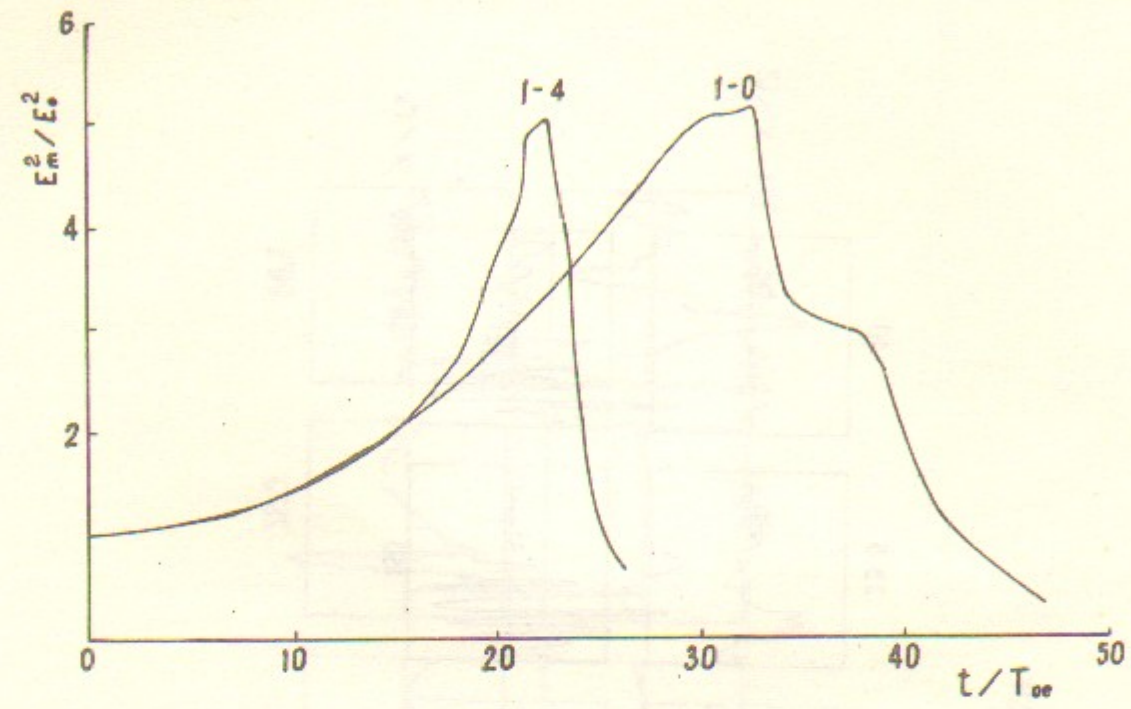


Рис. 18

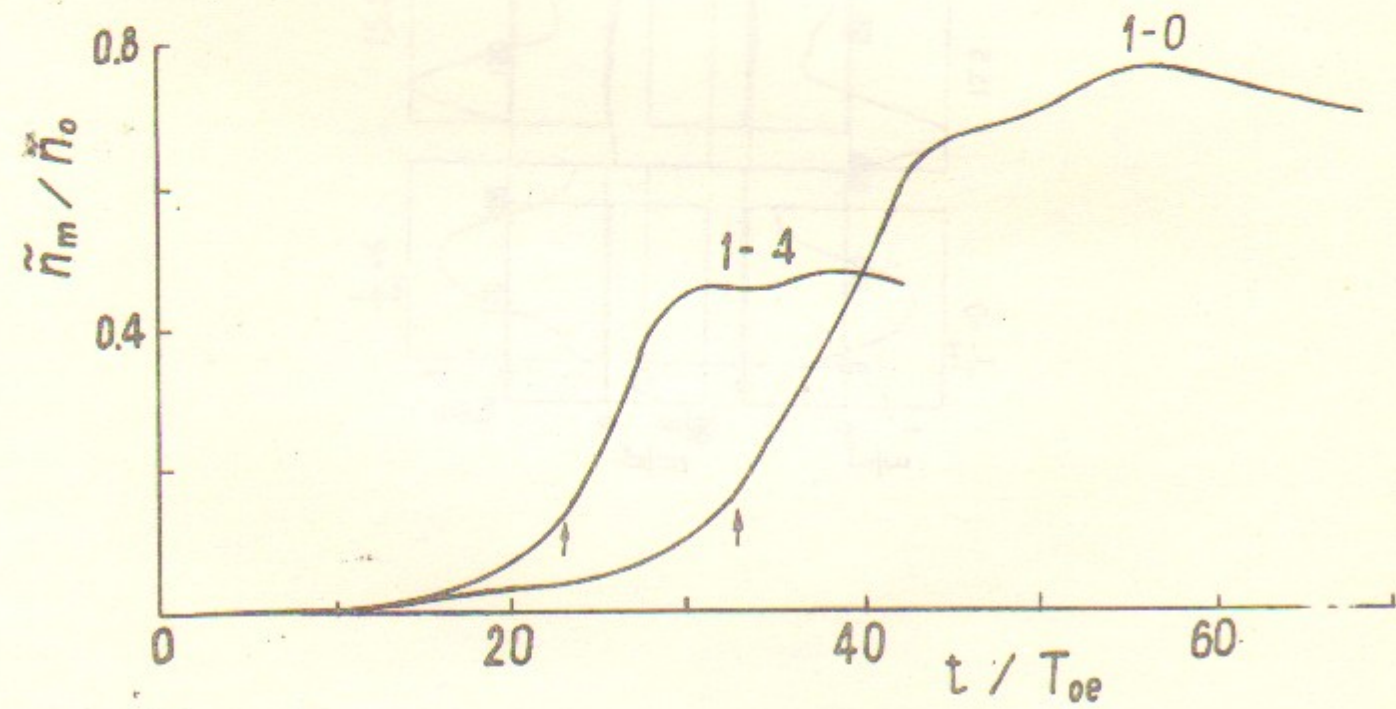


Рис. 19