

Б.94

12

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛЕНГМЮРОВСКИХ
ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. III.

ПРЕПРИНТ 81 - 89



THE INSTABILITY OF LANGMUIR WAVES IN THE
INHOMOGENEOUS PLASMA III.

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 $E_0^2/8\pi nT > m/M > (k_e r_d)^2$; $M/m = 10^2$; $E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 10^2-10^3$; $V_{ph}/V_T = 16-160$. The parameters of the density perturbation are $(\tilde{n}/n_0)_0 \sim 0,2-0,7$; $\lambda_i/r_d \sim 10^2-10^3$; $V_{ph} = C_s = 0,1 V_T$; $\lambda_i/\lambda_e \sim 1-10$.

The character of the instability depends on the self-consistent action of three process - 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 Langmuir wave and on their ratio λ_i/λ_e .

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН
В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. III.

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости ленгмюровской волны в неоднородной плазме в области параметров волны $E_0^2/8\pi nT > \frac{m}{M} > (k_e r_d)^2$; $\frac{M}{m} = 10^2$. Задается синусоидальное возмущение плотности (ионно-звуковая волна) с длиной волны, большей 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 волны.

Настоящая работа является продолжением работ /1/ и /2/, в которых исследовались случаи $\lambda_i = \lambda_e$ и $\lambda_i < \lambda_e$.

Численные эксперименты проводились при тех же параметрах волны, как и численные эксперименты по исследованию неустойчивости ленгмюровских волн в однородной плазме /3,4/. 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, что ленгмюровская волна с энергией $E_0^2/8\pi nT = 1,6$ является линейной при $V_{ph}/V_T \geq 20$ и слабонелинейной при $V_{ph}/V_T \geq 10$ /3,4/. Задавалось ионное возмущение - ионно-звуковая волна с параметрами $(\tilde{n}/n_0)_0 \sim 0,2-0,7$; $\lambda_i/r_d = 100-1000$; $V_{ph} = C_s = \sqrt{\frac{T_e}{M}} = 10^{-1} V_T$; $\lambda_i/\lambda_e \sim 1-10$.

Как было показано ранее /5/, в случае длинноволновых возмущений $\lambda_i > \lambda_e$ с кратными длинами волн конверсия ленгмюровской волны в неоднородной плазме приводит к генерации ее гармоник - прямых волн с волновыми векторами $k = |k_e \pm \beta k_i|$ (номер гармоник $N = |N_e \pm \beta N_i|$) $\beta = 1, 2, 3, \dots$. Поскольку $k_i < k_e$, изменение β на единицу приводит к незначительному изменению k и N , так что возбуждается практически сплошной спектр, граница которого сравнительно медленно сдвигается в сторону больших k , т.е. коротковолновых гармоник. Как было показано в /5/, изменение амплитуды гармоник во времени описывается функциями Бесселя порядка β $E_{\beta}^{\prime} = J_{\beta}(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_0 e t)$, так что $E_{\beta}^{\prime}(t)$

не зависит от фазовой скорости, длины волны λ_e, λ_i , и их отношения λ_i/λ_e . Максимум $E_{\beta}^{\sim}(t)$ при данном β не зависит от $(\tilde{n}/n_0)_0$ и сдвигается в сторону меньших t при увеличении $(\tilde{n}/n_0)_0$. В динамическом описании конверсия в случае $\lambda_i > \lambda_e$ проявляется в модуляции волны с длиной модуляции $\sim \lambda_i/2$ и концентрации электрического поля в области спада плотности $\Delta x \lesssim \lambda_i/2$.

Генерация гармоник конверсии продолжается до тех пор, пока не возбуждаются достаточно коротковолновые гармоники, которые могут захватывать электроны плазмы. Ускорение захваченных электронов приводит к затуханию электрического поля. /5/. Поскольку при конверсии в случае $\lambda_i > \lambda_e$ возбуждаются только прямые волны, ускоряются только электроны с положительными скоростями, так что функция распределения по скоростям асимметрична.

В однородной плазме начальная стадия неустойчивости задается конверсией на возмущении плотности $\lambda_i = \lambda_e$, задаваемом самой волной /6/. Следующей стадией является модуляционная неустойчивость, которая приводит к модуляции волны с длиной модуляции $\approx \lambda_e/2$, образованию впадины плотности и концентрации в ней электрического поля, так что область концентрации $\Delta x \lesssim \lambda_e/2$ /3, 4/. В спектральном описании модуляционная неустойчивость проявляется в возбуждении гармоник с $k=2k_e, 3k_e, \dots$, отличающихся от гармоник конверсии $k = |k_e \pm \beta k_i|$.

Как показано в /1,2/, в неоднородной плазме с подвижными ионами в случаях $\lambda_i = \lambda_e$ и $\lambda_i < \lambda_e$ развивается и модуляционная неустойчивость и конверсия. Модуляция поля за счет конверсии приводит к вторичной модуляционной неустойчивости, а образование впадин плотности при модуляционной неустойчивости — к вторичной конверсии. Можно ожидать, что те же процессы будут существенны и в случае $\lambda_i > \lambda_e$.

Зависимость от возмущения плотности

Случай I.	$E_0^2/8\pi nT = 1,6; \lambda_e/r_d = 100; V_{\phi}/V_T = 16;$		
	$\lambda_i/r_d = 1000; L/r_d = 1000; N_e = 10; N_i = 1.$		
Случай	I-0	I-1	I-2
$(\tilde{n}/n_0)_0$	0	0,2	0,7

Случай неустойчивости ленгмювской волны с параметрами случая

I-0 в однородной плазме был рассмотрен ранее /3/, причем задавалась слабонелинейная волна. В случае 2-0 задается линейная монохроматическая волна, что не меняет развития неустойчивости и приводит только к незначительным отличиям кривых.

На Рис.1 показаны кривые зависимости плотности энергии E_m^2/E_0^2 от времени (E_m — максимальное значение $E(x)$ за период плазменных колебаний), на Рис.2 — кривые зависимости момента начала затухания t_d от величины начального возмущения плотности (t_d определяется по началу поглощения энергии поля W_E электронами плазмы по кривым $W_E(t), \Delta W_E(t)$ на Рис.2в, $\Delta W_E = W_E - W_E^0$; /1,2/). Видно, что кривые Рис.1в случая I-1 и в случае I-0 отличаются мало, а в случае I-2 концентрация поля идет значительно быстрее. Отметим, что в рассмотренных в /1,2/ случаях $\lambda_i = \lambda_e$ и $\lambda_i < \lambda_e$ такое же в случае I-1 возмущение $(\tilde{n}/n_0)_0 \sim 0,2$ приводит к значительному ускорению концентрации поля.

Сравним развитие неустойчивости в случаях I-1 и I-2. На Рис.3а, б показано распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}(x)$ для этих случаев в разные моменты времени. Из сравнения $E(x)$ в начальный период видно, что в случае I-2 с большим начальным возмущением плотности модуляция волны идет быстрее. Действительно, сравнивая модуляцию наблюдается в случаях I-1 и I-2 в моменты $t/T_{oe} \sim 6$ и 2 соответственно. В случае I-2 уже к $t/T_{oe} \sim 6$ поле концентрируется в области спада плотности так же как в случае чистой конверсии в плазме с неподвижными ионами /5/, так что в этом случае определяющую роль играет конверсия.

В случае I-1 параллельно развивается конверсия, которая приводит к модуляции волны и концентрации поля в области спада плотности $\Delta x \sim \lambda_i/2$, и модуляционная неустойчивость на длине $< \lambda_e$. Из $\tilde{n}(x)$ видно, что с течением времени нарастают возмущения плотности с $\lambda_i = \lambda_e$, заданные полем ленгмювской волны. В $t/T_{oe} \sim 6$ их амплитуда достигает величины $\tilde{n}/n_0 \sim 2 \cdot 10^{-2}$. Из $E(x)$ видно, что поле концентрируется в этих впадинах и не локализуется в области спада плотности. С течением времени концентрация поля нарастает. Возрастает и глубина новых впадин плотности, а их ширина уменьшается (Рис.3а). Это показывает, что определяющую роль в этом случае, подобно случаю однородной плаз-

мы / 3 /, играет модуляционная неустойчивость ленгмюровской волны, а конверсия лишь незначительно меняет ее характер. Затухание в этом случае начинается несколько раньше, чем в случае I-0, что и определяет некоторое различие кривых $E_m^2/E_0^2(t)$ (Рис.1). После затухания впадины плотности продолжают нарастать (Рис.3а, $t/T_{oe} \sim 30$) за счет инерции ионов, а затем сходятся, подобно случаю I-0.

В / 3 / было показано, что развитие впадин плотности с шириной $\Delta x < \lambda_e$ в случае I-0 приводит к вторичной конверсии (случай $\lambda_i < \lambda_e$), при которой возбуждаются прямые и обратные волны, которые захватывают электроны как с положительными так и с отрицательными скоростями. Наличие симметричных хвостов у функции распределения по скоростям в случае I-1 показывает, что вторичная конверсия играет существенную роль и здесь (Рис.4а,б).

В случае I-2 возмущения плотности полем начальной волны малы по сравнению с заданным возмущением и модуляционная неустойчивость ленгмюровской волны практически не играет роли. Концентрация поля в области спада плотности за счет конверсии приводит к образованию структуры поля, подобной солитону огибающей (Рис.3б). С течением времени эта структура дробится на более мелкомасштабные, что определяет плоский и широкий максимум кривой $E_m^2/E_0^2(t)$ (Рис.1). Из кривых $\tilde{n}(x)$ (Рис.3б, $t/T_{oe} \sim 12, 21$) видно, что в области концентрации поля развивается вторичная модуляционная неустойчивость, которая приводит к образованию и нарастанию мелкомасштабных впадин плотности. Параллельно развивается и вторичная конверсия, которая приводит к генерации прямых и обратных волн и образованию симметричных хвостов ускоренных электронов на функции распределения по скоростям (Рис.4в), так что она имеет такой же вид, как в случае I-0.

Наличие ускоренных электронов с предельными скоростями порядка фазовой скорости начальной волны (Рис.4) показывает, что и в случаях I-1 и I-2, подобно /1,2,3/, причиной затухания поля является захват электронов и их ускорение в областях захвата гармоник, пересекающихся между собой.

Зависимость от длины ленгмюровской волны $\lambda_i = const$.

Рассмотрим случай 2 ленгмюровских волн с разной длиной волны λ_e при постоянных параметрах возмущения λ_i и $(\tilde{n}/n_0)_0$. При изменении λ_e меняется фазовая скорость волны и отношение λ_i/λ_e .

$$\text{Случай 2. } E_0^2/8\pi nT = 1,6; (\tilde{n}/n_0)_0 = 0,2; \lambda_i/r_d = 1000; \\ \tilde{L}/r_d = 1000; N_i = 1.$$

Случай	2-1	2-2	2-3 \equiv I-2
λ_e/r_d	1000	200	100
V_ϕ/V_T	160	32	16
λ_i/λ_e	1	5	10

На Рис.5а показаны кривые $E_m^2/E_0^2(t)$ для этих случаев, на Рис.6а - зависимость от фазовой скорости волны момента начала затухания $t_d/T_{oe}(V_\phi)$.

В работах /1,2/ для случаев $\lambda_i = \lambda_e$ и $\lambda_i < \lambda_e$ было показано, что основным эффектом, связанным с изменением λ_e и V_ϕ , является изменение начала затухания. При уменьшении λ_e и V_ϕ затухание начинается раньше, так как гармоники конверсии $k_N = k_e \pm \beta k_i$, которые могут захватывать электроны плазмы и затухать, возбуждаются при меньших β , т.е. раньше. Этот эффект должен наблюдаться и в рассматриваемом случае. Действительно из Рис.5а, 6а видно, что t_d несколько возрастает с ростом V_ϕ , однако, очень незначительно в отличие от случаев $\lambda_i \leq \lambda_e/2$. Это неудивительно, т.к. в рассматриваемом случае $\lambda_i > \lambda_e$, $k_i < k_e$ и максимальное $k_N = k_e \pm \beta k_i$ очень медленно возрастает с β (и соответственно с t) и слабо зависит от k_e . В случаях $\lambda_i = \lambda_e$ и особенно $\lambda_i < \lambda_e$ $k_i \geq k_e$ максимальное k_N быстро возрастает с β и t , что приводит к сильной зависимости начала затухания от λ_e и фазовой скорости волны. В рассматриваемых случаях 2 захватывать электроны могут гармоники с $\lambda/r_d < 30$. Так как длина системы $\tilde{L}/r_d = 1000$, то для всех случаев это гармоники $N > 30$. В случае 2-1 такие гармоники возбуждаются при $\beta \geq 30$ ($N = 1 + \beta$), в случае 2-2 - при $\beta > 25$ ($N = 5 + \beta$), в случае 2-3 - при $\beta \geq 20$ ($N = 10 + \beta$). Поскольку величина β велика, различие β в разных случаях не особенно существенно для времени,

когда начинают возбуждаться гармоники, которые эффективно захватывают электроны.

Ранее было показано [5], что скорость нарастания гармоник конверсии в плазме с неподвижными ионами не зависит от V_ϕ , λ_i , λ_e , λ_i/λ_e , а зависимость $E_\beta^N/E_0(t)$ описывается функциями Бесселя порядка β до тех пор, пока не становится существенным затухание. Это наблюдается и в случаях 2 при $t < t_d$ - действительно, кривые $E_\beta^N(t)$ для всех случаев практически совпадают и описываются функциями Бесселя. Однако, кривые $E_m^2/E_0^2(t)$, характеризующие скорость концентрации поля, различаются. Как видно из Рис.5а, в случае 2-1 E_m^2/E_0^2 начинает расти сразу, а в случаях 2-2 и 2-3 с большей и большей задержкой. Для того, чтобы выяснить, с чем связано это явление, случаи 2-1-2-3 сравнивались со случаями 2-1а-2-3а чистой конверсии, которая наблюдается при тех же параметрах волны и возмущения в плазме с неподвижными ионами.

На Рис.7а-в представлены сравнительные кривые $E_m^2/E_0^2(t)$ для случаев с подвижными и неподвижными ионами. Случаи 2-1 - 2-1а и 2-2-2-2а рассматривались ранее [7]. Было показано, что в случаях 2-1 и 2-2 определяющую роль играет конверсия. Действительно, из Рис.7а,б видно, что кривые совпадают. Более раннее затухание в случаях 2-1 и 2-2 (Рис.6а) определяется вторичной модуляционной неустойчивостью, которая приводит к образованию и росту мелкомасштабных впадин плотности в области концентрации поля (Рис.8а, б; 9).

В случае 2-3, как было показано выше (случай 1-2), определяющую роль играет первичная модуляционная неустойчивость и поле концентрируется во впадинах плотности $\Delta x < \lambda_e$, заданных возмущением ионов полем волны (Рис.8а,б). Плотность энергии в случае 2-3 растет быстрее, чем в случае 2-3а, а затухание начинается раньше (Рис.6а). Конверсия в этом случае также развивается, хотя играет меньшую роль, чем модуляционная неустойчивость. Это видно по возбуждению гармоник конверсии и совпадению кривых $E_\beta^N(t)$ с соответствующими кривыми случаев 2-1 и 2-2.

Таким образом, при уменьшении фазовой скорости волны возрастает роль первичной модуляционной неустойчивости. Это неудивительно, поскольку модуляционная неустойчивость инициируется возмущением плотности, задаваемым ленгмювской волной, а это воз-

мущение возрастает обратно пропорционально фазовой скорости волны. Действительно, из кривых $\tilde{n}(x)$ Рис.8а видно, что в $t \sim t_{max}$ это возмущение $\lambda_i = \lambda_e$ велико в случае 2-3, имеет заметную величину в случае 2-2 и практически не проявляется в случае 2-1.

Вернемся к вопросу о разной скорости концентрации поля (Рис.5а). На Рис.5б показаны кривые $E_m^2/E_0^2(t)$ для случаев 2-1а-2-3а чистой конверсии. Видим, что рост задержки концентрации поля определяется собственно конверсией, не связан с разным вкладом первичной и вторичной модуляционной неустойчивости в случаях 2-1-2-3. Сравним развитие конверсии в случаях 2-2а ($V_\phi/V_T = 32$, $N_e/N_i = 5$) и 2-3а ($V_\phi/V_T = 16$, $N_e/N_i = 10$). На Рис.10а,б показано распределение поля в разные моменты времени. Видим, что в случае 2-3а модуляция волны идет медленнее ($t/T_{oe} \sim 2,5$ и 7), сравнимая модуляция в случае 2-3а достигается позже, чем в случае 2-2а ($t/T_{oe} \sim 14$ и 7 соответственно). Поэтому и концентрация поля в случае 2-3а начинается позже, чем в случае 2-2а ($t/T_{oe} \sim 20$ и 13 соответственно). Таким образом, несмотря на то, что в спектральном описании эти случаи практически не отличаются (кривые $E_\beta^N(t)$ при одинаковых β совпадают для незатухающих гармоник), в динамическом описании они заметно различаются.

Можно полагать, что различная скорость модуляции не связана с различием фазовой скорости ленгмювской волны в разных случаях, а определяется различием отношения λ_i/λ_e . Для проверки этого предположения был рассмотрен случай 2-4а.

$$\text{Случай 2-4. } E_0^2/8\pi nT = 1,6; (\tilde{n}/n_0)_0 = 0,2; \lambda_i/r_d = 500;$$

$$L/r_d = 500; \lambda_e/r_d = 100; V_\phi/V_T = 16;$$

$$N_i = 1; N_e = 5; \lambda_i/\lambda_e = 5.$$

$$\text{Случай 2-4} - \frac{M}{m} = 10^2; \text{Случай 2-4а} - \frac{M}{m} = 10^{10}.$$

В случае 2-4 λ_e и V_ϕ те же, что в случае 2-3, а отношение λ_i/λ_e то же, что в случае 2-2. Таким образом, сравнивая развитие конверсии в этих случаях, можно выяснить, чем определяется скорость модуляции волны и концентрации поля.

На Рис.5в показаны кривые $E_m^2/E_0^2(t)$ для случаев 2-2а, 2-3а и 2-4а, а на Рис.10а-в распределение поля $E/E_0(x)$ в разные моменты времени для этих случаев. Сравнение кривых для

разных случаев на этих рисунках однозначно показывает, что развитие конверсии в случае 2-4а отличается от случая 2-3а и совпадает со случаем 2-2а до начала затухания. Из Рис.10а-в видно, что с увеличением λ_i/λ_e растет время, в течение которого волна модулируется. Рост концентрации поля начинается после того, как поле локализуется в области спада плотности начального возмущения $x \sim 0 - \lambda_i/2$. Сравнение случаев 2-2а и 2-4а показывает, что скорость модуляции волны не зависит от фазовой скорости.

Таким образом, скорость и характер модуляции волны и концентрации электрического поля определяется отношением λ_i/λ_e .

В случаях 2-2а и 2-4а одинаково отношение λ_i/λ_e и различна фазовая скорость волны $V_\phi/V_T = 32$ и 16 соответственно. Из Рис.5в видно, что основное различие этих случаев заключается в более раннем затухании поля в случае 2-4а с меньшей V_ϕ ($t_d \sim 23$ в случае 2-2а и ~ 12 в случае 2-4а). Таким образом, при изменении фазовой скорости волны скорость и характер модуляции волны не меняются, а затухание с уменьшением фазовой скорости начинается раньше. Такой же результат был получен ранее в случаях $\lambda_i \leq \lambda_e$ /1,2/. В случаях 2-1-2-3 уменьшение фазовой скорости приводит кроме того к повышению роли первичной модуляционной неустойчивости.

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

Рассмотрим случаи чистой конверсии при $\lambda_e, V_\phi = const$ и разных λ_i и отношениях λ_i/λ_e . Параметры этих случаев: $E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$; $V_\phi/V_T = 16$; $(\tilde{n}/n_0)_0 = 0,2$; $L/r_d = \lambda_i/r_d$; $N = 1$; $M/m = 10^{10}$, в случае 2-5 $M/m = 10^2$.

Случай	2-3а	2-4а	2-5
λ_i/r_d	1000	500	100
N_e	10	5	1
λ_i/λ_e	10	5	1

Как было показано ранее /1/, в случае 2-5 определяющую роль играет конверсия, так что его можно сравнивать со случаями $M/m = 10^{10}$.

Кривые $E_m^2/E_0^2(t)$ для этих случаев показаны на Рис.11.

Сравним этот рисунок с Рис.5б, где показаны такие же кривые для случаев 2-1а-2-3а, в которых меняется λ_i/λ_e (а также V_ϕ) при $\lambda_i = const$. Видим, что характер кривых одинаков при одинаковых λ_i/λ_e . В случае $\lambda_i/\lambda_e = 1$ концентрация поля начинается сразу, в случаях $\lambda_i/\lambda_e = 5$ и 10 концентрация поля начинается после некоторой задержки, возрастающей с ростом λ_i/λ_e . Как было показано выше (Рис.10) эта задержка определяется разным периодом модуляции волны.

Таким образом, как при изменении λ_e ($\lambda_i = const$), так и при изменении λ_i ($\lambda_e = const$) скорость модуляции волны и концентрации поля определяется отношением λ_i/λ_e . Скорость генерации гармоник и их изменение во времени $E_\beta^N(t)$, как уже говорилось, не зависят ни от λ_i/λ_e , ни от $\lambda_i, \lambda_e, V_\phi/5$. Однако, начало затухания совершенно по-разному зависит от λ_i/λ_e в случаях $\lambda_i = const$ и $\lambda_e = const$ (Рис.12а,б). Действительно, в случаях $\lambda_i = const$ t_d медленно падает с ростом λ_i/λ_e , а в случаях $\lambda_e = const$ - быстро растет. Это обусловлено тем, что в случаях $\lambda_e = const$ с ростом λ_i и уменьшением k_i уменьшается максимальное $k_N = k_e + \beta k_i$ при данном β , так что гармоники, которые могут захватывать электроны, возбуждаются позже. В выражение для k_N величина k_i входит с множителем βk_i . Это определяет большую чувствительность максимального k_N , а следовательно и начала затухания к величине k_i , чем к величине k_e . Это хорошо видно из Рис.12в,г где показана зависимость момента начала затухания от волновых векторов k_e и k_i . Таким образом, разная зависимость t_d от λ_i/λ_e в случаях $\lambda_i = const$ и $\lambda_e = const$ определяется разной скоростью возрастания максимального k_N .

Представляет интерес сравнить развитие неустойчивости ленгмювской волны в неоднородной плазме при разных соотношениях λ_i и λ_e , включая случаи, рассмотренные в настоящей работе и ранее в работах /1/ и /2/.

Случай 3. $E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$; $V_\phi/V_T = 16$;
 $(\tilde{n}/n_0)_0 = 0,2$.

Случай 3-0=1-0	3-1=1-1	3-2=2-4	3-3	3-4	3-5	3-6	3-7
λ_i/r_d -	1000	500	300	100	50	20	10
N_e -	10	5	3	1	1	1	1
N_i -	1	1	1	1	2	5	10
λ_i/λ_e -	10	5	3	1	1/2	1/5	1/10

Случай 4. $\frac{E_0^2}{8\pi nT} = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$; $v_4/v_T = 16$; $(\tilde{n}/n_0)_0 = 0,7$.

Случай 4-0=1-0	4-1=1-2	4-2	4-3	4-4
λ_i -	1000	100	11	6
N_e -	10	1	1	1
N_i -	1	1	9	15
λ_i/λ_e -	10	1	1/9	1/15

Кривые $E_m^2/E_0^2(t)$ для этих случаев показаны на Рис.13а,б. Видно, что при величине возмущения $(\tilde{n}/n_0)_0 = 0,2$ длинноволновые возмущения слабо влияют на развитие неустойчивости ленгмювской волны. Кривые $E_m^2/E_0^2(t)$ в случаях 3-0, 3-1 и 3-2, различаются незначительно. Это показывает, что определяющую роль играет модуляционная неустойчивость, а конверсия лишь незначительно ускоряет затухание (Рис.12б), которое в случае 3-0 начинается в $t/T_{oe} \sim 13$. Из Рис.7г видно, что случай 3-2 (2-4) сильно отличается от случая чистой конверсии 2-4а. Однако, анализ кривых $E(x)$, $\tilde{n}(x)$ (Рис.8) показывает, что помимо модуляционной неустойчивости, которая приводит к развитию впадин плотности с $\lambda_i \sim \lambda_e$ (Рис.8а), играет роль и конверсия, которая приводит к концентрации поля в области спада плотности и неравномерному росту впадин (Рис.8б).

С уменьшением λ_i и λ_i/λ_e (случай 3-3 и 3-4) скорость развития неустойчивости возрастает, а затухание начинается раньше (Рис.12б), что указывает на возрастающую роль конверсии. В работе [1] было показано, что в случае 3-4 с $\lambda_i = \lambda_e$ конверсия играет определяющую роль.

В случаях 3-5, 3-6 с $\lambda_i < \lambda_e$ существенную роль играет захват электронов основными гармониками конверсии [2], что приводит к более и более раннему затуханию (Рис.12б). Наконец, в случае 3-7 гармоники конверсии сильно затухают с самого начала, так что некоторая часть энергии волны поглощается электронами плазмы, что приводит к их нагреву [2]. Далее развивается модуляционная неустойчивость волны. Во всех случаях, кроме 3-7,

затухание поля происходит в результате захвата электронов плазмы и образования хвостов ускоренных электронов.

При большой величине начального возмущения $(\tilde{n}/n_0)_0 = 0,7$ конверсия играет определяющую роль и в случае длинноволновых возмущений (случай 4-1, рассмотренный выше как случай 1-2). Конверсия приводит к быстрой концентрации поля и более раннему началу затухания (Рис.2). Конверсия на более коротковолновых возмущениях такой величины приводит к концентрации и затуханию поля за время порядка нескольких периодов плазменных колебаний (случай 4-2, 4-3). В случае 4-4 гармоники конверсии сильно затухают с самого начала, что приводит к нагреву электронов плазмы. Однако, поглощается только часть энергии волны и с течением времени развивается модуляционная неустойчивость, подобно случаю 3-7. Вопросы, связанные с нагревом плазмы, будут рассмотрены в отдельной работе.

Таким образом, при сравнительно небольших возмущениях плотности длинноволновые возмущения слабо влияют на развитие неустойчивости ленгмювской волны. Наибольшую роль конверсия играет, когда длина волны возмущения сравнима с длиной ленгмювской волны. При больших возмущениях плотности конверсия всегда играет определяющую роль за исключением случаев очень коротковолновых возмущений.

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 велика по сравнению с длиной ленгмювской волны $\lambda_i > \lambda_e$, а параметры волны лежат в области

$$E_0^2/8\pi nT > m/M > (k_e r_d)^2$$

Для случаев $\lambda_i = \lambda_e/1,6$ и $\lambda_i < \lambda_e/2$ было показано, что начальная неоднородность сказывается на развитии неустойчивости, если возмущение плотности превышает возмущение, задаваемое самой волной. Длинноволновые возмущения $\lambda_i > \lambda_e$ влияют на развитие неустойчивости значительно слабее, так что для заметного эффекта их величина должна быть очень большой. Так в случаях 1-1, 3-2 возмущения $(\tilde{n}/n_0)_0 \sim 0,2$ практически не меняют развития неустойчивости.

Также как в случаях $\lambda_i = \lambda_e$ и $\lambda_i < \lambda_e$ развитие неустойчивости определяется одновременным развитием модуляционной неустойчивости ленгмювской волны и ее конверсии на неоднородности плотности. Роль конверсии возрастает при увеличении начального возмущения плотности и при увеличении фазовой скорости волны. В случае $\lambda_i > \lambda_e$ конверсия приводит к модуляции волны и концентрации поля в области спада плотности возмущения, причем структура поля подобна солитону огибающей. На более поздних стадиях играют роль вторичная модуляционная неустойчивость и вторичная конверсия, которые приводят к образованию и росту мелкомасштабных возмущений плотности и ускорению концентрации поля. Затухание поля определяется захватом и ускорением электронов плазмы, что приводит к образованию хвостов ускоренных электронов. Нагрева плазмы в случаях $\lambda_i > \lambda_e$ не наблюдается. Таким образом, неустойчивость ленгмювской волны в неоднородной плазме определяется совместным самосогласованным действием модуляционной неустойчивости (первичной и вторичной), конверсии (первичной и вторичной) и захвата электронов плазмы гармониками. Сравнительная роль этих процессов определяется параметрами ленгмювской волны и возмущения плотности (ионно-звуковой волны).

Все изложенное выше можно рассматривать как исследование взаимодействия ленгмювской и ионно-звуковой волн с длинами волн $\lambda_i > \lambda_e$. При недостаточно большой амплитуде ионно-звуковой волны определяющую роль играет модуляционная неустойчивость ленгмювской волны, которая развивается на расстояниях $\Delta x \leq \lambda_e$ и приводит к модуляции ионно-звуковой волны с длиной модуляции $\sim \lambda_e$. При больших амплитудах определяющую роль играет конверсия ленгмювской волны, которая приводит к модуляции поля ленгмювской волны с длиной модуляции $\sim \lambda_i/2$, так что поле концентрируется в области спада плотности ионно-звуковой волны. За счет вторичной модуляционной неустойчивости в этой области ионно-звуковой волны возбуждаются мелкомасштабные $\Delta x < \lambda_e$ возмущения плотности. После затухания поля ленгмювской волны мелкомасштабные впадины, образовавшиеся при первичной или вторичной модуляционной неустойчивости, схлопываются, в результате чего возбуждается широкий спектр мелкомасштабных ионно-звуковых волн.

Л и т е р а т у р а :

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Неустойчивость ленгмювских волн в неоднородной плазме, I". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-43, 1981.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Неустойчивость ленгмювских волн в неоднородной плазме. II". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-88, 1981.
3. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 78-76, 1978. Физика плазмы 7, 383, 1981.
4. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин Comments Plasma Phys. 6, 21, 1980.
5. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Конверсия ленгмювских волн в неоднородной плазме". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 80-192, 1980. Physica Scripta, в печати.
6. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Конверсия и неустойчивость ленгмювских волн". Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 81-40, 1981.
7. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Конверсия и модуляционная неустойчивость ленгмювских волн", Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-04, 1981.

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-2. $V_\phi/V_T = 16$.
 E_m - максимальное значение $E(x)$ за плазменный период T_{oe} .

Рис.2. Зависимость от начального возмущения плотности момента начала затухания $t_d/T_{oe} (\tilde{n}/n_0)$. Случай I. $V_\phi/V_T = 16$.

Рис.3. Распределение поля $E/E_0(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}/n_0(x)$ в разные моменты времени.
 а) Случай I-I; б) Случай I-2.

Рис.4. Функция распределения электронов по скоростям $f(v)/f_0(v)$
 а) Случай I-0; б) Случай I-I; в) Случай I-2.
 Пунктир - начальная функция распределения $f_0(v)$.

Рис.5. Зависимость от времени максимальной плотности энергии $E_m^2/E_0^2(t)$ при разных λ_i/λ_e , λ_e и V_ϕ/V_T , $\lambda_i = const$
 $\lambda_i/r_d = 1000$.
 а) Случай 2-I-2-3. $M/m = 10^2$; б) Случай 2-Ia-2-3a.
 $M/m = 10^{10}$; в) Случай 2-2a-2-3a - 2-4a. $M/m = 10^{10}$.

Рис.6. Зависимость от фазовой скорости момента начала затухания $t_d/T_{oe} (V_\phi/V_T)$. Случай 2 и 2a.

Рис.7. Зависимость от времени максимальной плотности энергии $E_m^2/E_0^2(t)$. $M/m = 10^2$ и 10^{10} .
 а) Случай 2-I-2-Ia; б) Случай 2-2-2-2a; в) Случай 2-3-2-3a; г) Случай 2-4-2-4a (Случай 2-4 \equiv 3-2).

Рис.8. 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 2-I-2-4.
 t_{max} - момент максимума кривой $E_m^2/E_0^2(t)$; t_m - момент максимума кривой $\tilde{n}_m/n_0(t)$.

Рис.9. Зависимость от времени максимального возмущения плотности $\tilde{n}_m/n_0(t)$. Случай 2-I-2-3.
 Стрелкой отмечено t_{max} .
 \tilde{n}_m - максимальное значение $\tilde{n}(x)$.

Рис.10. Распределение поля $E/E_0(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}/n_0(x)$ в разные моменты времени. $M/m = 10^{10}$.
 а) Случай 2-2a; б) Случай 2-3a; в) Случай 2-4a.
 Возмущение плотности имеет минимум на $x = \lambda_i/2$ (Случай 2-2a, 2-3a - $x/r_d = 500$; Случай 2-4a - $x/r_d = 250$).

Рис.11. Зависимость от времени максимальной плотности энергии $E_m^2/E_0^2(t)$ при разных отношениях λ_i/λ_e , $\lambda_e = const$, $\lambda_e/r_d = 100$. Случай 2-3a, 2-4a, 2-5.

Рис.12. Зависимость момента начала затухания t_d от отношения λ_i/λ_e (а,б) и от $k_i r_d$, $k_e r_d$ (в,г).
 а) Случай 2-Ia-2-3a ($\lambda_i = const$) и случай 2-3a-2-5 ($\lambda_e = const$). $M/m = 10^{10}$.

б) Случай 2-I-2-3 ($\lambda_i = const$), случаи 3-I-3-7 ($\lambda_e = const$, $(\tilde{n}/n_0)_0 = 0,2$) и случаи 4-I-4-4 ($\lambda_e = const$, $(\tilde{n}/n_0)_0 = 0,7$). $M/m = 10^2$.

в) $t_d(k_e r_d)$ - случай 2-Ia-2-3a ($\lambda_i = const$) и $t_d(k_i r_d)$ - случай 2-3a-2-5 ($\lambda_e = const$).
 $M/m = 10^{10}$.

г) $t_d(k_e r_d)$ - случай 2-I-2-3 ($\lambda_i = const$) и $t_d(k_i r_d)$ - случай 3-I-3-7 ($\lambda_e = const$). $M/m = 10^2$.

Рис.13. Зависимость от времени максимальной плотности энергии $E_m^2/E_0^2(t)$ при разных отношениях λ_i/λ_e , $\lambda_e = const$, $\lambda_e/r_d = 100$.

а) Случай 3-0-3-7, $(\tilde{n}/n_0)_0 = 0,2$; б) Случай 4-0-4-4, $(\tilde{n}/n_0)_0 = 0,7$.

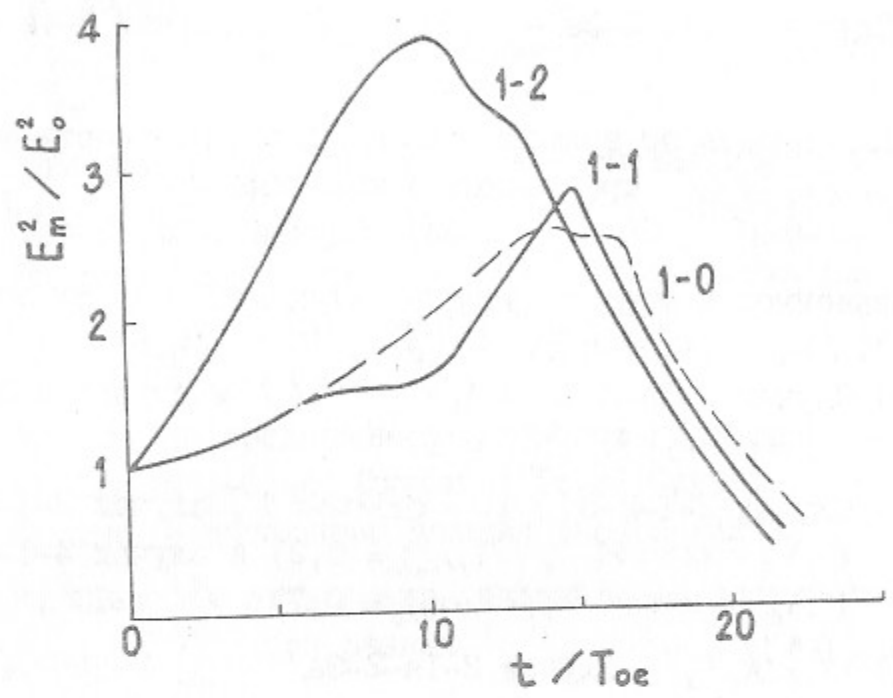


Рис. 1

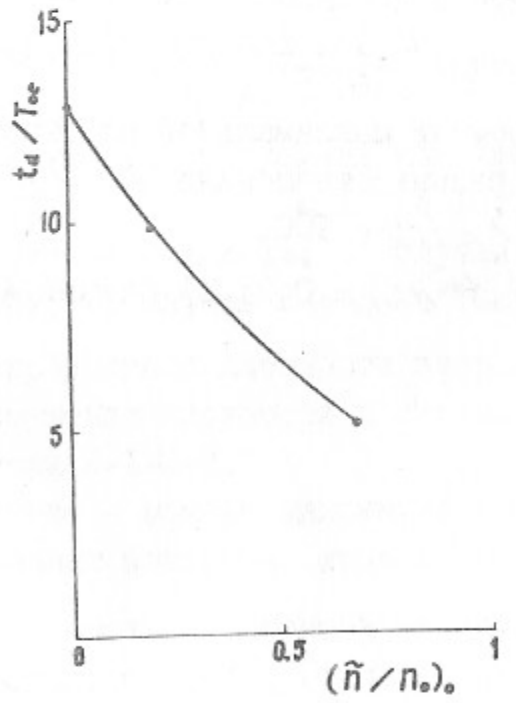


Рис. 2

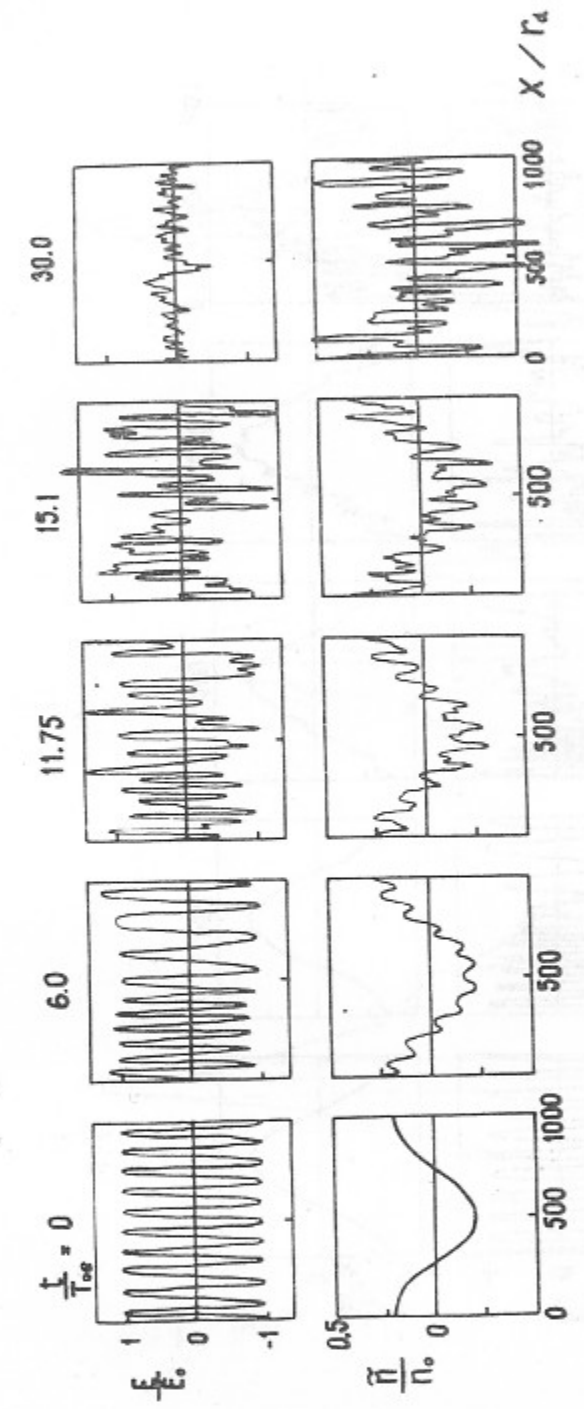


Рис. 3а

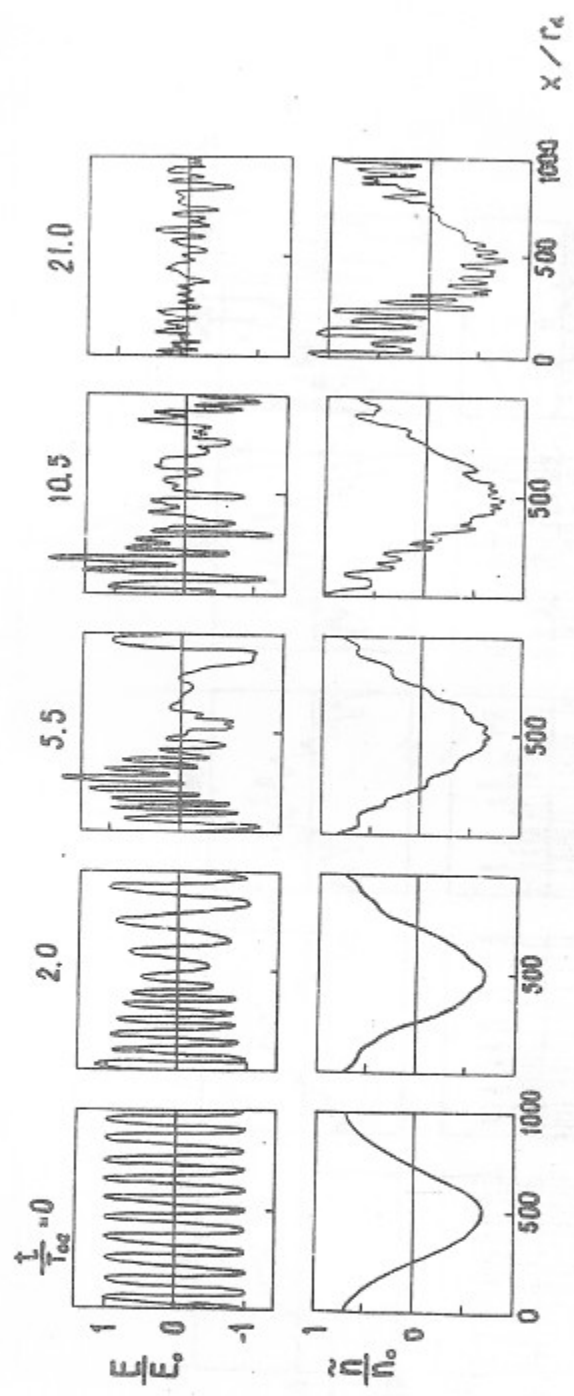


FIG. 36

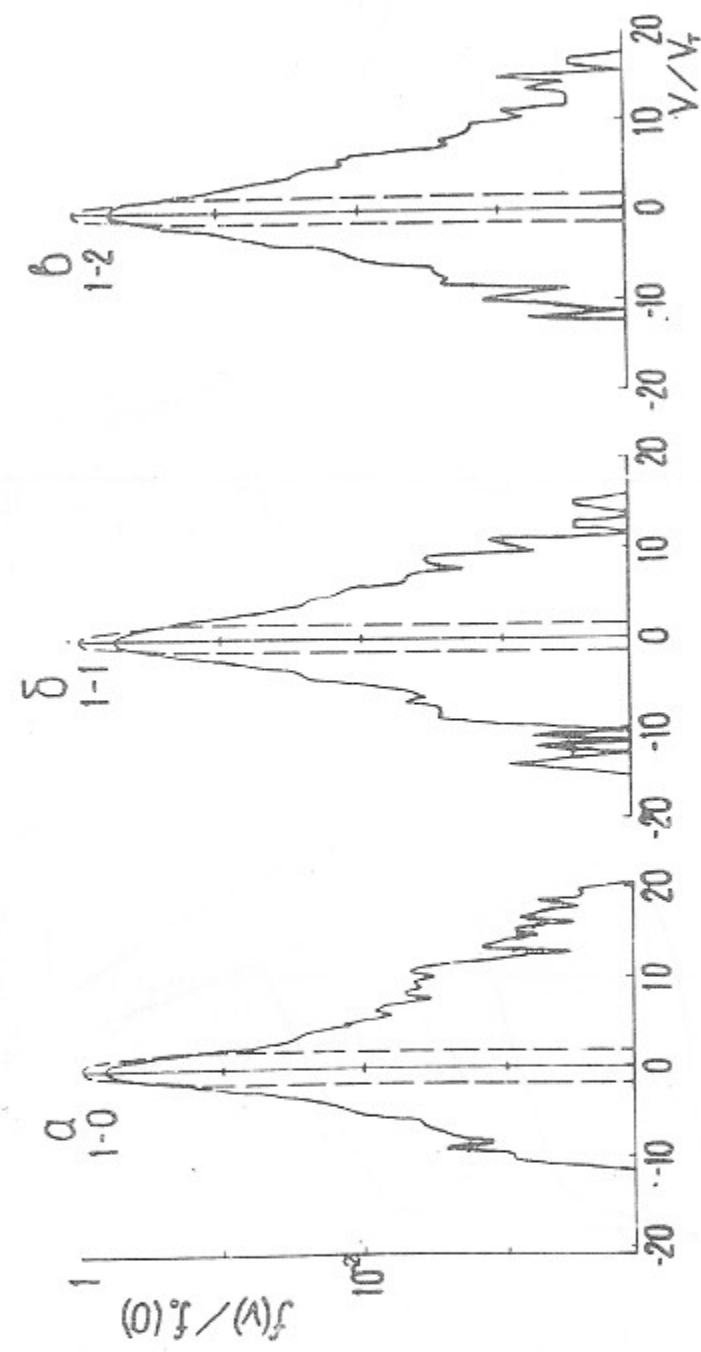


FIG. 4a, b

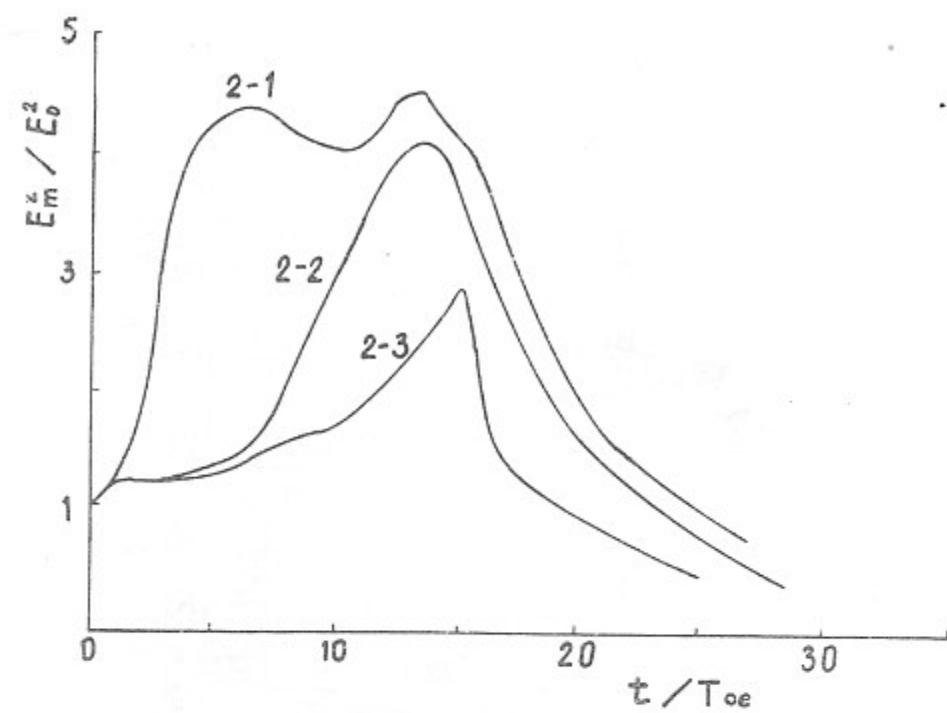


Рис. 5а

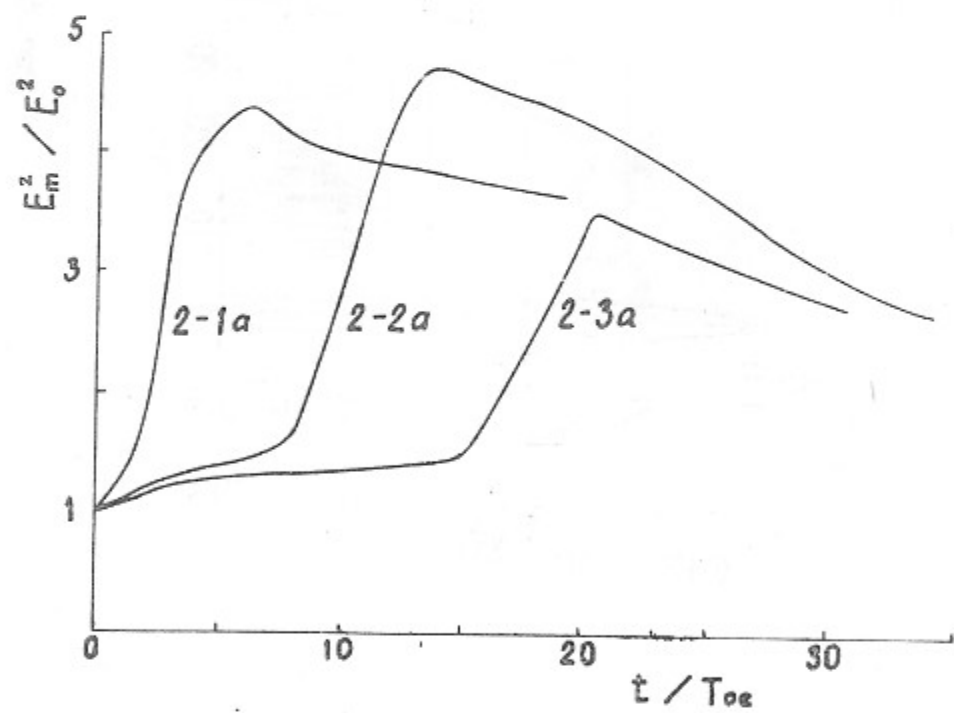


Рис. 5б

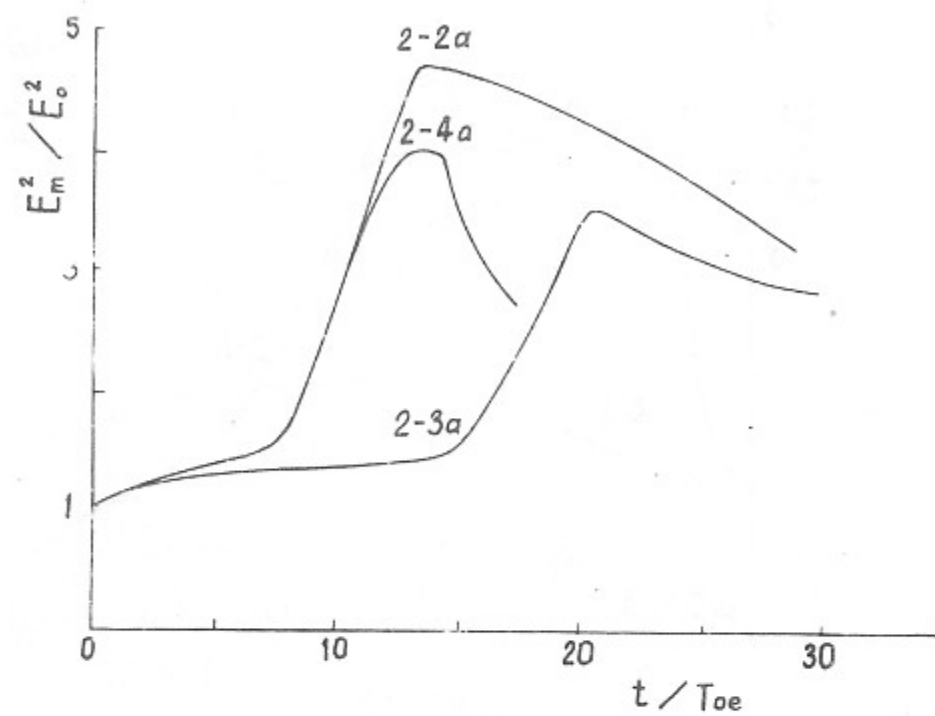


Рис. 5в

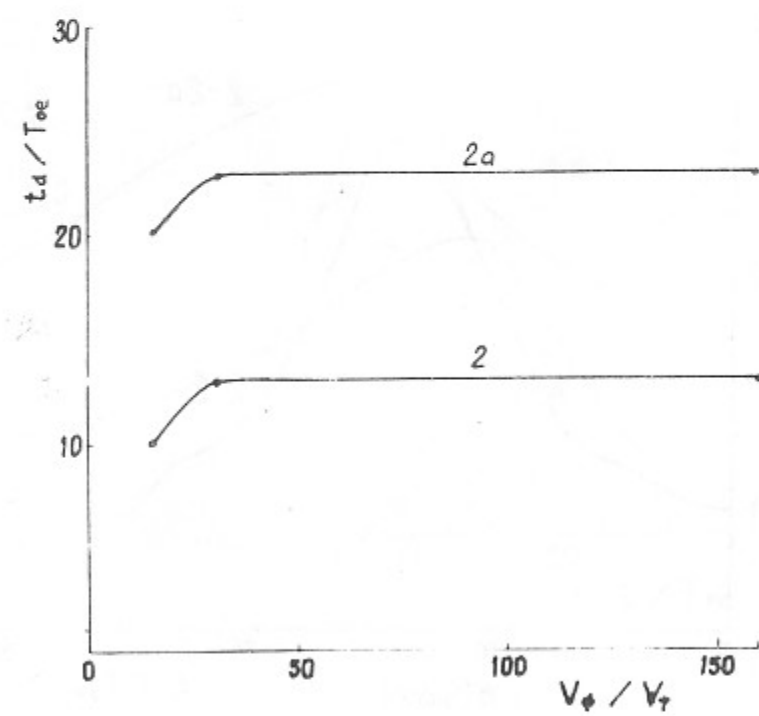


Рис. 6

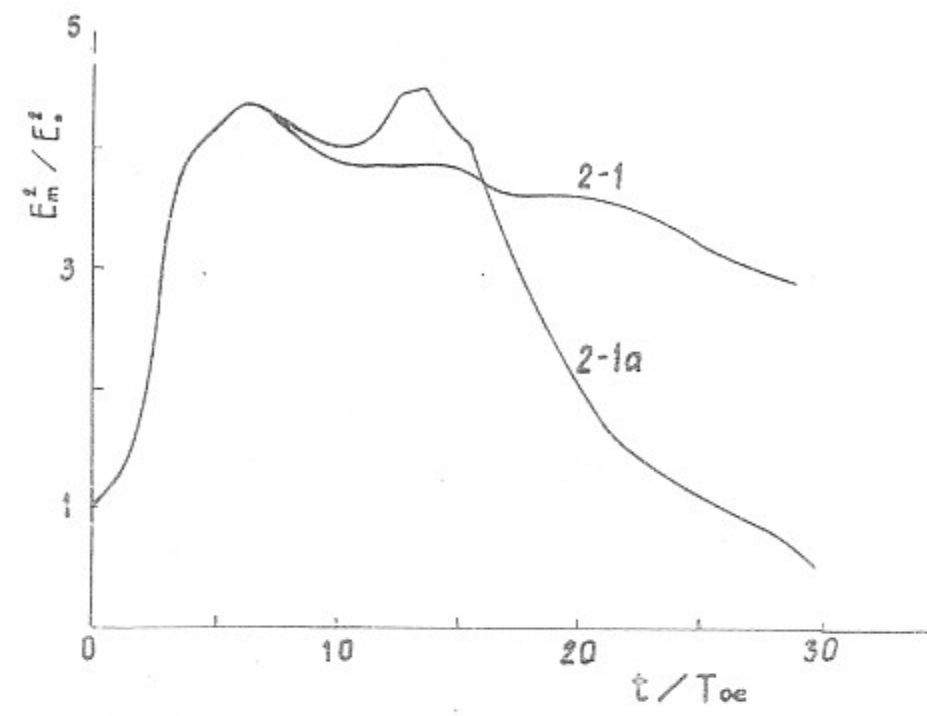


Рис. 7а

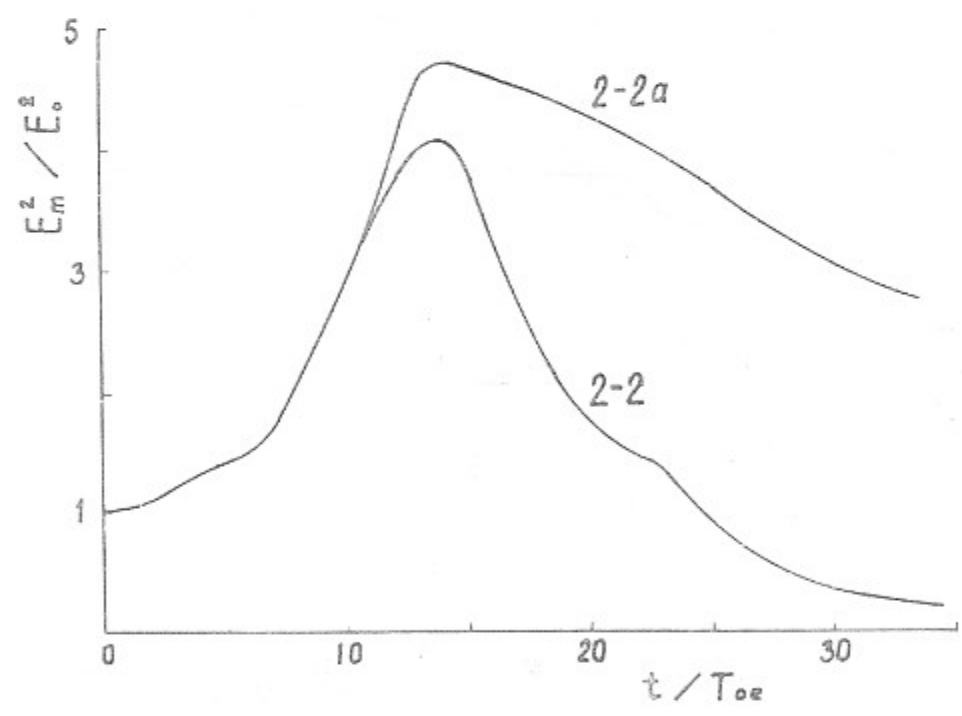


Рис. 7б

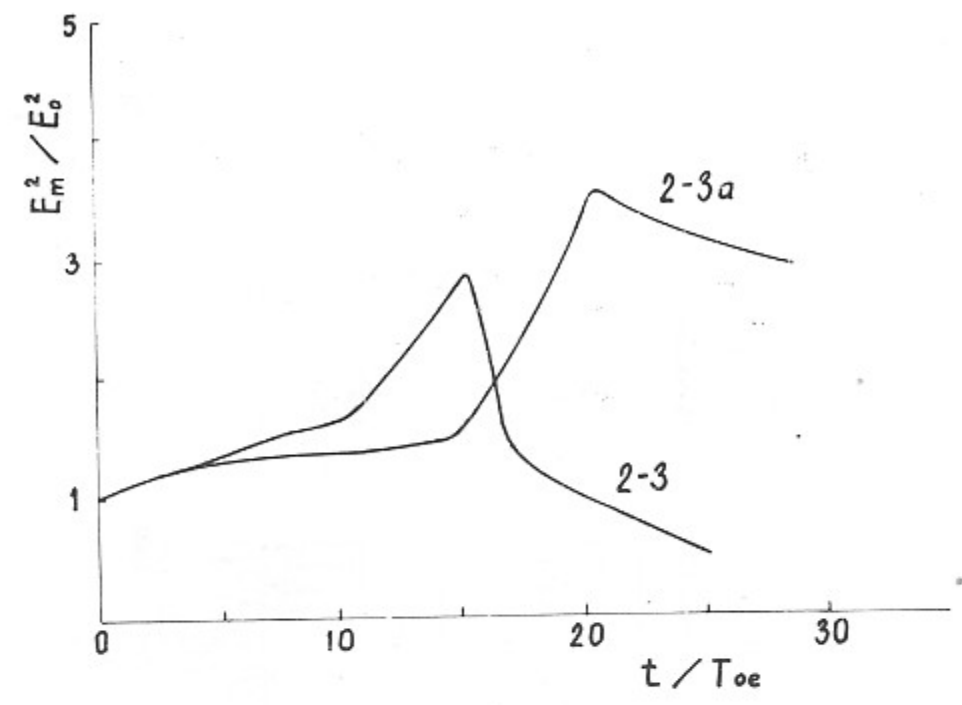


Рис. 7в

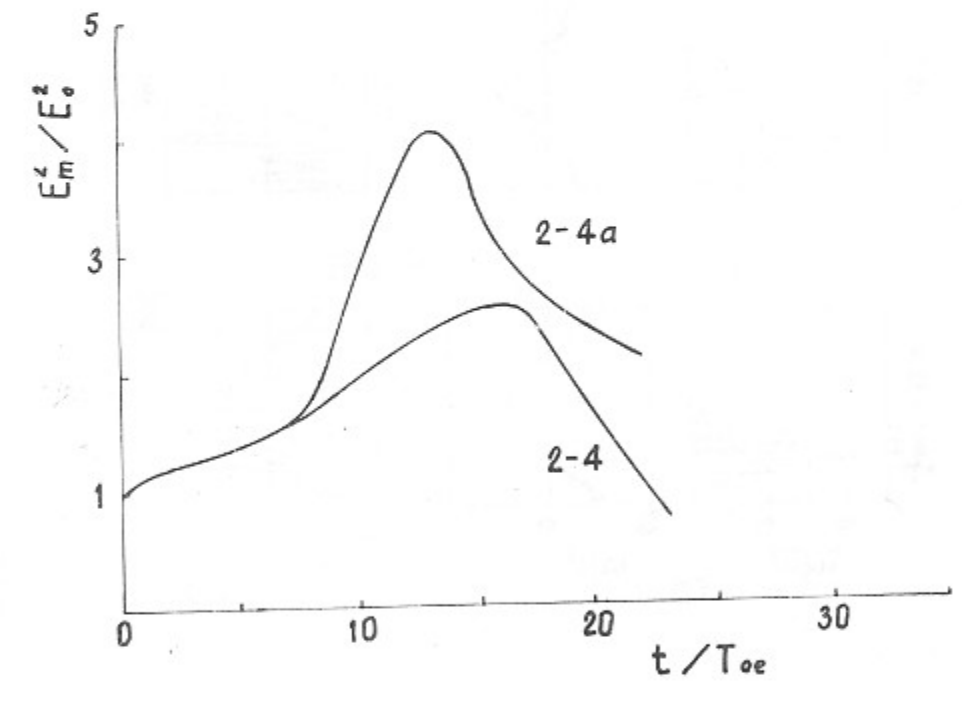


Рис. 7г

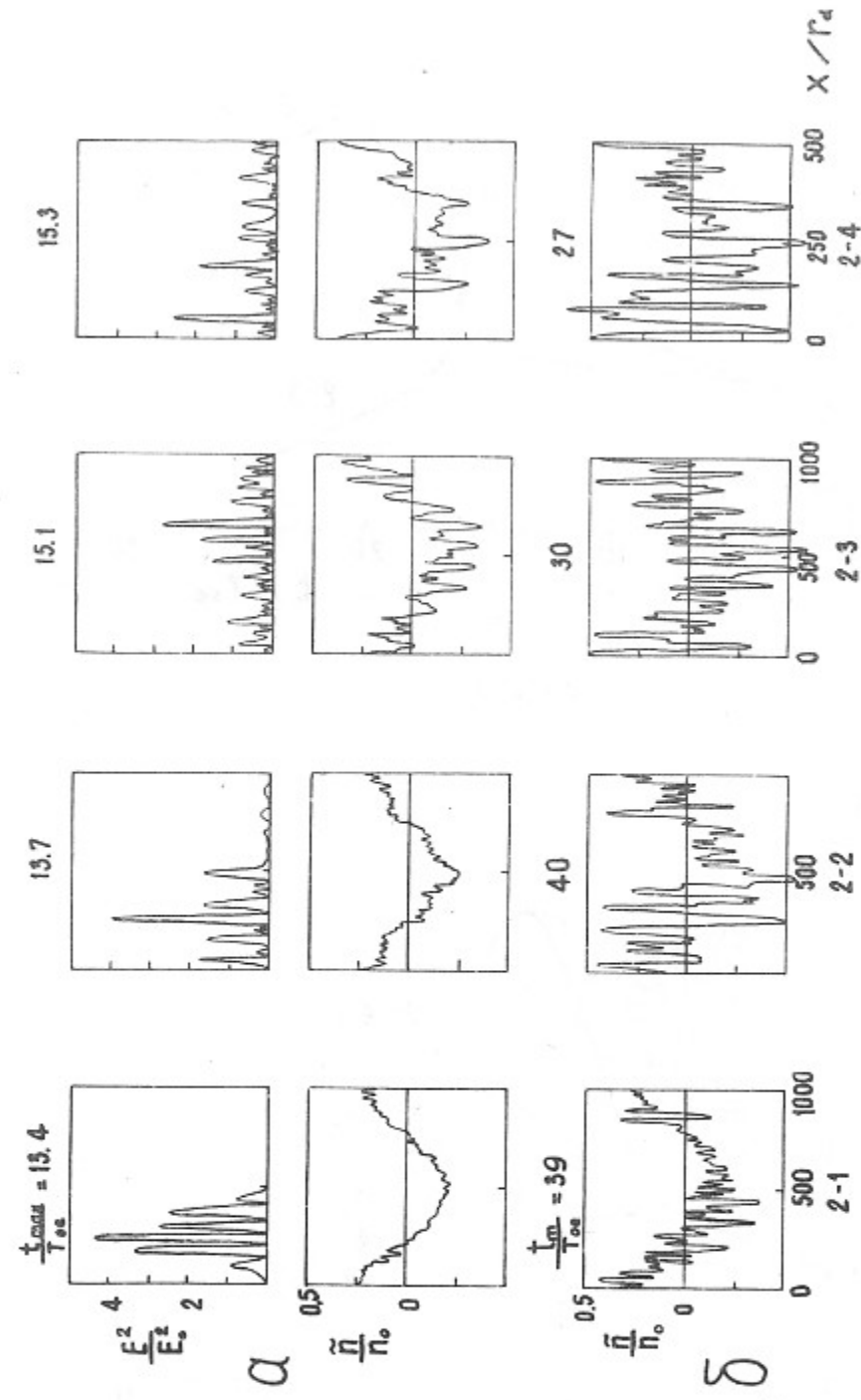


Рис. 8а, 6

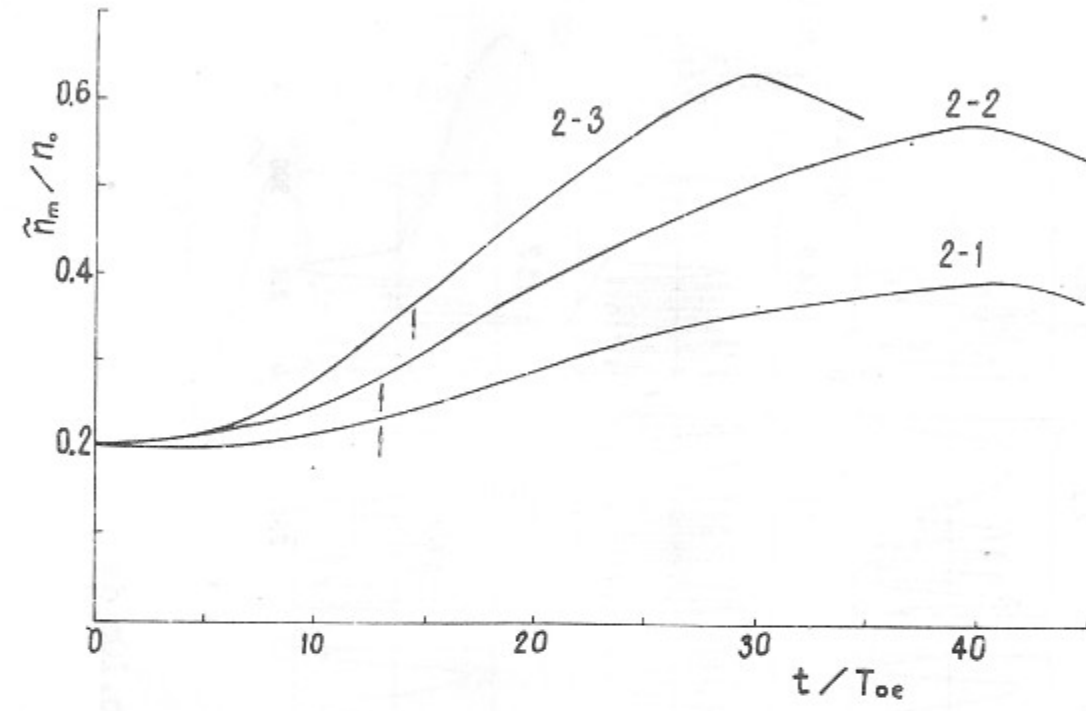


Рис. 9

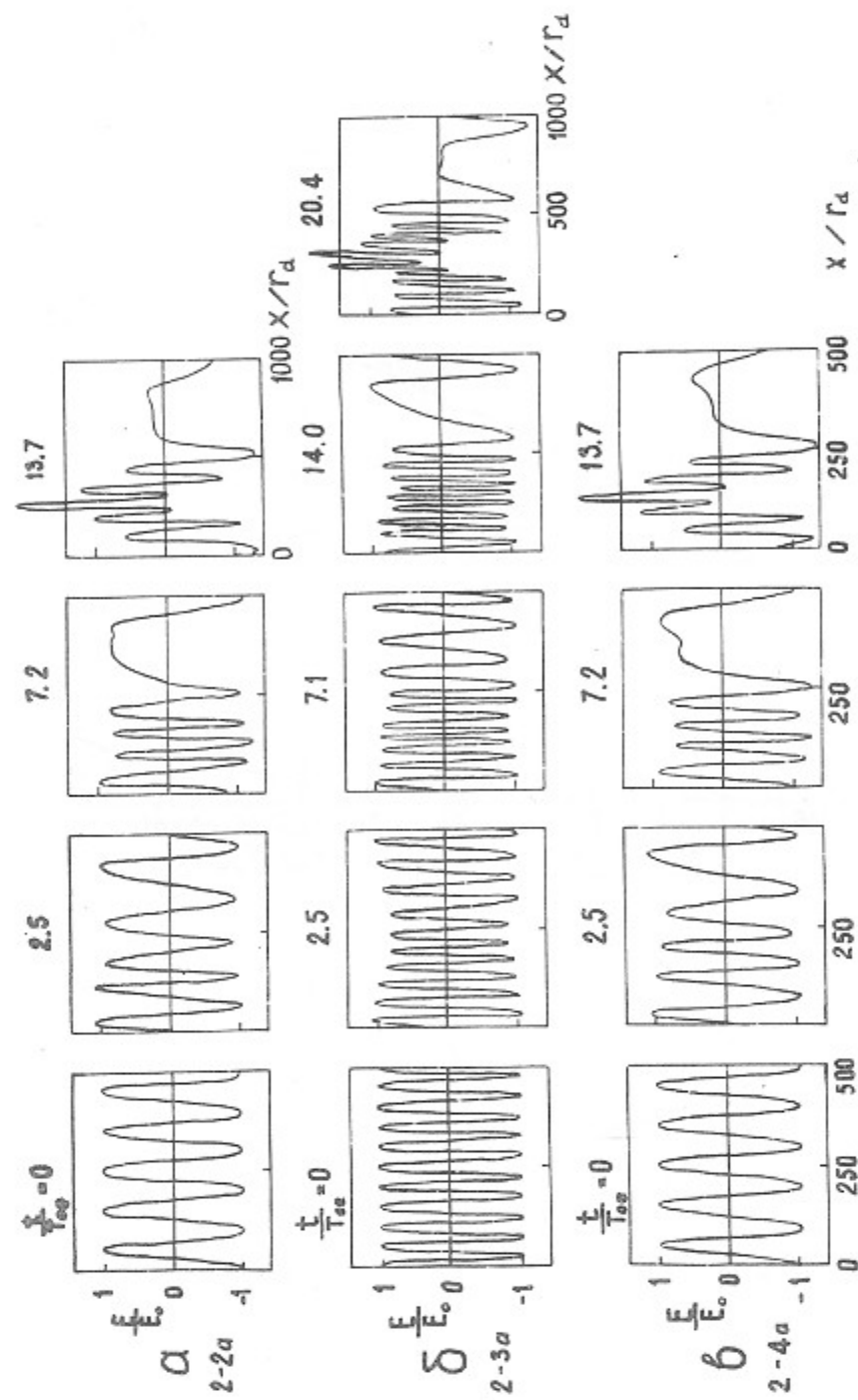


Рис. 10а, б, в

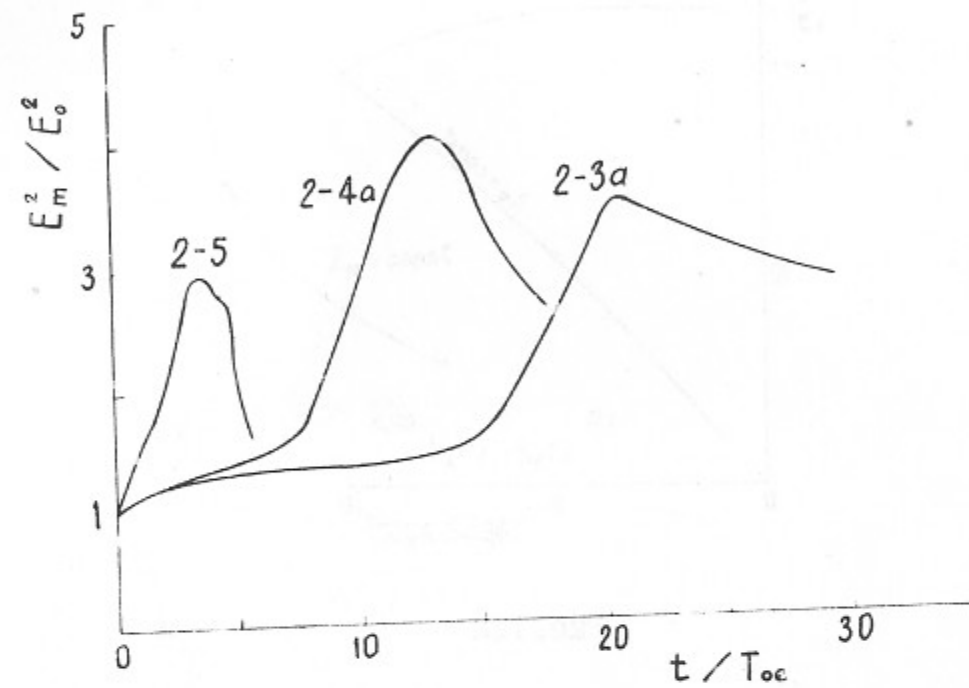


Рис. 11

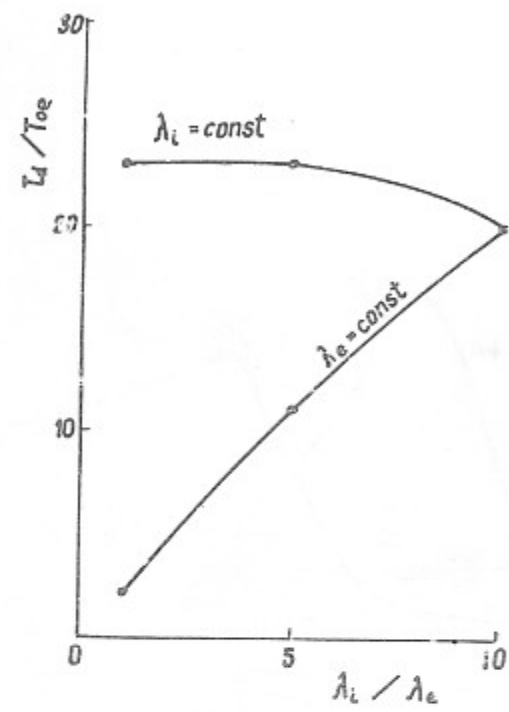


Рис. 12а

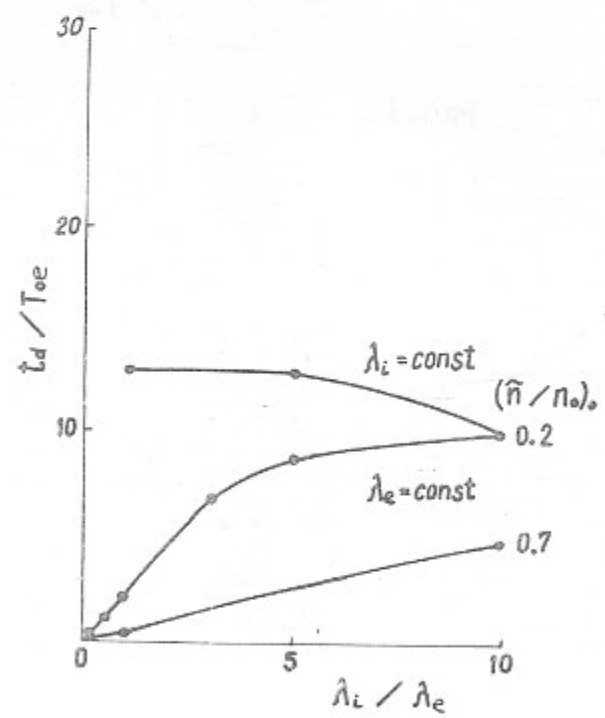


Рис. 12б

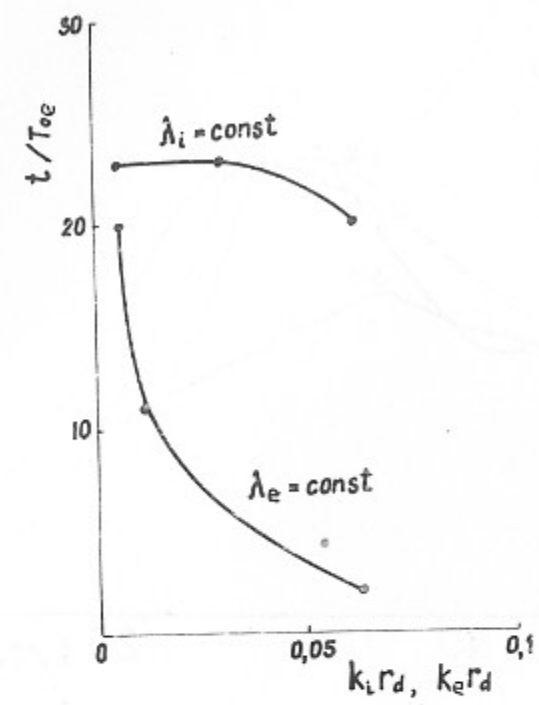


Рис. 12в

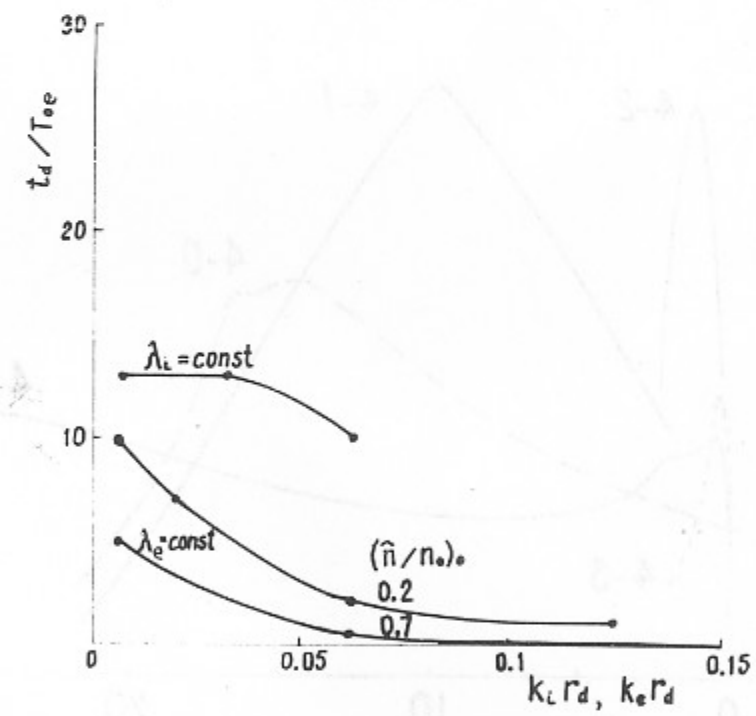


Рис. 12г

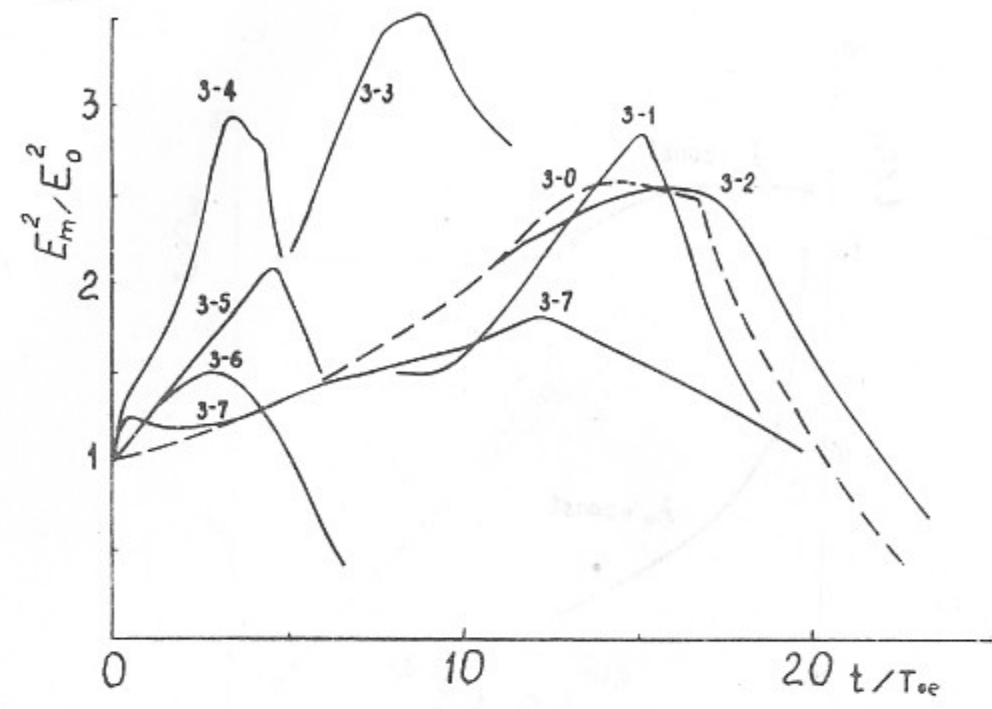


Рис. 13а

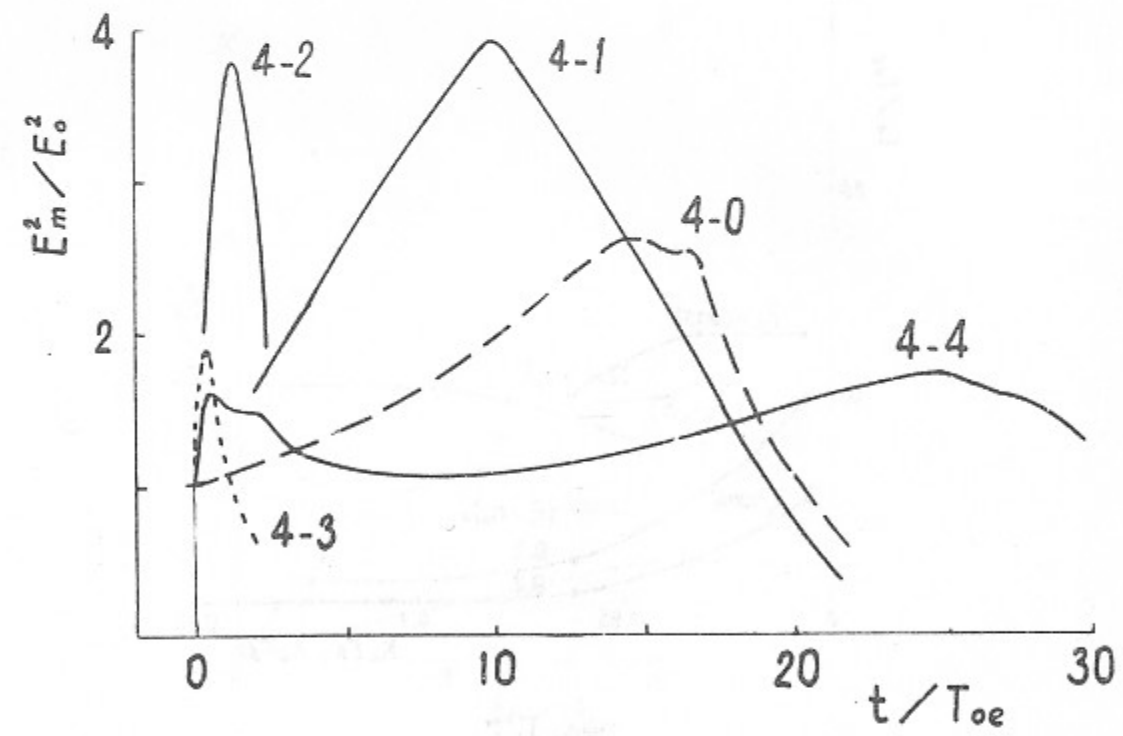


Рис. 13б