

Б. 94

28

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

КОНВЕРСИЯ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН

ПРЕПРИНТ 81-40

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
Физики СО АН СССР
ИНВ. № _____



Новосибирск

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведены численные эксперименты по исследованию конверсии ленгмюровских волн ($E_0^2/8\pi nT \sim 4 \cdot 10^{-2}$; $(k_0 r_a)^2 < \frac{E_0^2}{8\pi nT} < k_0 r_a$) в неоднородной плазме с синусоидальными возмущениями плотности ($\lambda_i = \lambda_e$). Показано, что при небольших возмущениях плотности ($\tilde{n}/n_0 < 0,2$) развитие конверсии приводит к периодическому обмену энергией между волной и новыми гармониками с $k_N = |k_e \pm \beta k_i|$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$. В динамическом описании этому соответствует переход от монохроматической волны в солитоноподобную структуру и обратно. При больших возмущениях плотности энергия волны перекачивается в более и более коротковолновые гармоники, что соответствует дроблению солитоноподобной структуры на более и более мелкомасштабные.

Пересмотрена трактовка начальной стадии неустойчивости ленгмюровской волны в однородной плазме, отождествленной ранее со "стимулированным распадом". Показано, что эта стадия определяется конверсией волны на возмущении плотности, задаваемом ею самой.

THE CONVERSION AND INSTABILITY OF
LANGMUIR WAVES

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 conversion of the Langmuir wave ($\frac{E_0^2}{8\pi nT} \sim 4 \cdot 10^{-2}$, $(k_e r_d)^2 < \frac{E_0^2}{8\pi nT} < k_e r_d$) on the sinusoidal density perturbations ($\lambda_i = \lambda_e$). When the perturbations are rather low, the conversion leads to periodical exchange of the energy between the initial wave and conversion modes with $k_N = |k_e \pm \beta k_i|$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$. In dynamical description this process shows itself in transformation of the wave into a solitonlike structure and again into the wave. When the initial density perturbations are high, the energy flows from the wave to more and more shortwavelength modes and the solitonlike structure divides up to more and more small dimensional structures.

The explanation is changed of the initial stage of the instability of Langmuir wave in homogeneous plasma. This stage has been identified earlier as "stimulated decay". It is shown now that this stage of instability is the conversion of the wave on the density perturbation, which is excited by the wave itself.

Ранее были проведены численные эксперименты по исследованию конверсии ленгмюровских волн в неоднородной (синусоидальные возмущения плотности) плазме с неподвижными /1/ и подвижными ионами /2/. Было показано, что конверсия (каскадный процесс $\ell_{k_e} + s_{k_i} = \ell_{k_e + \beta k_i} + \ell_{k_e - \beta k_i}$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$, k_e, k_i - волновой вектор ленгмюровской волны и ионного возмущения /3-5/ не имеет порога и приводит к генерации гармоник с волновыми векторами $k_N = k_e + \beta k_i$ (прямые волны) и $k_N = k_e - \beta k_i$ (прямые и обратные волны). При длинноволновых возмущениях плотности $\lambda_i \geq \lambda_e$, $\lambda_i / \lambda_e = 1, 2, 3, \dots$ возбуждаются только прямые волны $k = |k_e \pm \beta k_i|$. Развитие гармоник во времени описывается модулем функций Бесселя порядка β $E_\beta^N / E_0 = |J_\beta(\frac{1}{2} \frac{r_d}{r_0} \omega_e t)|$, где E_β^N - амплитуда гармоники с номером $N = N_e \pm \beta N_i$.

В динамическом описании конверсия проявляется в модуляции волны, локализации электрического поля во впадине плотности (в случаях $\lambda_i < \lambda_e$ - вблизи дна впадины, в случаях $\lambda_i \geq \lambda_e$ - в области спада плотности) и образовании солитоноподобной структуры. В случае волн большой амплитуды эта структура с течением времени дробится на более и более мелкомасштабные структуры до тех пор, пока не начнется затухание. Показано, что затухание связано с захватом и ускорением электронов плазмы достаточно коротковолновыми гармониками. В плазме с подвижными ионами в области локализации поля под действием ponderomotorной силы образуются более мелкомасштабные возмущения плотности. Конверсия на этих возмущениях приводит к быстрому затуханию поля.

В настоящей работе исследовано длительное развитие конверсии в случае волн сравнительно малой амплитуды (область $(k_e r_d)^2 < \frac{E_0^2}{8\pi nT} < k_e r_d$). Показано, что при небольших возмущениях плотности в этом случае развивается ограниченное число гармоник и энергия периодически перекачивается из основной волны в эти гармоники и обратно. Такой процесс наблюдался ранее в работе /4/. В динамическом описании этот процесс проявляется в периодическом преобразовании монохроматической волны в солитоноподобную структуру и обратно. При больших возмущениях плотности эта структура дробится на более мелкомасштабные вплоть до начала затухания (энергия перекачивается в более и более коротковолновые гармоники). Показано, что два типа развития конверсии в зависимости от величины начального возмущения наблюдаются и в случае

волн большой амплитуды (область $\frac{E_0^2}{8\pi nT} > k_e r_d$).

Неустойчивость ленгмювской волны в плазме с подвижными ионами исследовалась ранее в случае однородной плазмы /6-9/. Было показано, что в широком диапазоне начальных параметров начальная стадия неустойчивости определяется возмущением плотности, задаваемым самой волной /9/. В работах /6-9/ эта неустойчивость трактовалась как нерезонансный распад, стимулированный возмущением плотности. В настоящей работе мы возвращаемся к этой неустойчивости и показываем, что она определяется конверсией волны на возмущении плотности, создаваемом ею самой. Показано, что начальное возмущение плотности становится существенным, когда его величина сравнима с возмущением, создаваемым волной. При этом развитие неустойчивости определяется суммарным возмущением плотности.

1. Длительное развитие конверсии (волна малой амплитуды)

Рассматривается случай, когда параметры волны лежат в области $(k_e r_d)^2 < E_0^2 / 8\pi nT < k_e r_d$ и начальное возмущение плотности невелико.

Случай I. $E_0^2 / 8\pi nT = 4 \cdot 10^{-2}$; $\lambda_e / r_d = 100$; $V_\phi / V_T = 16$;
 $\lambda_i / r_d = 100$; $\tilde{n} / n_0 = 3 \cdot 10^{-2}$; $M/m = 10^{10}$; $\mathcal{L} = \lambda_e = \lambda_i$; $N_{e_i} = 1$.

Ранее /1,2/ было показано, что в случае $\lambda_i = \lambda_e$ конверсия проявляется в возбуждении только прямых волн с волновыми векторами $k_N = |k_e \pm \beta k_i|$, причем $k_e + \beta k_i = |k_e - (\beta+2)k_i|$. Если $N_e = N_i = 1$, то $N = 2, 3, 4, \dots$. Амплитуда этих гармоник меняется, как модуль функций Бесселя порядка β . Поскольку $N_e + \beta N_i = N_e - (\beta+2)N_i$, для гармоник с номером N $\frac{E^N}{E_0} = |J_\beta(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_{oe} t) + J_{\beta+2}(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_{oe} t)|$. Долговременное развитие конверсии исследовалось в случае волны большой амплитуды $E_0^2 / 8\pi nT = 1,6$ и значительного возмущения $\tilde{n} / n_0 = 0,2$ /2/. Было показано, что конверсия приводит к возбуждению все более и более коротковолновых гармоник, так что энергия перекачивается из основной волны в коротковолновые гармоники. В динамическом описании конверсия проявляется в образовании солитоноподобной структуры и её дроблении на более и более мелкомасштабные до тех пор пока не начнется затухание.

В настоящей работе исследуется случай I волны малой амплитуды и не большого начального возмущения. На Рис.1а показаны кривые $E^N / E_0(t)$ для случая I для основной волны $N=1$ и гармоник с $N=2$ и 3, на Рис.1в - модуль функций Бесселя $|J_\beta(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_{oe} t) + J_{\beta+2}(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_{oe} t)|$ для $\beta = 0, 1, 2$. Видно, что в случае I развивается всего две гармоники (остальные пренебрежимо малы) и процесс носит периодический характер. Сравнение $E^N / E_0(t)$ с функциями Бесселя соответствующего порядка (Рис.2а-в) показывает, что начальная стадия развития гармоник по-прежнему может быть описана функциями Бесселя, однако, в дальнейшем кривые расходятся, особенно сильно для $N=1$ и 3. Как видно из Рис.1а, максимумы $E^N(t)$ 2-й и 3-й гармоник совпадают с минимумом 1-й, а их минимумы с максимумом 1-й. Таким образом, в этом случае энергия перекачивается из основной волны в две гармоники и обратно, причем амплитуда первой гармоники достигает начальной величины после чего процесс повторяется. Такой процесс наблюдался ранее в численных экспериментах /4/.

В динамическом описании конверсия проявляется в модуляции волны (Рис.3а, $t/T_{oe} = 5$) и образовании солитоноподобной структуры (Рис.3а, $t/T_{oe} = 23$). С течением времени вновь восстанавливается бегущая монохроматическая волна ($t/T_{oe} = 47$), а затем вновь начинает формироваться солитоноподобная структура ($t/T_{oe} = 61$). Кривая зависимости от времени максимального за период поля $E_m^2 / E_0^2(t)$ также имеет периодический характер (Рис.4). Затухания в этом случае нет, так что процесс имеет квазистационарный периодический характер.

Случай I-I - волна и возмущение плотности имеют те же параметры, что и в случае I, ионы подвижны - $M/m = 10^2$ (в этом случае $\mathcal{L} / r_d = 300$, так что $N=3$, для удобства берем $N = \lambda_e / \lambda_e$). Развитие конверсии в этом случае практически не отличается от случая I, что видно из кривых $E^N / E_0(t)$ (Рис.1б), Рис.2а-в и $E_m^2 / E_0^2(t)$ (Рис.4). Распределение поля в разные моменты времени также близко к случаю I, хотя в случае I-I за счет действия пондеромоторной силы несколько меняется впадина плотности, подстраиваясь к локализованному полю. Однако это изменение мало. Проследить за дальнейшей эволюцией возмущения плотности не удастся, так как в $t/T_{oe} > 35-40$ шумы становятся сравнимыми с заданным возмущением.

Ранее исследовалось развитие неустойчивости ленгмюровской волны с такими же параметрами как в случаях I и I-I в однородной плазме /6/. Было показано, что развивается модуляционная неустойчивость, которая приводит к образованию квазистационарного ленгмюровского солитона. В спектральном описании солитон представляет собой пакет гармоник постоянной амплитуды. В динамическом описании ленгмюровский солитон представляет собой самосогласованную структуру поля и плотности, причем поле локализовано во впадине плотности, а распределение поля и плотности таково, что действие пондеромоторной силы уравновешивается давлением плазмы. Неустойчивость волны с начальными параметрами случая I приводит в $t/T_{oe} \approx 50$ к образованию солитона с параметрами $E_m^2/8\pi nT \sim 10^{-1}$; $\tilde{n}/n_0 \sim 5 \cdot 10^{-2}$; $\Delta x/r_d \sim 25$.

Рассмотрение случая I-I показывает, что задание начального возмущения $\tilde{n}/n_0 \sim 3 \cdot 10^{-2}$, меньшего, хотя и сравнимого с равновесным для солитона, существенно меняет развитие неустойчивости. В этом случае солитон не образуется, а энергия волны перекачивается из основной волны в гармоники и обратно, так что амплитуда гармоник периодически меняется. Сравнение случая I-I со случаем I чистой конверсии, показывает, что уже при такой начальной неоднородности определяющую роль играет конверсия.

При увеличении начальной неоднородности и тех же параметрах волны сохраняется определяющая роль конверсии. На Рис.5,6 показаны кривые $E_m^2/E_0^2(t)$ и $E/E_0(x)$ для случаев I-I - I-6 с разным начальным возмущением плотности.

Случай	I-0	I-I	I-2	I-3	I-4	I-5	I-6
\tilde{n}/n_0	0	$3 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-1}$	$7 \cdot 10^{-1}$

$\lambda_i = \lambda_e$; параметры волны те же, что в случае I; $M/n = 10^2$.

Видно, что в случаях I-2, I-3 характер развития конверсии тот же, что и в случае I-I. Затухания в этих случаях нет. Из кривых $E^N/E_0(t)$ (Рис.7а,б) видно, что в этих случаях развитие конверсии действительно, приводит к периодической перекачке энергии из основной волны в новые гармоники и обратно. В случае I-2 возбуждены три новых гармоники $N = 2-4$ (более высокие гармоники имеют пренебрежимо малую амплитуду), в случае I-3 - четыре, $N = 2-5$.

При дальнейшем увеличении начальной неоднородности продолжает возрастать скорость роста гармоник, так что к моменту, когда амплитуда основной волны ($N=1$) достигает минимума, заметную амплитуду имеет большее и большее число гармоник. В случае I-4 возбуждено уже 5 гармоник $N = 2-6$, которые так же, как в предыдущих случаях обмениваются энергией с основной волной (Рис.7в). Однако из-за большой амплитуды высоких ($N \sim 6,7$) гармоник здесь становится возможным захват электронов и затухание (Рис.5). В случае I-5 быстрое нарастание гармоник $N = 2-7$ (Рис.7г) приводит к затуханию уже в $t/T_{oe} \approx 3-4$, а в случае I-6 - в $t/T_{oe} \approx 1-2$ (Рис.5). Во всех случаях в области, где нет затухания и не началась обратная перекачка энергии в основную волну, развитие гармоник с $N = N_e \pm \beta N_i$ может быть описано модулем функций Бесселя порядка β .

В динамическом описании во всех случаях конверсия проявляется в образовании солитоноподобной структуры, причем, поле локализуется в области спада плотности (Рис.6). Такая структура так же, как и ленгмюровский солитон представляет собой пакет гармоник бегущих ленгмюровских волн. Однако в отличие от солитона она не имеет согласованной с ней впадины плотности. Особенно четко это можно видеть в случаях I-5, I-6, где солитоноподобная структура развивается и затухает не возмущая начального распределения плотности (Рис.6). С увеличением начального возмущения плотности ширина "солитона" уменьшается, а область локализации смещается в сторону большей плотности. В случаях I-I и I-3 происходит периодическая перестройка монохроматической волны в "солитон" и обратно. В случаях I-5, I-6 "солитон" затухает!

Таким образом, развитие конверсии в случае волн малой амплитуды $E_0^2/8\pi nT < k_0 r_d$ и небольшого возмущения отличается от исследованного ранее /1,2/ случая волн большой амплитуды и значительного возмущения плотности. В случае, исследованном в /1,2/, быстро нарастает большое число гармоник, развитие конверсии приводит к образованию солитоноподобной структуры, однако, вместо периодической перестройки в монохроматическую волну и обратно, происходит её дробление на более мелкомасштабные структуры до тех пор пока не начинается затухание. В спектральном описании этому соответствует перекачка энергии волны в более и более коротковолновые гармоники. Можно ожидать, что конверсия будет раз-

виваться подобным образом и в случае волн малой амплитуды при большой начальной неоднородности, если нет затухания или начинают затухать только очень высокие гармоники.

Рассмотрим случай 2 с параметрами волны и возмущения плотности: $E_0^2/8\pi nT = 4 \cdot 10^{-2}$; $\lambda_e/r_d = 1000$; $V_\phi/V_T = 160$; $\lambda_i/r_d = 1000$; $\tilde{n}/n_0 = 7 \cdot 10^{-1}$; $M/m_i = 10^{10}$; $L = \lambda_e = \lambda_i$; $N_{ei} = 1$. В этом случае волна имеет ту же амплитуду, что и в случаях 1-0-1-6, но её длина волны и фазовая скорость больше в 10 раз, так что захватывать электроны и приводить к затуханию могут только гармоники с $N > 20/|l|$. Как было показано в /1/, развитие конверсии определяется только амплитудой и возмущением плотности, но не зависит от λ_e , λ_i , λ_e/λ_i , V_ϕ . Если это выполнено и здесь, то случай 2 соответствует случаю 1-6 и отличается от него только более поздним началом затухания. Действительно оказывается, что кривые $E^N(t)$ для незатухающих гармоник в случаях 2 и 1-6 совпадают до $t/T_{oe} \sim 3-4$. Совпадают и кривые $E_m^2/E_0^2(t)$ до $t/T_{oe} \sim 1$ и распределение поля в $t/T_{oe} \sim 1$. Основное различие заключается в том, что в случае 1-6 с $t/T_{oe} \sim 1$ начинается сильное затухание, а в случае 2 затухания нет даже в $t/T_{oe} \sim 7$.

Изменение распределения поля и плотности энергии поля в случае 2 показано на Рис.3б. Видно, что развитие конверсии приводит к образованию солитоноподобной структуры и её дроблению на более и более мелкомасштабные структуры. Таким образом, в этом случае (волна малой амплитуды при большом возмущении плотности) развитие конверсии не отличается от случаев, рассмотренных в /1,2/. В случаях 1-5, 1-6 дробление не наблюдается, так как развитие конверсии ограничено затуханием, которое начинается на стадии солитоноподобной структуры.

Таким образом, в случае волн малой амплитуды развитие конверсии приводит к квазистационарному периодическому процессу, если начальное возмущение плотности невелико. В противном случае конверсия приводит к передаче энергии волны в более и более коротковолновые гармоники до тех пор пока не начнется затухание.

То же самое можно ожидать и в случае волн большой амплитуды. Действительно, если возмущение плотности достаточно мало, то мала и скорость роста гармоник, т.ч. развитие конверсии и здесь должно приводить к квазистационарному периодическому процессу.

Переход к дроблению можно ожидать при меньших возмущениях плотности. В рассмотренных случаях с волной малой амплитуды $E_0^2/8\pi nT \sim 4 \cdot 10^{-2}$ такой переход наблюдается при $0,4 > (\tilde{n}/n_0)_k > 0,2$.

Можно ожидать, что при увеличении амплитуды волны критическое возмущение плотности будет падать обратно пропорционально E_0 .

Действительно, при $E_0^2/8\pi nT \sim 3 \cdot 10^{-1}$ (область $\frac{E_0^2}{8\pi nT} > k_0 r_d$) такой переход наблюдается при $(\tilde{n}/n_0)_k \approx 0,1$. В случае, когда $\tilde{n}/n_0 = 0,09$ развитие конверсии еще приводит к периодическому процессу (Рис.7д), а в случае, когда $\tilde{n}/n_0 \approx 0,2$ конверсия приводит к затуханию.

Для $E_0^2/8\pi nT \sim 1,6$ (случай, исследовавшийся в /1,2/ критическое возмущение плотности должно быть $(\tilde{n}/n_0)_k \approx 0,03$. Действительно, в /1,2/ при $\tilde{n}/n_0 \sim 0,2$ наблюдалось дробление солитоноподобной структуры до начала затухания. При начальном возмущении $\tilde{n}/n_0 < (\tilde{n}/n_0)_k$ развитие конверсии должно приводить к квазистационарному периодическому процессу обмена энергии между волной и новыми гармониками.

Таким образом, при любых начальных амплитудах волны развитие конверсии приводит к квазистационарному периодическому процессу перекачки энергии из волны в новые гармоники и обратно, если начальное возмущение плотности мало. Если оно велико, то конверсия приводит к перекачке энергии в более и более коротковолновые гармоники (к дроблению солитоноподобной структуры) вплоть до начала затухания.

2. Конверсия и "стимулированный распад"

Ранее исследовалась неустойчивость ленгмюровских волн в однородной плазме, причем, в начальный момент времени задавалось возмущение электронов, а ионы распределялись равномерно /6-9/. Было показано, что во всем исследованном диапазоне параметров ($E_0^2/8\pi nT \sim 3 \cdot 10^{-8} - 10^2$; $V_\phi/V_T \sim 3-160$; $(k_0 r_d)^2 \sim 4 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-1}$) начальная стадия неустойчивости определяется возмущением плотности ионов, которое возникает под действием поля самой волны /9/. Было показано, что под действием поля волны за $1-2 T_{oe}$ развивается синусоидальное ионное возмущение с длиной волны $\lambda_i = \lambda_e$, равной длине ленгмюровской волны. В дальнейшем амплитуда этого возмущения продолжает нарастать более медленно. Неустойчивость

волны проявляется в её модуляции с длиной возмущения $\sim \lambda_e/2$ и в концентрации поля в области спада плотности. В спектральном описании это эквивалентно возбуждению гармоник с $k_N = 2k_e$, $3k_e$ и т.д. С ростом концентрации поля эта неустойчивость переходит в модуляционную. В /6-9/ эта неустойчивость трактовалась как нерезонансный распад $\epsilon_{k_e} \rightarrow \epsilon_{2k_e} - S_{k_e}$ (она наблюдается и в тех случаях, когда условия резонансного распада $(k_e r_d)^2 > \frac{m}{M}$ не выполнены), стимулированный возмущением плотности, и была названа "стимулированный распад".

Исследование конверсии ленгмюровских волн в неоднородной плазме /1,2/ показало, что в случае, когда длина волны ионного возмущения равна длине ленгмюровской волны, конверсия приводит к генерации гармоник с волновыми векторами $k_N = |k_e \pm \beta k_i|$, т.е. $k_N = 2k_e, 3k_e$ и т.д. В динамическом описании этому соответствует модуляция волны с длиной возмущения $\sim \frac{\lambda_e}{2}$ и концентрация поля в области спада плотности. Таким образом, конверсия в случае $\lambda_i = \lambda_e$ приводит к таким же явлениям, как и "стимулированный распад".

Рассмотрим начальную стадию неустойчивости ленгмюровской волны в однородной плазме с этой точки зрения. На Рис.8 приведены кривые зависимости от времени возмущения плотности $\tilde{n}/n_0(t)$ ($\tilde{n}/n_0 = [(\tilde{n}/n_0)^2]^{1/2}$ - усредненное возмущение; $\tilde{n} = n - n_0$) для случаев I-0 - 4-0.

Случай	I-0	2-0	3-0	4-0
$E_0^2/8\pi n T$	$4 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-1}$	1,6	12
λ_e/r_d	=100;	$v\phi/V_T = 16$;	$(k_e r_d)^2 = 4 \cdot 10^{-3}$;	$M/m = 10^2$;

Область $E_0^2/8\pi n T > \frac{m}{M} > (k_e r_d)^2$.

Видно, что возмущение быстро нарастает за $1-2 T_{oe}$, а затем растет более медленно. За это же время устанавливается фаза возмущения: максимум $\tilde{n}(x)$ сдвинут на $\lambda_e/2$ по отношению к начальному положению X_E максимума $E(x)$, так что минимум $\tilde{n}(x)$ находится на $x \sim X_E$ (Рис.9а). В $t \sim 1-2 T_{oe}$ возмущение \tilde{n}/n_0 пропорционально амплитуде волны. В дальнейшем кривые расходятся, так как скорость роста $\tilde{n}/n_0(t)$ увеличивается с амплитудой (Рис.8).

Поле волны модулируется тем быстрее, чем больше начальная амплитуда волны, причем, поле всегда концентрируется в области

спада плотности (Рис.9а). В спектральном описании этому соответствует рост гармоник 2-й, затем 3-й и т.д., причем, скорость роста гармоник возрастает с E_0 .

Сравним развитие неустойчивости ленгмюровской волны в однородной плазме (случай 3-0, Рис.9а) и развитие конверсии в неоднородной плазме с неподвижными ионами ($\frac{M}{m} = 10^{10}$), когда модуляционная неустойчивость и распад исключены (случай 3, Рис.9б). В случае 3 задается ленгмюровская волна с теми же параметрами, что и в случае 3-0, и возмущение плотности с $\lambda_i = \lambda_e = 100 r_d$ и $\tilde{n}/n_0 = 2 \cdot 10^{-2}$, что соответствует возмущению, которое развивается в случае 3-0 к $t/T_{oe} \sim 3$ (Рис.8). Поскольку в случае 3-0 возмущение нарастает, а в случае 3 остается постоянным, следует ожидать только качественное соответствие.

Действительно, из сравнения Рис.9а и 9б видно, что в области $t/T_{oe} \leq 6$ неустойчивость и конверсия приводят к одинаковой модуляции волны и концентрации поля в области спада плотности. Рост гармоник и последовательность их возбуждения также имеют сходный характер.

В области больших t/T_{oe} появляются различия, поскольку концентрация поля в плазме с подвижными ионами приводит к росту возмущения плотности под действием пондеромоторной силы и развитию модуляционной неустойчивости. В плазме с неподвижными ионами этот эффект исключается, что хорошо видно из сравнения Рис.9а и 9б в $t/T_{oe} \sim 12$.

Поскольку скорость концентрации поля увеличивается с ростом E_0 , скорость роста возмущения плотности в $t/T_{oe} > 1-2$ также должна возрастать с E_0 . Как мы уже отмечали, это действительно наблюдается по кривым Рис.8.

Таким образом, начальную стадию развития неустойчивости волны в однородной плазме можно описать следующим образом: поле волны возмущает ионы и задает возмущение плотности с $\lambda_i = \lambda_e$. Это возмущение быстро нарастает за $1-2 T_{oe}$, но устанавливается за ионное время $\sim T_{oi}$ ($T_{oi} = 10 T_{oe}$).

Конверсия волны на этом возмущении приводит к модуляции волны (генерации гармоник с $k_N = 2k_e, 3k_e, \dots$) и концентрации поля в области спада плотности. Действие пондеромоторной силы приводит к дальнейшему росту возмущения плотности. Ранее /9/ мы

предполагали, что этот рост и модуляция волны связаны с распадом основной волны $\ell_{k_0} \rightarrow \ell_{2k_0} - S_{k_0}$.

Теперь мы видим, что начальная стадия неустойчивости представляет собой конверсию волны на ионном возмущении, задаваемом ею самой.

3. Конверсия и неустойчивость в неоднородной плазме

Сравним развитие неустойчивости в однородной и неоднородной плазме, причем будем задавать начальное возмущение плотности с $\lambda_i = \lambda_e$ и с разной фазой относительно фазы волны в начальный момент времени.

Случай	3-0	3-1	3-2	3-3
\tilde{n}/n_0	0	$3 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
x_m/r_d	0	50	50	25

x_m — положение максимума возмущения плотности $\tilde{n}(x)$. Параметры ленгмюровской волны: $\frac{E_0}{8\pi n T} = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$; $v_\phi/v_T = 16$; $x_E/r_d = 50$; $M/m = 10^2$.

Такая волна в однородной плазме (случай 3-0) возбуждает возмущение плотности с $\lambda_i = \lambda_e$ и $x_m/r_d = 0$ и 100, причем \tilde{n}/n_0 возрастает во времени и достигает величины $\tilde{n}/n_0 \sim 3 \cdot 10^{-2}$ в $t/T_{oe} \sim 4,5$ (Рис.8). Исходя из этого, мы выбрали возмущения \tilde{n}/n_0 в случаях 3-1 — 3-3 сравнимыми по величине или несколько превосходящими возмущение задаваемое волной.

Проследим развитие возмущения в этих случаях. На Рис.10а показаны кривые $\tilde{n}/n_0(t)$, характеризующие полное возмущение плотности, на Рис.10б — кривые $\Delta \tilde{n}/n_0 = |\tilde{n}/n_0 - (\tilde{n}/n_0)_0| = f(t)$, характеризующие дополнительное к начальному возмущению плотности. Из кривых 10а видно, что в случаях 3-1 и 3-2, когда возмущение плотности, связанное с волной, возбуждается в противофазе к заданному $\tilde{n}/n_0(t)$ вначале падает. Сравнение кривых $\Delta \tilde{n}/n_0(t)$ с кривой $\tilde{n}/n_0(t)$ для случая 3-0 показывает, что их начальные участки практически совпадают (Рис.10б). Это показывает, что возмущение, связанное с волной, развивается независимо от начального возмущения. Суммарное возмущение получается при их сложении.

Именно суммарное возмущение и определяет развитие неустойчивости ленгмюровской волны. Начальной стадией неустойчивости

является конверсия на суммарном возмущении, которая приводит к модуляции волны и концентрации поля в области спада плотности. Это видно из Рис.11, $t/T_{oe} \sim 7$. К этому моменту суммарное возмущение имеет разную величину и фазу в разных случаях. Видно, что степень модуляции тем больше, чем больше возмущение плотности, а область концентрации поля всегда находится в области спада плотности.

Концентрация поля, как и в случае однородной плазмы 3-0, приводит к модуляционной неустойчивости — в области концентрации поля образуется новая впадина плотности (Рис.11, $t/T_{oe} \sim 14$), концентрация поля ускоряется, а впадина (возмущение плотности) растет (Рис.10а). Из Рис.11 видно, что развитие модуляционной неустойчивости происходит в области, заданной конверсией на суммарной неоднородности.

Эти результаты подтверждают вывод о том, что начальная стадия неустойчивости в однородной плазме определяется конверсией на возмущении плотности, задаваемом самой волной. Действительно, распад волны и в неоднородной плазме должен приводить к модуляции волны в фазе, связанной с фазой волны, такой же, как в случае 3-0 и одинаковой во всех рассмотренных случаях. Параллельное развитие распада и конверсии должно было бы проявиться в образовании двух впадин плотности на стадии модуляционной неустойчивости, чего не наблюдается.

Начальное возмущение плотности влияет на развитие неустойчивости, если его величина сравнима или больше, чем возмущение, задаваемое волной. В таком случае начальная стадия неустойчивости определяется конверсией на суммарном возмущении. Конверсия приводит к концентрации поля в области спада плотности, следствием чего является развитие модуляционной неустойчивости.

Таким образом, возмущение плотности плазмы самой волной и флуктуации плотности плазмы могут оказать существенное влияние на развитие неустойчивости ленгмюровской волны.

Л и т е р а т у р а

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Конверсия ленгмюровских волн в неоднородной плазме". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 80-192, Новосибирск, 1980. Physica Scripta в печати.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Конверсия и модуляционная неустойчивость ленгмюровских волн". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-04, Новосибирск, 1981.
3. A.S.Bakai Nucl. Fusion 10, 53, 1970.
4. P.K.Kaw, A.T.Lin, J.M.Dawson Phys. Fluids 16, 1967, 1973.
5. Б.Б.Кадомцев "Коллективные явления в плазме", стр.146, Москва, Наука, 1976.
6. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Неустойчивость одномерной ленгмюровской волны. Солитоны и коллапс". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-76, Новосибирск, 1978. Физика Плазмы 7, № 2, 383, 1981.
7. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Неустойчивость и затухание стоячих ленгмюровских волн с разными амплитудами". Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 78-19, Новосибирск, 1978. Plasma Phys. 23, № 1, 35, 1981.
8. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Неустойчивость и затухание одномерных ленгмюровских волн". Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 79-115, Новосибирск, 1979. Comments Plasma Phys. 6, № 1, 21, 1980.
9. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Неустойчивость одномерной ленгмюровской волны". Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 79-21 Новосибирск, 1979. Physica Scripta 22, № 6, 632, 1981.

Подписи к рисункам

- Рис.1. Зависимость от времени амплитуды волны ($N=1$) и гармоник ($N=2,3$) $E^N/E_0(t)$.
- а. случай I. $M/m = 10^{10}$
 - б. Случай I-1. $M/m = 10^2$
 - в. Модуль функций Бесселя $|J_\beta(\frac{1}{2}\frac{\tilde{n}}{n_0}\omega_{oe}t) + J_{\beta+2}(\frac{1}{2}\frac{\tilde{n}}{n_0}\omega_{oe}t)|$,
 $\frac{1}{2}\frac{\tilde{n}}{n_0}\omega_{oe}t = \pi\frac{\tilde{n}}{n_0}t/T_{oe}$, $\beta = 0,1,2$, $\tilde{n}/n_0 = 3 \cdot 10^{-2}$

- Рис.2. Зависимость от времени амплитуды волны ($N=1$) и гармоник ($N=2,3$) $E^N/E_0(t)$.
- Случай I ($M/m = 10^{10}$) - сплошная линия;
Случай I-2 ($M/m = 10^2$) - пунктир; модуль функций Бесселя $|J_\beta(\frac{1}{2}\frac{\tilde{n}}{n_0}\omega_{oe}t) + J_{\beta+2}(\frac{1}{2}\frac{\tilde{n}}{n_0}\omega_{oe}t)|$
- а. $N = 1$
 - б. $N = 2$
 - в. $N = 3$.

- Рис.3. Распределение поля $E/E_0(x)$ и плотности энергии поля $E^2/E_0^2(x)$ в разные моменты времени.
Минимум возмущения плотности на $x/\lambda_i = 0,5$, максимумы - на $x/\lambda_i = 0$ и 1.
- а. Случай I.
 - б. Случай 2.

- Рис.4. Зависимость от времени максимальной плотности энергии $E_m^2/E_0^2(t)$ при разных M/m .
Случай I и I-1 (пунктир).

- Рис.5. Зависимость от времени максимальной плотности энергии $E_m^2/E_0^2(t)$ при разных начальных возмущениях плотности.
Случай I-0 - I-6.

- Рис.6. Распределение поля $E/E_0(x)$ и возмущения плотности $\frac{\tilde{n}}{n_0}(x)$ в $t \sim t_{max}$ при разных начальных возмущениях плотности.
 t_{max} - момент максимума или начало плато на кривых $E_m^2/E_0^2(t)$.
Случай I-1 - I-6.

Рис.7. Зависимость от времени амплитуды волны ($N=1$) и гармоник $E^N/E_0(t)$.

- а. Случай I-2 ($N=1-4$).
- б. Случай I-3 ($N=1-5$).
- в. Случай I-4 ($N=1-7$).
- г. Случай I-5 ($N=1-7$).
- д. $E_0^2/8\pi nT = 0,3$; $\tilde{n}/n_0 = 0,09$ ($N=1-4$).

Рис.8. Зависимость от времени возмущения плотности $\tilde{n}/n_0(t)$, $\tilde{n}/n_0 = [(\tilde{n}/n_0)^2]^{1/2}$

Случай I-0 - 4-0.

Рис.9. Распределение поля $E/E_0(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}/n_0(x)$ в разные моменты времени.

- а. Случай 3-0 ($M/m = 10^2$).
- б. Случай 3 ($M/m = 10^{10}$).

Рис.10. Зависимость от времени возмущения плотности

- а. $\tilde{n}/n_0(t)$ Случай 3-1 - 3-3 и 3-0 (кресты)
- б. $\Delta\tilde{n}/n_0(t)$, Случай 3-1, 3-2 и $\tilde{n}/n_0(t)$, случай 3-0 (кресты).

Рис.11. Распределение $E^2/E_0^2(x)$ энергии поля и возмущения плотности $\tilde{n}/n_0(x)$ в $t/T_{oe} \sim 7$ и 14. Случай 3-0 - 3-3.

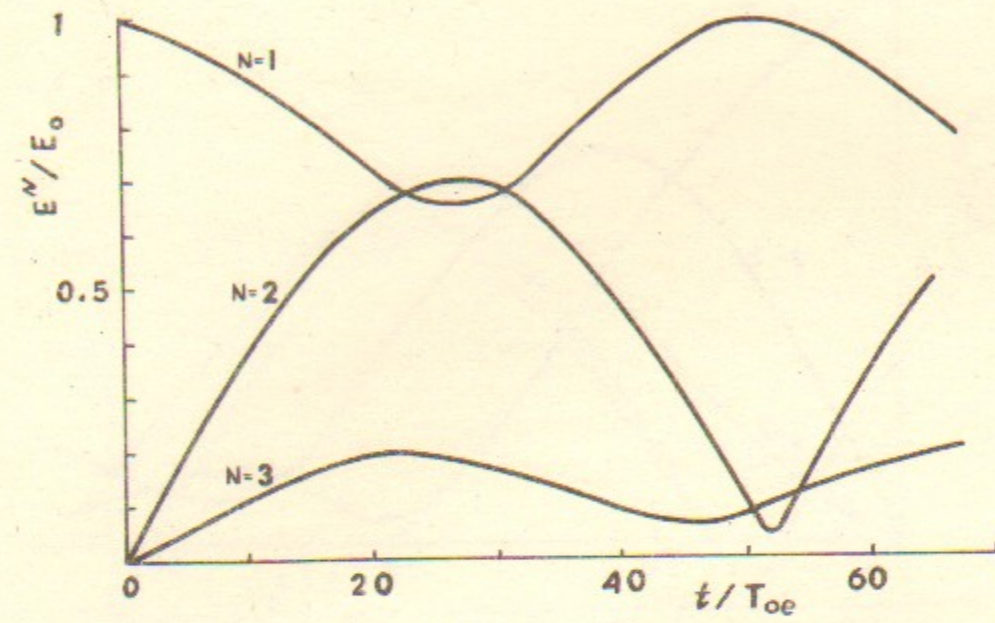


Рис.1а

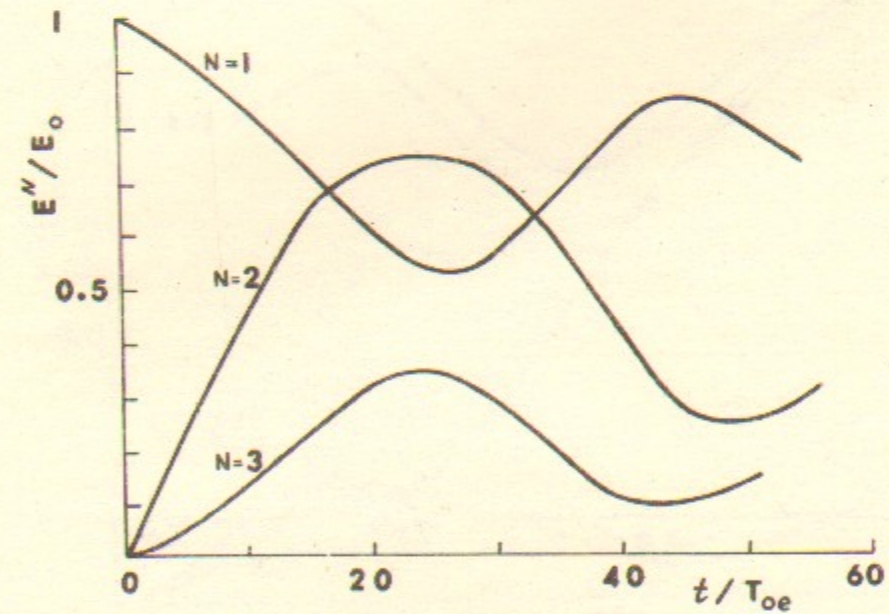


Рис.1б

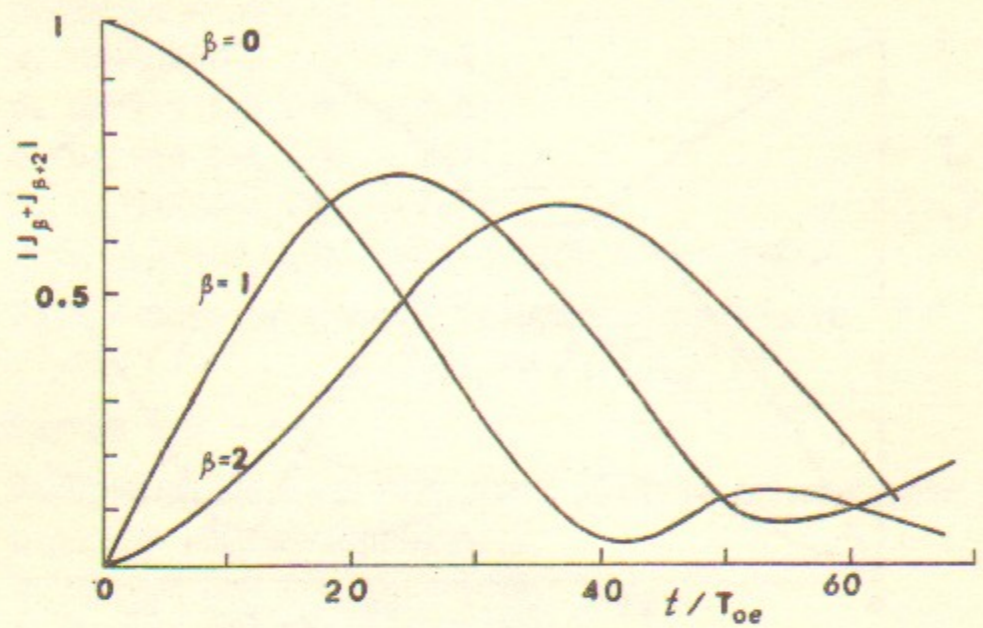


Рис.1в

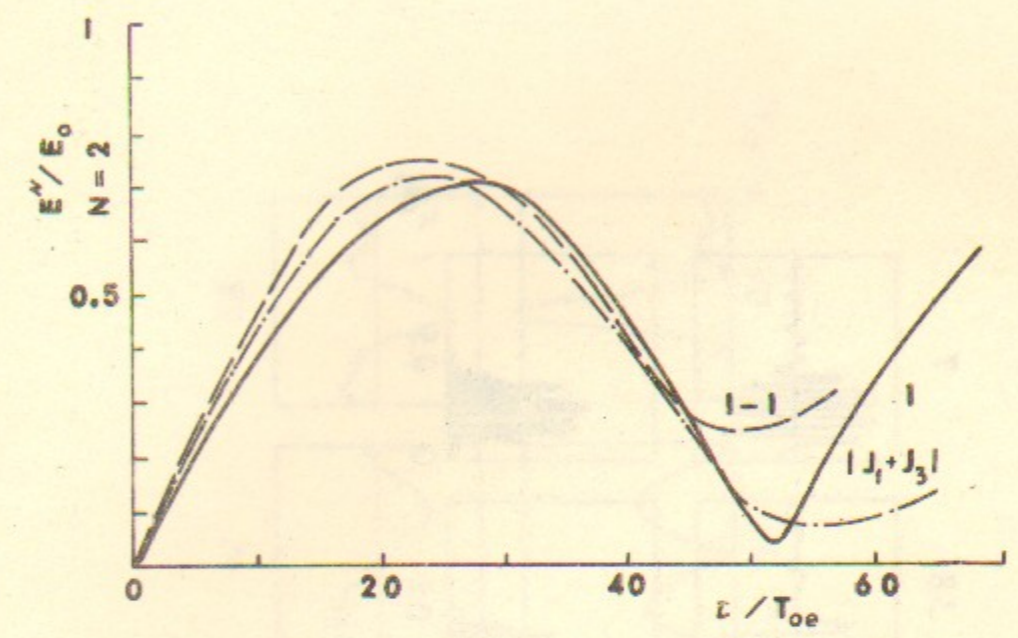


Рис.2б

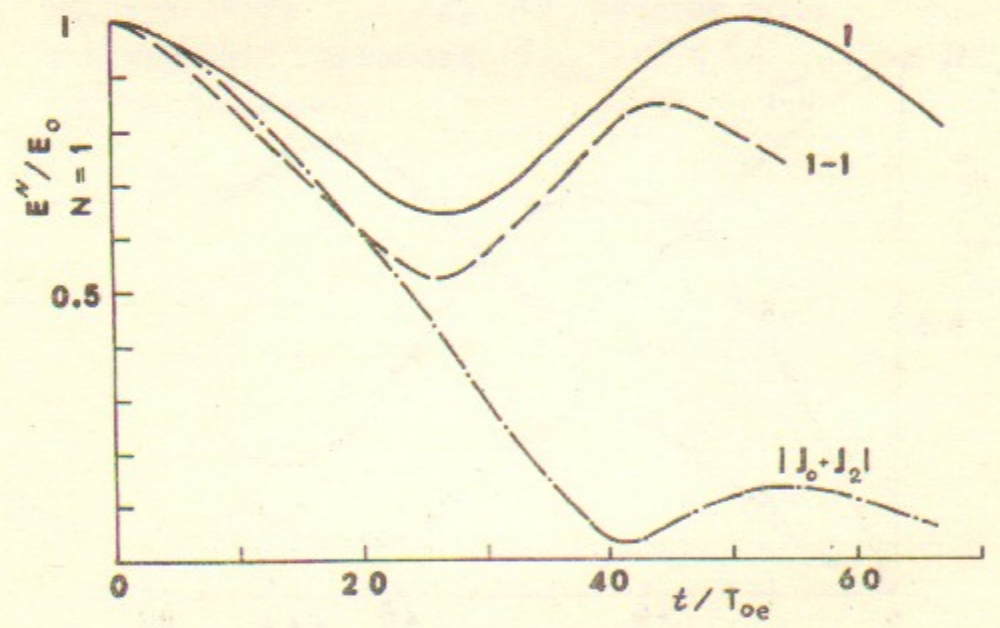


Рис.2а

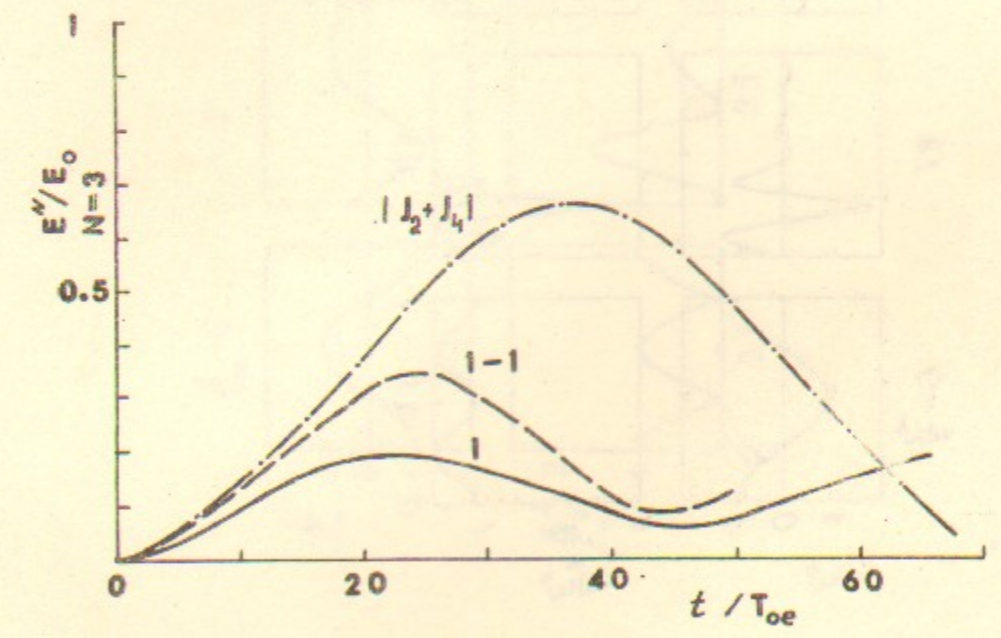


Рис.2в

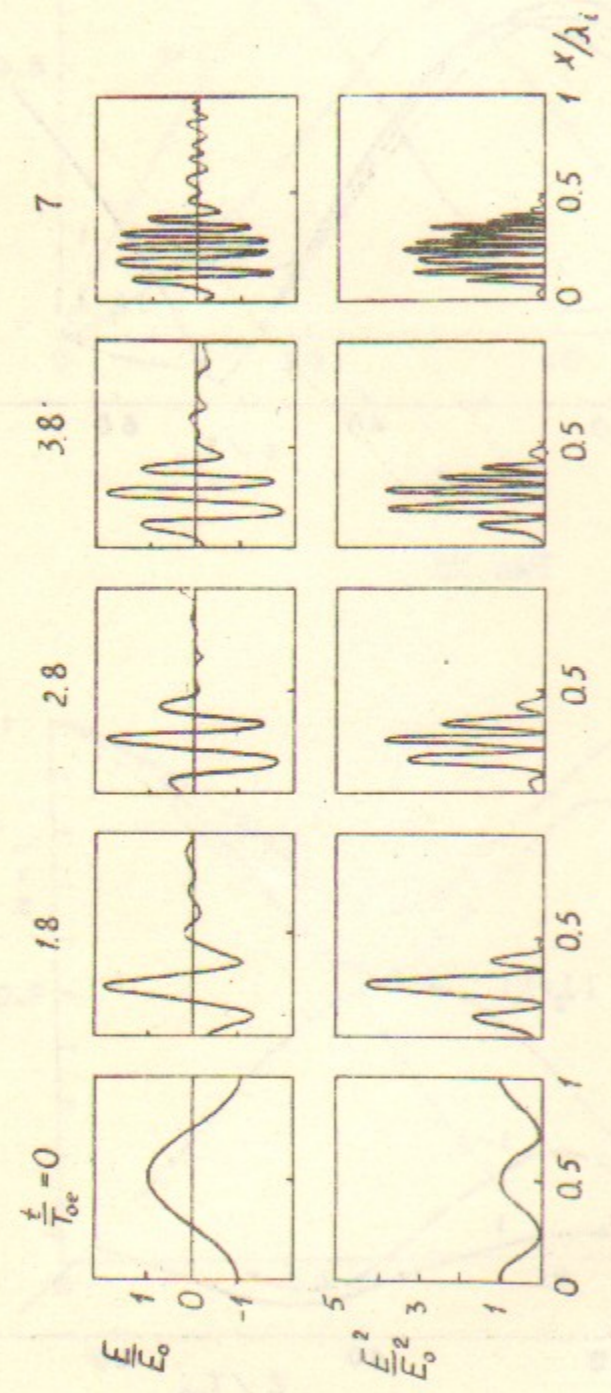


Рис.3а

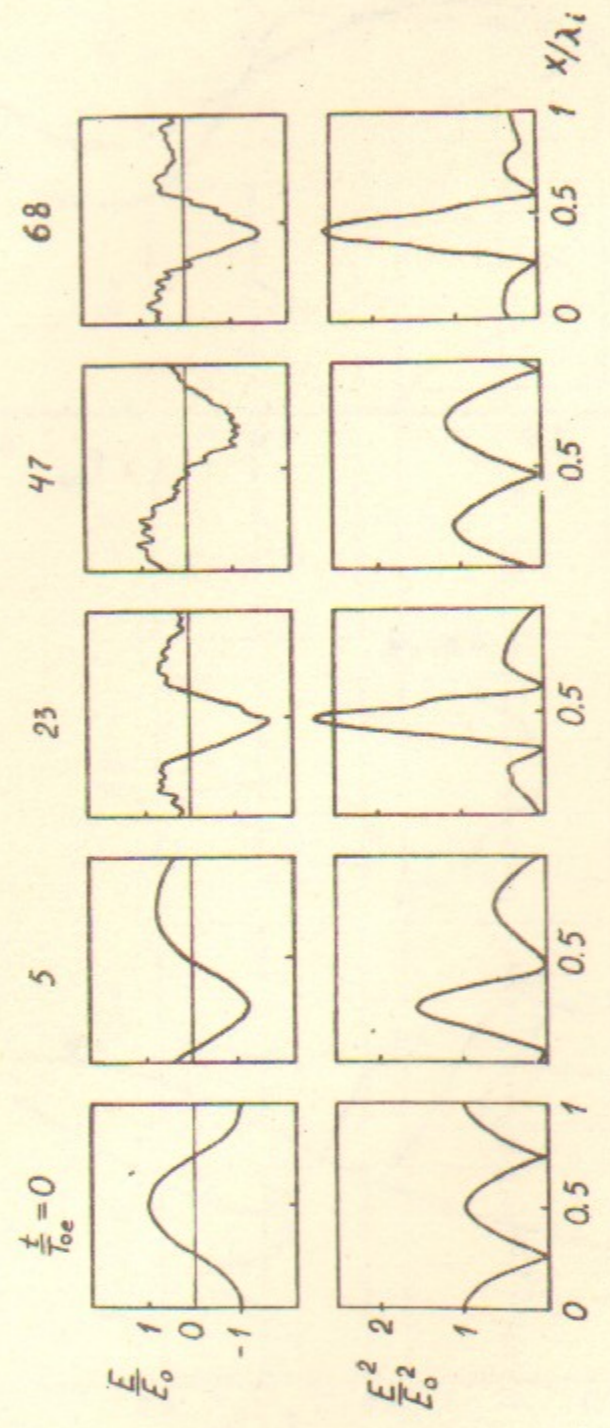


Рис.3б

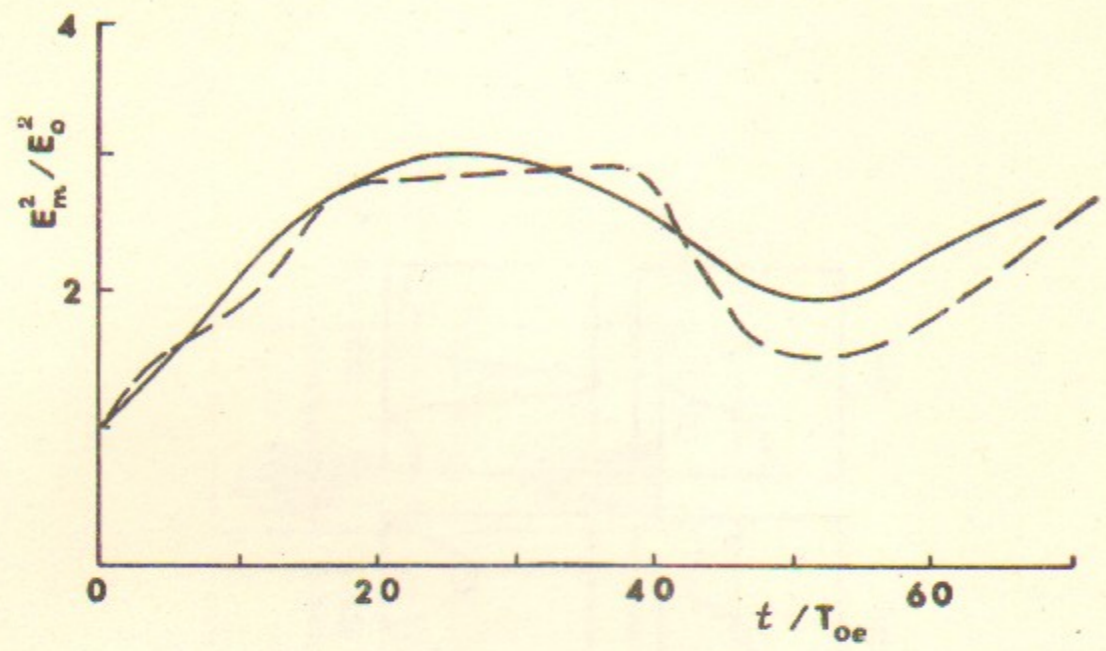


Рис.4

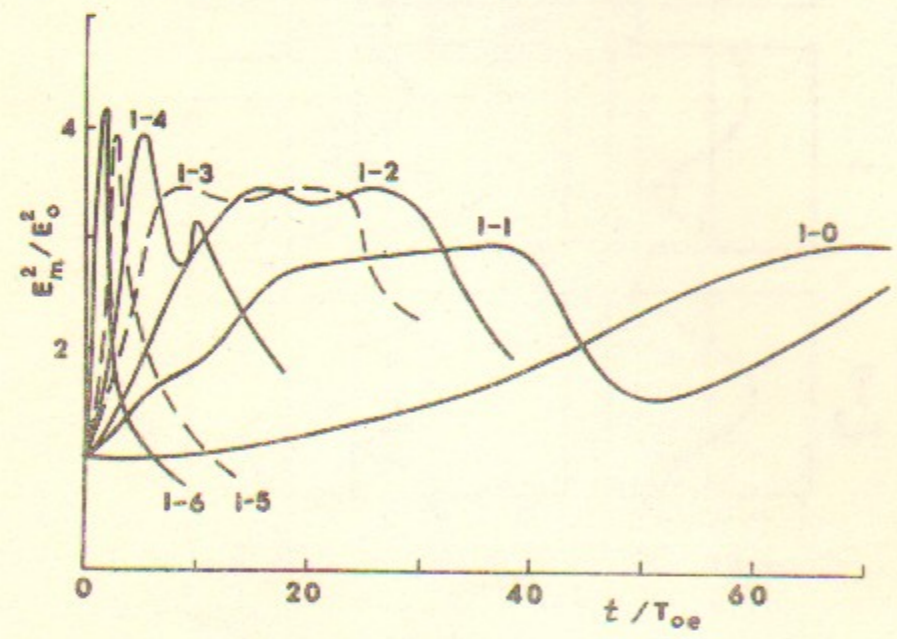


Рис.5

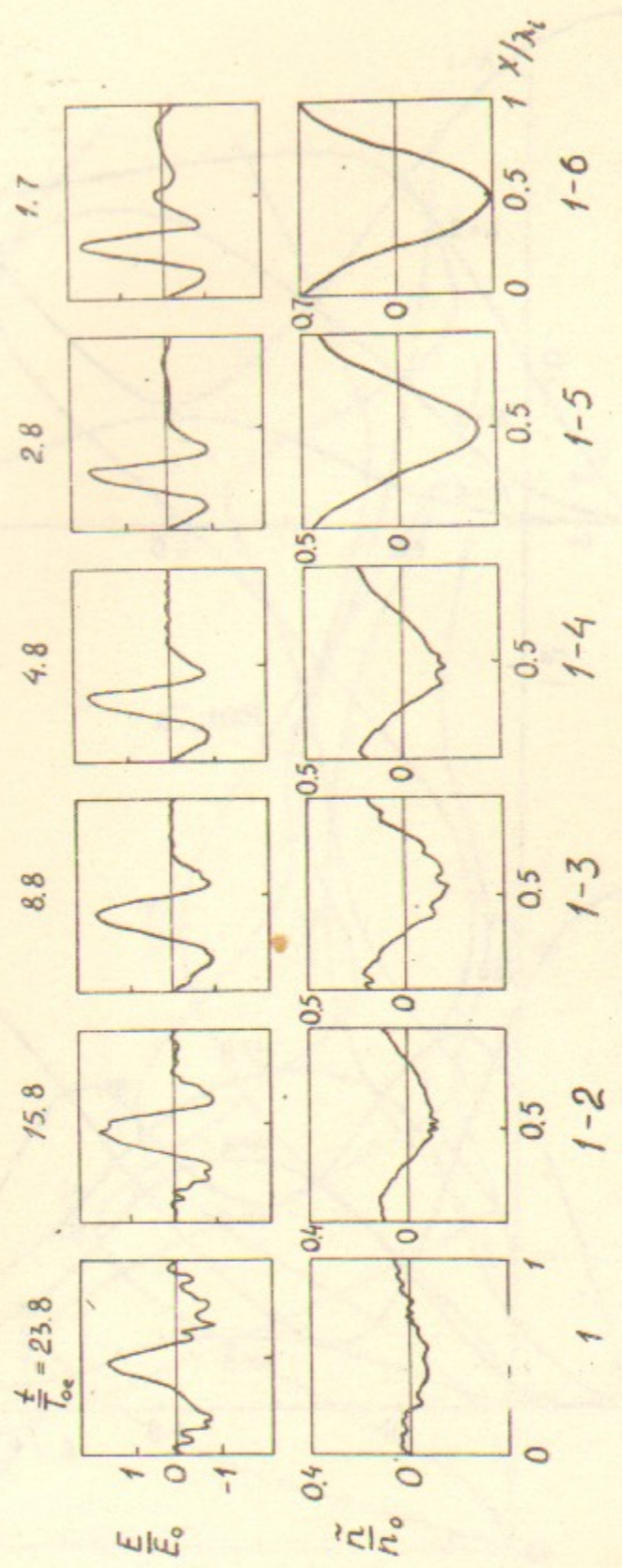


Рис.6

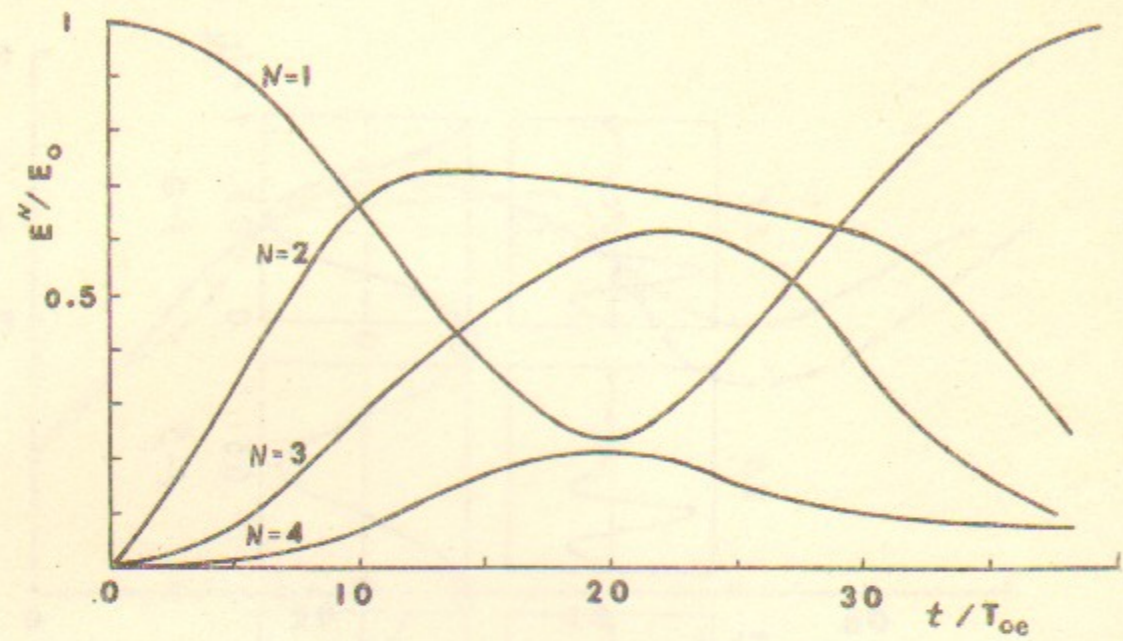


Рис. 7а

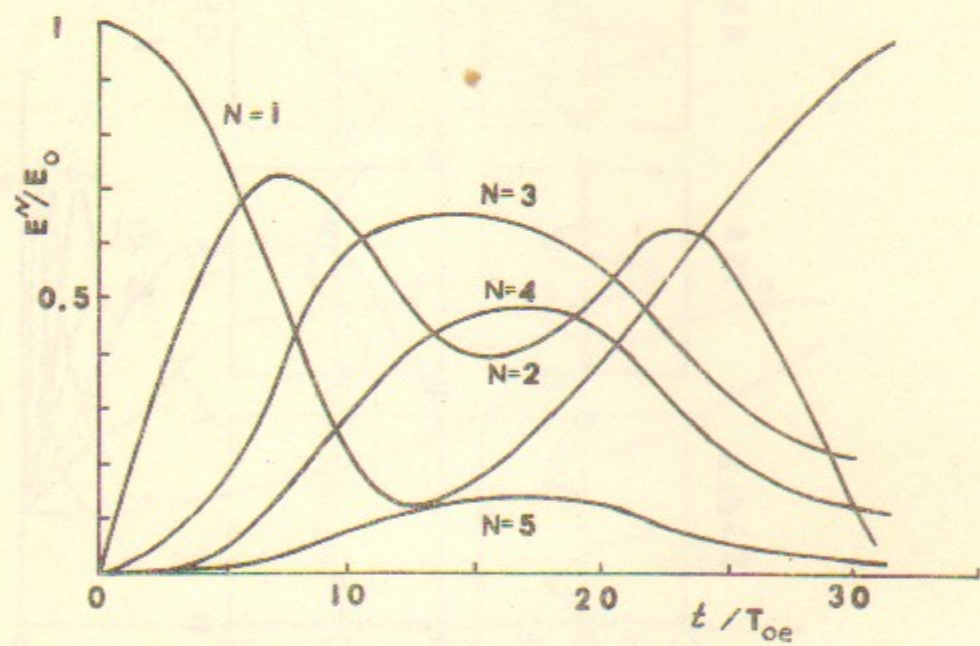


Рис. 7б

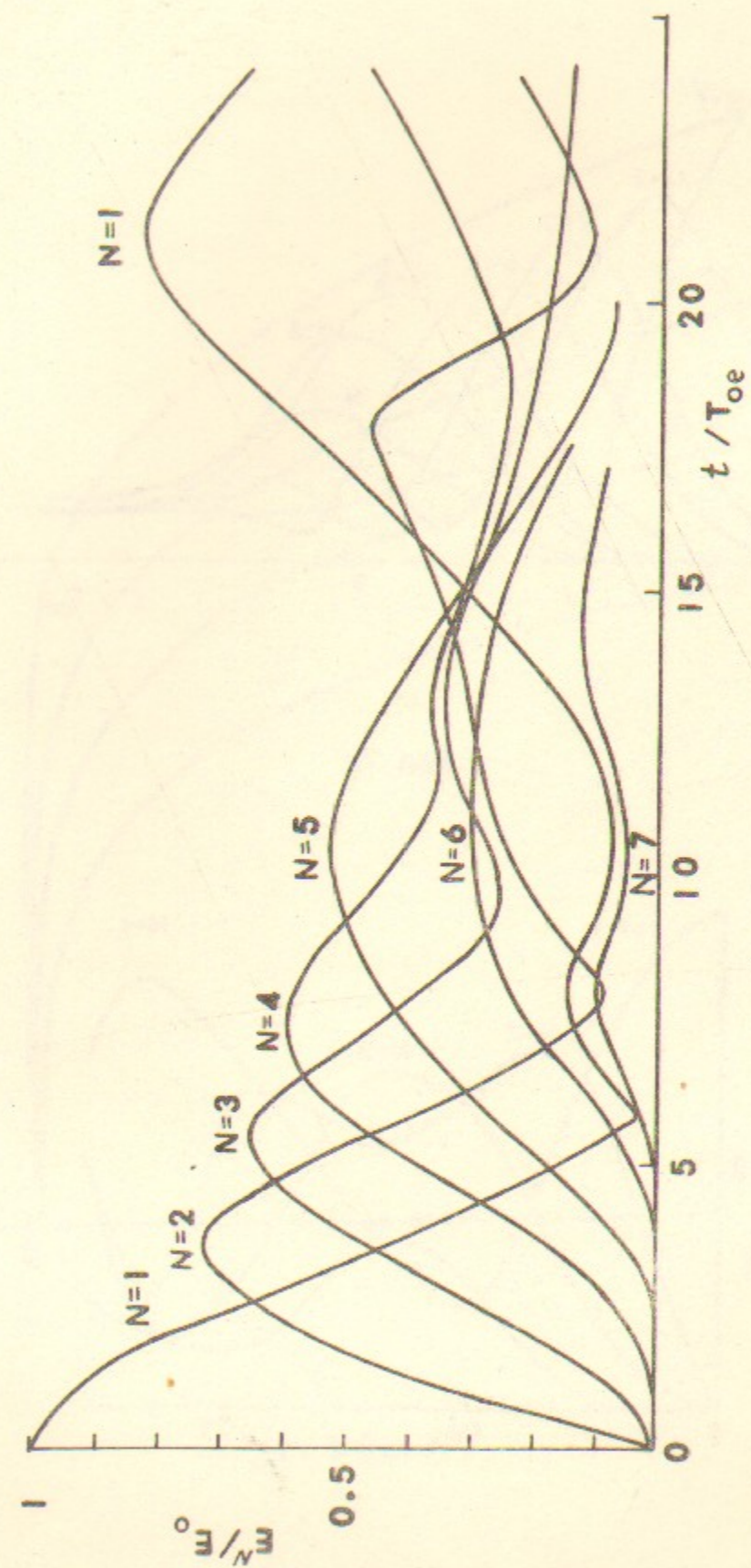


Рис. 7в

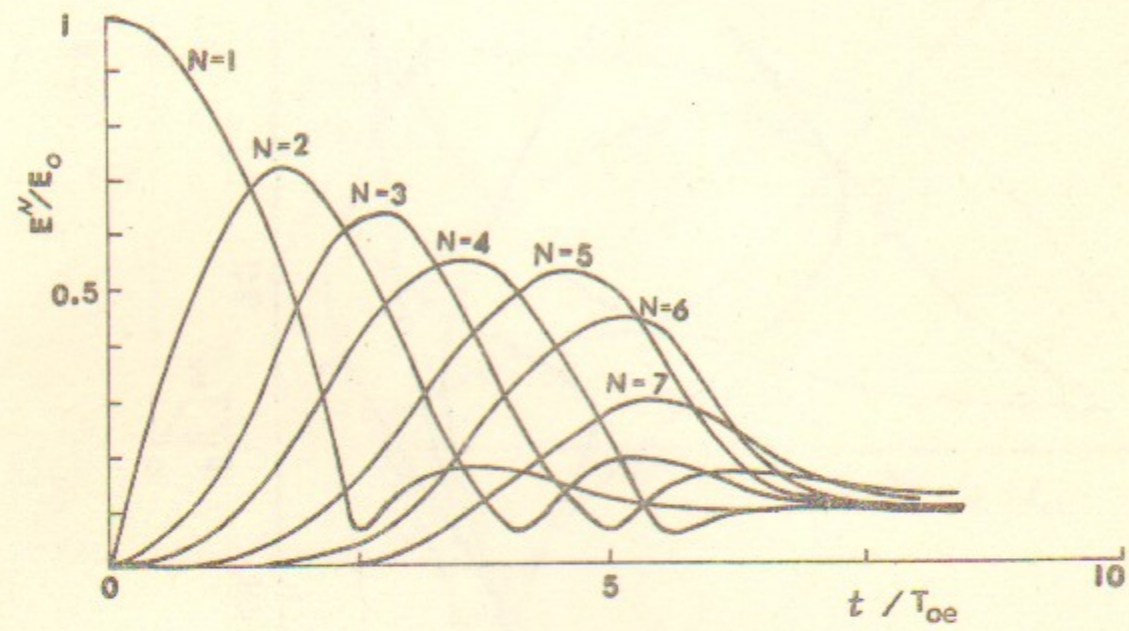


Рис.7г

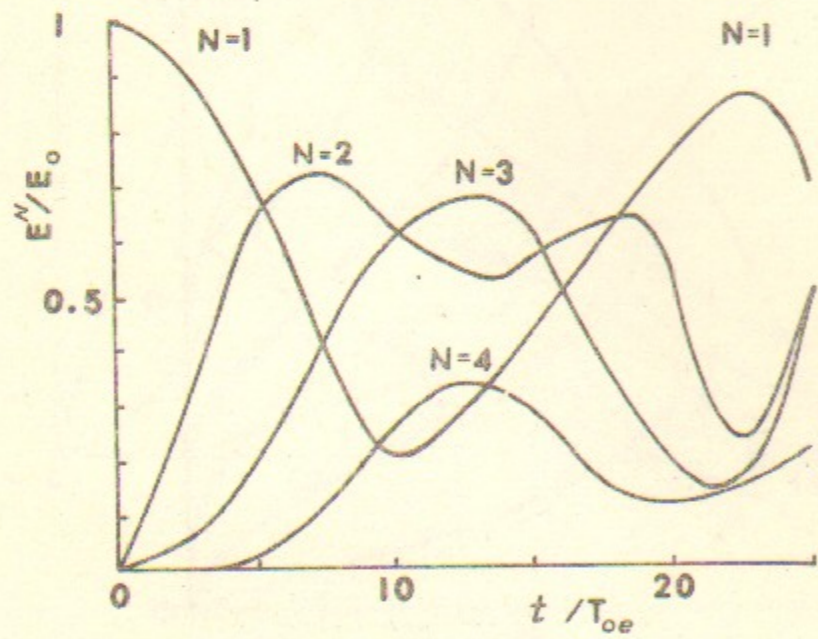


Рис.7д

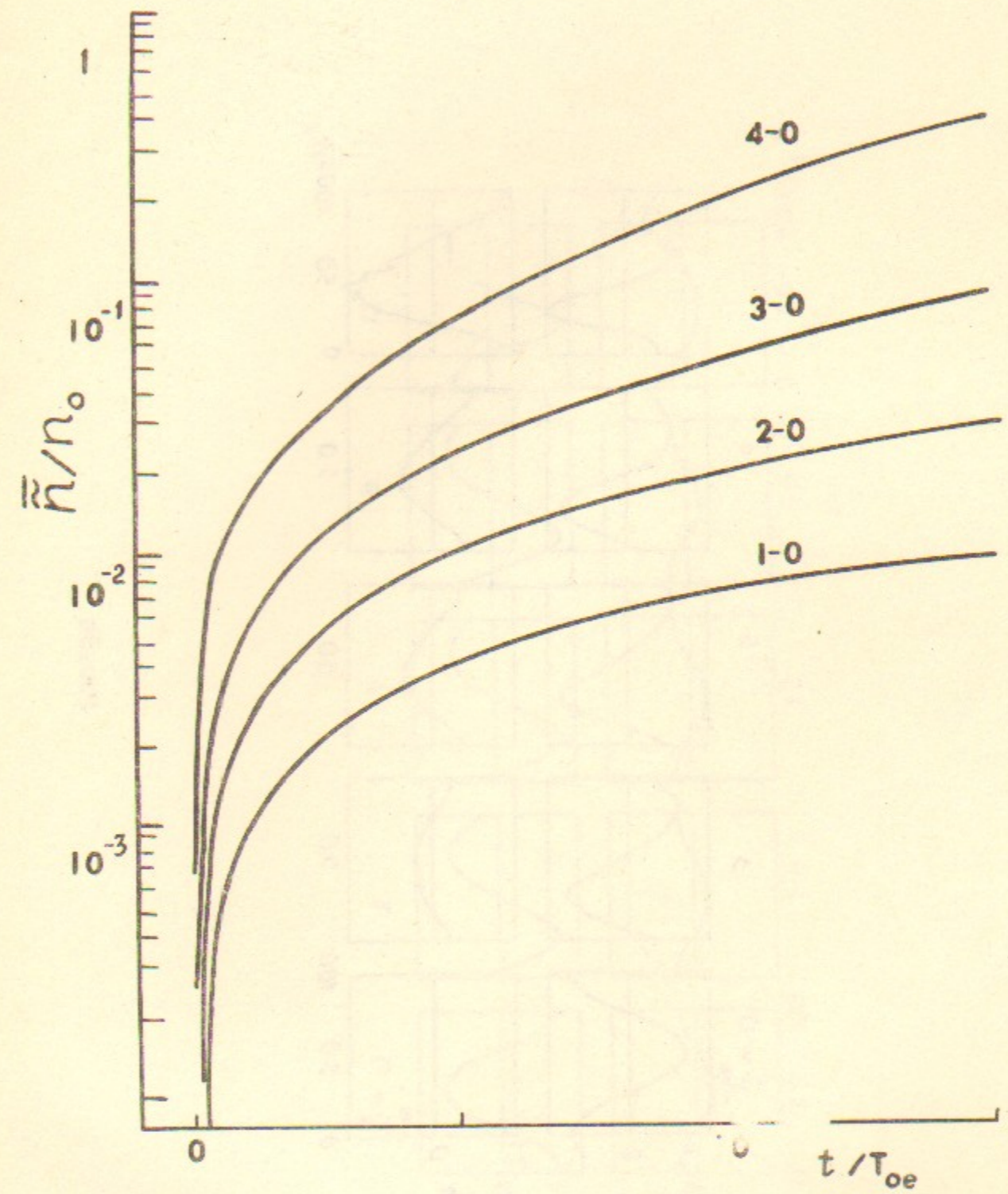


Рис.8

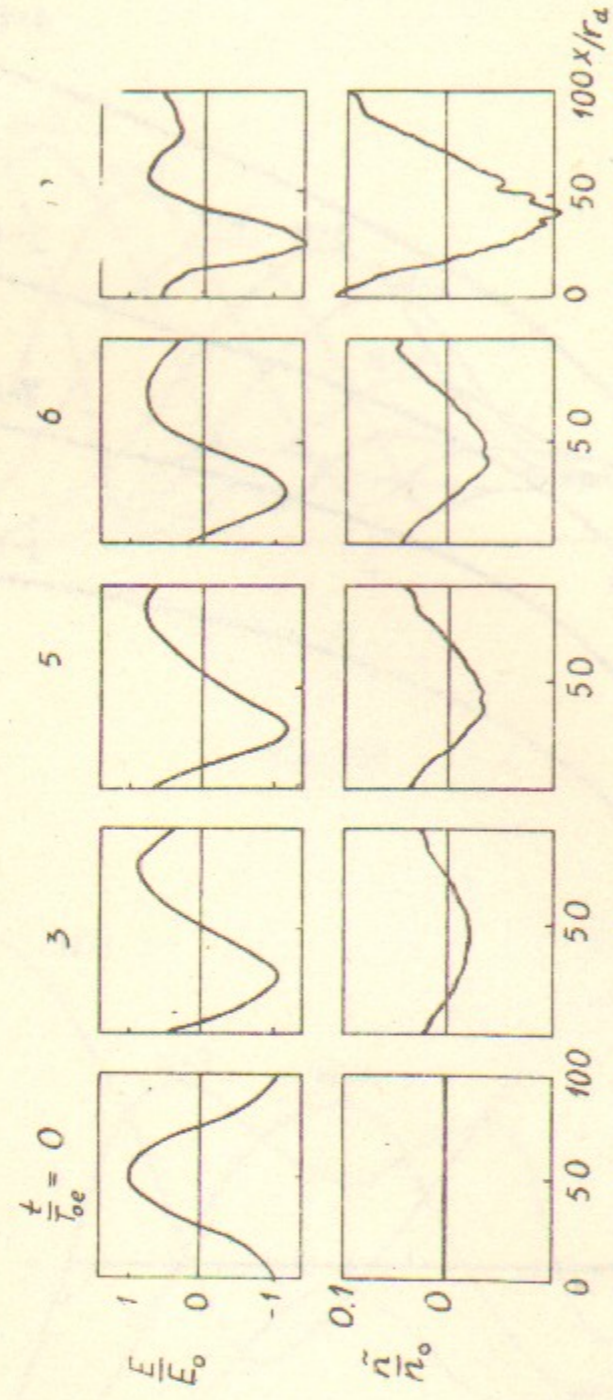


Рис. 9a

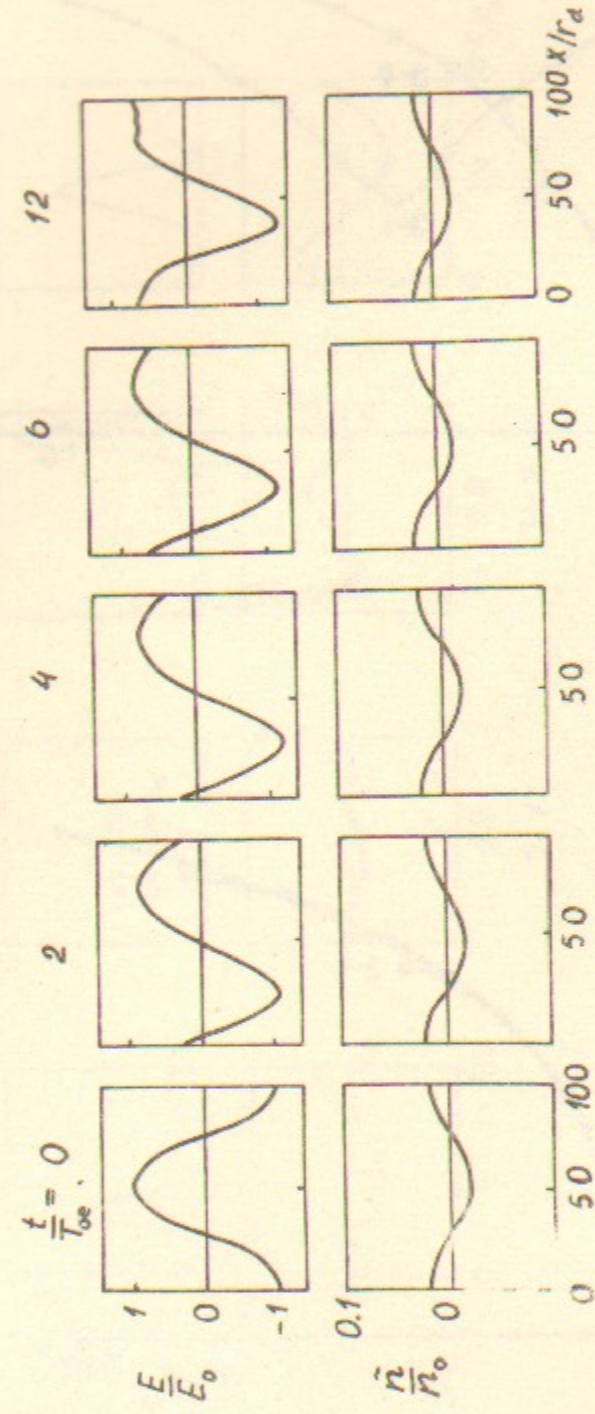


Рис. 9б

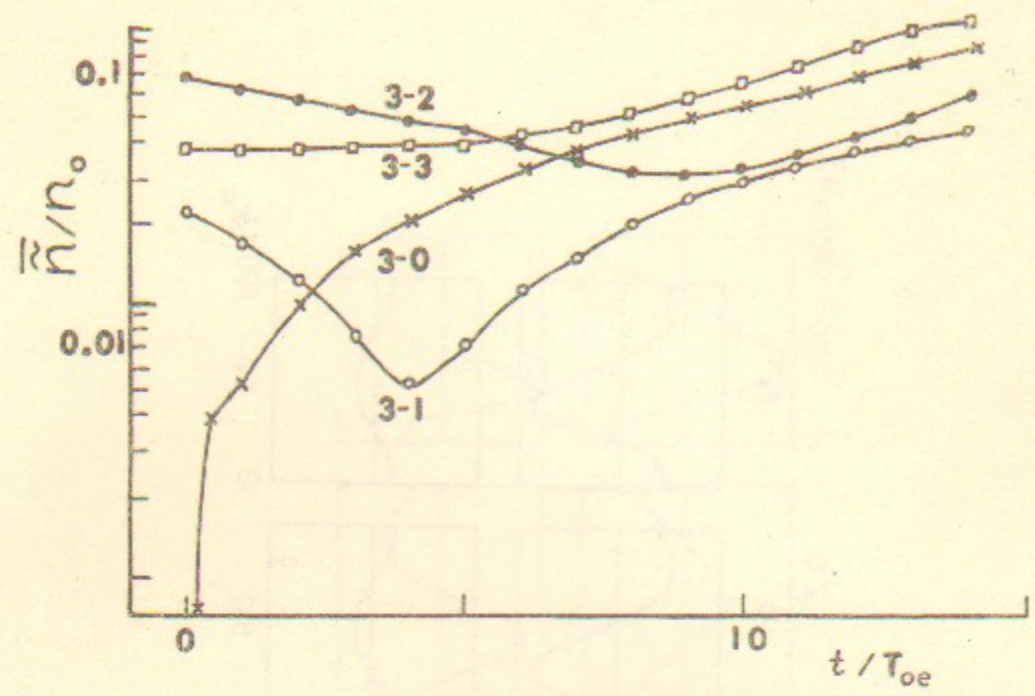


Рис.10а.

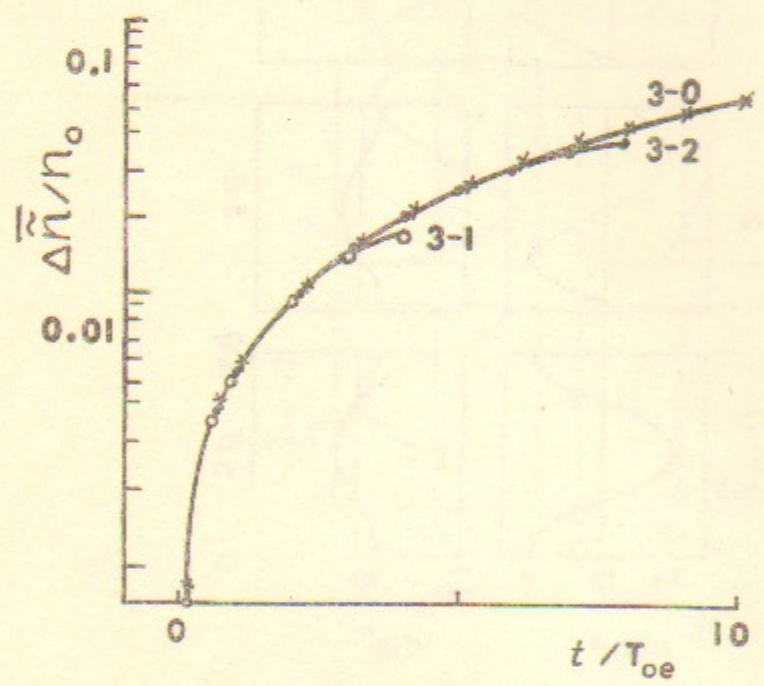


Рис.10б.

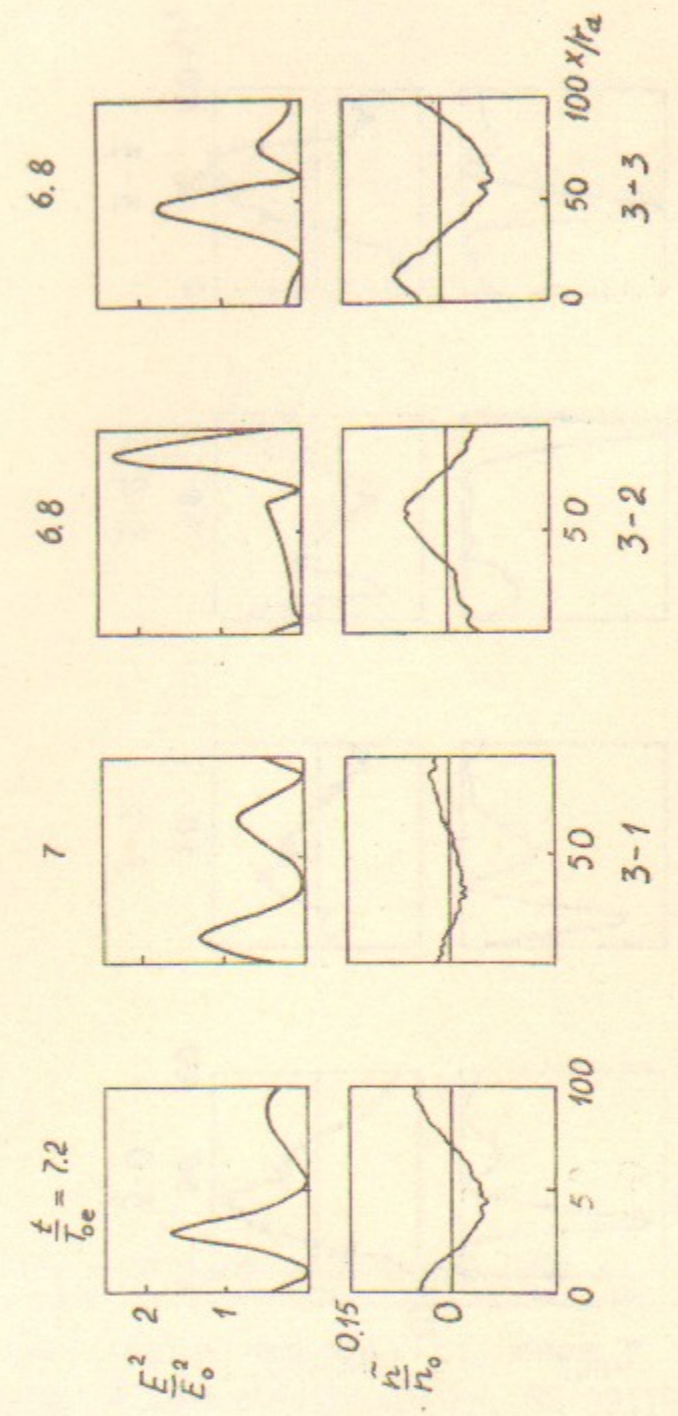


Рис.11а

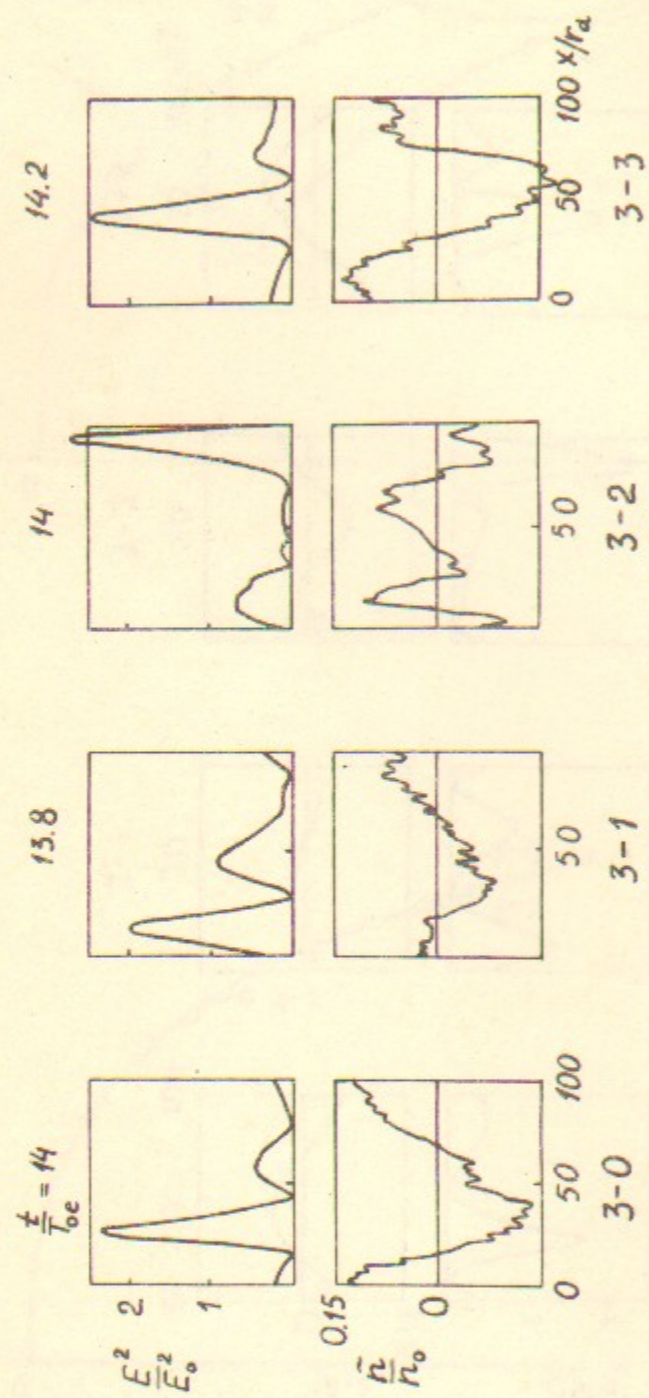


Рис. 110

Работа поступила - 13 марта 1981 г.

Ответственный за выпуск - С.Г. Попов
 Подписано к печати 17.04-1981 г. МН 03112
 Усл. 2,0 печ.л., 1,6 учетно-изд.л.
 Тираж 230 экз. Бесплатно
 Заказ № 40.

Отпечатано на ротапринтере ИЯФ СО АН СССР