

A. 9.1

**И Н С Т И Т У Т  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

ПРЕПРИНТ И Я Ф 74 - 97

В.Т.Астрелин, Н.С.Бучельникова

**НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ХОЛОДНОГО  
ПУЧКА КОНЕЧНОЙ ПЛОТНОСТИ С ПЛАЗМОЙ**



Новосибирск

1974

+

В.Т.Астрелин, Н.С.Бучельникова

### НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ХОЛОДНОГО ПУЧКА КОНЕЧНОЙ ПЛОТНОСТИ С ПЛАЗМОЙ

#### АННОТАЦИЯ

Методом численного эксперимента исследована нелинейная стадия неустойчивости холодного пучка конечной плотности ( $n_1/n_0 \sim 0,02 - 10\%$ ). Показано, что на развитие неустойчивости существенное влияние оказывает электрическое поле ступки захваченных частиц пучка.

$$\frac{d^2 \delta n}{dt^2} + \dots = 0$$

$$\gamma_{max} = \frac{\sqrt{3}}{2} \omega_0 \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^{1/2}$$

В последние годы интенсивно исследуются нелинейные эффекты при неустойчивости холодного пучка в плазме, связанные с захватом электронов пучка /1/. Детально исследована неустойчивость пучка малой плотности. Показано, что в результате такой неустойчивости развивается практически монохроматическая волна, нарастание которой прекращается при захвате пучка. Один из нелинейных эффектов заключается в том, что пучок бунчируется, что приводит к появлению электрического поля заряда сгустка, проявляющегося в виде гармоник основной волны. Существование этого эффекта было показано теоретически /2/ и экспериментально /3-5/. Для пучка малой плотности энергия этих гармоник мала и они практически не искажают поле основной волны. Для пучка конечной плотности этот эффект может стать существенным и привести к изменению развития неустойчивости.

В настоящей работе это явление для пучков конечной плотности изучено методом численного эксперимента.

Нелинейная теория неустойчивости холодного пучка была построена в работах /2,6/ для пучка малой плотности  $(\frac{n_1}{n_0})^{\frac{1}{2}} \ll 1$ , ( $n_1, n_0$  - плотность пучка и плазмы).

На начальной стадии неустойчивости, когда область захвата мала по сравнению с резонансной областью

$$\frac{\sqrt{e\psi}}{m} / \frac{\gamma}{k} \ll 1 \quad (1)$$

где  $\psi$  - амплитуда волны,  $k$  - волновой вектор,  $\gamma$  - инкремент, развитие неустойчивости происходит так же, как в линейной теории. На этой стадии максимальный инкремент

$$\gamma_{max} = \frac{\sqrt{3}}{2^{\frac{1}{2}}} \omega_0 \left(\frac{n_1}{n_0}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

где  $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m}}$  - плазменная частота.

Гармоника с максимальным инкрементом имеет частоту и волновое число

$$\omega = \omega_0 \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^{2/3} \right] \quad (3)$$

$$k = \omega_0 / V_0 \quad (4)$$

Для пучка конечной плотности эти величины несколько изменяются, появляется граница неустойчивости /7/.

$$k < k_{\text{гп}} = \frac{\omega_0}{V_0} \left[ 1 + \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^{2/3} \right]^{1/2} \quad (5)$$

Инкремент неустойчивости в этом случае описывается рядом

$$\gamma_{\text{max}} = \omega_0 \left[ \frac{\sqrt{3}}{2} \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^{1/3} - \frac{\sqrt{3}}{2} \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^{2/3} + \frac{\sqrt{3}}{16} \frac{n_1}{n_0} - \dots \right] \quad (6)$$

При увеличении амплитуды колебаний происходит захват частиц пучка волной, амплитуда достигает максимального значения, когда

$$\psi_{\text{max}} \approx \frac{m}{e} \left( \frac{\gamma}{k} \right)^2 \approx \frac{m}{e} V_0^2 \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^{2/3} \quad (7)$$

Захваченные электроны совершают фазовые колебания относительно волны, так что энергия электрического поля меняется с частотой

$$\Omega \approx k \sqrt{\frac{e \psi_{\text{max}}}{m}} \approx \gamma \approx \omega_0 \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^{1/3} \quad (8)$$

Численный расчет /6/ дает значения  $\psi_{\text{max}}$  и  $\Omega$ , отличающиеся от (7), (8) численным коэффициентом  $\delta$ :

$$\delta = \frac{e \psi_{\text{max}} / m}{(\gamma/k)^2} = \left( \frac{\Omega}{\gamma} \right)^2 = 3.1 \quad (9)$$

Период изменения энергии поля  $W_e$  определяется временем, за которое захваченные частицы совершают оборот на фазовой плоскости, а характерные точки на кривой  $W_e(t)$  (максимум, минимум) соответствуют определенным фазам захваченных частиц.

Для пучка конечной плотности нелинейная теория не построена, поэтому результаты численного эксперимента сравнивались с теорией /6/ для пучка малой плотности. Если для пучка конечной плотности нелинейные эффекты не изменятся, можно ожидать, что сохранятся соотношения (7) и (8). Тогда коэффициент  $\delta$  по-прежнему должен быть константой, но может иметь другое значение.

Для численного моделирования взаимодействия пучка с плазмой используется метод "частиц в ячейках" /8/. Рассматривается одномерная система длины  $L$  с периодическими граничными условиями. Движение ионов не учитывается. Для описания электронов пучка применяется метод "взвешивания". Изменение плотности пучка производится за счет изменения коэффициента взвешивания  $\beta$ :  $\frac{n_1}{n_0} = \beta \frac{N_1}{N_0}$ :

где  $N_1, N_0$  - число моделирующих частиц пучка и плазмы. Для понижения уровня начальных шумов применяется метод "спокойного старта" /9/. В начальный момент времени задается бегущая волна с амплитудой слегка превышающей уровень шумов, с длиной волны и частотой гармоники с максимальным инкрементом. Более подробно метод расчета описан ранее /10/.

Контроль правильности счета производился по сохранению импульса ( $\Delta P_0/P_0 \leq 4 \cdot 10^{-4}$ ) и энергии системы ( $\Delta W_0/W_0 \leq 3 \cdot 10^{-2}$ ).

Описанная модель соответствует случаю замагниченной плазмы с малым уровнем начальных шумов. В такой плазме, как известно из экспериментов /5, II/ и полуфеноменологического рассмотрения /12, 13/, развивается практически монохроматическая волна с  $\lambda$  и  $\omega$  гармониками с максимальным инкрементом. Результаты экспериментов /5/ количественно согласуются с теоретическими результатами для одномерной системы /2/. Отметим, что результаты численных экспериментов /10, 13/ для пучков малой плотности практически совпадают с теоретическими /2, 6/.

Численные эксперименты проводились с холодным пучком в холодной плазме, что соответствует случаю  $V_0/V_T \gg 1$ . ( $V_0$  - скорость пучка,  $V_T$  - тепловая скорость плазмы).

Параметры численных экспериментов выбраны так, что на линейной стадии может возбуждаться только первая гармоника системы. Для более высоких гармоник  $k > k_{\text{гп}}$ , так что они лежат вне области неустойчивости. Счетные параметры численных экспериментов приведены в таблице 1, начальные параметры - в таблице 2, результаты в таблицах 3, 4.

Отметим, что в режимах с  $\frac{n_1}{n_0} = 0,02\%, 0,5\%$  начальная амплитуда захвата волны  $2 \sqrt{\frac{e \psi_0}{m}}$  сравнима с шириной резонансной области  $\gamma/k$ , так что часть частиц пучка может быть захвачена потенциальным полем волны. В остальных режимах пучок в момент времени  $t=0$  не захвачен.

ТАБЛИЦА 1. Счетные параметры

Эксп.	1	2	3	4	5	6	7
$L$	100	100	100	100	100	100	100
$N_0$	9500	9500	9500	9500	9500	9500	9500
$N_1$	2500	2500	2500	2500	2500	2500	2500
$\beta$	0.00076	0.0076	0.019	0.038	0.076	0.19	0.38
$\tau/T_{0e}$	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.02	0.005

где  $L$  - длина системы,  $N_0$  - число частиц плазмы,  $N_1$  - число взвешенных частиц пучка,  $\beta$  - коэффициент взвешивания,  $\tau$  - временной шаг.

ТАБЛИЦА 2. Начальные параметры

Эксп.	1	2	3	4	5	6	7
$n_1/n_0$	0.02%	0.2%	0.5%	1%	2%	5%	10%
$\omega/\omega_0$	0.98	0.95	0.93	0.92	0.89	0.86	0.79
$\lambda$	100	100	100	100	100	100	100
$W_E^0/W_b^0$	$5.8 \cdot 10^{-4}$	$5.8 \cdot 10^{-5}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$6.5 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-6}$
$\sqrt{\frac{e\psi_{max}}{m}}/\kappa$	0.5	0.3	0.4	0.2	0.3	0.2	0.09

где  $\omega$ ,  $\lambda$ ,  $V_\phi$ ,  $W_E^0$ ,  $\psi_0$  - частота, длина волны, фазовая скорость, энергия электрического поля, амплитуда потенциала задаваемого начального возмущения.  $V_0$ ,  $W_b^0$  - начальная скорость и энергия пучка.

ТАБЛИЦА 3. Результаты численных экспериментов

Эксп.	1	2	3	4	5	6	7
$n_1/n_0$	0.02%	0.2%	0.5%	1%	2%	5%	10%
$\omega/\omega_0$	1.0	1.0	0.9	0.9	0.9	0.9	0.8
$V_\phi/V_0$	1.0	1.0	0.9	0.9	0.9	0.9	0.8
$\gamma/\omega$	0.04	0.09	0.11	0.14	0.18	0.25	0.35
$\gamma/\gamma_{теор}$	1	1	0.9	1	0.9	0.9	0.9
$\gamma/\gamma_{теор}^*$	1.0	1.0	0.9	0.9	0.8	0.8	0.8
$W_E^{max}/W_b^0$	0.06	0.11	0.14	0.16	0.19	0.23	0.24
$W_E^{max}/W_E^{max теор}$	0.9	0.8	0.8	0.7	0.7	0.6	0.5
$\delta/\delta_{теор}$	0.9	1	1.1	1.1	1.3	1.2	1.1
$T/T_{0e}$	17	8	5	4	3	2	2
$T/T_{теор}$	1.0	1.0	0.9	0.9	0.9	0.9	0.8
$\Delta W_b^{max}/W_b^0$	0.12	0.23	0.30	0.36	0.49	0.52	0.58
$\Delta W_b^{max}/\Delta W_b^{max теор}$	0.9	0.9	0.8	0.8	0.7	0.7	0.6
$2\sqrt{\frac{e\psi_{max}}{m}}/V_0$	0.1	0.3	0.4	0.5	0.6	0.8	1.0

где  $\gamma$  - инкремент неустойчивости в численных экспериментах;

$\gamma_{теор}$ ,  $\gamma_{теор}^*$  - инкремент неустойчивости (2) и (6)

$W_E^{max}$  - максимальное значение энергии поля;

$\psi_{max}$  - максимальная амплитуда потенциала волны,

$T$  - период колебаний энергии поля;  $T_{теор} = \frac{2\pi}{\Omega}$

$\Delta W_b^{max}$  - максимальное значение энергии, потерянной пучком.

ТАБЛИЦА 4. Инкременты гармоник поля

Эксп.	3	4	5	6	7	§
$n_1/n_0$	0,5%	1%	2%	5%	10	
$\gamma_1/\omega_0$	0,1	0,1	0,2	0,2	0,3	0,27
$\gamma_2/\omega_0$	0,2	0,2	0,3	0,4	0,5	0,3
$\gamma_3/\omega_0$	0,3	0,3	0,4	0,6	0,6	0,3
$\gamma_4/\omega_0$	0,3	0,4	0,5	0,7	0,9	0,3
$\gamma_1/\gamma_1^{теор}$	0,9	0,9	0,8	0,8	0,8	§теор=1/3
$\gamma_2/\gamma_2^{теор}$	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9	
$\gamma_3/\gamma_3^{теор}$	1,0	0,9	0,9	1,0	0,8	
$\gamma_4/\gamma_4^{теор}$	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	
$\eta$	1,0	0,9	0,8	0,9	0,9	$\eta$ теор=0,9
$\chi$	2,9	2,8	2,8	2,8	2,8	$\chi$ теор=2,5

где  $\gamma_N$  — найденные в эксперименте инкременты гармоник поля  
 $\gamma_N^{теор}$  — инкременты гармоник поля в работе /2/.  
 $\eta$  — показатель степени зависимости инкремента гармоники от её номера при разных плотностях  $\gamma_N \propto N^2$   
 $\xi$  — показатель степени зависимости инкремента гармоники от плотности  $\gamma_N \propto (\frac{n_1}{n_0})^\xi$   
 $\chi$  — показатель степени зависимости энергии гармоники от её номера  $W_{EN} \propto N^{-\chi}$

Взаимодействие пучка с плазмой приводит к нарастанию амплитуды монохроматической волны с инкрементом практически совпадающим с линейным инкрементом неустойчивости пучка конечной плотности /7/ (Таблица 3). Нелинейная стадия неустойчивости определяется захватом пучка. При этом энергия поля в момент времени  $t = t_{max}$  достигает максимума и далее колеблется с периодом  $T$  из-за фазовых колебаний захваченных частиц (Рис.1). Из таблицы 3 видно, что для пучков с плотностью 0,02% и 0,2% инкремент неустойчивости совпадает с инкрементом для пучка малой плотности, а энергия поля в максимуме, максимальная потеря энергии пучка, период колебаний энергии поля близки к соответствующим величинам теории /6/. Для пучков большей плотности появляется отличие от теории, возрастающее с ростом  $n_1/n_0$ . Поскольку развивается гармоника с инкрементом пучка конечной плотности, естественно, что отношение  $\frac{\gamma}{\gamma^{теор}}$  уменьшается. Уменьшаются также отношения  $\frac{W_E^{max}}{W_E^{max теор}}$ ,  $\frac{\Delta W_b^{max}}{\Delta W_b^{max теор}}$ ,  $\frac{T}{T^{теор}}$ . Как видно из таблицы 3, коэффициент  $\delta$  не является константой. Это указывает на то, что нелинейные эффекты при неустойчивости пучка конечной плотности отличаются от случая пучка малой плотности.

На начальной стадии неустойчивости развивается практически монохроматическая волна, так что пространственное распределение поля  $E(x)$  имеет вид синусоиды, а колебания поля  $E(t)$  в точке регулярны. Для пучка с плотностью  $n_1/n_0 = 0,02\%$  такой вид колебаний сохраняется в течение длительного времени (рис.1). При увеличении плотности пучка поле с течением времени становится отличным от синусоидального — появляется возмущение, локализованное в пространстве. Амплитуда и энергия возмущения нарастают с ростом  $n_1/n_0$ , что видно из рис.2. На рис.2а показано поле  $E(x)$  и часть фазовой плоскости (в координатах  $v-x$ ), на которой лежит основная доля захваченных частиц пучка в момент максимальной бунчировки. Видно, что возмущение лежит на тех же координатах, что и ступок захваченных частиц. Энергия возмущения  $\frac{W_x}{W_E}$  нарастает примерно пропорционально  $(\frac{n_1}{n_0})^{2/3}$  (Рис.2б).

Сравним  $E(x)$  и вид фазовой плоскости в разные моменты времени в течение одного периода колебаний захваченных частиц (рис.3). Видно, что возмущение наблюдается на тех же координатах, что и ступок. По мере увеличения бунчировки пучка ( $t/T_{ос}$  от 5 до 5,8)

возмущение нарастает. При перемещении сгустка по фазовой плоскости, возмущение перемещается вместе со сгустком, изменяя форму. За время ~ половины оборота частиц на фазовой плоскости возмущение перемещается из фазы тормозящего поля  $E < 0$  (при  $t < t_{max}$ ) в фазу ускоряющего поля  $E > 0$  (при  $t > t_{max}$ ). Это позволяет увидеть возмущение в колебаниях поля  $E(t)$  в точке. Действительно, из рис.4 видно, что при  $t < t_{max}$  наблюдается возмущение в фазе  $E < 0$ , при  $t > t_{max}$  - в фазе  $E > 0$ .

На основе приведенных фактов можно утверждать, что наблюдаемое возмущение поля волны обусловлено полем сгустка захваченных частиц.

В энергетическом спектре поля возмущение представляет собой набор гармоник основной волны (первая гармоника). Энергия этих гармоник изменяется во времени (рис.5). На начальной стадии неустойчивости энергия гармоник нарастает экспоненциально. Инкременты гармоник больше инкремента основной волны (таблица 4) и растут с увеличением номера гармоники  $\gamma_N/\omega_0 \propto N^2$  (рис.6а) и плотности пучка  $\gamma_N/\omega_0 \propto (n_1/n_0)^2$  (рис.6б). Из таблицы 4 видно, что величины  $\eta$  при разных плотностях пучка близки друг к другу  $\eta \sim 1$ , величины  $\xi$  практически одинаковы для всех гармоник  $\xi = 0,3$ .

Таким образом

$$\gamma_N/\omega_0 \propto N; \quad \gamma_N/\omega_0 \propto \left(\frac{n_1}{n_0}\right)^{2,3}$$

Тот факт, что инкременты гармоник всегда больше инкремента пучковой неустойчивости, позволяет утверждать, что рост гармоник не связан с неустойчивостью сателлитов, поскольку для неё минимальный инкремент не превышает инкремента основной неустойчивости /14/.

Энергия гармоник достигает максимальной величины в момент максимальной бунчировки пучка. Как видно из рис.5, спектр гармоник меняется с течением времени; в момент максимальной бунчировки спектр имеет степенной характер  $W_{EN} \propto N^{-X}$  (рис.7); причем показатель степени  $X$  практически одинаков при всех плотностях  $X = 2,8$ , так что

$$W_{EN} \propto N^{-2,8}$$

Отметим, что показатель степени  $X$  быстро меняется в окрестности момента максимальной бунчировки. Так для пучка с  $n_1/n_0 = 5\%$  в момент  $t/t_{oc} = 4 - X = 2,8$ , а в момент  $t/t_{oc} = 4,3 - X = 5,5$ .

Сравнение наших результатов с результатами теоретической работы /2/ для пучка малой плотности показывает, что инкременты наших гармоник примерно совпадают с инкрементами гармоник из работы /2/. Зависимость инкрементов от номера гармоники и плотности такая же, как и в /2/. Совпадает с /2/ и степенной вид зависимости энергии гармоники от её номера. Однако величина  $X$  в нашем случае несколько больше, чем в /2/, где  $X = 2,5$ . Отметим, что экспериментально найденная величина  $X \sim 3,5-4$  /5/ также больше теоретического значения для пространственного случая  $X = 3$  /2/. Качественно экспериментальные результаты /4,5/ согласуются с теоретическими и с результатами нашего численного эксперимента ( $\gamma_N > \gamma$ , степенная зависимость  $W_{EN}(N)$  и т.д.).

Поле собственного заряда сгустка приводит к расталкиванию частиц сгустка и перераспределению их на фазовой плоскости. Для пучков с  $n_1/n_0 < 1\%$  фазовая плоскость на первом обороте захваченных частиц выглядит практически так же, как и для пучка малой плотности. Для  $n_1/n_0 \geq 1\%$  вид фазовых плоскостей изменяется. Это видно из рис.8, где представлены фазовые плоскости в момент  $t_{max}$  для разных  $n_1/n_0$ . Видно, что с увеличением плотности пучка все более заметная часть захваченных частиц замедляется до скоростей, существенно меньших фазовой скорости волны (нижняя ветка). Это должно привести к увеличению энергии, передаваемой волне и, следовательно, возрастанию  $W_E^{max}$ . Из рис.8 видно, что при  $n_1/n_0 \geq 1\%$  появляются частицы, отстающие от основной части пучка, образуя "хвост", причем с ростом  $n_1/n_0$  число частиц в "хвосте" увеличивается. Сопоставление фазовых плоскостей в разные моменты времени показывает, что с ростом  $n_1/n_0$  "хвост" появляется на более ранних фазах оборота захваченных частиц. Так для 0,5% пучка "хвост" наблюдается только на втором обороте, для 1% на первом в районе максимума  $W_E$ , а для 10% уже в районе максимальной бунчировки.

С течением времени величина "хвоста" увеличивается, приводя к существенному перераспределению частиц на фазовой плоскости.

Это видно из рис.9, где представлены фазовые плоскости в разные моменты времени для пучка с  $n_1/n_0 = 5\%$ . Из сопоставления с фазовыми плоскостями для пучка малой плотности (см., например /14/) видно, что различие появляется уже в момент максимальной бунчировки (рис.9а) – у 5% пучка разброс по скоростям значительно больше, так что большое число частиц имеет скорости, заметно меньшие фазовой. Часть частиц быстрее замедляется, образуя "хвост" (рис.9б), который к моменту  $t_{max}$  (рис.9в) частично оказывается в фазе ускоряющего поля. Отметим, что это должно привести к уменьшению  $W_E^{max}$ . С течением времени "хвост" продолжает увеличиваться (рис.9г). При приближении к  $t_{min}$  (рис.9д) часть частиц "хвоста" отстает настолько, что переходит в фазу тормозящего поля следующей потенциальной ямы волны. При этом теряется регулярность  $W_E(t)$  (рис.10б) и картина колебаний захваченных частиц существенно меняется.

В случае не очень большой плотности  $n_1/n_0 \leq 0,5-1\%$  частицы "хвоста" не переходят в следующую потенциальную яму волны и образование хвоста приводит только к перераспределению захваченных частиц на фазовой плоскости и более быстрому их "размешиванию". Колебания поля при этом сохраняют регулярный характер (рис.10а), причем амплитуда колебаний уменьшается, приближаясь к стационарному уровню, а тип волны приближается к квазистационарной волне Бернштейна-Грина-Крускала /15/.

Для пучков большей плотности  $n_1/n_0 > 2\%$  переход частиц "хвоста" в следующую потенциальную яму волны сбивает регулярность колебаний захваченных частиц (рис.10б), пучок разбивается на несколько сгустков, находящихся в разных фазах поля, что приводит к нерегулярным изменениям поля и стохастическому нагреву электронов плазмы /16/.

Таким образом, для пучков конечной плотности поле сгустка захваченных частиц существенно влияет на их движение, приводя к значительным отличиям от случая пучка малой плотности.

Авторы выражают благодарность З.А.Глусману, принимавшему участие в работе.

## Литература

- I. P. Šunka *Phenomena in Ionized Gases, Invited Papers, Prague, 1973, p. 131.*
2. T. M. O'Neil, J. H. Winfrey, J. H. Malmberg *Phys. Fl.* **14**, 1204, 1971; T. M. O'Neil, J. H. Winfrey *Phys. Fl.* **15**, 1514, 1972.
3. J. R. Apel *Phys. Rev. Let.* **19**, 744, 1967; *Phys. Fl.* **12**, 291, 640, 1969.
4. K. Mizuno, S. Tanaka *Phys. Rev. Let.* **29**, 45, 1972; *J. Phys. Soc. Japan* **35**, 1753, 1973.
5. K. W. Gentle, J. Lohz *Phys. Fl.* **16**, 1464, 1973.
6. И. Н. Онищенко, А. Р. Линецкий, Н. Г. Мациборко, В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, *Письма ЖЭТФ*, **12**, 407, 1970. N. G. Matsibozko, J. N. Onishchenko, V. D. Shapiro, V. I. Shevchenko *Plasma Physics* **14**, 591, 1972.
7. В. С. Имшенник, Ю. И. Морозов, *ЖТФ*, **31**, 640, 1961.
8. R. L. Mozse, C. W. Nielson *Phys. Fl.* **12**, 2418, 1969.
9. J. A. Byers, M. S. Gzawal *Phys. Fl.* **13**, 1819, 1970.
10. В. Т. Астреин, Н. С. Бучельникова *ЖТФ*, **45**, *н*, 1975.
- II. K. W. Gentle, C. W. Roberson *Phys. Fl.* **14**, 2780, 1971; V. Piffle, P. Šunka, J. Ullschmied, K. Jungwirth, L. Keln *Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. Vienna, v. II*, 155, 1971; J. H. A. van Wazegen, J. H. Hopman *Phys. Rev. Let.* **28**, 295, 1972; В. А. Лавровский, И. Ф. Харченко, В. Г. Шустин, *Письма ЖЭТФ*, **16**, 602, 1972.
12. W. E. Drummond, J. H. Malmberg, T. M. O'Neil, J. R. Thompson *Phys. Fl.* **13**, 2422, 1970.
13. J. R. Thompson *Phys. Fl.* **14**, 1532, 1971.
14. Н. Г. Мациборко, И. Н. Онищенко, Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, *ЖЭТФ*, **63**, 874, 1972.
15. В. Т. Астреин, Н. С. Бучельникова, в печати.
16. В. Т. Астреин, Н. С. Бучельникова, в печати.



Подписи к рисункам

Рис.1а. Энергия поля, изменение энергии плазмы  $\Delta W_p$ , изменение энергии пучка  $\Delta W_b$ .  $n_1/n_0 = 0,02\%$ .

б) Электрическое поле  $E(t)$ .

Рис.2а. Электрическое поле  $E(x)$  и фазовая плоскость. Момент максимальной бунчировки.

а)  $n_1/n_0 = 0,2\%$ , б)  $1\%$ , в)  $2\%$ , г)  $5\%$ .

б. Отношение энергии возмущения  $W_x$  к энергии первой гармоники  $W_1^1$ , в зависимости от  $n_1/n_0$ .

Рис.3. Электрическое поле  $E(x)$  и фазовая плоскость в разные моменты времени:  $t/T_{oc} = 5,8$  - момент максимальной бунчировки;  $t/T_{oc} = 7,2$  -  $t_{max}$ ,  $n_1/n_0 = 0,5\%$

Рис.4. Электрическое поле  $E(t)$ .

$t_{max}/T_{oc} = 7,2$ ,  $n_1/n_0 = 0,5\%$

Рис.5 Энергия гармоник

а)  $n_1/n_0 = 0,5\%$ , б)  $n_1/n_0 = 5\%$

цифрами обозначены номера гармоник.

Рис.6. а) Зависимость инкремента от номера гармоники.

• -  $\frac{n_1}{n_0} = 0,5\%$ , x -  $1\%$ , o -  $2\%$ ,  $\Delta$  -  $5\%$ , + -  $10\%$ .

б) Зависимость инкремента от плотности.

• - 1-я гармоника, x - 2, o - 3,  $\Delta$  - 4, + - 5-я.

Рис.7. Энергетический спектр гармоник.

• -  $\frac{n_1}{n_0} = 0,5\%$ ,  $t/T_{oc} = 5,7$ ; x -  $\frac{n_1}{n_0} = 1\%$ ,  $t/T_{oc} = 6,7$

o -  $\frac{n_1}{n_0} = 2\%$ ,  $t/T_{oc} = 4,7$ ,  $\Delta$  -  $\frac{n_1}{n_0} = 5\%$ ,  $t/T_{oc} = 4$ .

+ -  $\frac{n_1}{n_0} = 10\%$ ,  $t/T_{oc} = 5,2$ .

Рис.8. Фазовая плоскость в момент времени  $t_{max}$  при разных плотностях

а)  $n_1/n_0 = 0,2\%$ , б)  $1\%$ , в)  $2\%$ , г)  $5\%$ .

Рис.9. Фазовая плоскость в разные моменты времени,  $\frac{n_1}{n_0} = 5\%$  и  $0,2\%$ .

а)  $t/T_{oc} = 4(8,8)$  - момент максимальной бунчировки:

б)  $t/T_{oc} = 4,3(9,7)$ , в)  $t/T_{oc} = 5,1(11,1) = t_{max}$

г)  $t/T_{oc} = 5,6(12,5)$  д)  $t/T_{oc} = 6,1(14,5) = t_{min}$

В скобках указаны моменты времени для  $\frac{n_1}{n_0} = 0,2\%$

Рис.10. Энергия поля,  $\Delta W_p, \Delta W_b$

а)  $n_1/n_0 = 0,5\%$ , б)  $n_1/n_0 = 5\%$ ,  $v_0/v_r = 11,25$ .



Рис. 9  
Рис. 10



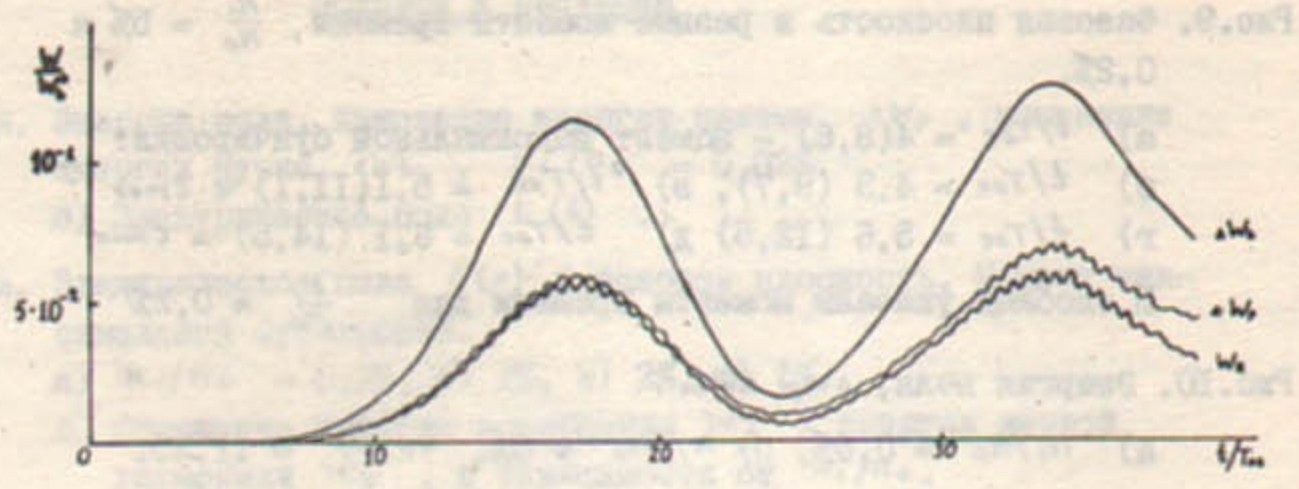


Рис. 1а

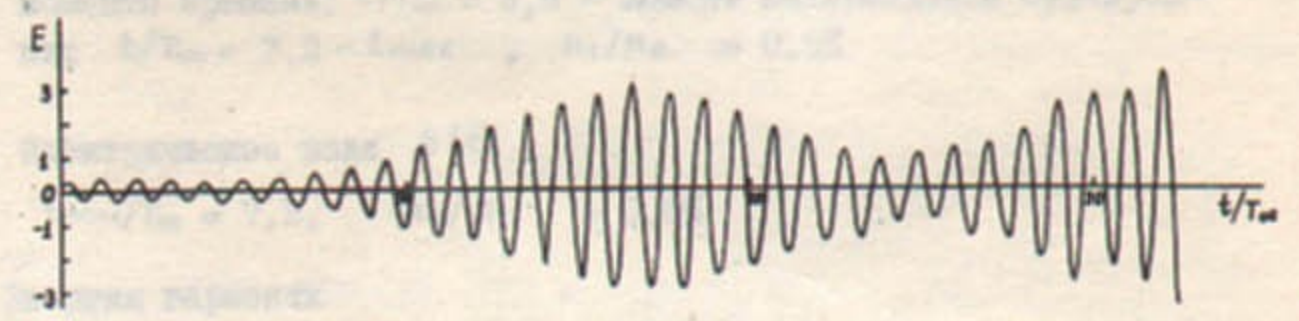


Рис. 1б

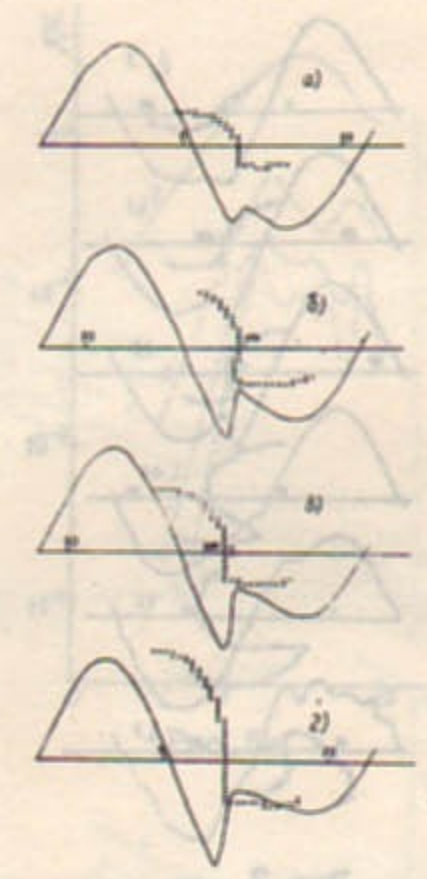


Рис. 2а

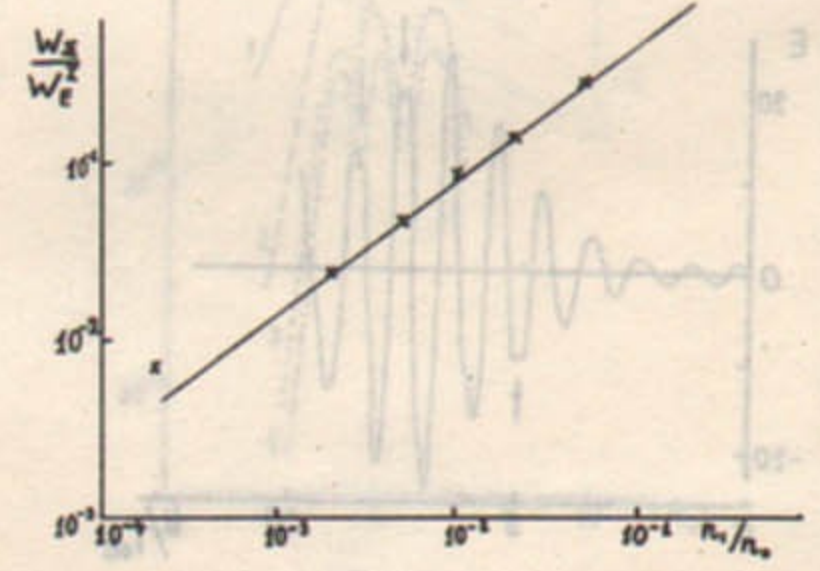


Рис. 2б

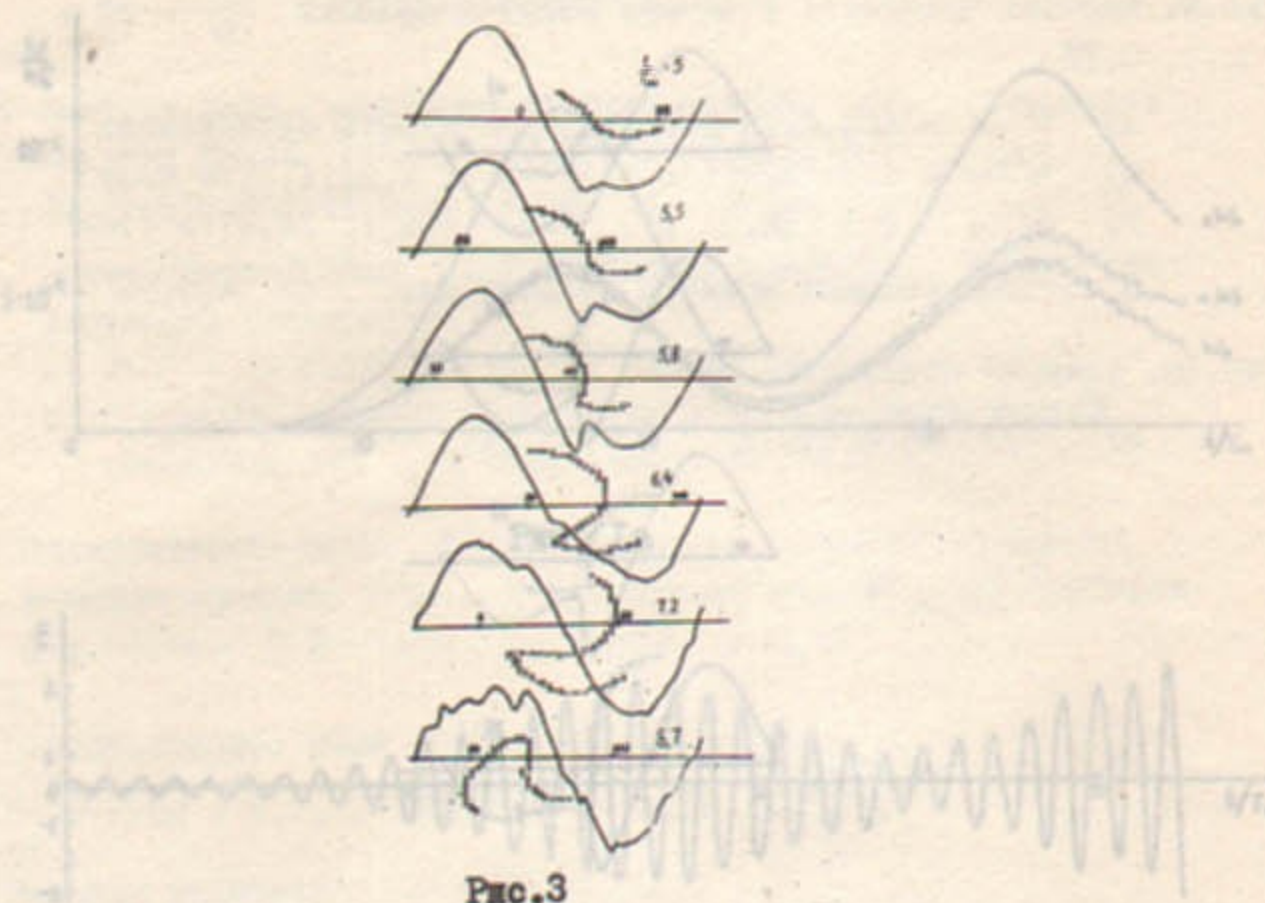


Рис.3

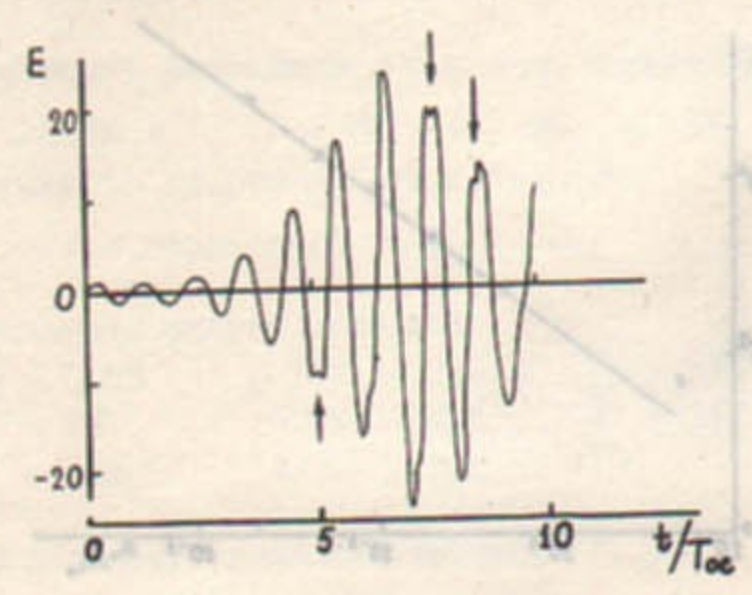


Рис.4

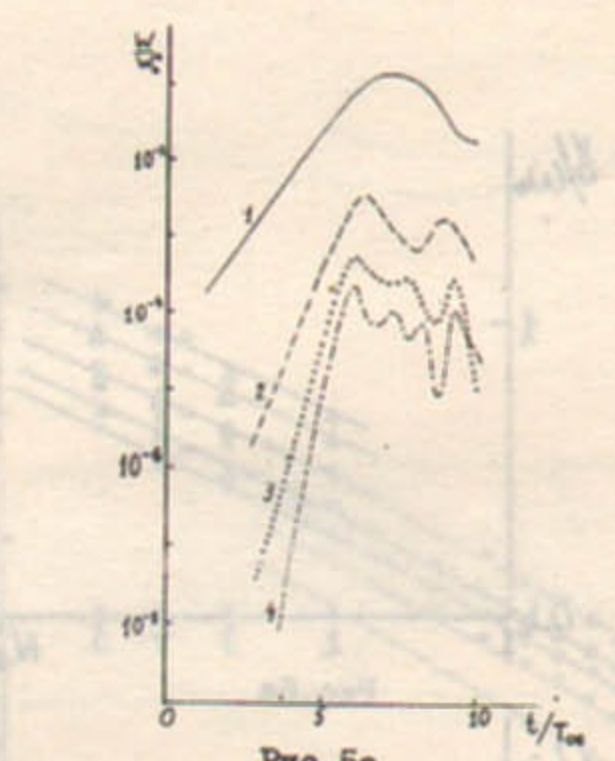


Рис.5a

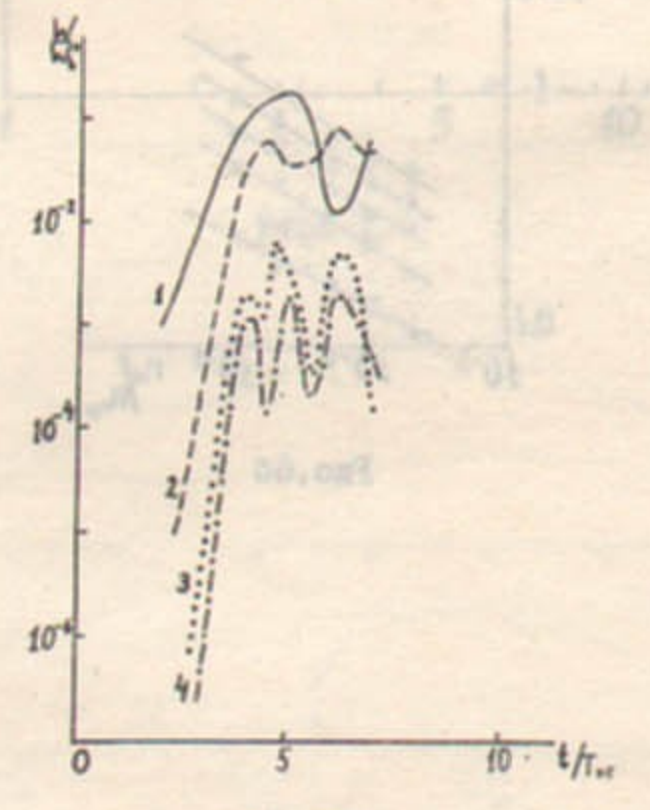


Рис.5б

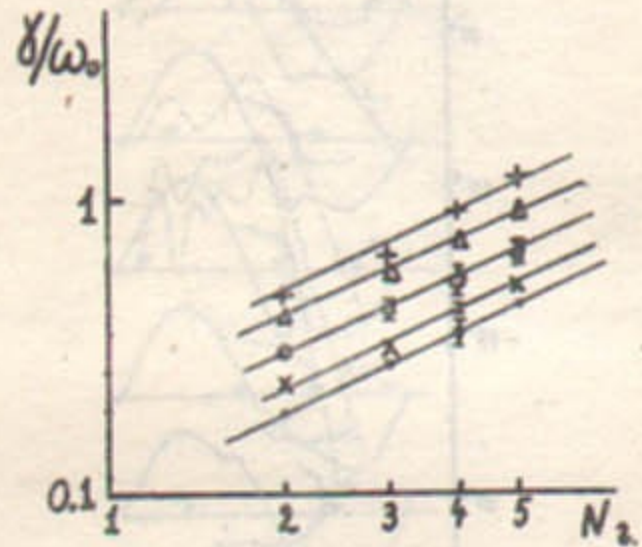


Рис. 6а

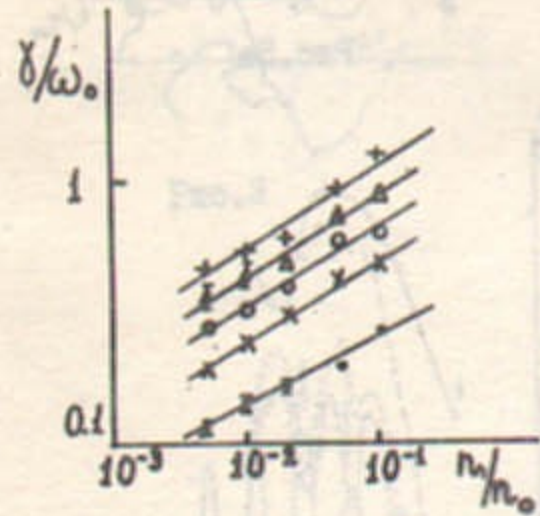


Рис. 6б

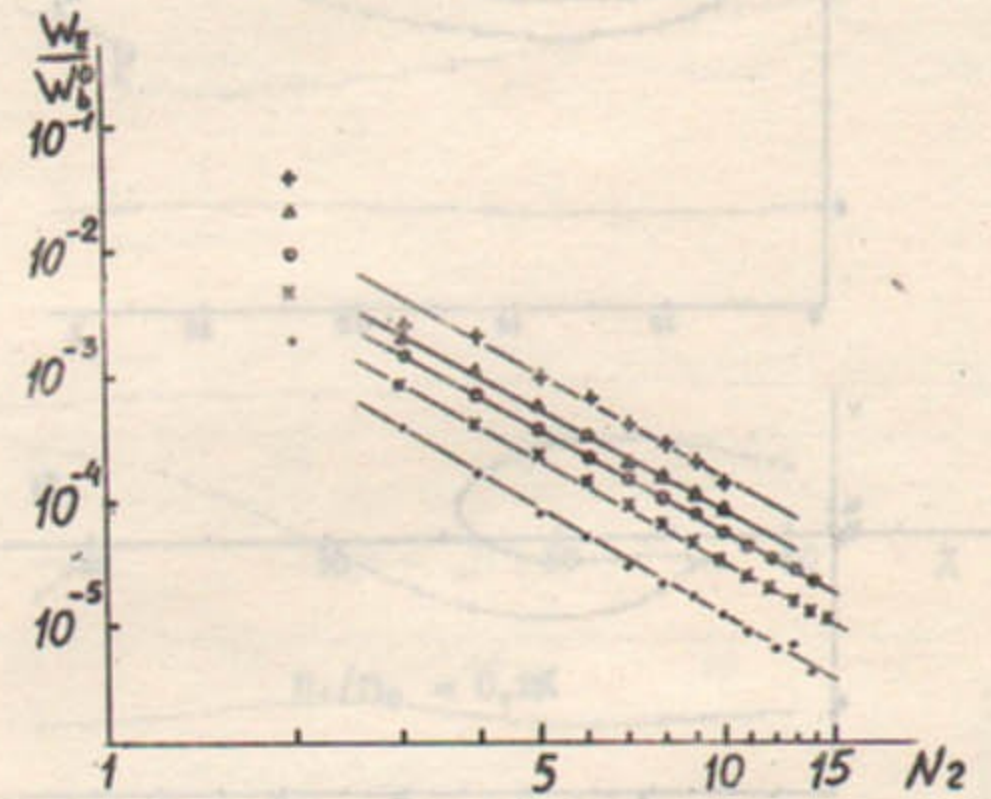


Рис. 7

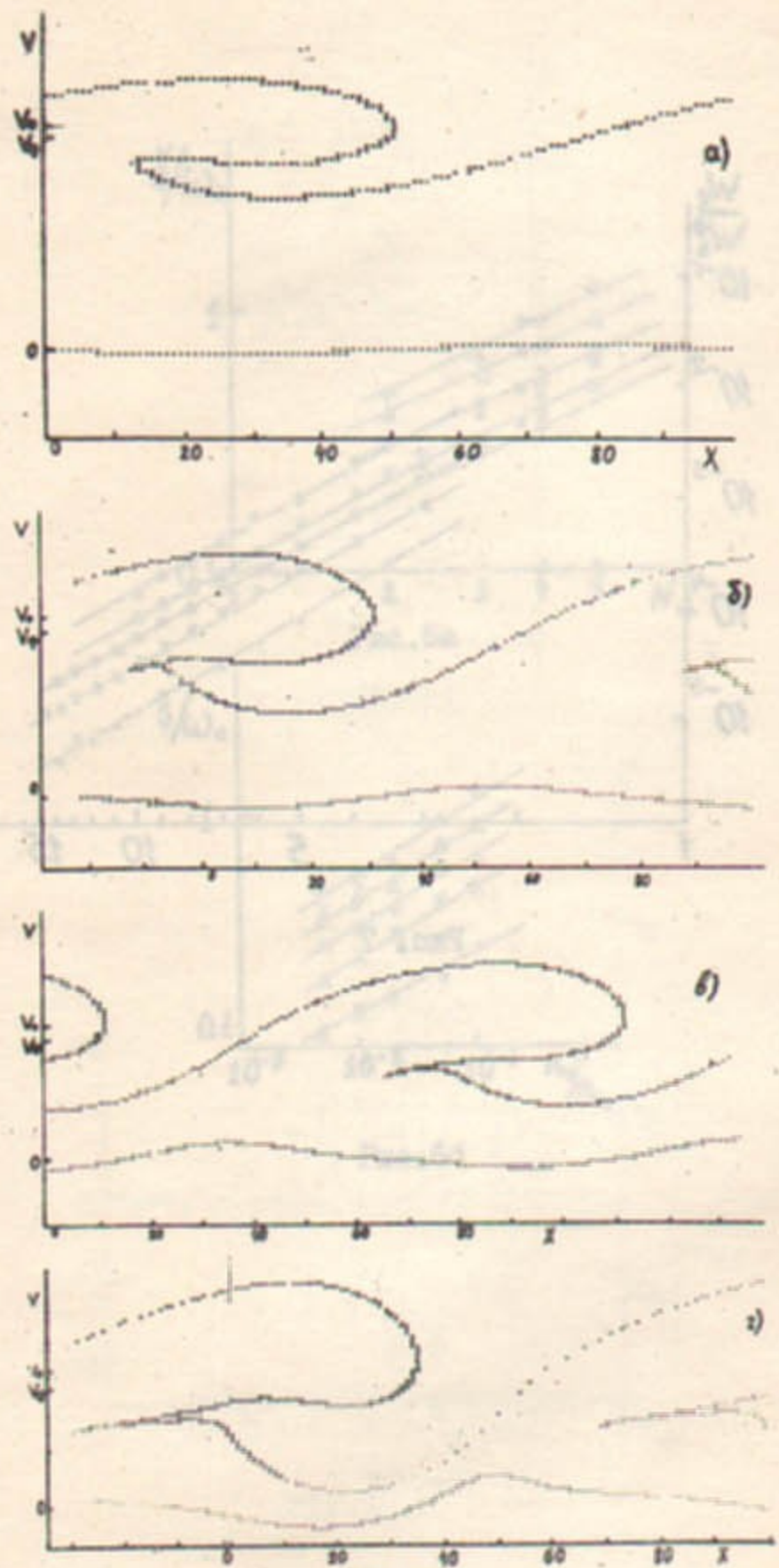
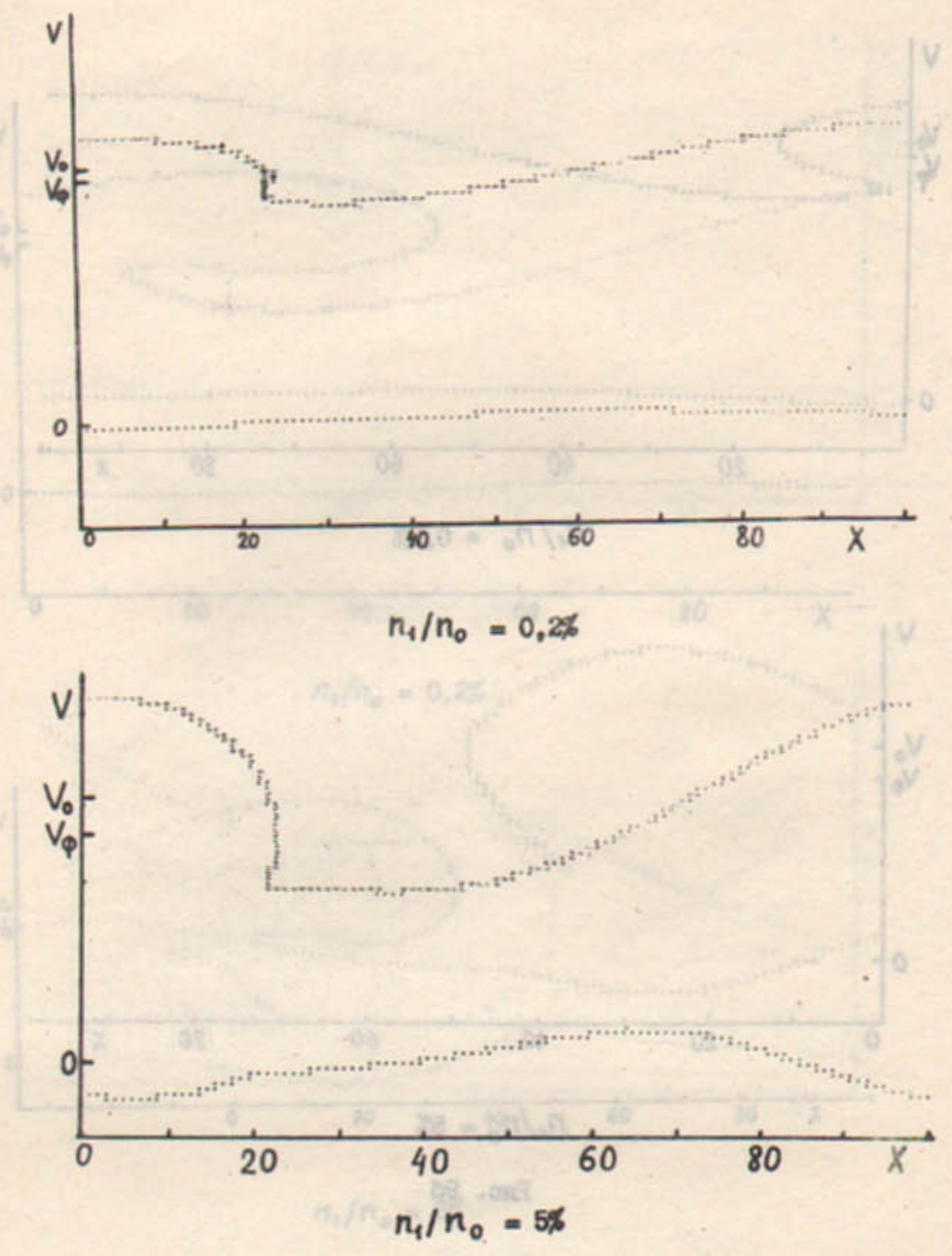


Рис. 8



$n_1/n_0 = 0.2\%$

$n_1/n_0 = 5\%$

Рис. 9a

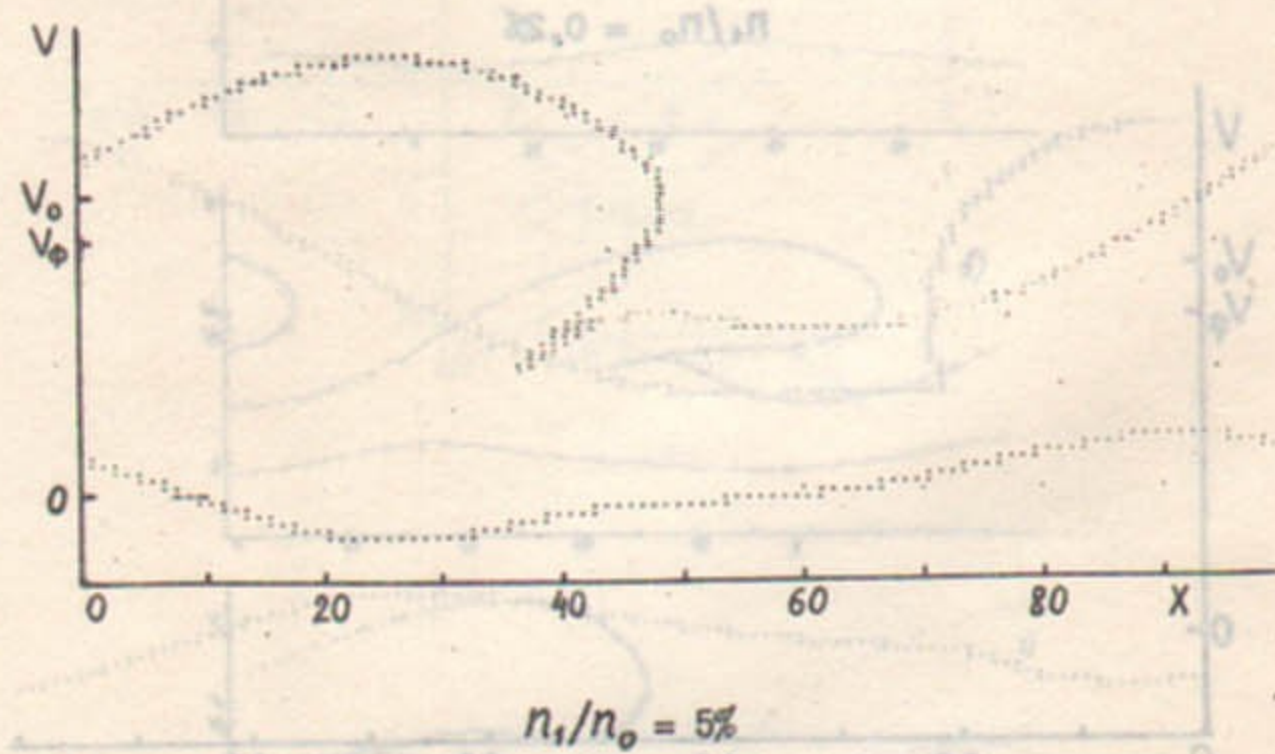
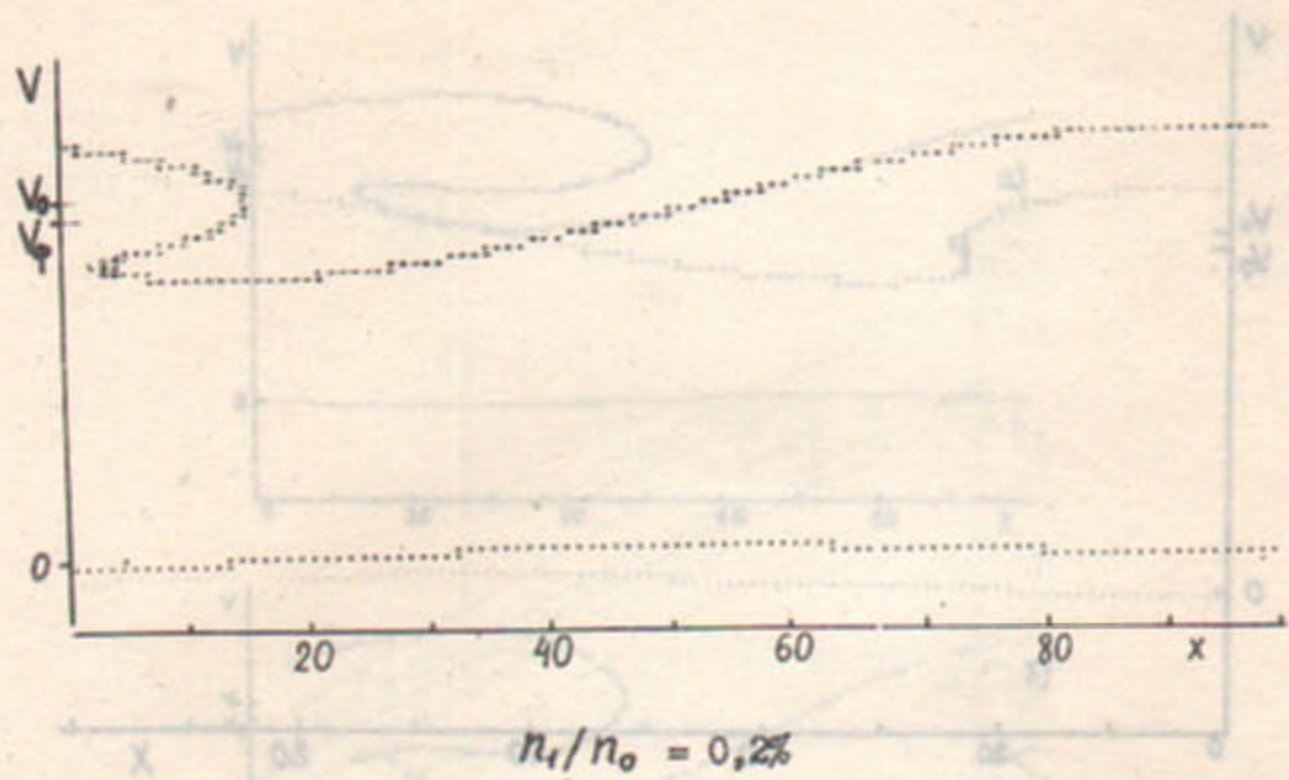


Рис. 9б

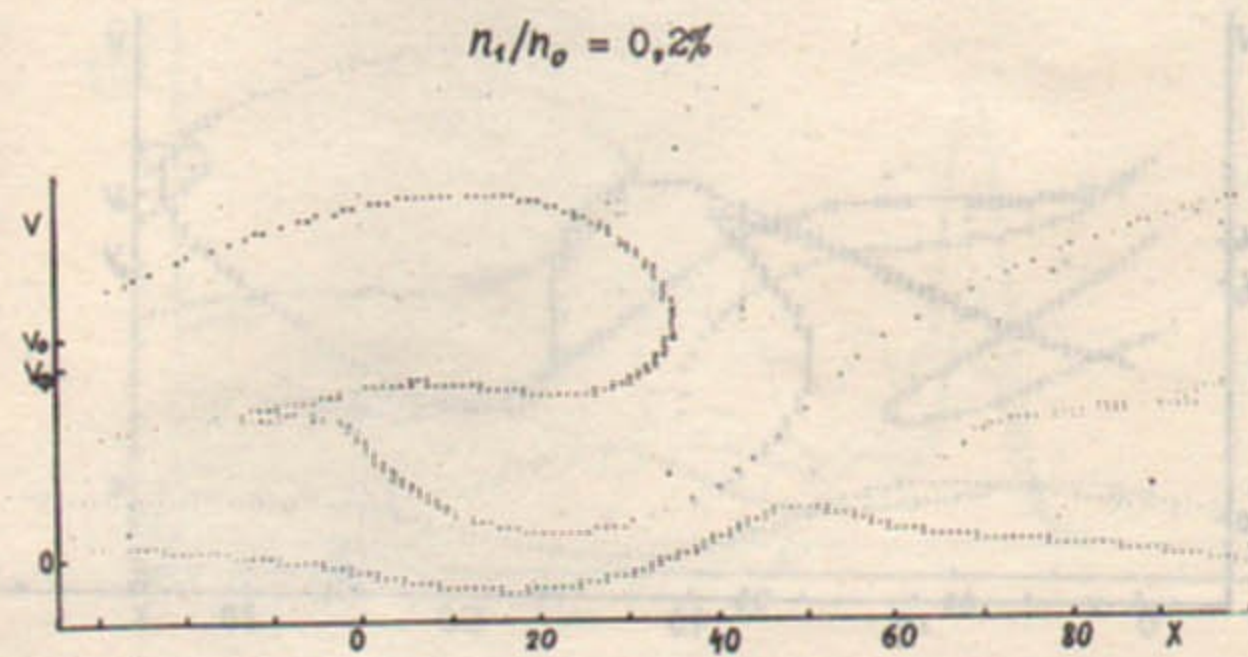
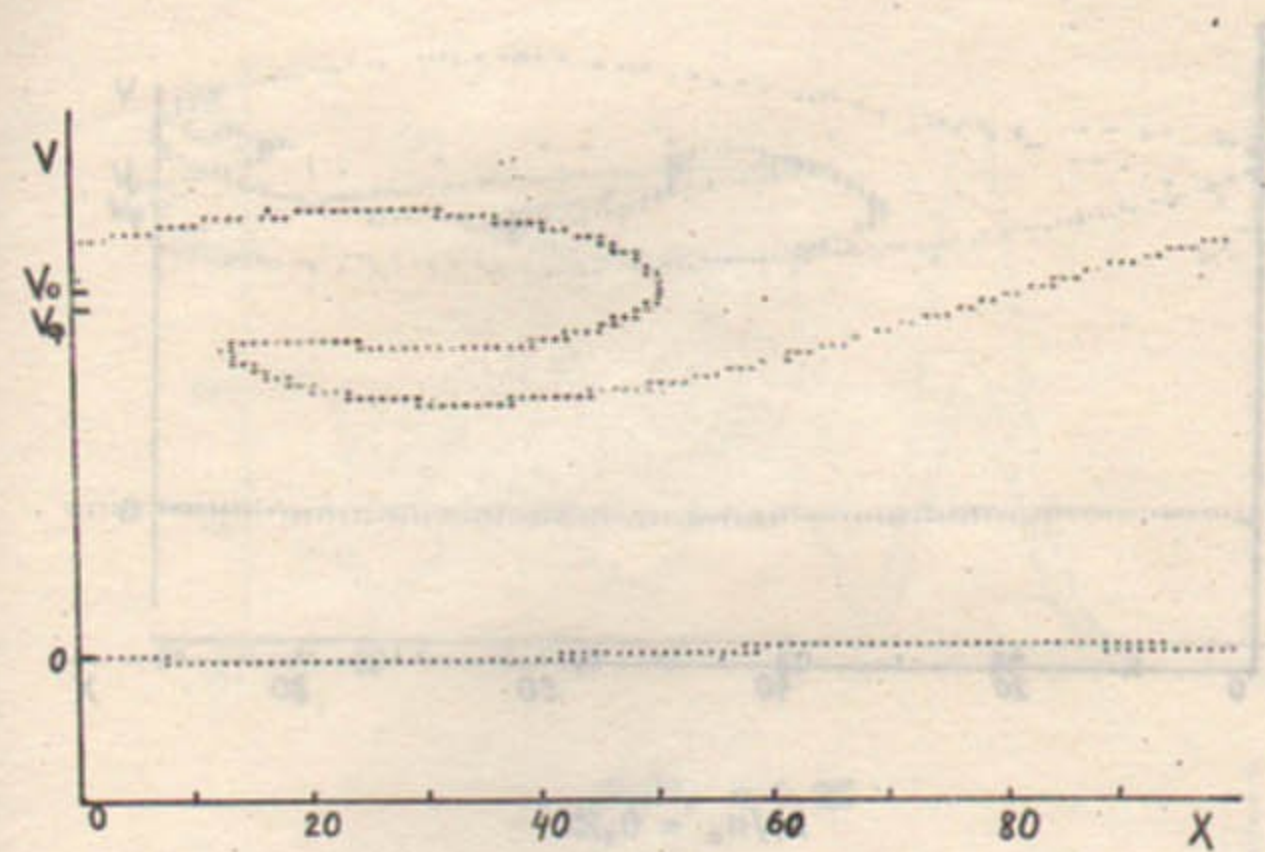
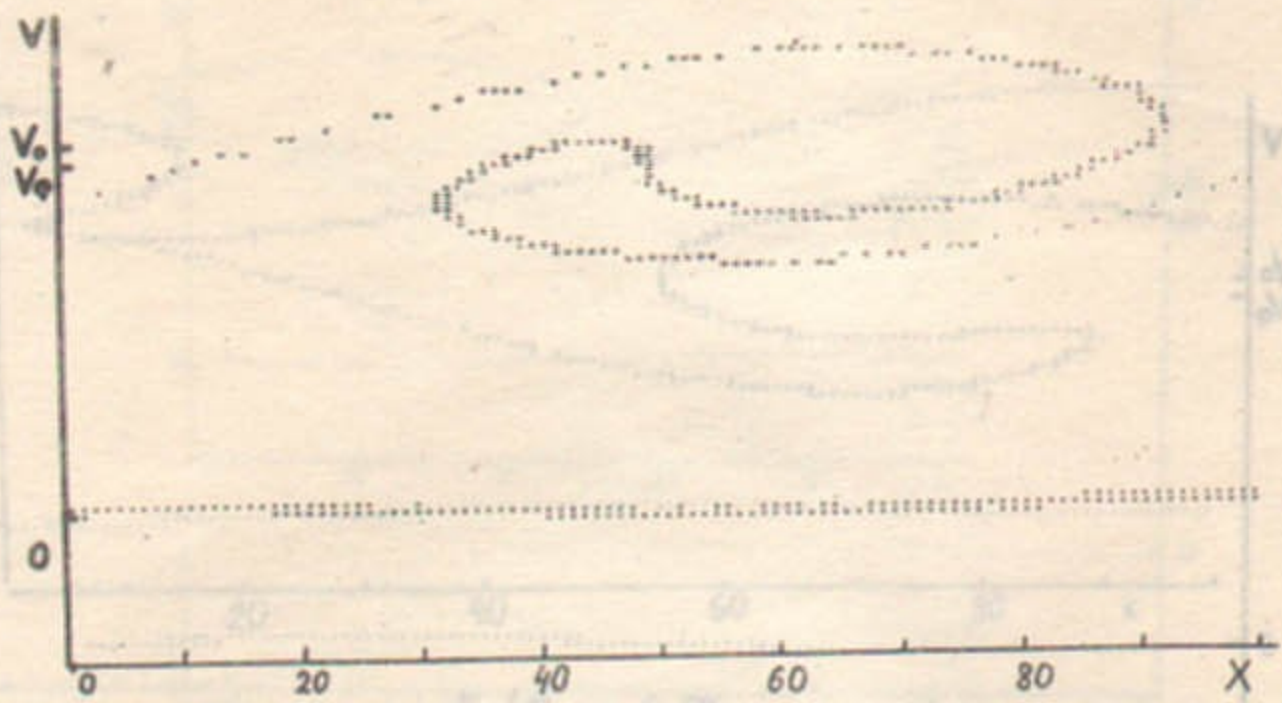
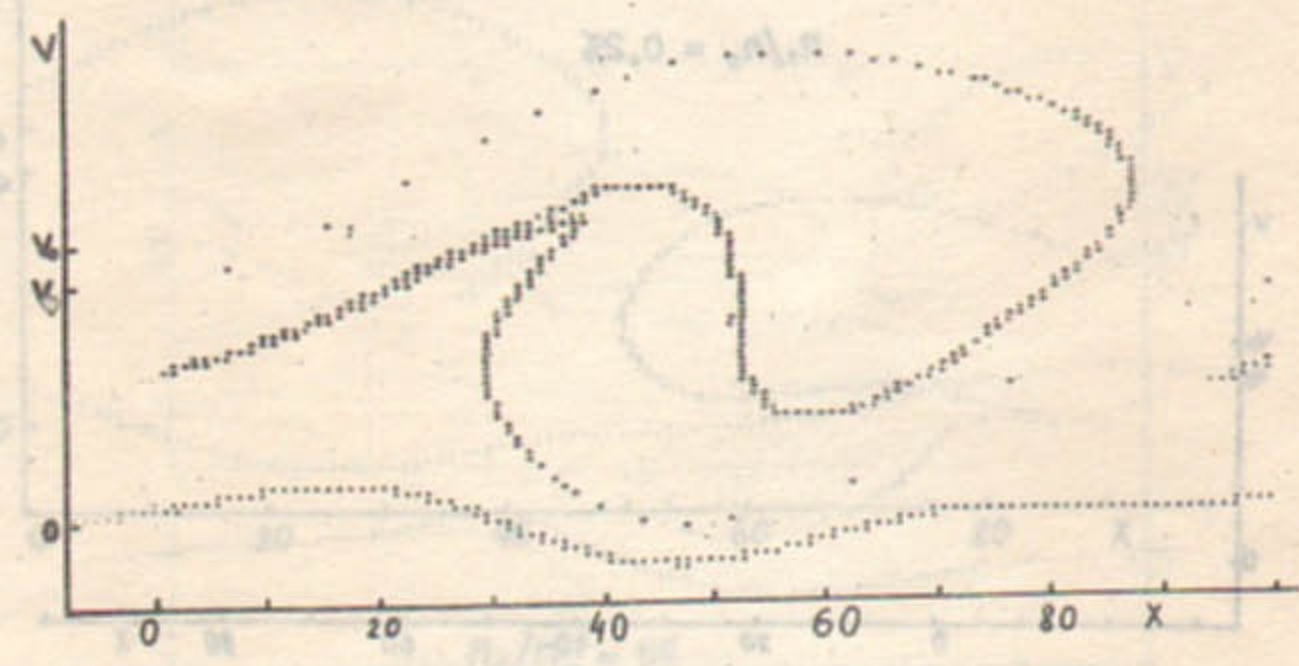


Рис. 9в

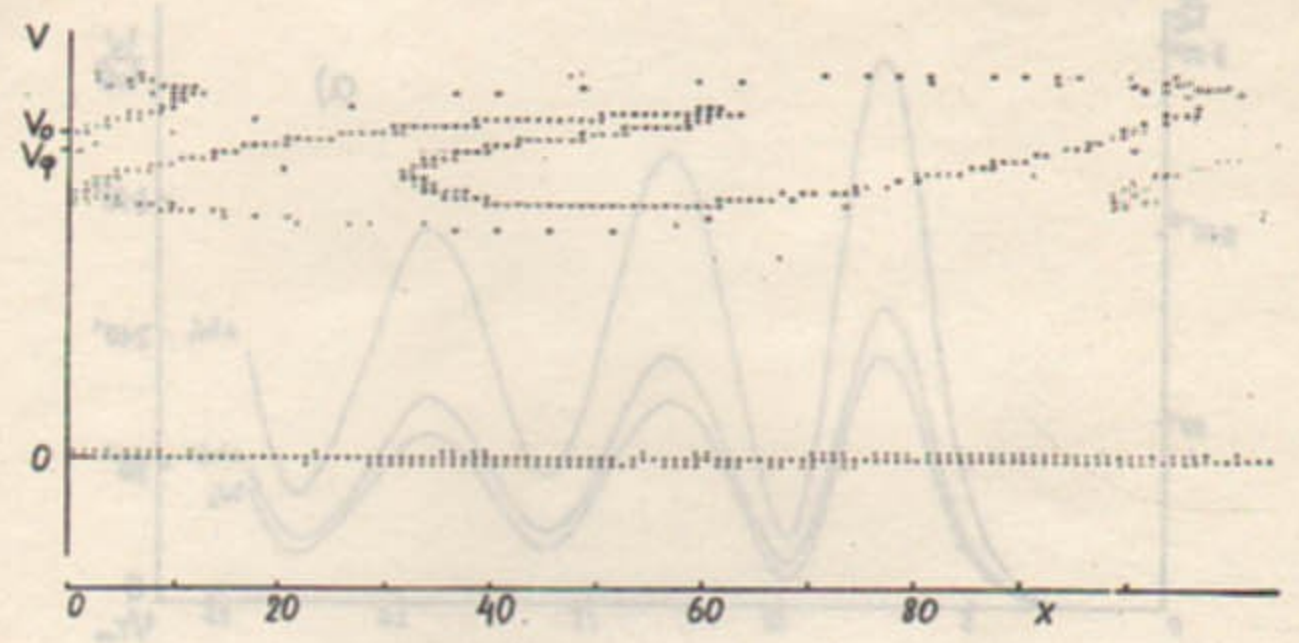


$n_1/n_0 = 0,2\%$

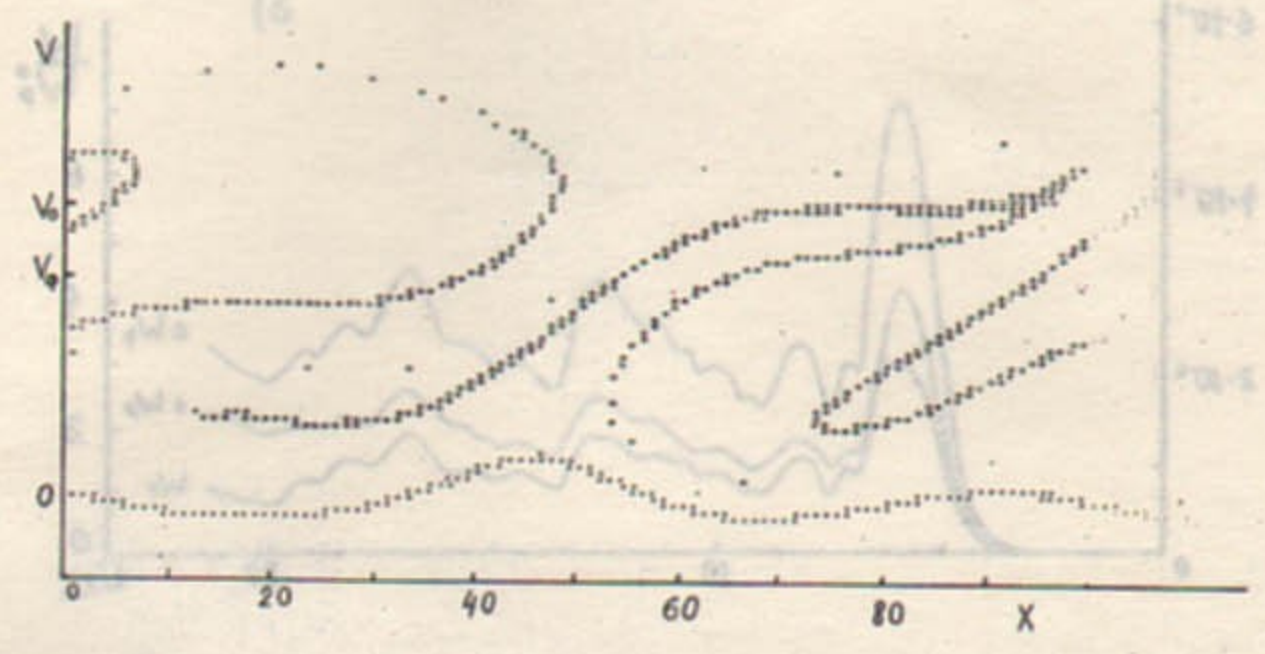


$n_1/n_0 = 5\%$

Рис. 9г



$n_1/n_0 = 0,2\%$



$n_1/n_0 = 5\%$

Рис. 9д

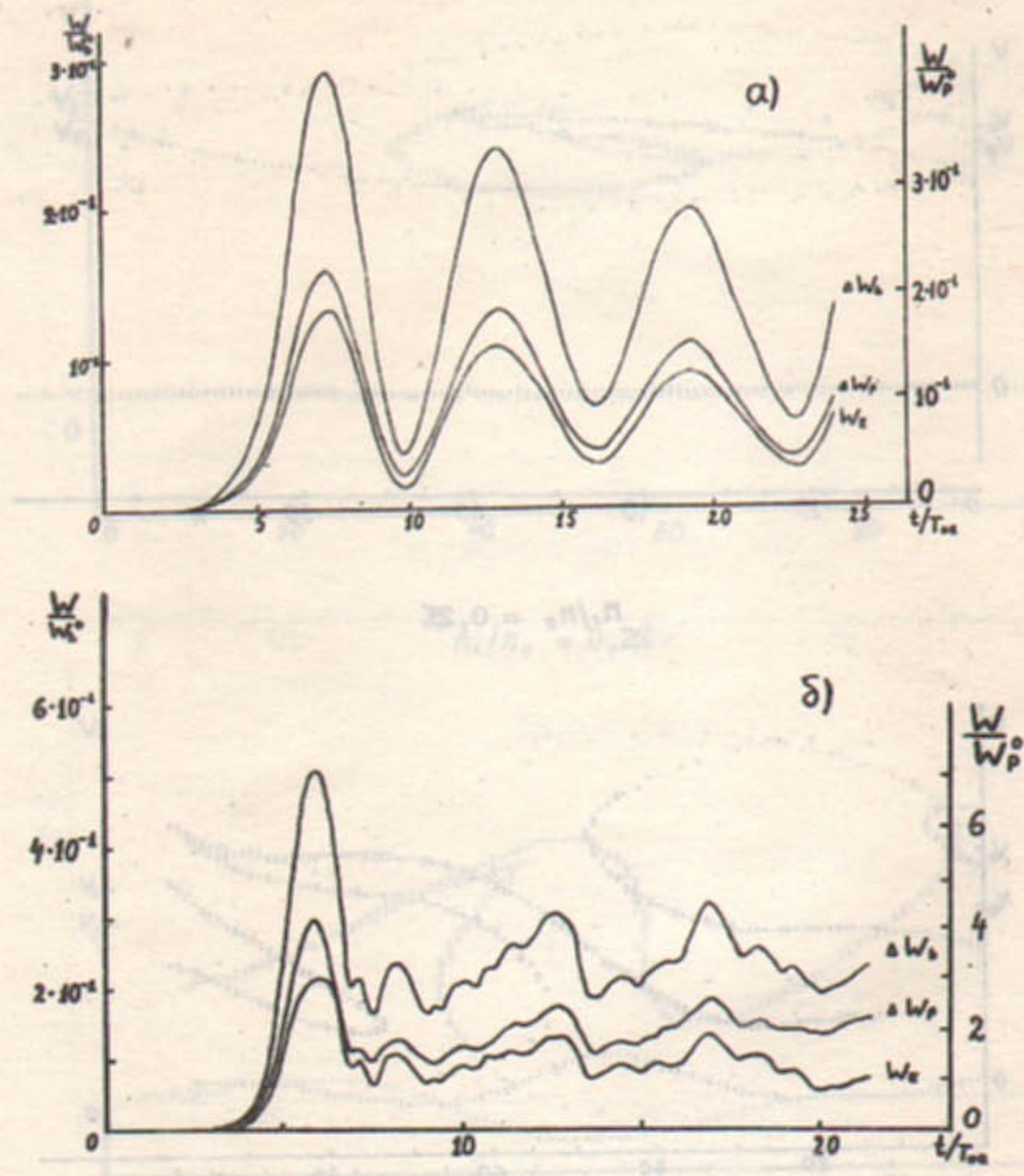


Рис. 10

Ответственный за выпуск Г.А. СПИРИДОНОВ  
 Подписано к печати 14.XI-1974г. МН 08562  
 Усл. 0,9 печ.л., тираж 170 экз. Бесплатно.  
 Заказ №97 . ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротепринте в ИЮ СО АН СССР, мп