

90
27
И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р

препринт 323

Г.Н.Кулипанов, С.И.Мишнев, А.Н.Скринский

ИЗУЧЕНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ ЭЛЕКТРОННОГО
ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЕ

НОВОСИБИРСК

1969

Г.Н.Кулипанов, С.И.Мишнев, А.Н.Скринский

ИЗУЧЕНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ БЕТА -
ТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В
НАКОПИТЕЛЕ

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе проведено экспериментальное изучение поведения пучка в электронном накопителе при совместном действии двух резонансов бетатронных колебаний и при периодическом прохождении резонанса.

Изучены условия, приводящие к различному характеру движения частиц. В зависимости от экспериментальных условий наблюдалось: а) существование независимых устойчивых областей автофазировки; б) появление областей автофазировки второго порядка и образование стохастического слоя вблизи границы области автофазировки; в) полное разрушение областей автофазировки, приводящее к стохастическому характеру изменения амплитуды бетатронных колебаний.

Проведено сравнение экспериментально найденных условий возникновения стохастической неустойчивости с теоретическими результатами Б.В.Чирикова. Описаны эксперименты, доказывающие диффузионный характер движения частиц в стохастической области, а также эксперименты, позволяющие понять характер диффузии.

A B S T R A C T

The beam behaviour in a storage ring under combined action of the two resonances of betatron oscillations and under periodic crossing through the resonance was investigated experimentally.

The conditions leading to the various character of particles motion were studied. With respect to experimental conditions one could observe : a) the existance of independent stable autophasing regions; b) the appearance of autophasing regions of the second order and formation of the stochastic layer near the border of the autophasing region; c) complete destruction of the autophasing regions leading to stochastic character of the changing of amplitude of betatron oscillations.

Experimentally found conditions of the arising of stochastic instability are compared with theoretical results obtained by B.V. Chirikov. The experiments proving diffusional character of particles motion are described. These experiments allow to understand the character of diffusion.

	Стр.
I. Введение	4
II. Описание установки и схемы постановки экспериментов	4
1. Параметры накопителя	5
2. Система для возбуждения резонансов бетатронных колебаний.	6
3. Способы измерения основных параметров. Методы наблюдения за пучком.	7
4. Выбор основных параметров проведения экспери- ментов.	8
III. Изучение стохастической неустойчивости пучка при совместном действии двух резонансов бетатронных ко- лебаний.	10
1. Основные наблюдаемые эффекты при возбуждении одиночного резонанса.	11
2. Расщепление резонансов, образование стохастичес- кого слоя в случае двух разных по мощности резо- нансов.	12
3. Полное разрушение области автофазировки при взаи- модействии двух одинаковых резонансов.	15
IV. Изучение стохастической неустойчивости пучка при пе- риодическом прохождении резонанса бетатронных ко- лебаний.	17
1. Определение границы перехода от медленного ("адиабатического") прохождения к стохастичес- кой области.	18
2. Измерение коэффициента диффузии в стохастичес- кой области.	20
3. Определение границы перехода от стохастической области к области "модуляционных" резонансов.	22
4. Изучение периодического прохождения через ре- зонанс при малой величине девиации.	24
V. Заключение.	25

1. Введение

Возможность проведения экспериментов на протон-протонных, особенно протон-антипротонных, встречных пучках во многом определяется тем, удастся ли добиться устойчивости движения частиц в накопителе в течение продолжительного времени, поскольку отсутствие естественного механизма затухания может сделать заметными различные эффекты, не наблюдаемые в накопителях легких частиц (e^- либо e^+). Одним из таких эффектов является стохастическая неустойчивость бетатронных колебаний, возможная при совместном действии нескольких резонансов, либо при периодическом прохождении через какой-либо резонанс /1/.

Изучение стохастической неустойчивости представляет не только практический интерес, оно интересно и с теоретической точки зрения, потому что именно здесь, возможно, лежит переход от классической теории колебаний к статистической механике /1/.

В данной работе проведено экспериментальное изучение поведения пучка в электронном накопителе при одновременном действии двух резонансов бетатронных колебаний и при периодическом прохождении резонанса, выяснены условия возникновения стохастической неустойчивости бетатронных колебаний, изучены характерные особенности движения частиц в этом случае. Проведено сравнение экспериментальных данных с теоретическими результатами Б.В.Чирикова /1/.

Поскольку электронный пучок в накопителе — идеальная модель нелинейного осциллятора с очень малым трением /2/, то полученные экспериментальные результаты могут быть применимы и к другим нелинейным системам.

1.1. Описание установки и схемы постановки экспериментов

Эксперименты проводились на электронном накопителе ВЭП-1 /3/. Резонансы бетатронных колебаний (одномерные — радиальные и вертикальные, а также суммовой резонанс) возбуждались с помощью внешней резонансной раскачки пучка. Благодаря этому мы имели возможность при любых значениях частот бетатронных колебаний создавать тот или иной резонанс регулировать мощность резонансов, изменять расстояние между резонансами по частоте, — чего нельзя делать с "машинными" резонансами, возбуждаемыми неидеальнос-

тями ведущего магнитного поля при определенных значениях частот бетатронных колебаний. Кроме этого, использование внешней резонансной раскачки с модуляцией частоты позволило технически просто осуществить периодическое прохождение через резонанс, в то время как изучение периодического прохождение через "машинный" резонанс при тех же параметрах потребовало бы создания сложной системы модуляции частоты бетатронных колебаний.

1. Параметры накопителя. Для экспериментов использовалась верхняя накопительная дорожка накопителя ВЭП-1. Её параметры: равновесный радиус $R_i = 43$ см, рабочая апертура:

$A_z = \pm 1,0$ см, $A_r = \pm 1,4$ см, частота обращения $f_0 = 110,5$ Мгц, частоты бетатронных колебаний $f_z = \nu_z f_0 = 85$ Мгц, $f_r = \nu_r f_0 = 70,5$ Мгц. Кубическая нелинейность ведущего магнитного поля приводит к зависимости частот бетатронных колебаний от амплитуды бетатронных колебаний:

$$\frac{\partial \nu_z}{\partial a_z^2} = 7,7 \times 10^{-3} \frac{1}{\text{см}^2} \quad \frac{\partial \nu_z}{\partial a_r^2} = -1,5 \times 10^{-2} \frac{1}{\text{см}^2}$$

$$\frac{\partial \nu_r}{\partial a_r^2} = 9,2 \times 10^{-3} \frac{1}{\text{см}^2} \quad \frac{\partial \nu_r}{\partial a_z^2} = -1,8 \times 10^{-2} \frac{1}{\text{см}^2}$$

Кроме того, частоты бетатронных колебаний зависят и от отклонения частицы от равновесного радиуса

$$\frac{\partial \nu_z}{\partial r} = 3,5 \times 10^{-2} \frac{1}{\text{см}} \quad \frac{\partial \nu_r}{\partial r} = 4,2 \times 10^{-2} \frac{1}{\text{см}}$$

Стабильность частоты бетатронных колебаний за счёт пульсаций тока в обмотке накопителя обычно были по величине

$\frac{\Delta V}{V} \sim 6 \times 10^{-4}$, частота пульсаций 140 гц и 7 гц. Используя обмотку магнита нижней дорожки как балластную нагрузку и включив параллельно верхней дорожке батарею конденсаторов $C = 26$ мф и аккумуляторную батарею ёмкостью 22,5 а·час (напряжение на аккумуляторах подбиралось равным падению напряжения на обмотке магнита), нам удалось уменьшить пульсации V до величины

$$\frac{\Delta V}{V} \sim 4 \times 10^{-5}.$$

Кроме такой паразитной модуляции V всегда присутствовала "естественная" модуляция частоты бетатронных колебаний за счет синхротронных колебаний и квадратичной нелинейности. Обычно частота синхротронных колебаний была $f_s = (3-5) \times 10^5$ гц амплитуда радиально-фазовых колебаний $Q_{r\phi} = 0.3$ мм. При существующей квадратичной нелинейности это давало девиацию частоты $\Delta f_s = 10^5$ гц.

2. Система для возбуждения резонансов бетатронных колебаний. Для возбуждения резонансов в камере накопителя была расположена специальная система электродов, создающая распределение потенциала в районе пучка

$$V(x, z) = \frac{V_1}{d} [x + \epsilon_1 z] + \frac{V_2}{d} [x^2 - z^2 + 2\epsilon_2 xz] \quad (1)$$

где V_1 и V_2 - дипольный и квадрупольный члены разложения потенциала ($V_3 = V_4 = \dots \approx 0$), d - характерный геометрический размер, ϵ_k - угол между плоскостью симметрии К-мультиполя и плоскости $Z=0$.

Если к этим электродам прикладывается ВЧ напряжение

$U = U_0 \cos 2\pi f_p t$, то с помощью данной системы можно возбуждать резонансы при любых значениях V_r и V_z подбирая нужным образом частоту раскачки $f_p = \nu_p f_0$ поскольку в этом случае условие резонанса

$$m_r \nu_r + m_z \nu_z = n - \nu_p \quad (2)$$

для $|m_r| + |m_z| \leq 2$, т.к. $V_1 \neq 0, V_2 \neq 0$

а $V_3 = V_4 = \dots = 0$. Обычно использовались следующие частоты:

- а) $f = f_0(1 - \nu_z)$ - для возбуждения вертикальных бетатронных колебаний (рис.2а);
- б) $f = f_0(1 - \nu_r)$ - для возбуждения радиальных бетатронных колебаний (рис.2б);
- в) $f = f_0(2 - \nu_r - \nu_z)$ - для возбуждения суммового резонанса (рис.2в).

Кроме этой системы электродов в камере имелись также три пары плоских пластин, создающих однородное поле по Z . Эти пластины использовались для одновременного возбуждения нескольких резонансов вертикальных бетатронных колебаний на частоте $f = f_0(1 - \nu_z)$

Напряжение для возбуждения резонансов через усилители мощности подавалось от четырех задающих генераторов. Частота генераторов определялась с помощью кварцованного частотомера. Кроме того, разность между частотами двух генераторов измерялась специальным низкочастотным частотомером, с помощью которого можно было непосредственно определять расстояние между двумя резонансами по частоте.

Используемые задающие генераторы допускали внешнюю частотную модуляцию с частотой модуляции $f_M = 0 - 60$ кгц, и девиацией $\Delta f_M = 0 - 200$ кгц. Частота модуляции задавалась от звукового генератора, величина девиации определялась с помощью измерителя девиации.

В некоторых случаях напряжение раскачки подавалось через блок импульсного включения (выключения), работающего в режиме ключа от внешнего запускающего импульса. Коэффициент пропускания 1:500 на $f = 25$ Мгц, время нарастания (спада) напряжения $\tau \sim 10$ мксек.

Схематически система возбуждения резонансов показана на рис.1.

3. Способы измерения основных параметров. Методы наблюдения за пучком. Наиболее простые и удобные методы наблюдения за пучком электронов в накопителе основаны на регистрации синхротронного излучения (рис.1). Специальная оптическая система создавала изображение поперечного сечения пучка с увеличением 2:1. Абсолютная калибровка коэффициента передачи оптической системы осуществлялась с помощью "апертурных" пробников, расположенных в камере накопителя на азимуте наблюдения за пучком.

Наблюдая за изображением пучка вблизи резонанса, можно было определять основные параметры области бетатронной автофазировки (ОБА) /2/:

а) равновесную амплитуду (Q_0) - по визуально наблюдаемому изображению пучка либо по осциллограммам, полученным с помощью диссектора /4/;

б) размер ОБА по зависимости времени жизни частиц в ОБА от размера пучка в ОБА; размер пучка увеличивался с помощью системы нерезонансной раскачки пучка /5/, определялся с помощью диссектора;

в) частоту малых фазовых колебаний f_ϕ - методом резонансного возбуждения колебаний в ОБА с помощью модуляции частоты бетатронных колебаний ($\frac{\Delta V}{V} \sim 10^{-3}$); для модуляции

У на пластины коррекции У через согласующий трансформатор на ферритовом кольце подавалось напряжение от стандартного звукового генератора на частоте $f = f_\phi$; увеличение амплитуд колебаний в ОБА наблюдалось по диссектору;

г) распределение частиц по амплитудам бетатронных колебаний - по осциллограммам, полученным с помощью диссектора; поскольку частота сканирования диссектора $F = 25$ Гц, то в случае быстрого изменения положения равновесной амплитуды ОБА с частотой $\gg F$, с выхода диссектора наблюдалась стробоскопическая картина (см. рис.14г);

д) распределение частиц по фазам бетатронных колебаний - по сигналу с "быстрого" ФЭУ со щелевой диафрагмой; этот ФЭУ позволял наблюдать когерентные колебания пучка с частотой до 30 МГц.

4. Выбор основных параметров проведения экспериментов.

Экспериментальное изучение стохастической неустойчивости бетатронных колебаний в накопителе реально проводилось на фоне различных процессов, влияющих на поведение пучка, которые могли замазать наблюдаемые эффекты. Такими процессами являются:

- 1) модуляция частоты бетатронных колебаний из-за синхротронных колебаний;
- 2) нестабильность частот бетатронных колебаний из-за модуляции тока в обмотке питания магнита накопителя;
- 3) рассеяние на атомах остаточного газа;
- 4) радиационное затухание.

Удобным процессом, позволяющим изучать характерные особенности взаимодействия резонансов при этих значениях M , оказалось измерение времени жизни частиц в ОБА (см.рис.8). Для этого разрушаемый резонанс возбуждался так, чтобы существовало две устойчивые амплитуды. Измерялось время жизни частиц в ОБА₁, расположенной вблизи большей амплитуды. Как видно из рис.8 зависимость времени жизни от S носит резонансный характер, время жизни в ОБА уменьшалось при $S = 4; 3; 2; 1; 1/2; 1/3...$

Все эти результаты легко объяснимы, если учесть, что наличие ОБА₂ является нелинейным возмущением для колебаний в ОБА₁, причём частота возмущения $f = \Delta f$. Поскольку колебания в ОБА₁ также нелинейны, в такой системе возможны резонансы при $\Delta f = \frac{p}{q} f_{\phi 1}$ (p и q - целые числа). Соответственно при $S = \frac{p}{q}$ возможно образование ОБА второго порядка внутри ОБА₁. При значениях $S = 1$ и $S = 2$ ОБА второго порядка достаточно велики по размеру и заметны по распределению частиц по амплитудам (рис.7б), при других резонансных значениях S ОБА второго порядка проявляют себя лишь как промежуточная зона для частиц, выходящих из основной ОБА за счёт рассеяния на атомах остаточного газа, сказываясь на времени жизни (рис.8).

Кроме такого основного чисто динамического эффекта - образования ОБА второго порядка - взаимодействие двух резонансов при этих параметрах M приводит и к частичному разрушению ОБА, - образованию стохастического слоя вблизи сепаратрисы, теоретически предсказываемому в работах /1, 7/. Ввиду малой толщины этого слоя по сравнению с размерами ОБА второго порядка выделить влияние его на время жизни частиц в ОБА практически невозможно. Наблюдение такого слоя оказалось возможным только с помощью частиц, проходящих через ОБА за счёт радиационного затухания, аналогично тому, как это было сделано в работе /10/.

Для этого с помощью одной из систем раскачки, включенной через блок импульсного выключения, создавалась резонансная область (ОБА₃), в которую захватывались все частицы пучка. Изменяя частоту раскачки, мы постепенно увеличивали равновесную амплитуду ОБА₃ и переводили частицы на максимальную амплитуду

ду. После этого в промежуточной области амплитуд создавались еще две резонансные области (ОБА₁ и ОБА₂) при различных величинах мощности и расстояния между ними по частоте, затем с помощью блока импульсного выключения напряжение раскачки, создающее ОБА₃, выключалось и частицы, первоначально захваченные в ОБА₃, за счет радиационного затухания уменьшали свою амплитуду и проходили промежуточную область. Момент прохождения частицами амплитуды $Q = 0,5$ мм регистрировался с помощью ФЭУ со щелевой диафрагмой. Мы регистрировали также разброс частиц по амплитудам бетатронных колебаний, измеряя время заднего фронта импульса ФЭУ.

Как было экспериментально показано в работе /10/, при прохождении частицами одиночной ОБА наблюдались следующие эффекты: 1) захват частиц в ОБА; вероятность захвата

$W_c = \frac{|J_c|}{|J_c| + |J_1|}$, где $|J_c|$ - фазовый объем ОБА, $|J_1|$ - фазовый объем области малых амплитуд, лежащей внутри ОБА/8/.

2) уменьшение времени затухания незахваченных частиц благодаря тому, что проходя ОБА частицы скачком уменьшают амплитуду бетатронных колебаний на ширину ОБА $-2\Delta Q$ (эффект "фазового смещения" в бетатронном фазовом пространстве);

3) увеличение разброса по амплитудам бетатронных колебаний у незахваченных частиц из-за биений амплитуды бетатронных колебаний в области, внутренней по отношению к ОБА (однако следует отметить, что время прихода самых последних частиц было не больше τ_{z1} - времени нормального затухания частиц при выключенной ОБА).

Прохождение частиц через область взаимодействия двух резонансов ОБА₁ и ОБА₂ приводило к тому, что:

а) уменьшался захват частиц в ОБА₁; зависимость вероятности захвата от параметров S и m показана на рис.9;

б) на осциллограммах появлялся длинный экспоненциальный "хвост", соответствующий частицам, приходящим со временами в несколько раз большими τ_{z1} ; зависимость τ_z от параметров S и m показана на рис.10.

Именно эти результаты и говорят о том, что кроме чисто динамических эффектов (образования ОБА второго порядка), взаимодействие резонансов в области $m < 0,6$, даже при от-

сутствии диффузии в центре ОБА, приводит к уменьшению ширины ОБА за счет стохастического слоя, образующегося вблизи сепаратрисы. Уменьшение ширины ОБА видно по уменьшению захвата частиц (рис.9), то что это уменьшение ширины ОБА связано именно со стохастическим слоем, видно по одновременному увеличению τ_z у незахваченных частиц (рис.10). Такое увеличение времени затухания соответствует частицам, которые некоторое время диффундируют в стохастическом слое, а затем выйдут в область малых амплитуд, где испытывают нормальное радиационное затухание.

Эти результаты можно интерпретировать и как проявление механизма нагрева частиц в определенной области амплитуд. Аналогичный результат получился бы, если бы вместо области взаимодействия двух ОБА частицы проходили тонкую газовую мишень.

3. Полное разрушение области автофазировки при взаимодействии двух одинаковых резонансов ($m \sim 1$). В этом диапазоне изменения параметра m основными наблюдаемыми эффектами являются диффузное "размазывание" пучка в области амплитуд, определяемой размерами ОБА₁ и полное разрушение ОБА.

О разрушении ОБА прежде всего можно было судить по резкому уменьшению ВЧ-сигнала с диафрагмированного ФЭУ. При $S = 0,2 - 1,2$ и $S = 2$ ФЭУ регистрировал только шумовой сигнал, что говорит о равномерном распределении частиц по фазам бетатронных колебаний, о полном отсутствии механизма автофазировки.

На рис.4, где показаны фотографии пучка, видно, что при $S = 1$ и $S = 2$ частицы и по амплитудам распределены почти равномерно в области амплитуд, определяемой размерами ОБА₁.

При $S = 3$ наблюдалось большое диффузное увеличение размера пучка в ОБА₁, однако распределение по амплитудам имело все же максимум при $Q \approx Q_0$ (Q_0 - равновесная амплитуда ОБА). При $S = 1,5$ и $S = 2,5$ наблюдалось только образование ОБА второго порядка.

Изменение функции распределения частиц по амплитудам бетатронных колебаний можно было наблюдать только в случае

возбуждения разрушаемого резонанса (ОБА₁) с одной устойчивой амплитудой. Если же разрушаемый резонанс возбуждался с двумя устойчивыми амплитудами, то включение ОБА₂ при $m > 0,6$ приводило к тому, что частицы быстро покидали ОБА₁, расположенную вблизи большой амплитуды и затухали в область малых амплитуд. В этом случае оказалось удобным наблюдать уменьшение плотности электронов в ОБА₁ после быстрого включения ОБА₂. Уменьшение плотности регистрировалось с помощью ФЭУ, диафрагма которого была настроена на центр ОБА₁. Характер уменьшения плотности был экспоненциальный (см. рис. 11) зависимость постоянной времени от параметров S и m показана на рис. 11а и б. Характерно, что зависимость от S носит резонансный характер.

Чтобы полнее выяснить, как меняется характер движения отдельной частицы при переходе от $m=0$ к $m=1$ ($S=2$) был проделан специальный эксперимент. Включался первый резонанс, после чего быстро включали ОБА₂ и с помощью диафрагмированного ФЭУ наблюдали переход частиц из ОБА₁ в ОБА₂. Щелевая диафрагма была настроена на ОБА₂ так, чтобы вначале сигнала с ФЭУ не было.

Поскольку первоначально частицы в ОБА сфазированы, то наблюдая за наведением всего пучка в течение времени, меньшего времени раскогеренирования, мы можем судить о характере движения одной частицы. На рис. 12 показаны осциллограммы тока ФЭУ, по которым видно, что изменение амплитуды у частиц происходит скачкообразно, причём возможно как уменьшение, так и увеличение амплитуды. Характерные времена изменения амплитуды много больше периода бетатронных колебаний, но меньше периода фазовых колебаний в ОБА.

Суммируя все экспериментальные результаты, полученные в большом диапазоне изменения параметров S и m , можно сделать следующее заключение:

- 1) взаимодействие двух резонансов существенно проявляется только в случае перекрытия резонансов $S = \left| \frac{\Delta f}{f_0} \right| < 4$;
- 2) основное следствие взаимодействия резонансов - расщепление резонансов, образование ОБА второго порядка при определенных значениях $S = \frac{p}{q}$:

3) расщепление резонанса всегда сопровождается образованием стохастического слоя вблизи сепаратрисы;

4) полное стохастическое разрушение ОБА наблюдается лишь при определенных величинах S и m , что наглядно подтверждает тот факт, что область автофазировки разрушается как раз за счёт перекрытия ОБА второго порядка, которые образуются при определенных величинах S и перекрываются, по-видимому, лишь при $m \approx 1$.

1У. Изучение стохастической неустойчивости бетатронных колебаний при периодическом прохождении резонанса бетатронных колебаний

Вопрос о периодическом прохождении через резонанс давно интересует многих исследователей. Однако следует отметить, что еще совсем недавно не было однозначных ответов на следующие вопросы: где лежит граница перехода между медленным и быстрым прохождением? Что из себя представляет переходная область? Как учитывать приращения амплитуд при быстром прохождении? и т.д. Даже после опубликования работы Б.Чирикова /11/, где вопрос о периодическом прохождении резонанса теоретически рассмотрен в самом общем виде, появился ряд работ, некоторые из которых вообще неправильные /12/, другие рассматривают некоторые частные случаи, без обоснования границ такого рассмотрения /13,14/. Возможно, такая ситуация отчасти объясняется отсутствием экспериментальных работ.

Вот почему нами был проделан ряд экспериментов по изучению периодического прохождения резонанса при самых различных условиях такого прохождения. Эти эксперименты в какой-то мере являются продолжением экспериментов по изучению взаимодействия двух резонансов, поскольку периодическое прохождение резонанса можно рассматривать как взаимодействие большого числа резонансов.

Для экспериментов был выбран резонанс вертикальных бетатронных колебаний, возбуждаемый резонансной раскачкой пучка. Обычно резонанс возбуждался с одной устойчивой амплитудой (рис. 14б). Периодическое прохождение осуществлялось введением частотной модуляции напряжения раскачки. Измерялись параметры:

a_0 и f_ϕ - равновесная амплитуда ОБА и частота малых фазовых колебаний в ОБА в отсутствие частотной модуляции; f_M - частота модуляции; Δf_M - глубина модуляции (девиация).

В зависимости от соотношения величин Δf_M , f_M , f_ϕ периодическое прохождение резонанса приводило к следующим эффектам:

а) к периодическому изменению положения равновесной амплитуды (размер пучка почти не изменялся) - "адиабатическое" прохождение;

б) к диффузному размытию пучка в определенной области амплитуд - стохастическая неустойчивость;

в) к появлению новых устойчивых областей - "модуляционных" резонансов (аналог синхротронных резонансов).

Следует отметить, что резкой границы при переходе из одной области в другую нет, однако используя некоторые характеристики переходных областей (об этом см. ниже) можно условно говорить о границе. Рассмотрим области, изображенные на рис. 13 и границы между ними более подробно, кроме того, особо выделим область малых девиаций, где наблюдалось периодическое чередование устойчивых и неустойчивых областей.

1. Определение границы перехода от медленного ("адиабатического") прохода к стохастической области. Как показано в работе [1], любое, как угодно медленное, прохождение через резонанс приводит к разрушению области автофазировки, образованию стохастического слоя в районе сепаратрисы. Относительная толщина этого стохастического слоя

$$\delta \sim \frac{\Delta f_M f_M}{f_\phi^2} \quad (3)$$

Вот почему любое сколь угодно медленное прохождение через резонанс нельзя назвать адиабатическим. По той же причине в работе [1] утверждается, что нет границы стохастической неустойчивости со стороны медленного прохода.

Однако, можно ввести понятие нижней границы полного разрушения области автофазировки, т.е. когда

$$\delta \sim 1 \quad \text{и} \quad \frac{f_\phi^2}{\Delta f_M f_M} \sim 1 \quad (4)$$

Введение такой границы тем более удобно, что экспериментально граница полного разрушения ОБА легко наблюдаема.

На рис. 14 показаны осциллограммы распределения плотности пучка, полученные при неизменной мощности резонанса ($f_\phi = \text{const}$) и девиации ($\Delta f_M = \text{const}$), менялась величина частоты модуляции f_M . По этим осциллограммам видно, что при малых f_M (см. рис. 14 в, г) пучок как целое перемещается в диапазоне амплитуд Δa_0 (по измерениям $\Delta a_0^2 = \frac{\Delta f_M}{f_\phi \partial y / \partial a_0^2}$). Это соответствует тому, что

толщина стохастического слоя мала, размер неразрушенной ОБА велик по сравнению с размерами пучка в ОБА и все частицы остаются захваченными в ОБА. При увеличении частоты модуляции, толщина стохастического слоя увеличивается, размер ОБА уменьшается и появляются частицы, не захваченные в ОБА, которые "размазываются" в диапазоне амплитуд Δa_0 (см. рис. 14 д). С увеличением частоты модуляции доля захваченных частиц уменьшается (рис. 14 д) и наконец все частицы становятся диффузно размазанными (рис. 14 е), что говорит о полном разрушении ОБА.

Степень разрушения ОБА можно было определять, используя ФЭУ со щелевой диаграммой (щель была настроена на амплитуду $a = a_0$). Измеряя отношение переменной составляющей тока ФЭУ к постоянной, можно было находить отношение числа частиц, захваченных в ОБА и размазанных в диапазоне амплитуд Δa_0 . Границу полного разрушения ОБА определяли по исчезновению переменной составляющей тока ФЭУ (см. рис. 15).

На рис. 16 показана зависимость переменной составляющей тока ФЭУ от частоты модуляции для разных величин Δf_M . Видно, что при малых Δf_M либо вообще нет полного разрушения ОБА и наблюдаются лишь отдельные полосы частичного разрушения ОБА, либо граница полного разрушения носит осциллирующий характер. Довольно однозначно граница полного разрушения ОБА определяется лишь для $\Delta f_M > f_\phi$. Для этой области были сняты зависимости границы полного разрушения ОБА от величины девиации (рис. 17 а) и мощности резонанса (рис. 17 б).

Оказалось, что для случая $\Delta f > f_m$ формула (4) качественно очень хорошо определяет границу полного разрушения ОБА. Экспериментально измеренная граница полного разрушения соответствует тому, что

$$\frac{f_\phi^2}{f_m \cdot \Delta f_m} \approx 4 \quad (5)$$

2. Измерение коэффициента диффузии в стохастической области. Кроме диффузного размытия пучка по амплитудам с увеличением частоты модуляции одновременно наблюдалось уменьшение сигнала на частоте $f = f_0 - f_z$ с диафрагмированного ФЭУ. В случае $\frac{f_\phi^2}{f_m \Delta f_m} < 4$ ВЧ сигнал пропал полностью, что говорило об отсутствии какой-либо фазировки частиц, о полном разрушении ОБА. Характер изменения амплитуд бетатронных колебаний становился стохастическим. Доказательством этого явилось непосредственное измерение коэффициента диффузии.

Коэффициент диффузии D , характеризующий скорость изменения квадрата амплитуды бетатронных колебаний

$$D = \frac{[\Delta(a^2)]}{t} \quad (6)$$

является основной характеристикой области стохастической неустойчивости. При периодическом прохождении через резонанс, мощность которого $B(a^2)$, при условии $\Delta f \gg f_m$ коэффициент диффузии записывается в виде /1/

$$D = \frac{\pi B^2(a^2) f_0^2}{\Delta f_m} \quad (7)$$

Наличие диффузии и радиационного затухания должно приводить к установлению равновесного размера \bar{a} . Учитывая (6) (7), а также /8/

$$f_\phi^2 = B f_0^2 \frac{\partial v}{\partial a^2} \quad (8)$$

$$\bar{a} = \frac{f_\phi^2}{2 a_0 f_0 \frac{\partial v}{\partial a^2}} \sqrt{\frac{\pi \tau_z}{\Delta f_m}} \quad (9)$$

где f_ϕ - частота малых фазовых колебаний в ОБА, располо-

женной вблизи равновесной амплитуды a_0 :

τ_z - время затухания вертикальных бетатронных колебаний. Выражение (9) удобно для экспериментальной проверки, поскольку в него входят все непосредственно измеряемые величины.

На рис.18 показаны осциллограммы распределения плотности пучка в стохастической области для разной величины мощности резонанса ($\Delta f = \text{const}$, $f_m = \text{const}$). Из этих осциллограмм видно, что распределение плотности пучка при малых мощностях резонанса и больших Δf_m близко к распределению Гаусса. При большой мощности резонанса и малой величине Δf_m распределение отличается от распределения Гаусса, оно становится обрезанным со стороны больших амплитуд, причем частицы не могут иметь амплитуд больше $a_m = \sqrt{\frac{\Delta f_m}{f_0 \cdot \frac{\partial v}{\partial a^2}}}$. Это говорит о том, что диффузия возможна только в определенной области амплитуд, определяемой девиацией частоты.

О наличии резкой границы между стохастической областью с большим коэффициентом диффузии и областью, где диффузия определяется лишь рассеянием на атомах остаточного газа, можно судить и по зависимости времени жизни пучка от апертуры (см.рис.19). На этом рисунке приведены две зависимости для пучка, имеющего один и тот же размер на полувысоте функции распределения, но увеличение размера пучка в одном случае достигалось благодаря нерезонансной раскачке пучка /5/, дающей гауссовское распределение по амплитудам, в другом случае увеличение размера пучка достигалось благодаря стохастической неустойчивости.

Характерен в этом смысле и рис.20, на котором показана зависимость размера пучка от расстройки частоты раскачки относительно точного резонанса (напряжение раскачки, частота модуляции и девиация оставались постоянными). Из рис.20 четко видно, что область стохастической неустойчивости при периодическом прохождении резонанса строго ограничена величиной девиации. На рис.20 видно также увеличение размера пучка при $\Delta f = \Delta f_m$. Это увеличение связано, по-видимому, с тем, что точки $\pm \Delta f_m$ являются точками наименьшей скорости прохождения резонанса, время нахождения частиц в резонансе увеличивается, коэффициент диффузии возрастает, что ведет соответственно к увеличению размера пучка.

Измерение коэффициента диффузии и зависимости его от различных параметров было сделано по измерению размера пучка в той области мощности резонанса, Δf_M и Δf (см. рис. 18) где распределение не отличается от распределения Гаусса, и где справедливо соотношение (9).

На рис. 21а показана зависимость размера пучка от $f\phi$ для двух величин Δf_M . На рис. 21б - зависимость размера пучка от девиации Δf_M . Размер пучка не зависел от частоты модуляции при $\Delta f_M \gg 20 f_M$.

Все эти измерения качественно показывают, что

$$\bar{a} \sim \frac{f\phi^2}{\Delta f_M^{1/2}}$$

Количественные оценки были сделаны для следующих параметров:

$$f\phi = 6,5 \times 10^3 \text{ гц}, \quad a_0 = 0,2 \text{ см}, \quad \frac{\partial f_z}{\partial a_z^2} = 8,5 \times 10^5 \frac{\text{гц}}{\text{см}^2};$$

$$\Delta f_M = 10^5 \text{ гц.}$$

Расчёт по формуле (9) даёт $\bar{a}_{\text{расч}} = 1,8 \text{ мм}$. Измерения размера пучка при этих параметрах (см. рис. 21) показали, что

$$\bar{a}_{\text{изм}} = 1,45 \text{ мм}. \text{ Поэтому можно сделать заключение, что и}$$

качественно и количественно эксперимент хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями.

3. Определение границы перехода от стохастической области к области "модуляционных" резонансов. По осциллограммам распределения плотности электронного пучка (см. рис. 14), полученным при большой величине частоты модуляции, можно говорить о возникновении новых устойчивых областей автофазировки - "модуляционных" резонансов. Возникновение этих резонансов есть следствие частотной модуляции возбуждающей силы, которая может быть разложена в ряд Фурье

$$F = F_0 \sum_{n=0}^{\infty} J_n \left(\frac{\Delta f_M}{f_M} \right) \cos 2\pi (f \pm n f_M) t \quad (10)$$

где $J_n \left(\frac{\Delta f_M}{f_M} \right)$ - функция Бесселя 1 рода n -порядка. Отсюда видно, что помимо основного резонанса, возникает серия

дополнительных "модуляционных" резонансов, отстоящих от основного на $\Delta f = \pm n f_M$, причём мощность этих резонансов

$$B_n \sim J_n^2 \left(\frac{\Delta f_M}{f_M} \right)$$

При условии $\Delta f_M \gg f_M$ мощность всех резонансов примерно одинакова и равна $1/2$

$$B_n \approx B_0 \left(\frac{f_M}{\Delta f_M} \right)^{1/2} \quad (11)$$

где B_0 - мощность резонанса без включения частотной модуляции.

Условие перехода из области "модуляционных" резонансов в стохастическую область $1/1$ физически означает перекрытие областей автофазировки "модуляционных" резонансов и записывается в виде

$$S = \frac{f_M}{f\phi} \sim 1 \quad (12)$$

где $f_{\phi M}^2 = B_n f_0^2 \frac{\partial V}{\partial a_z^2}$ - частота малых фа-

зовых колебаний в ОБА "модуляционного" резонанса. Учитывая (8) и (11) условие стохастичности запишется в виде

$$S = \frac{f_M^{3/4} \Delta f_M^{1/4}}{f\phi} \sim 1 \quad (13)$$

Экспериментально верхняя граница стохастичности определялась по измерению функции распределения плотности электронов (см. рис. 14). Зависимость положения границы от мощности резонанса при неизменной девиации показана на рис. 22. Зависимость положения границы от девиации показана на рис. 13. Хорошее качественное согласие с формулой (13) получается лишь при

$\Delta f_M > 2 f\phi$. В этой области экспериментально измеренная граница соответствует тому, что

$$S = \frac{f_M^{3/4} \Delta f_M^{1/4}}{f\phi} \approx 1,85 \quad (14)$$

Изучение периодического прохождения через резонанс при малой величине девиации. Область малых девиаций представляет собой интерес и мы выделим её отдельно, поскольку здесь, с одной стороны ограничено применимы результаты работ /1/, с другой стороны, именно здесь виден переход от старых классических результатов (скажем от задачи об устойчивости решений уравнений с периодическими коэффициентами) к результатам работ /1/.

Определение границы полного разрушения ОБА при малых девиациях Δf_m показало, что в определенных областях частот модуляции наблюдалось частичное или полное разрушение ОБА даже в случае $\frac{f_\phi}{f_m \Delta f_m} < 4$ (см. рис. 13). Об относительной величине этого разрушения можно судить по рис. 16, а на рис. 13 показана зависимость ширины этих областей по частоте модуляции от величины девиации. Мощность резонанса оставалась неизменной, частота малых фазовых колебаний $f_\phi = 36$ кгц.

Рис. 13 очень напоминает диаграмму устойчивости решений уравнения Матье /15/, поскольку области разрушения ОБА лежат вблизи частот модуляции $2f_1, f_1, 2/3 f_1, 1/2 f_1, 2/5 f_1, 1/3 f_1, \dots$ где $f_1 = 30$ кгц при $f_\phi = 36$ кгц.

Разрушения ОБА при этих значениях частоты модуляции, по-видимому, объясняется взаимодействием областей автофазировки второго порядка, образующихся в результате возбуждения параметрического, либо субгармонического резонансов в ОБА. Возбуждение этих резонансов возможно потому, что частотная модуляция напряжения раскачки приводит к двум эффектам: 1) к изменению положения равновесной амплитуды ОБА, следовательно к возбуждению резонансов в ОБА при $f_m = \frac{f_\phi}{n}$, 2) к модуляции частоты фазовых колебаний в ОБА, следовательно к возбуждению параметрических резонансов в ОБА при $f_m = \frac{2f_\phi}{n}$ ($n = 1, 2, \dots$). Поскольку в случае резонанса при $f_m = \frac{f_\phi}{n}$ независимо возбуждается параметрический резонанс, то это приводит к усилению этих резонансных полос. Тот факт, что области разрушения ОБА лежат не вблизи частот $f_m = \frac{2f_\phi}{n}$, а вблизи $f_m = \frac{2f_1}{n}$, где $f_1 = 0,82 f_\phi$, по-видимому, объясняется существенной нелинейностью колебаний в ОБА. Соотношение $f_1 = 0,82 f_\phi$ оставалось справедливым при изменении f_ϕ от 5 до 50 кгц.

Отсутствие резонансной структуры при больших девиациях объясняется с одной стороны экспериментальными трудностями выделения узких резонансных полос высокого порядка, с другой стороны - перекрытием отдельных резонансных зон более низкого порядка. Перекрытие резонансных зон и даёт собственно стохастическую область (рис. 13).

З а к л ю ч е н и е

Совершенно уникальные характеристики электронного пучка в накопителе (большое время жизни, малое затухание, малая нелинейность колебаний, простота методов наблюдения) дали возможность постановки ряда "настоящих" экспериментов по изучению характерных особенностей нелинейного осциллятора и позволили провести экспериментальное изучение интересных физических задач, ранее доступных только для математических экспериментов - численного решения уравнений движения на ЭВМ /1/.

В данной работе было исследовано взаимодействие двух резонансов и периодическое прохождение через одиночный резонанс в нелинейной системе. Взаимодействие двух резонансов - простейший случай взаимодействия резонансов, в то время как периодическое прохождение через резонанс является более общим случаем, поскольку его можно рассматривать как взаимодействие большого числа "модуляционных" резонансов.

Наиболее интересными экспериментальными результатами можно считать следующие:

1. Показана возможность стохастического движения частиц под действием чисто периодических возмущений. Измерение коэффициента диффузии в стохастической области при периодическом прохождении резонанса, обнаружение разогрева частиц в стохастическом слое при взаимодействии двух резонансов являются убедительным экспериментальным подтверждением этого факта.

Следует, правда, подчеркнуть, что стохастичность не озна-

чает, конечно, исчезновения бетатронных колебаний, стохастическая неустойчивость ведет только к случайному, диффузионному характеру изменения амплитуд бетатронных колебаний. Характерное время этого процесса существенно больше периода бетатронных колебаний, но меньше периода фазовых колебаний в ОБА.

2. Определены условия возникновения стохастичности. Показано, что развитие стохастической неустойчивости идет через чисто динамические эффекты: расщепление резонанса, образование ОБА второго порядка. Перекрытие ОБА второго порядка и приводит к стохастическому разрушению области автофазировки. Вот почему стохастическая неустойчивость, наблюдаемая при взаимодействии двух резонансов и при периодическом прохождении резонанса, развивается при определенных резонансных соотношениях.

3. Проведено сравнение некоторых экспериментальных данных с теоретическими результатами /1/, получено довольно хорошее качественное и количественное согласие. В ряде случаев удалось проставить численные коэффициенты в формулах /1/, верных лишь по порядку величины.

Кроме этого, экспериментальное изучение дало несколько результатов, полезных для практического использования:

а) экспериментально показана возможность создания резко ограниченной в пространстве диффузионной области с регулируемым коэффициентом диффузии, с помощью которой можно, скажем, увеличивать размеры пучка в электронном накопителе (это оказалось необходимым для подавления эффектов встречи на всех работающих накопителях). Возможность получения почти равномерной плотности по сечению пучка, отсутствие "хвостов" в распределении пучка по амплитудам позволяет с помощью стохастической раскачки увеличить размер пучка до полуапертуры камеры накопителя без уменьшения времени жизни за счет многократных процессов;

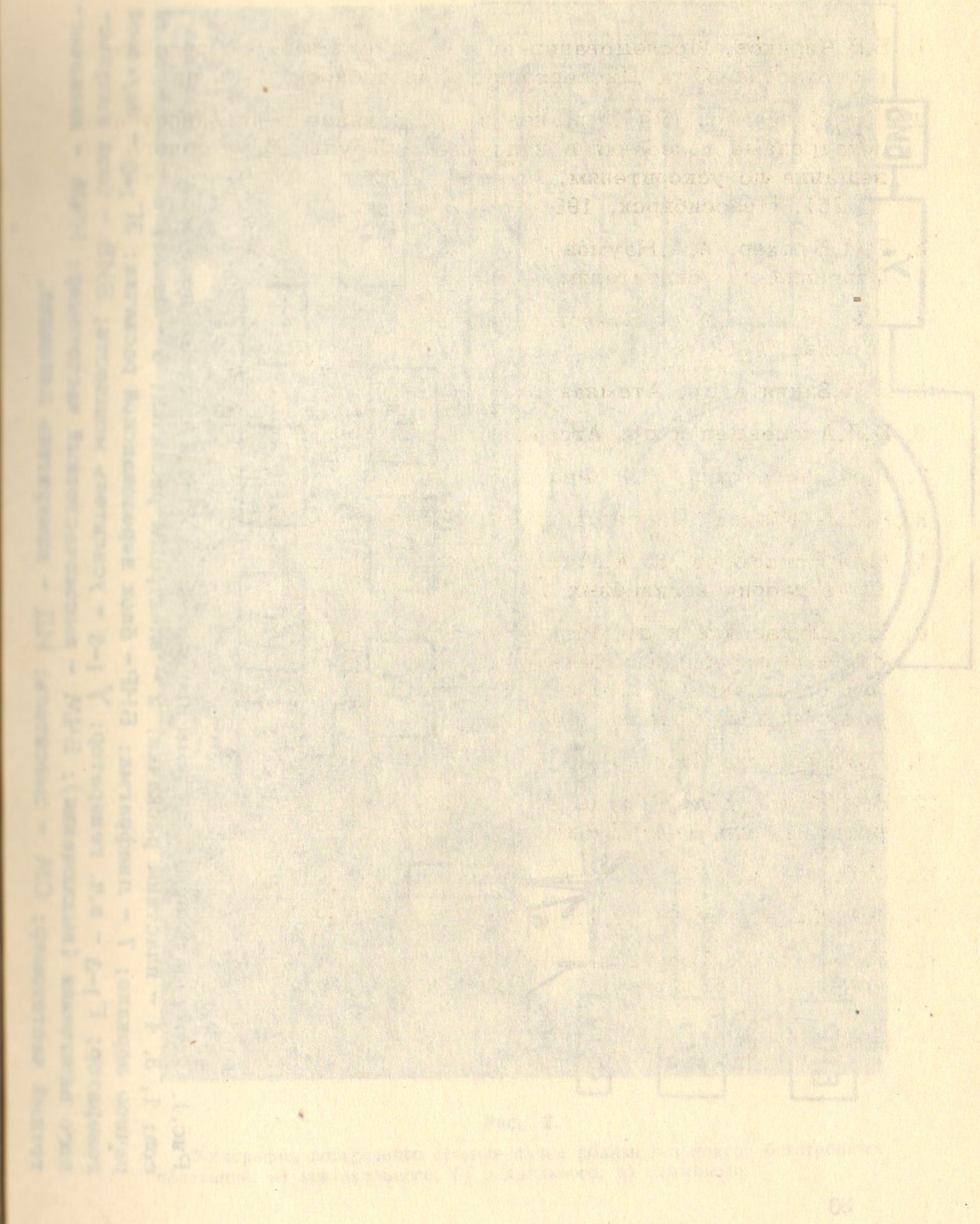
б) экспериментально показана возможность ограничения стохастической области по амплитудам бетатронных колебаний путем уменьшения всяких паразитных модуляций частоты и введения большой постоянной составляющей кубической нелинейности;

в) экспериментальное определение численных коэффициентов позволило уверенно делать количественные оценки различных эффектов для накопителей тяжелых частиц.

В заключение авторы выражают свою глубокую признательность Б.В.Чирикову, постоянное общение с которым во многом способствовало выполнению данной работы, Н.С.Диканскому, С.Г.Попову и Г.М.Тумайкину за многочисленные полезные обсуждения, Б.А.Лазаренко за создание электронной аппаратуры, А.М.Чабанову за помощь при проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. Б.В.Чириков. Исследования по теории нелинейного резонанса и стохастичности. Диссертация, Новосибирск, 1969 г.
2. Г.Н.Кулипанов, С.И.Мишнев и др. Влияние нелинейностей на бетатронные колебания в накопителе. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям, Москва, 1968 г., препринт ИЯФ № 251, Новосибирск, 1968 г.
3. Г.И.Будкер, А.А.Наумов и др. Труды Международной конференции по ускорителям, стр.275, Дубна, 1963 г.
4. Э.И.Зинин. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям, Москва, 1968 г.
5. Э.И.Зинин и др. Атомная энергия, 1966 г., вып.3, стр.220.
6. В.Л.Ауслендер и др. Атомная энергия 22, 200, 1967 г.
7. Г.М.Заславский, Н.Н.Филоненко, ЖЭТФ 54, 1599 (1968г.).
8. Я.С.Дербенев. Диссертация, Новосибирск, 1968 г.
9. Н.Н.Боголюбов, Ю.А.Митропольский. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, 1967 г.
10. Н.С.Диканский и др. Изучение прохождения частиц через область автофазировки бетатронных колебаний за счёт радиационного затухания. Доклад на Международной конференции по ускорителям, Ереван, 1969 г.
11. Б.В.Чириков. Ат.энергия 6, 630, 1959 г.
12. В.И.Котов и др. Труды Международной конференции по ускорителям, стр. 844, Дубна, 1963 г.
13. П.Зенкевич, ПТЭ, 1967 г., № 1, стр.24.
14. А.А.Коломенский. Ат.энергия, 1965, № 6, 636.
15. Мак-Лахлан. Теория и приложения функций Матъе, Москва, 1953 г.



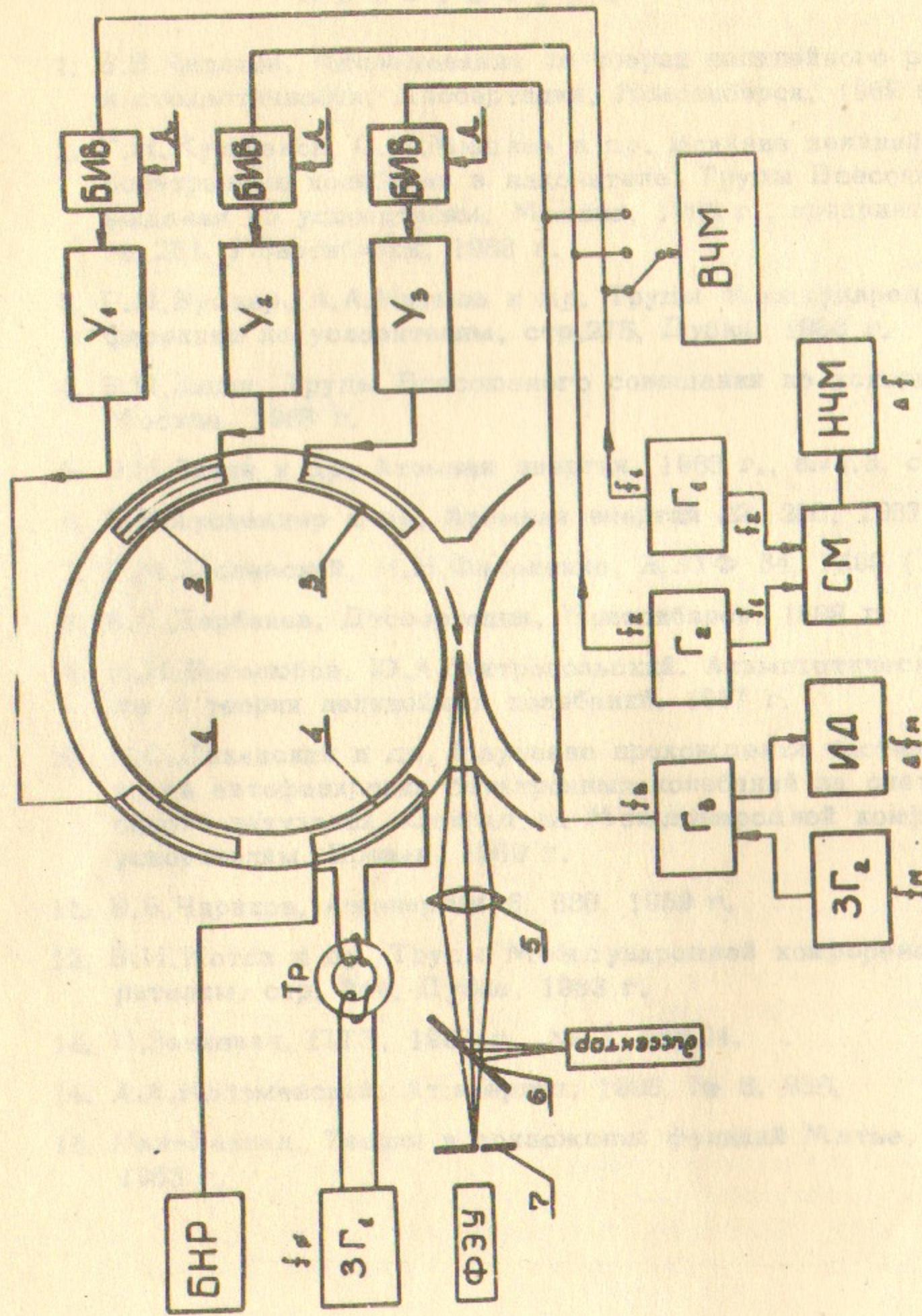


Рис.1. Схема оптической системы накопителя ВЭП-1 и системы возбуждения резонансов: 1, 3, 4 - пластины раскачки; 2 - электроды раскачки; Б - линза; 6 - полупроз - рачное зеркало; 7 - диафрагма; БНР - блок нерезонансной раскачки; ЗГ1-2 - звуковой генератор; Г1-3 - в.ч. генератор; У1-3 - усилитель мощности; БИБ - блок импульс - ного включения (выключения); ВЧМ - высокочастотный частотомер; НЧМ - низкочас - тотный частотомер; СМ - смеситель; ИД - измеритель девиации.

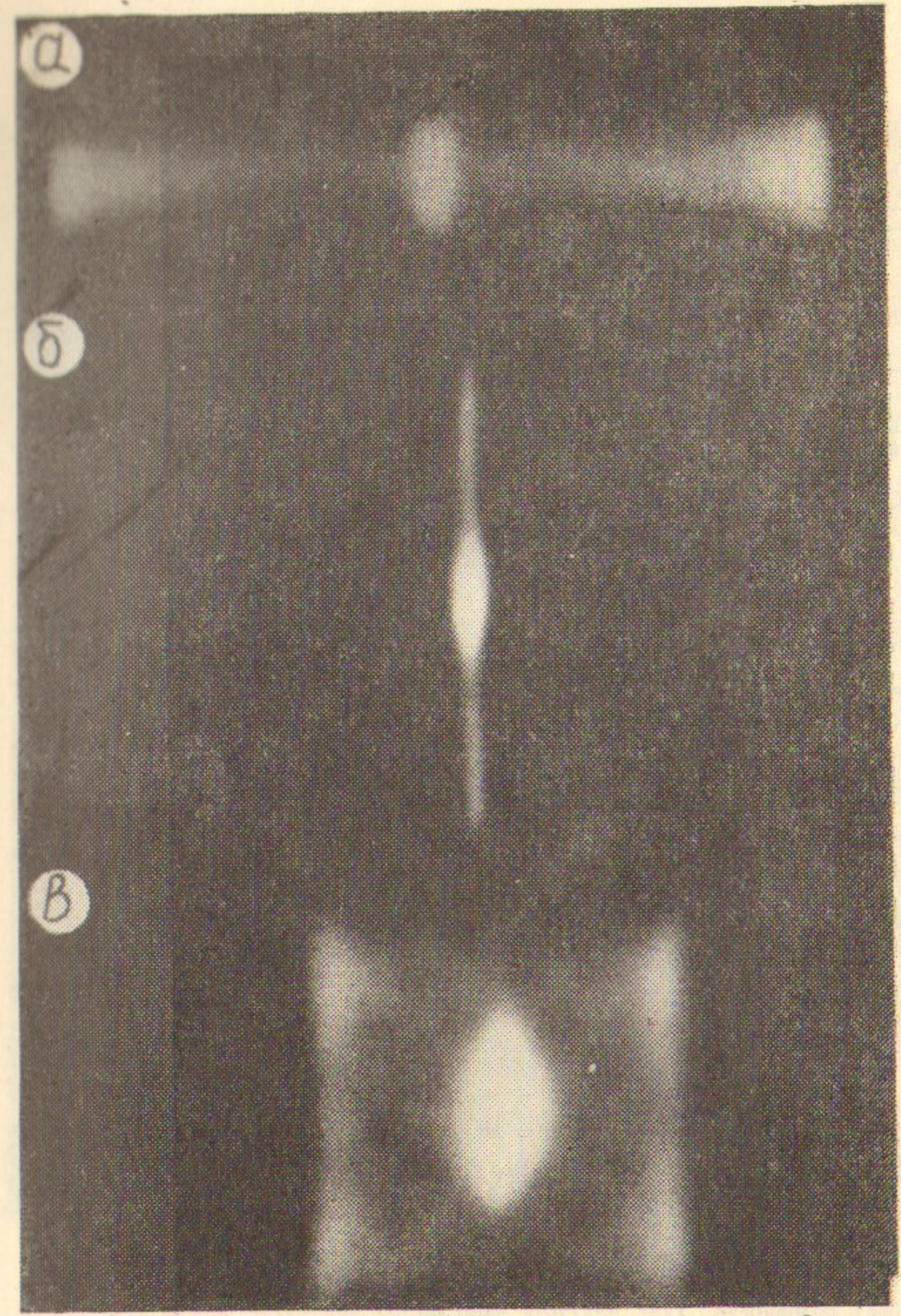


Рис. 2. Фотографии поперечного сечения пучка вблизи резонансов бетатронных колебаний: а) вертикального; б) радиального; в) суммового.

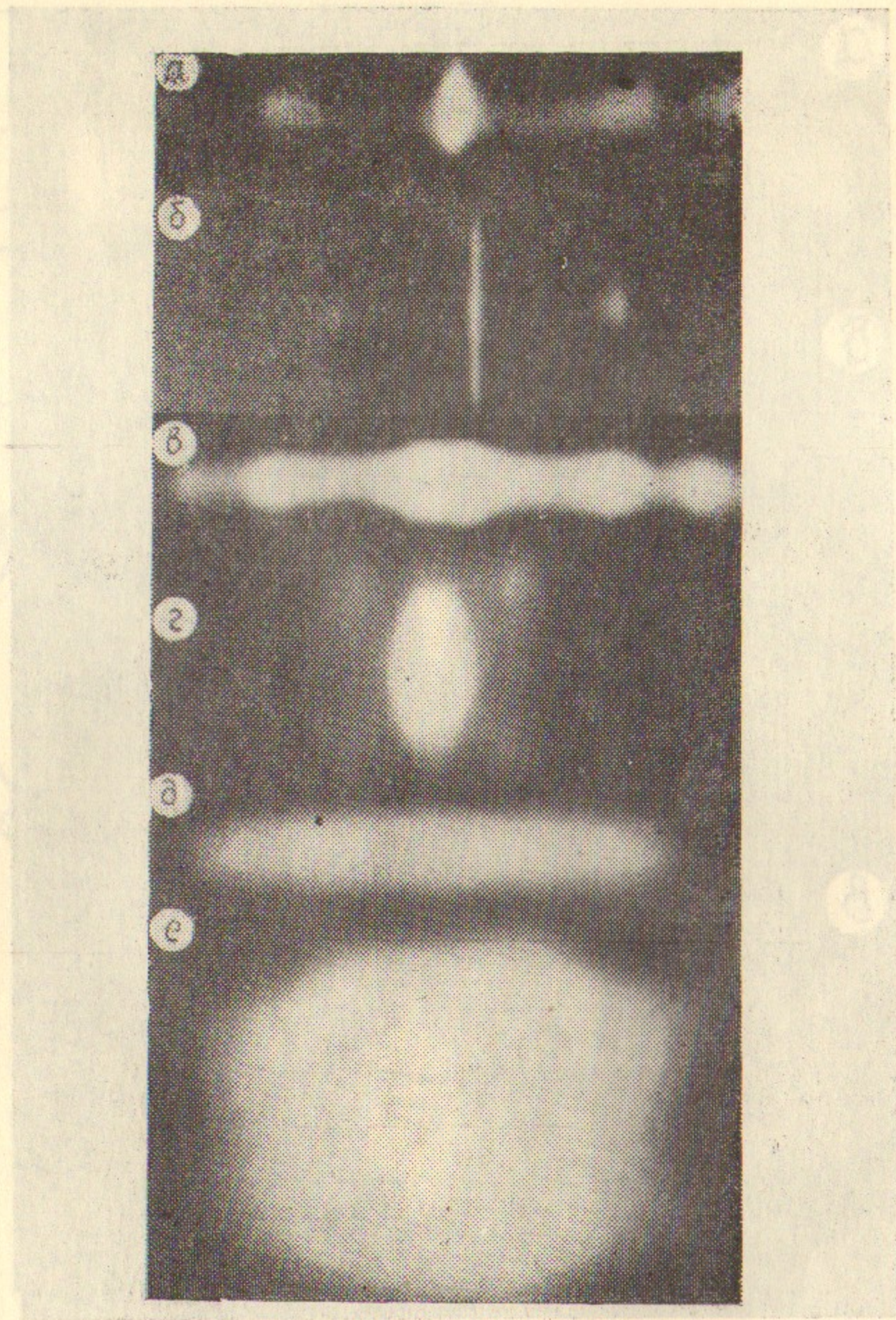


Рис. 3.

Фотографии поперечного сечения пучка при совместном действии резонансов бетатронных колебаний: а), в) и д) — двух вертикальных; б) и е) — вертикального и радиального; г) радиального и суммового.

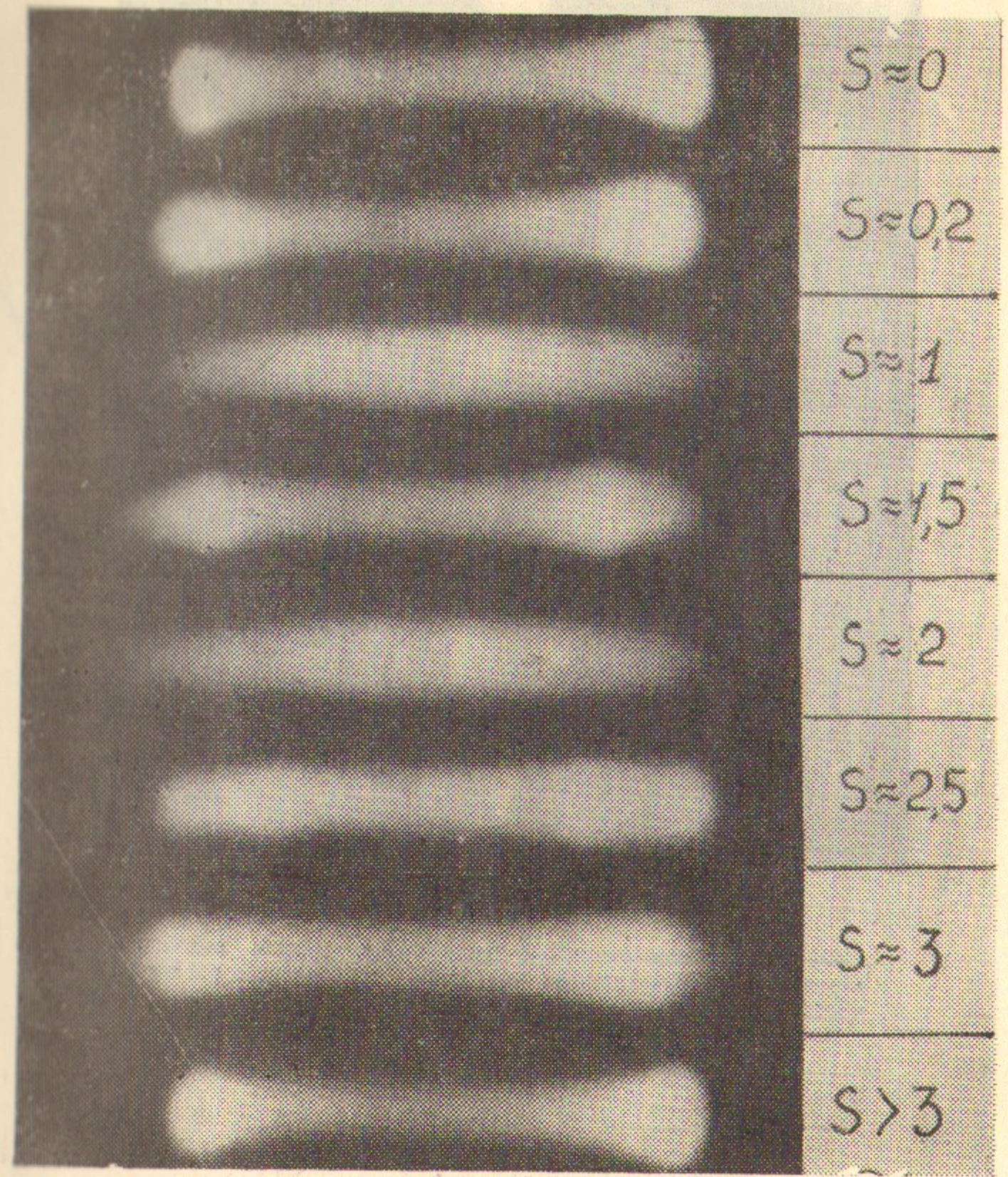


Рис. 4.

Фотографии пучка при совместном действии двух резонансов вертикальных бетатронных колебаний в зависимости от параметра S ($m=1$).

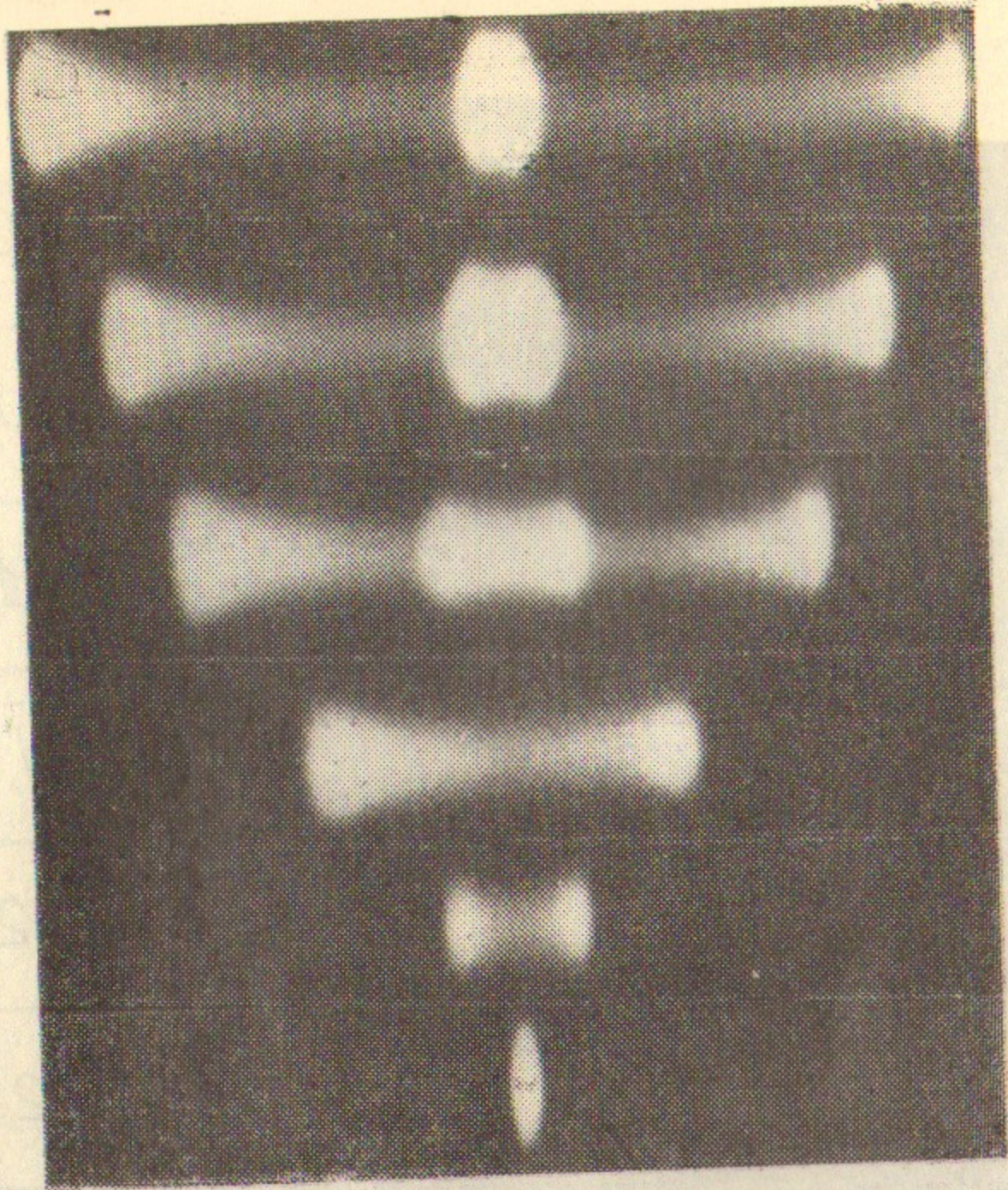


Рис. 5.

Фотографии поперечного сечения пучка вблизи резонанса вертикальных бетатронных колебаний для разных расстроек частоты относительно точного резонанса.

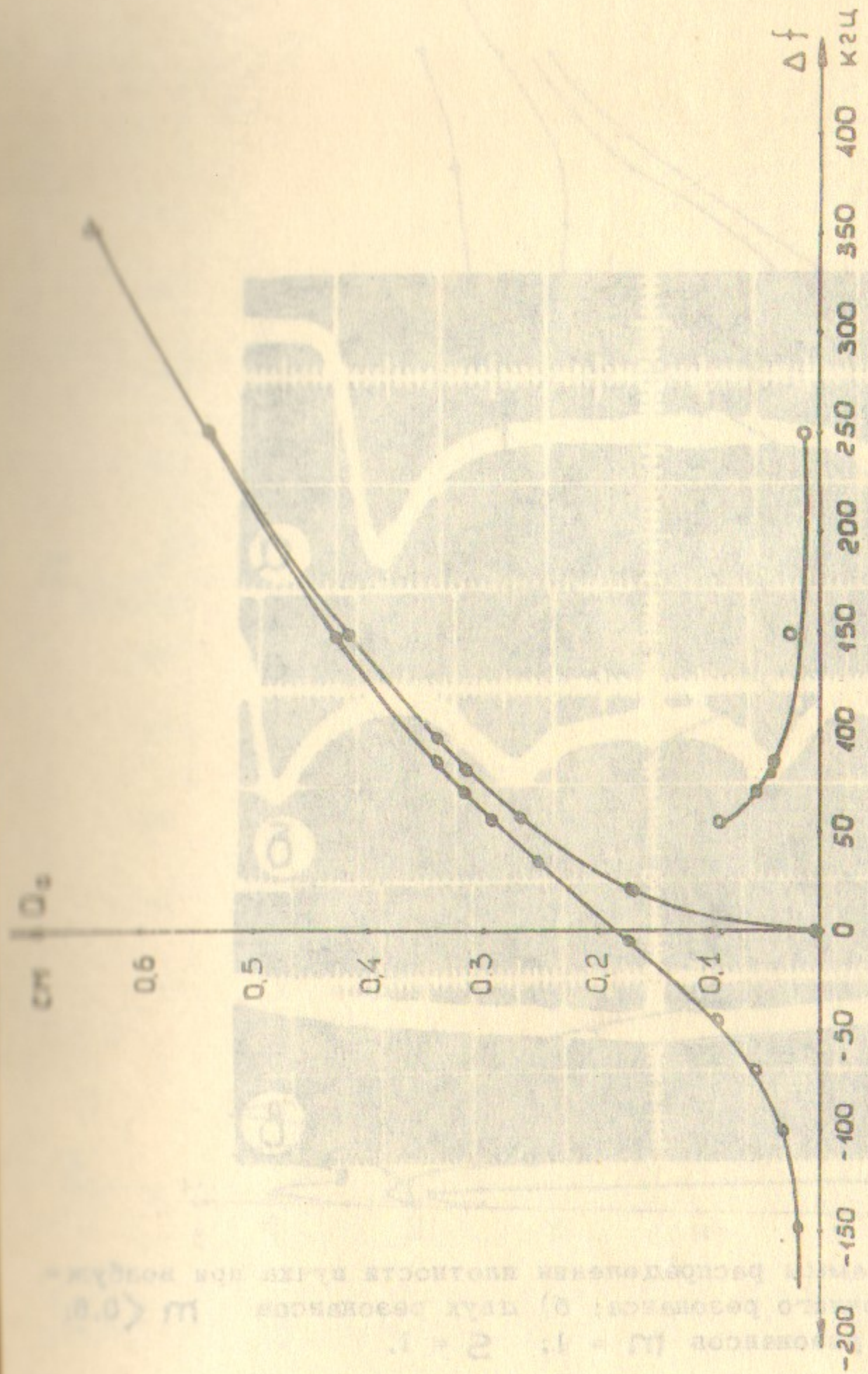


Рис. 6. Зависимость равновесной амплитуды ОБА резонанса вертикальных бетатронных колебаний от частотной расстройки

● - $U_{раск.} = 3$ в; ○ - $U_{раск.} = 150$ в.

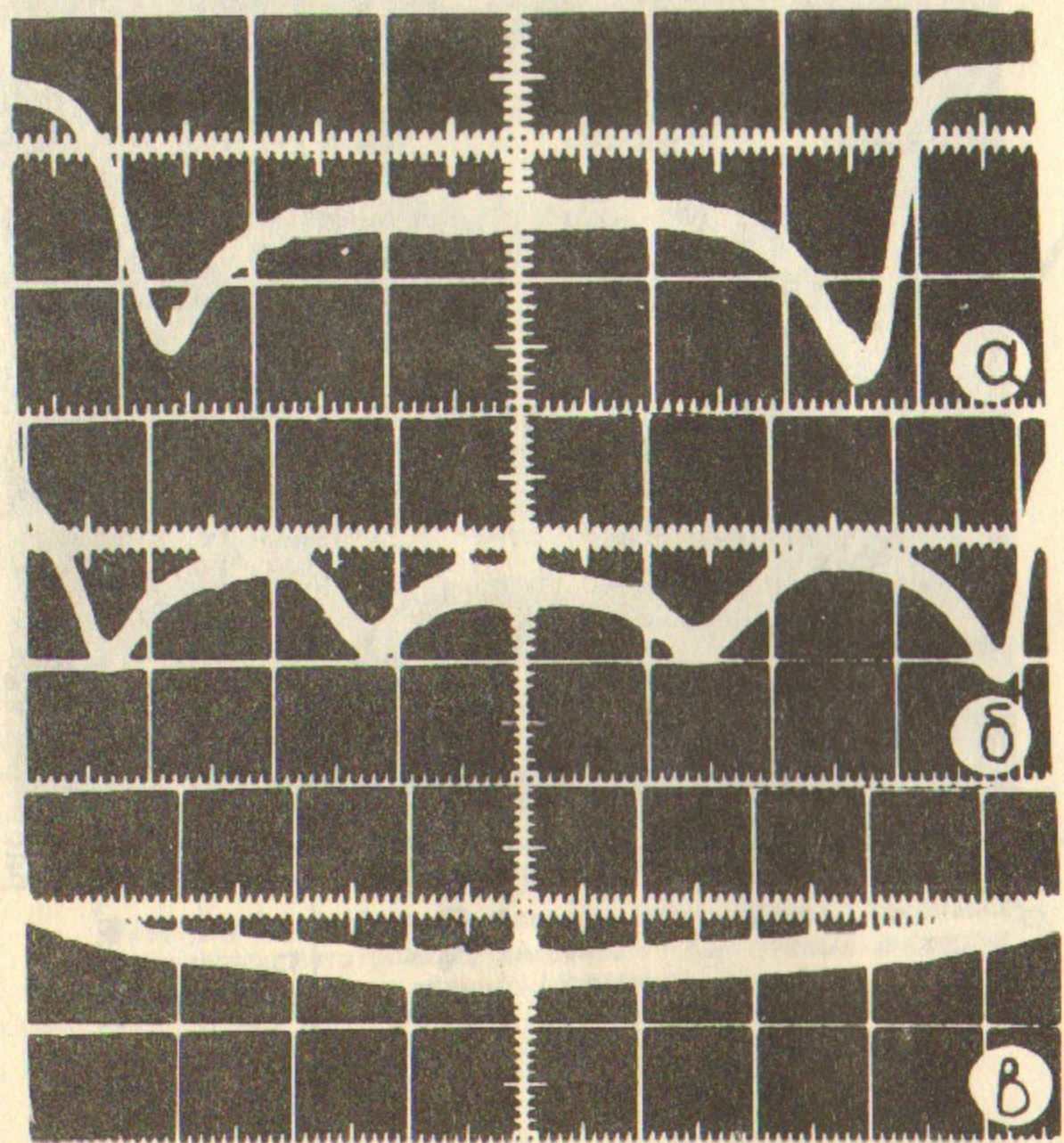


Рис.7. Осциллограммы распределения плотности пучка при возбуждении: а) одиночного резонанса; б) двух резонансов $m < 0,6$; $S = 1$; в) двух резонансов $m = 1$; $S = 1$.

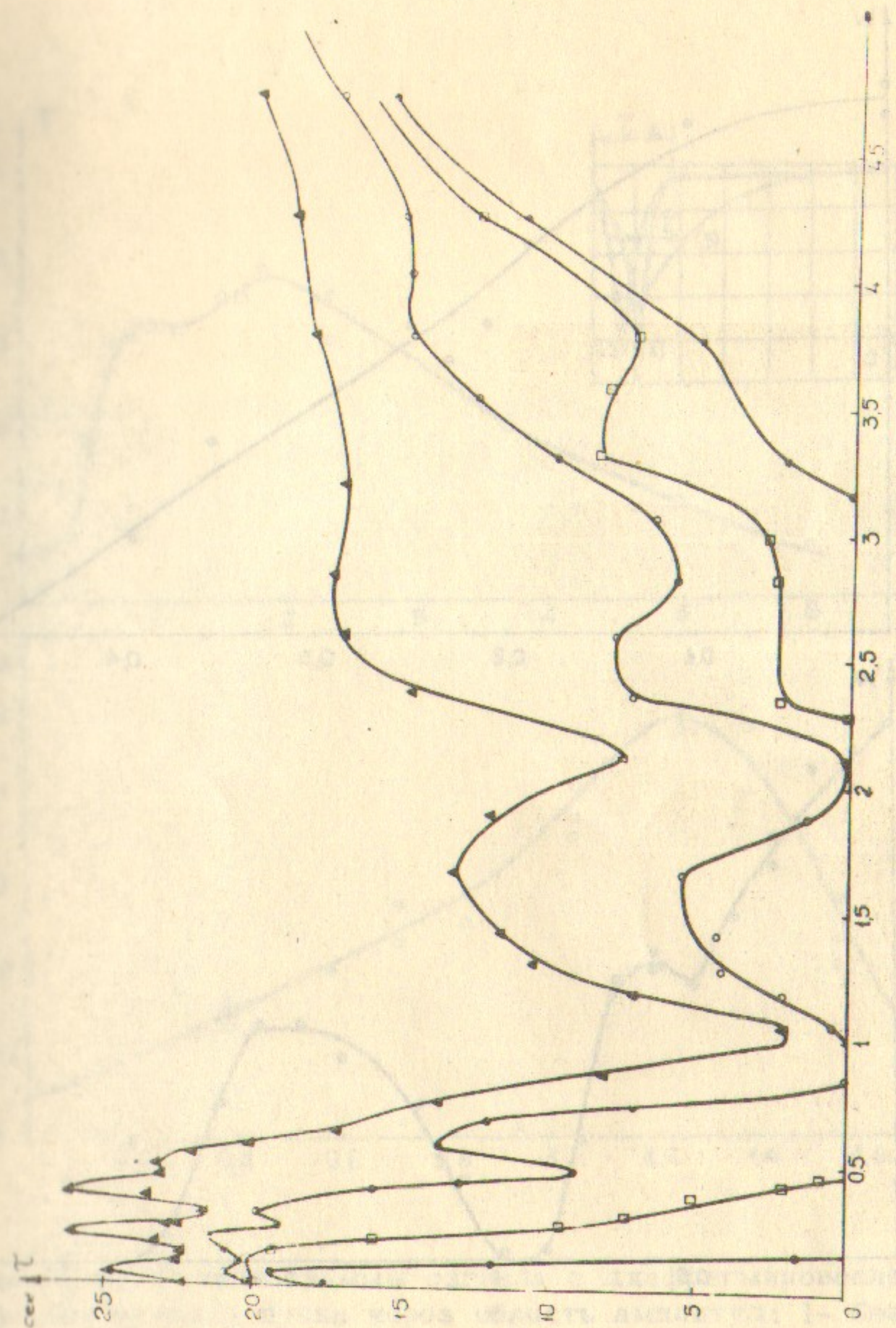


Рис.8. Зависимость времени жизни частиц в ОБА от параметра S : $\Delta - m = 0,3$; $\circ - m = 0,5$; $\square - m = 0,7$; $\bullet - m = 1$.

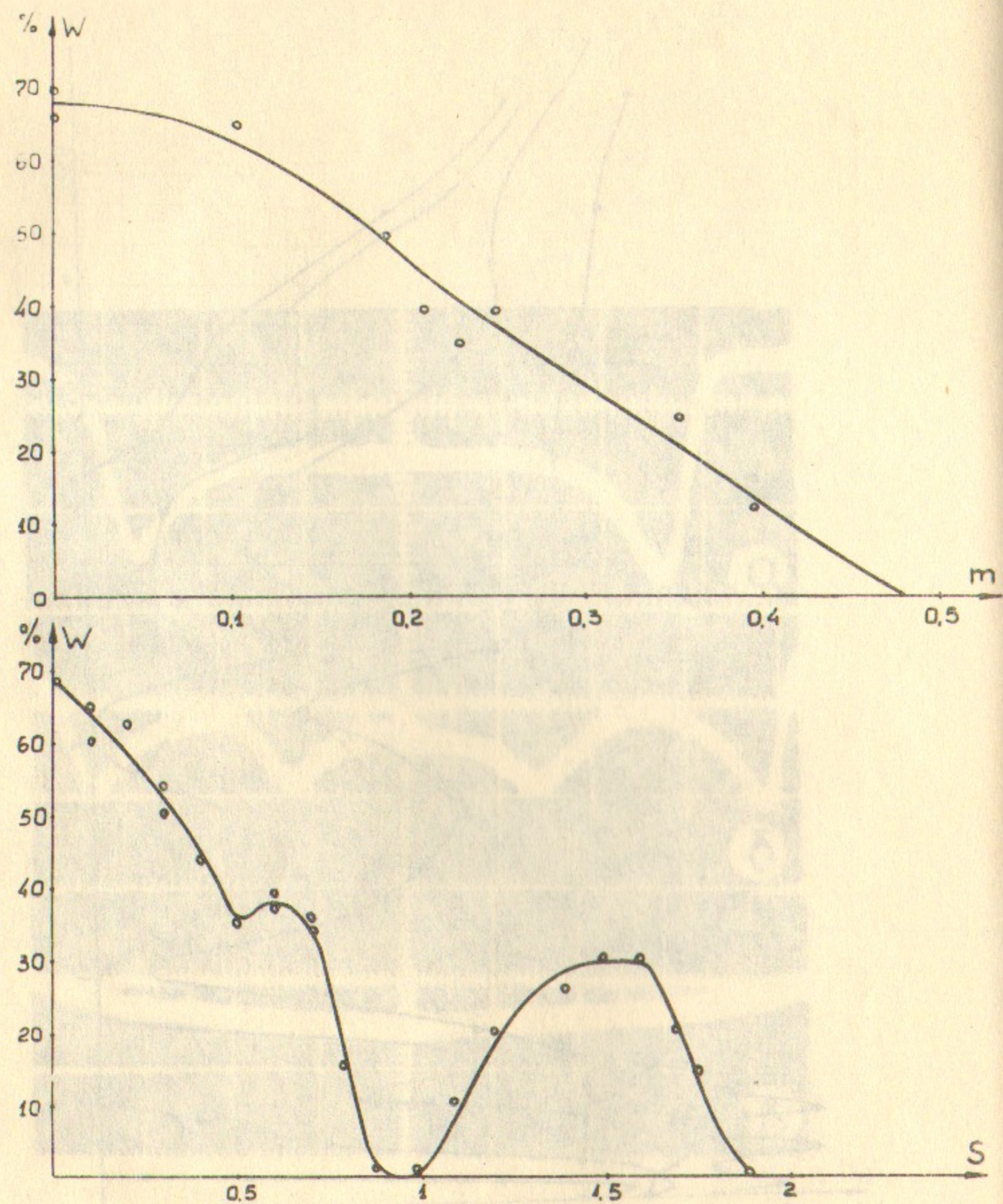


Рис.9. Зависимость вероятности захвата частиц в ОБА₁ от : а) параметра m , ($S = 1$); б) параметра S ($m = 0,4$).

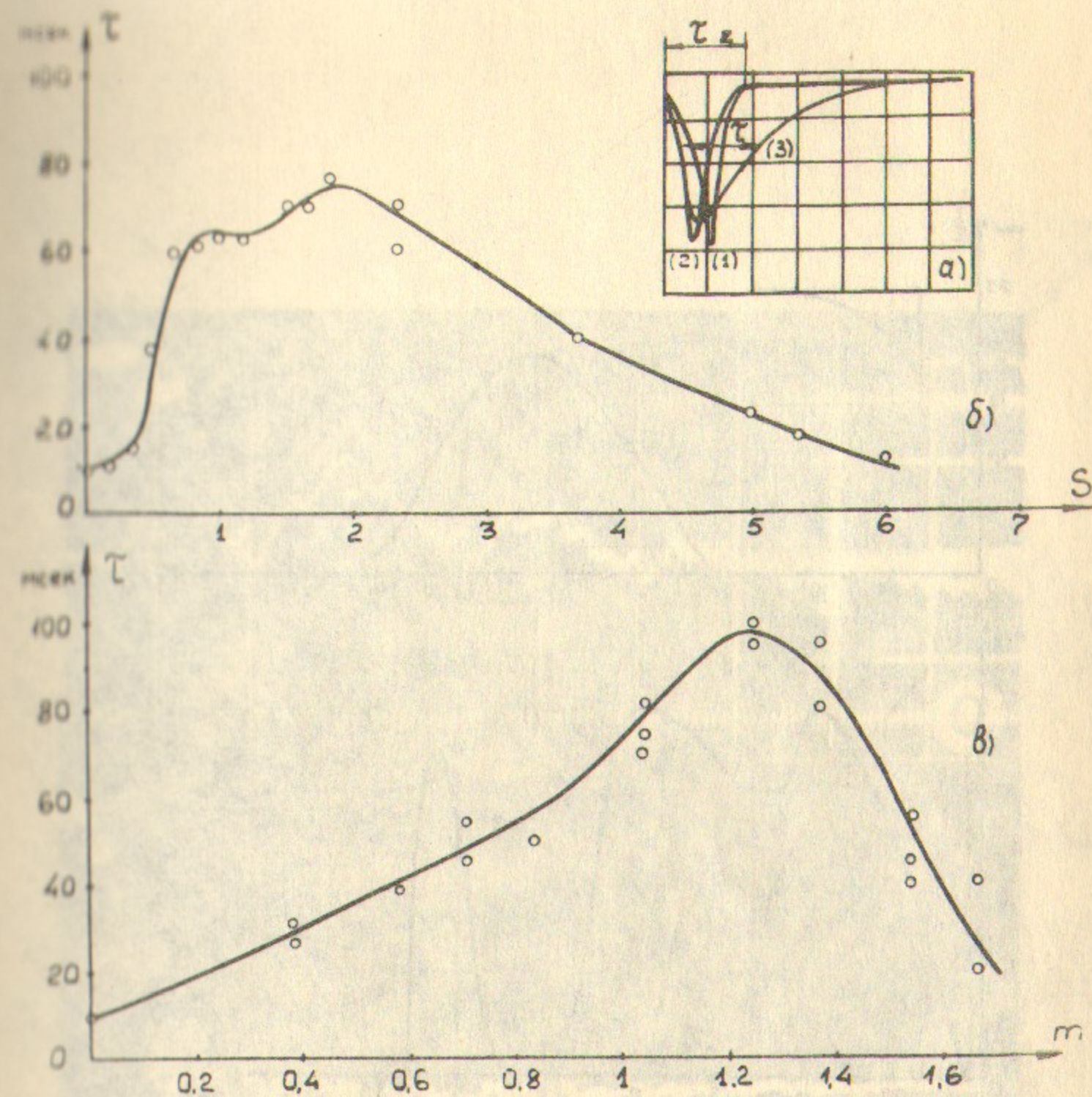


Рис.10. а) Осциллограммы сигнала с диафрагмированного ФЭУ при прохождении пучка через область амплитуд: 1- без ОБА; 2- с одной ОБА₁; 3- с двумя ОБА. б) Зависимость разброса времени затухания от параметра S ($m \approx 1$); в) зависимость времени затухания от параметра m ($S \approx 0,6$).

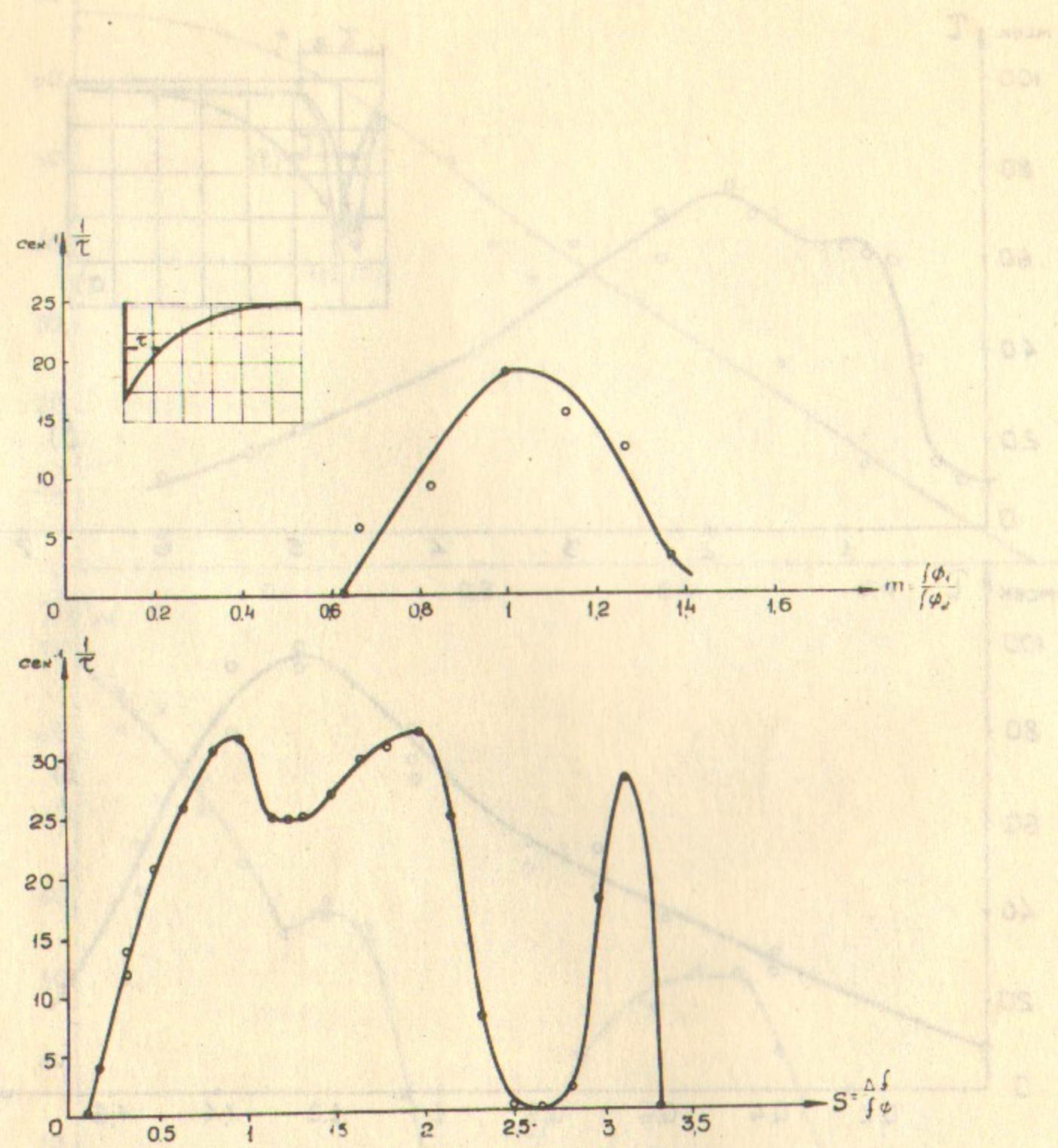


Рис.11. Зависимость времени ухода частиц из ОБА₁ при включении ОБА₂ от: а) параметра m ($S = 0.5$); б) от параметра S ($m=1$)

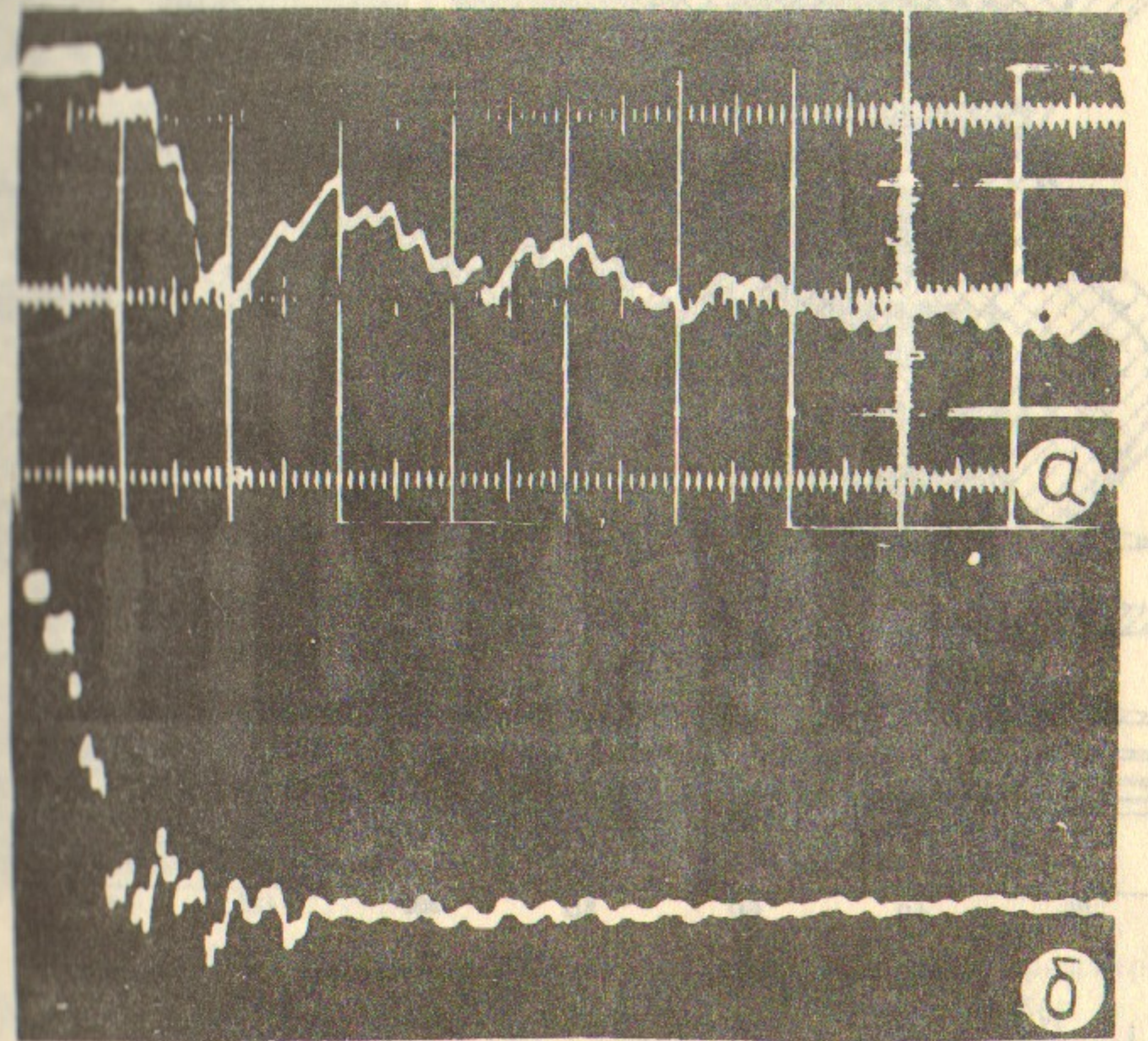


Рис.12. Осциллограммы тока с диафрагмированного ФЭУ (масштаб 250 мсек/см).

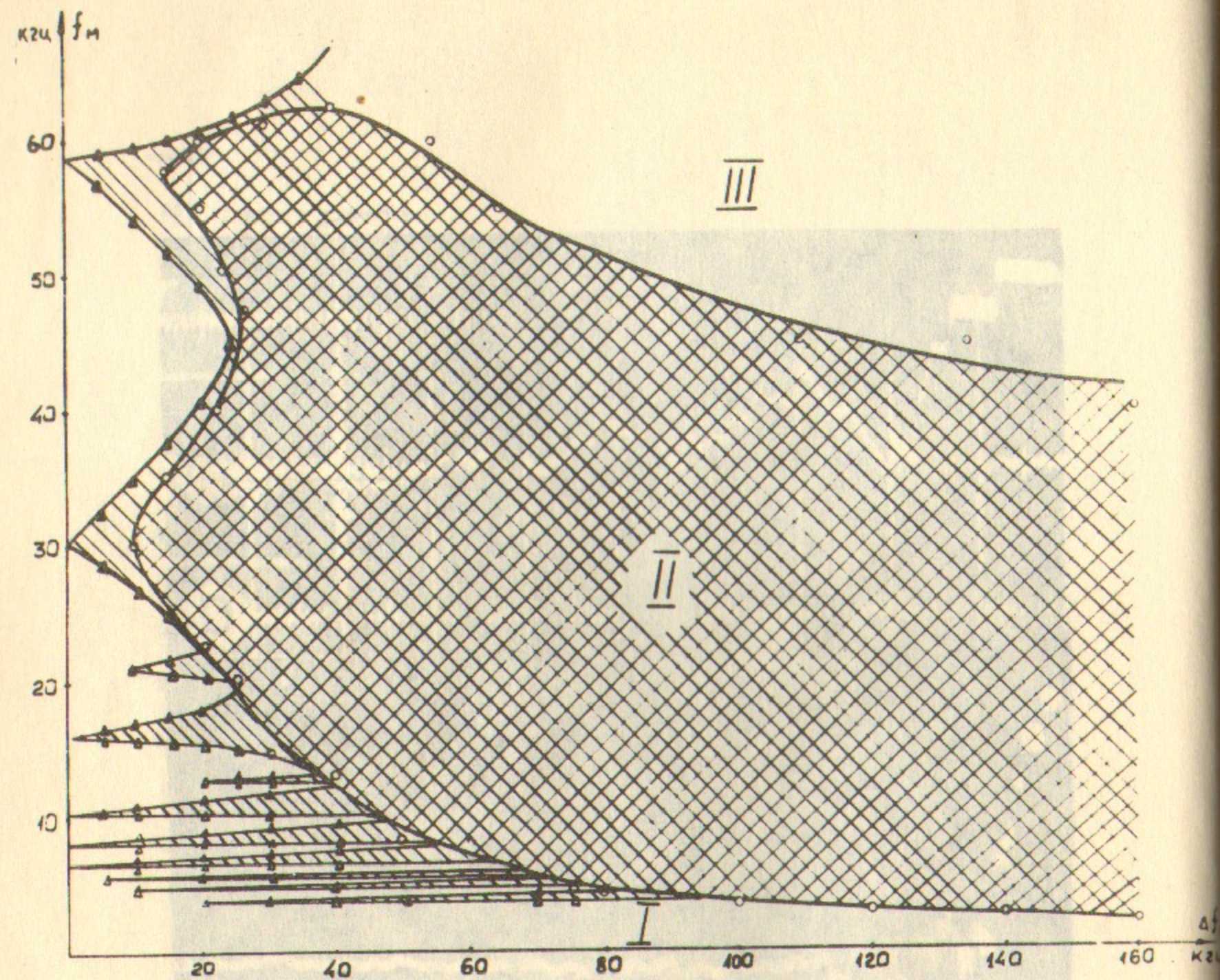


Рис.13. Диаграмма устойчивости движения при периодическом прохождении резонанса ($f_{\phi} = 36$ кгц): I - медленное ("адиабатическое" прохождение); II - стохастическая область (O - полное разрушение ОБА; Δ - частичное разрушение ОБА); III - область "модуляционных" резонансов.

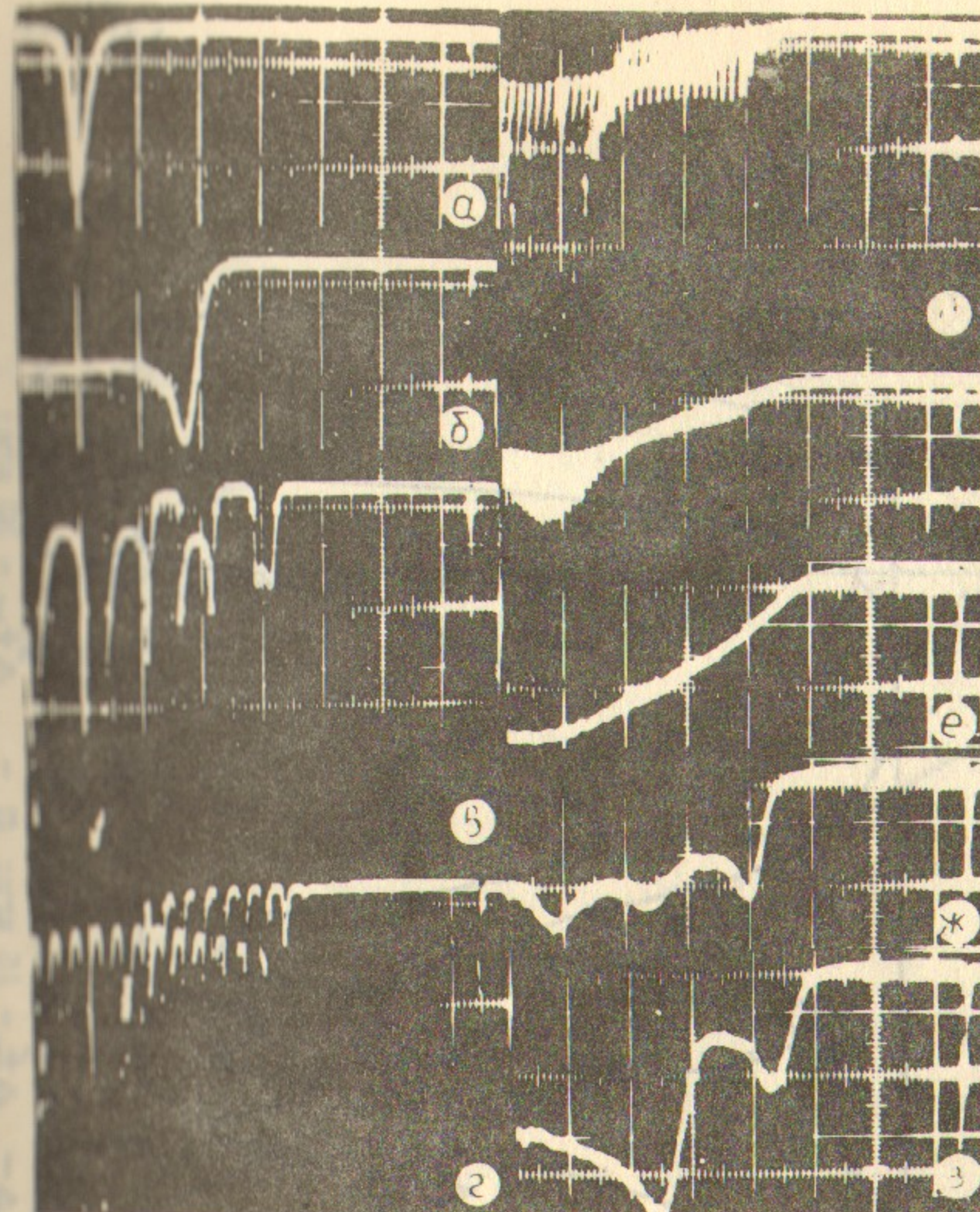


Рис.14. Осциллограммы распределения плотности пучка, характерные для разных областей: а) резонанса нет; б) резонанс без неадиабатического прохождение; в), г) и д) - переход от медленного прохождение к стохастической неустойчивости; е) - стохастическая неустойчивость; ж), з) - "модуляционные" резонансы.

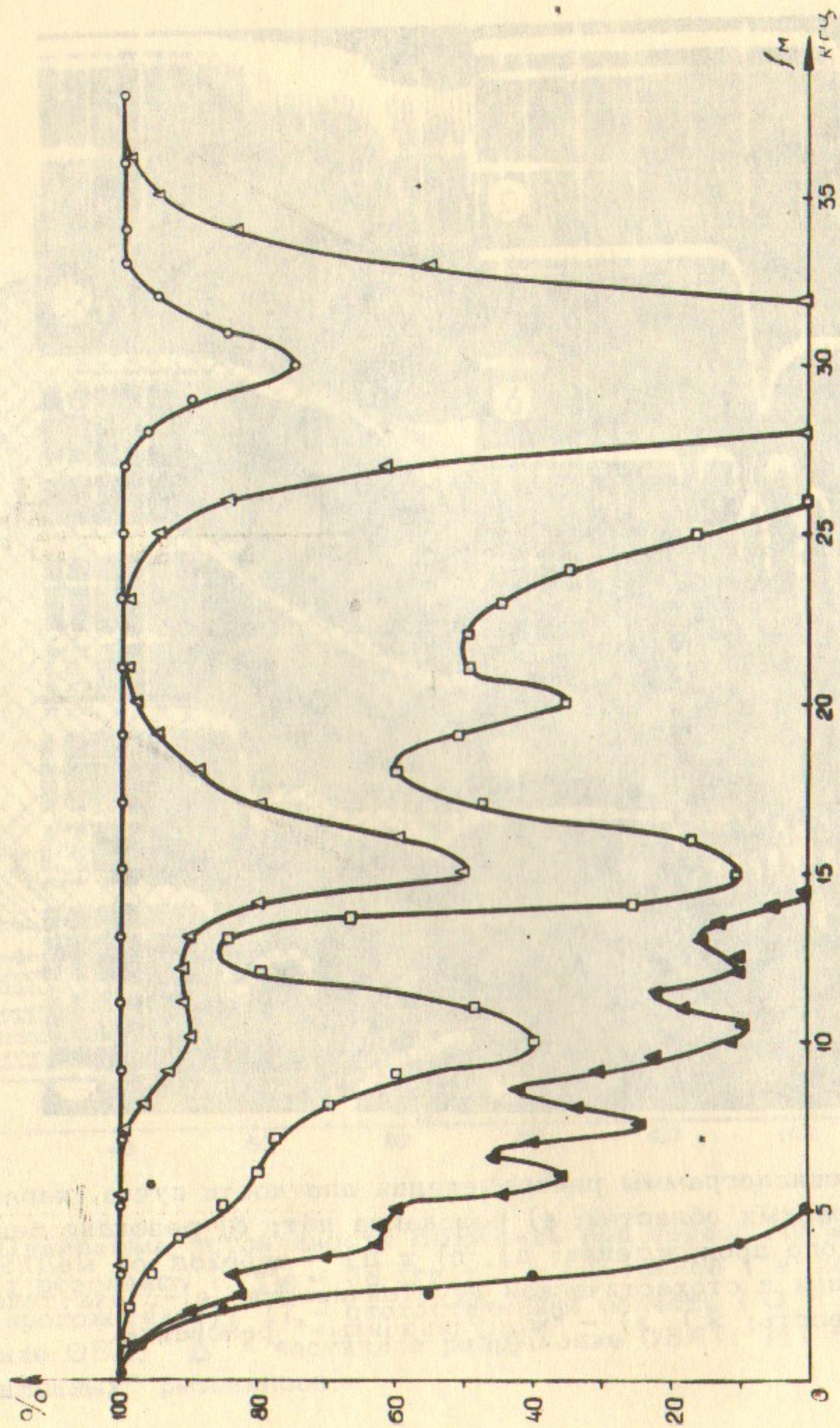


Рис.16. Зависимость переменной составляющей тока ФЭУ от частоты модуляции:

○ - $\Delta f_M = 5$ кГц; Δ - $\Delta f_M = 15$ кГц; \square - $\Delta f_M = 30$ кГц;

\blacktriangle - $\Delta f_M = 60$ кГц; \bullet - $\Delta f_M = 120$ кГц.

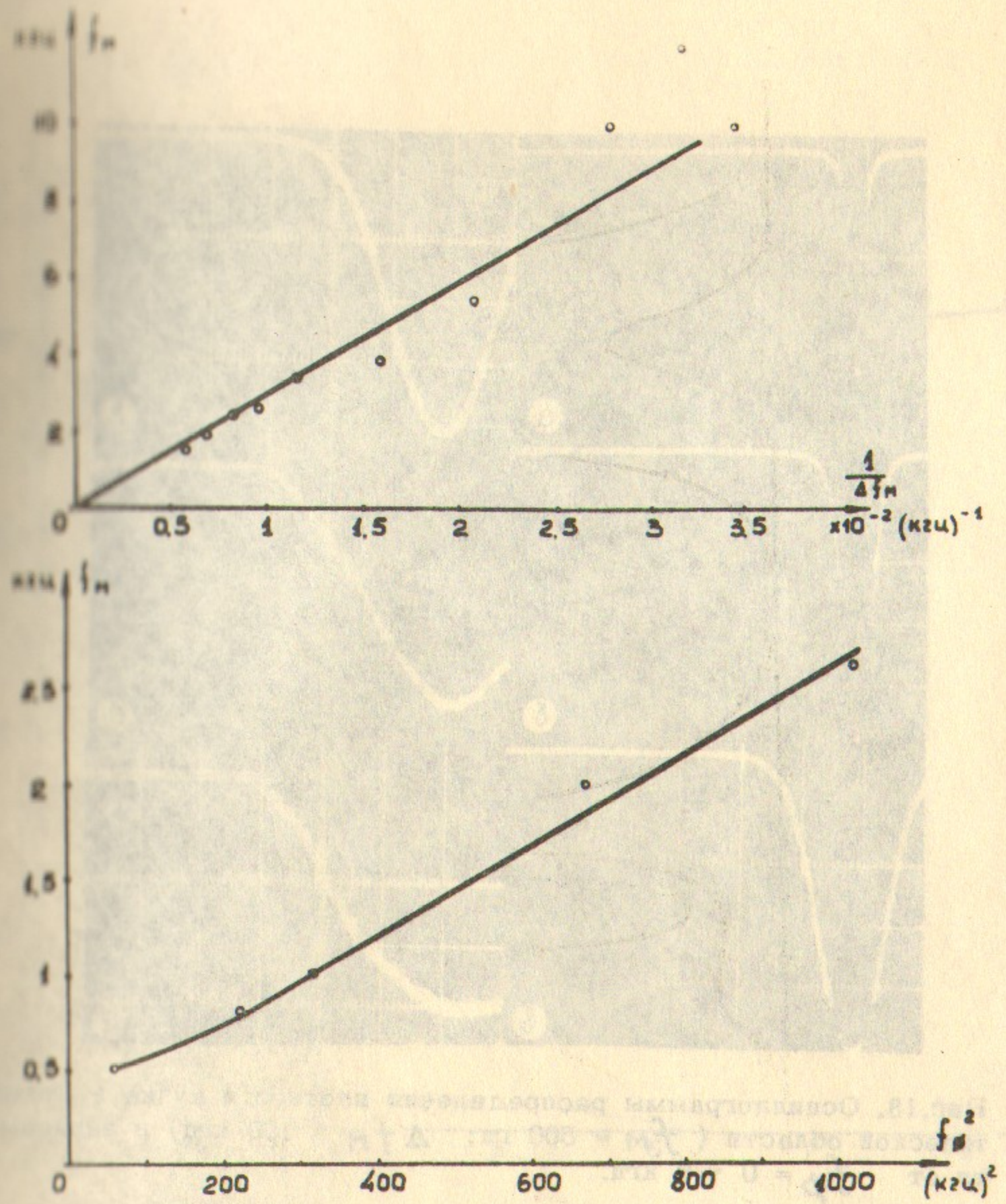


Рис.17. Зависимость нижней границы полного разрушения ОБА от:
 а) величины девиации ($f_0 = 34$ кГц); б) от мощности резонанса ($\Delta f_M = 100$ кГц).

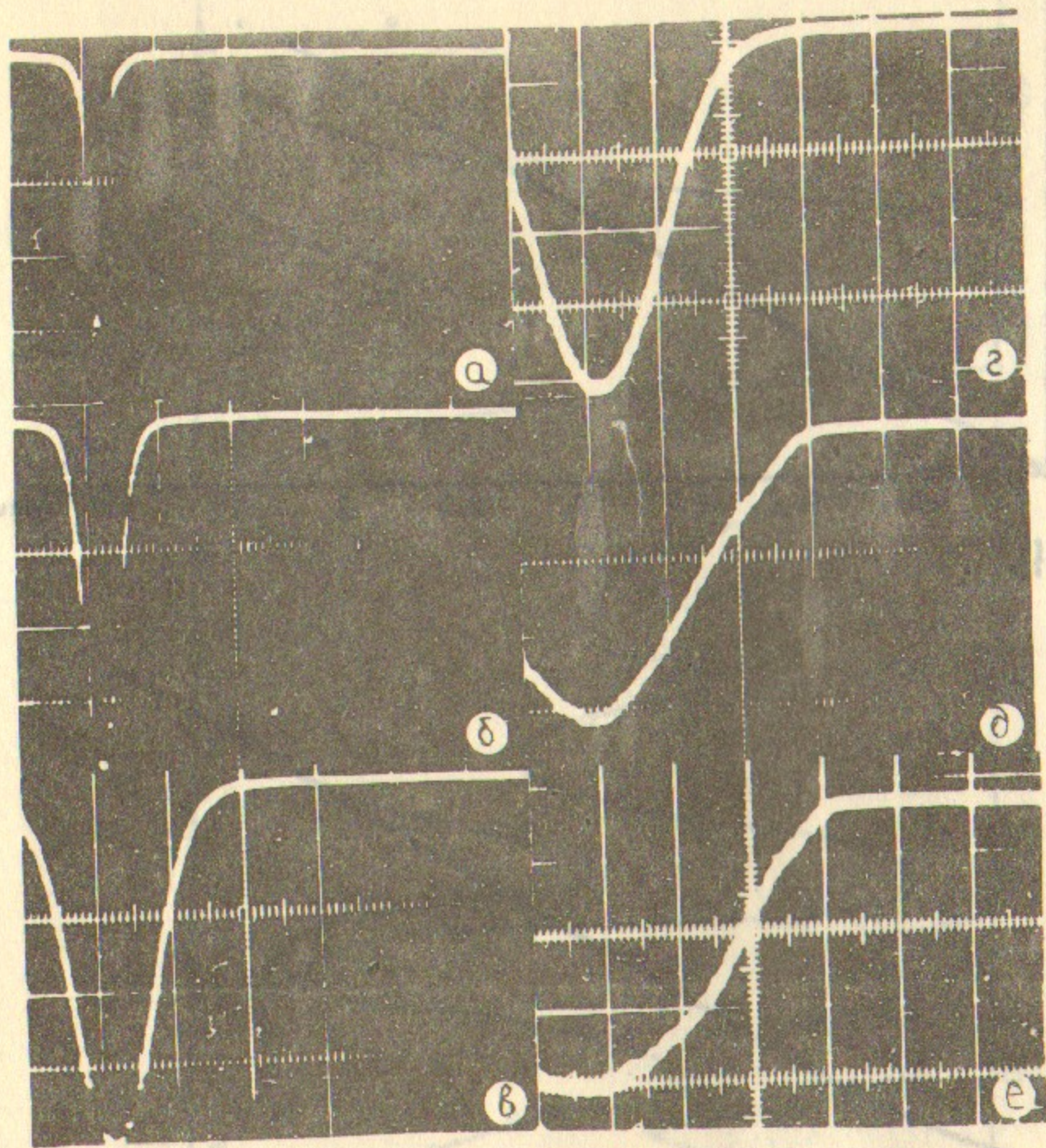


Рис.18. Осциллограммы распределения плотности пучка в стохастической области ($f_M = 500$ гц; $\Delta f_M = 100$ кгц) в зависимости от $f_\phi = 0 - 8$ кгц.

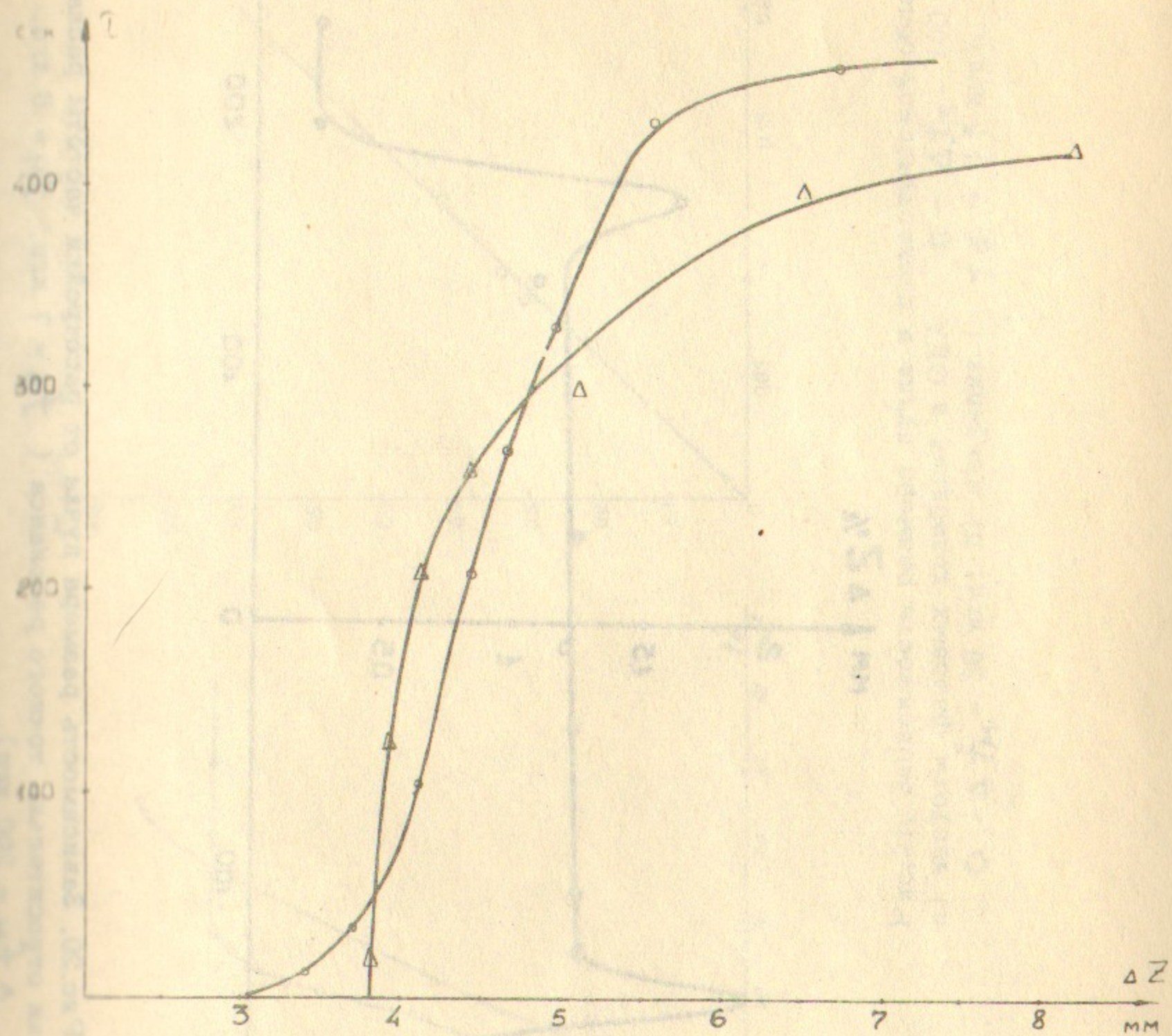


Рис.19. Зависимость времени жизни пучка от апертуры при увеличении размера пучка с помощью: O - нерезонансной раскачки; Delta - стохастической неустойчивости.

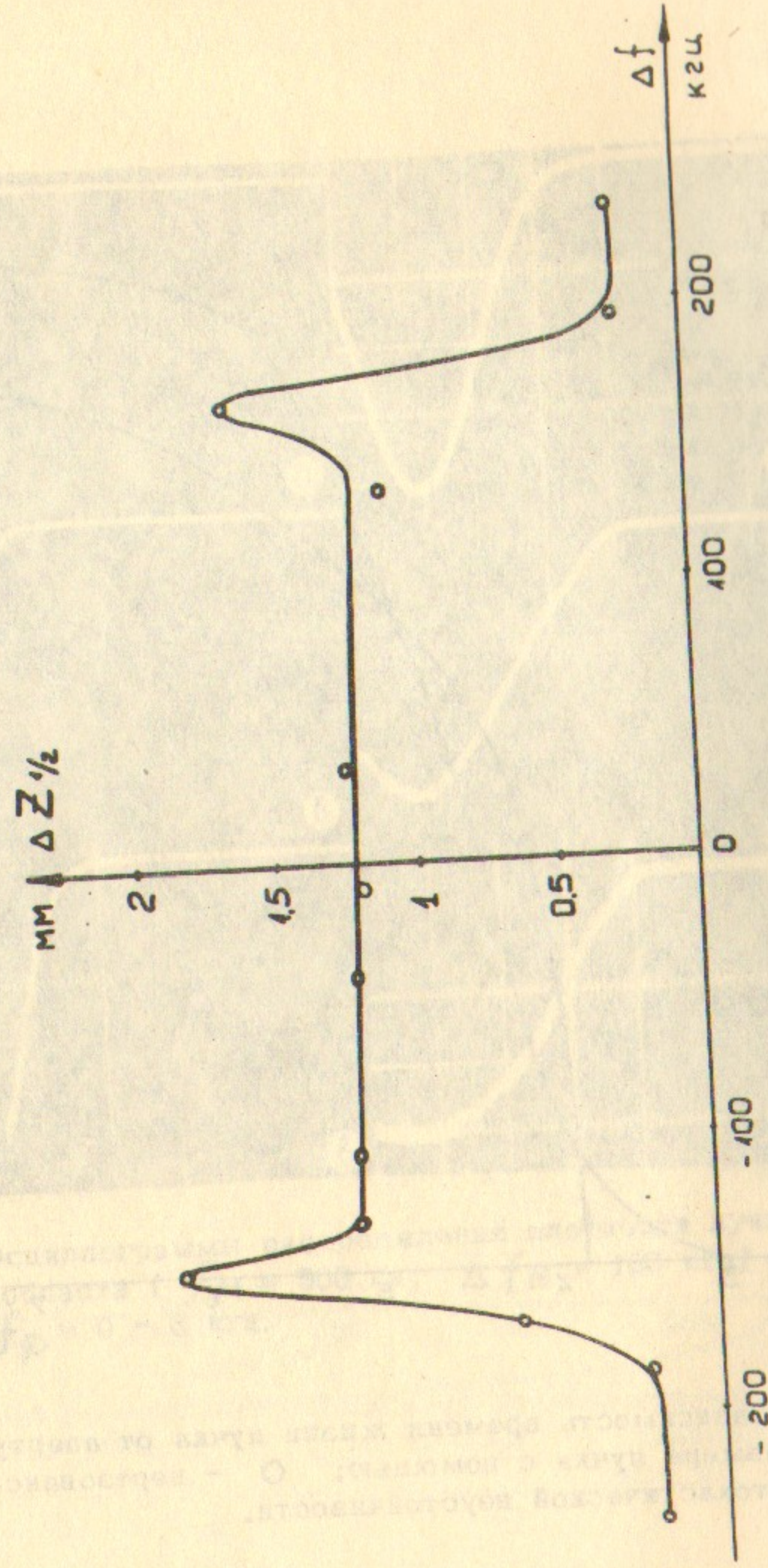


Рис.20. Зависимость размера пучка от расстройки частоты раскачки относительно точного резонанса ($f\phi = 7$ кГц, $fM = 5$ кГц, $\Delta fM = 200$ кГц).

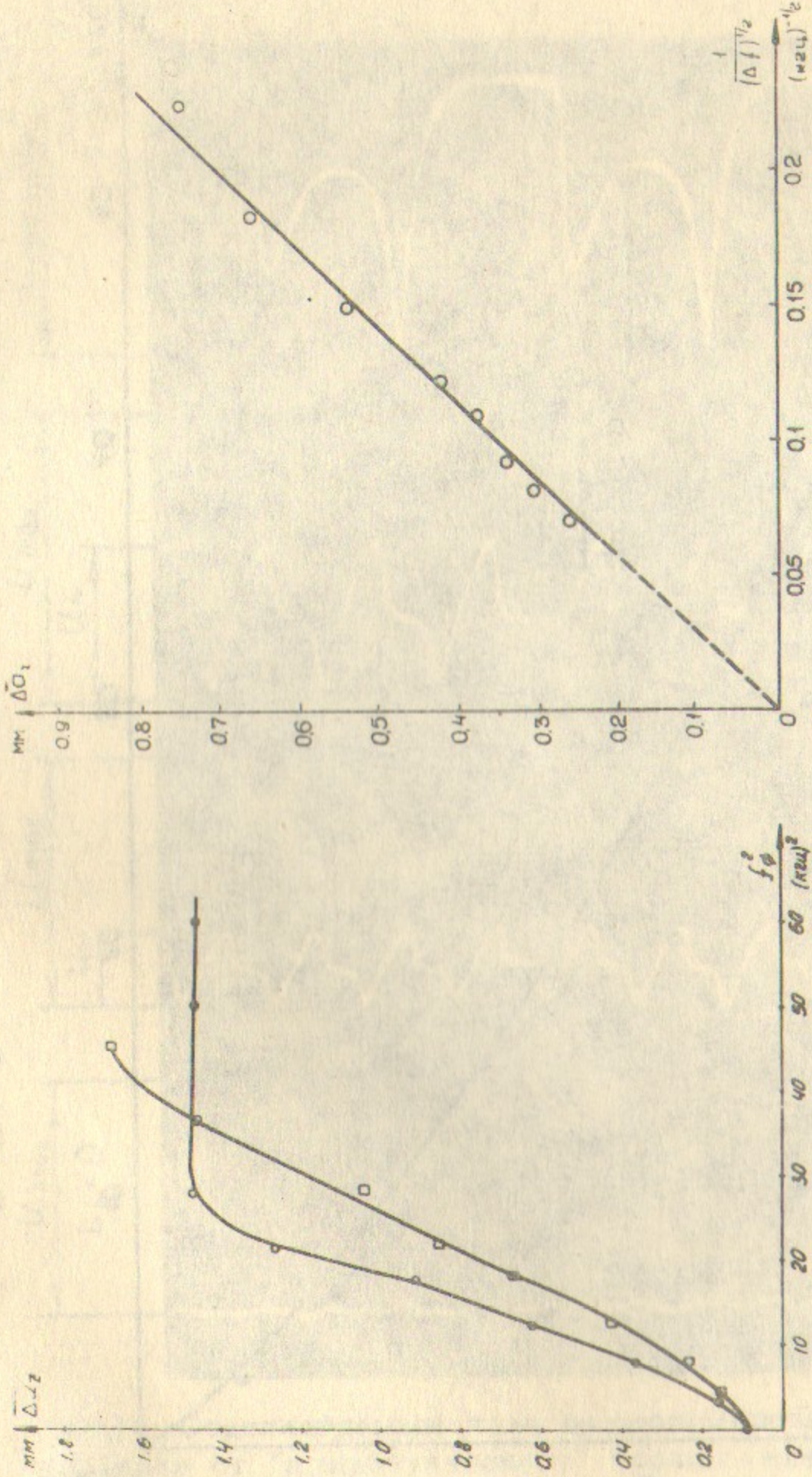


Рис.21. Зависимость размера пучка в стохастической области от:
 а) частоты фазовых колебаний в ОБА ($\Delta fM = 100$ кГц);
 б) девиации ($f\phi = 3.5$ кГц).

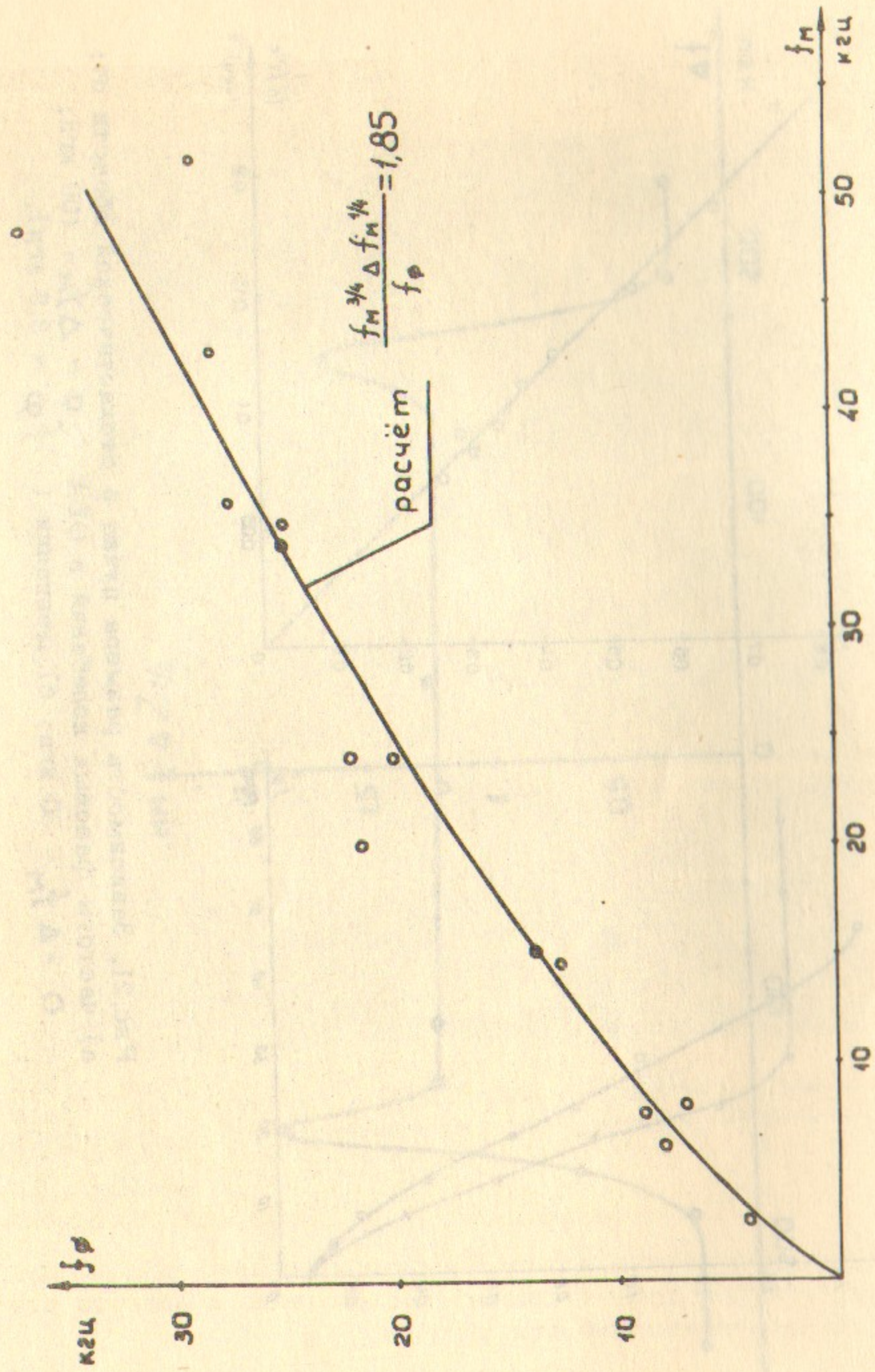


Рис.22. Зависимость верхней границы полного разрушения ОБА от мощности резонанса ($\Delta f_M = 100$ гГц).

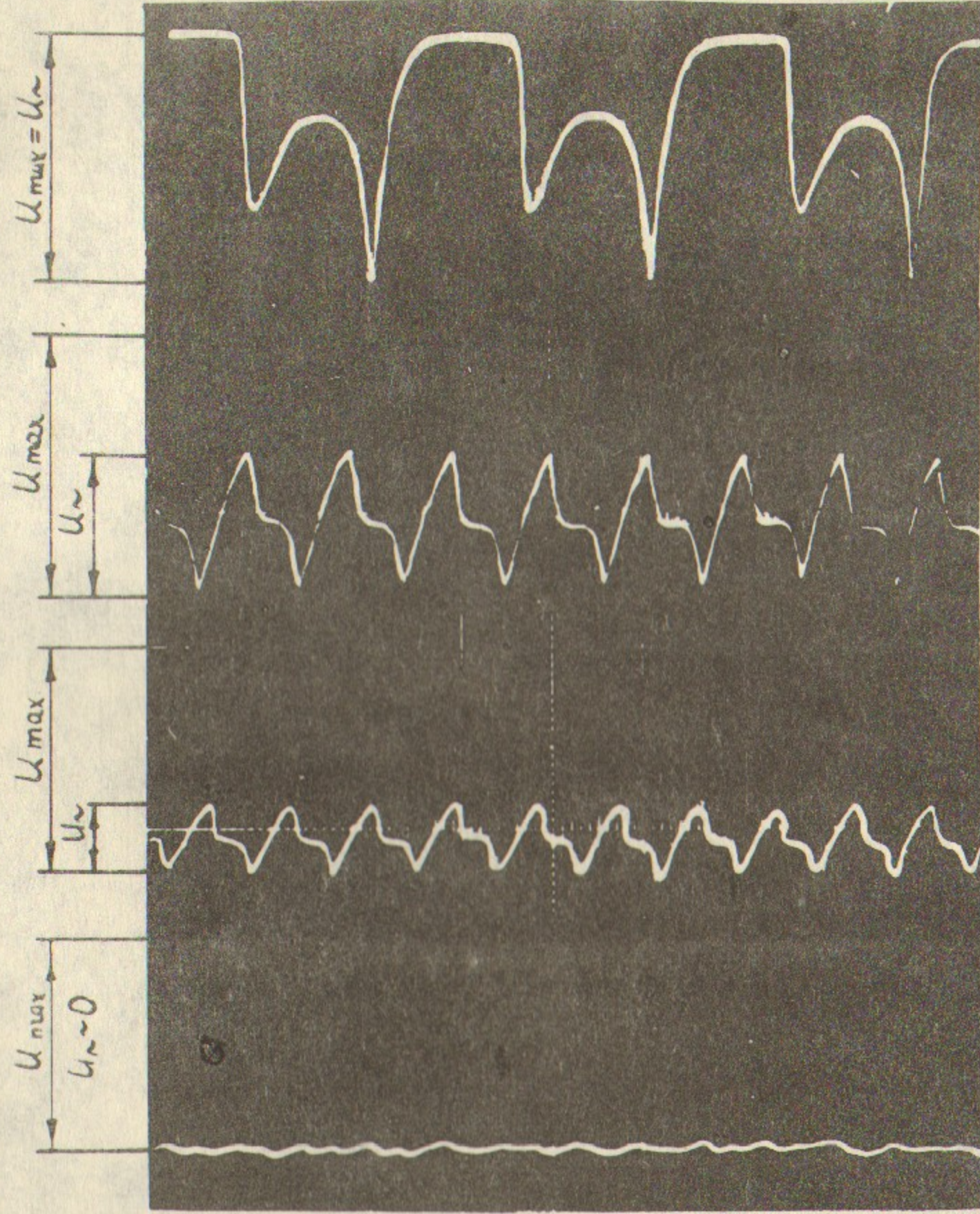
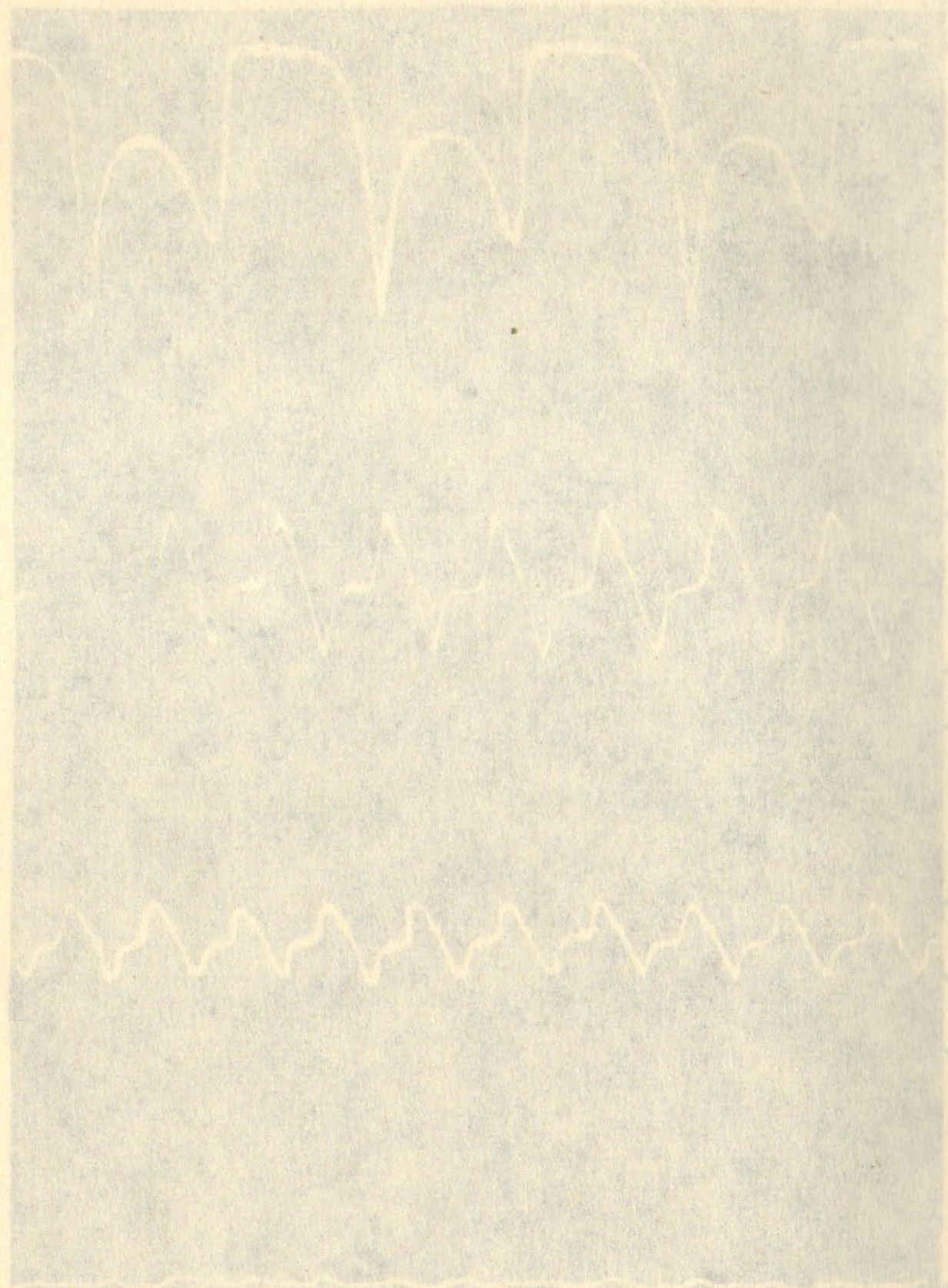


Рис.15. Осциллограммы тока диафрагмированного ФЭУ при переходе от "адиабатического" прохождения к области стохастической неустойчивости.



№ 0
0,5 мВ
1 сек

Ответственный за выпуск Г.Н.Кулипанов
Подписано к печати 7.08.69
Усл. 2,5 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
Заказ № 323

Отпечатано на роталпринте в ИЯФ СО АН СССР