

4
И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р

И Я Ф 6 - 72

В.Т.Астрелин, И.А.Богащенко, Н.С.Бучельникова,

Ю.И.Эйдельман

ОБТЕКАНИЕ ПЛАСТИНКИ ЗАМАГНИЧЕННОЙ
ПЛАЗМОЙ

Новосибирск

1972

В.Т.Астрелин, И.А.Богаченко, Н.С.Бучельникова,
Ю.И.Эйдельман

ОБТЕКАНИЕ ПЛАСТИНКИ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМОЙ

А Н Н О Т А Ц И Я

Изучена структура возмущенной зоны за пластинкой, обтекаемой потоком разреженной замагниченной плазмы. Варьировались ширина пластинки, скорость потока плазмы, магнитное поле, а также ориентация пластинки относительно направления движения потока. Исследовано влияние потенциала пластинки на картину её обтекания.

Эксперименты проводились в условиях, моделирующих условия обтекания искусственных спутников Земли в ионосфере.

Магнитное поле изменялось от 500 до 1800 э, плотность плазмы $n \sim 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, скорости потока плазмы $V_0 = (1,24 - 2,5) \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, температура катодов $T = 1000 - 2000^\circ \text{ К}$.

Измерения плотности проводились с помощью цилиндрических коллекторных зондов длиной 2 мм и диаметром 0,25 мм; скорость потока определялась по перелому T_e продольных облученных зондов.

$$V_0 = \frac{Z_0 \omega_{pe}}{2\pi}$$

Настоящая работа посвящена исследованию обтекания пластинки замагниченной плазмой в условиях, моделирующих условия обтекания искусственных спутников Земли. Обтекание пластинки замагниченной плазмой рассматривалось теоретически /1/, обтекание замагниченной плазмой ранее не исследовалось ни теоретически, ни экспериментально.

1. Описание установки

Эксперименты проводились на установке типа Q-машины. Возможность использования её для исследования обтекания тел замагниченной плазмой была подробно рассмотрена ранее /2/.

Плазма образуется при термической ионизации калия на вольфрамовом ионизаторе диаметром 4 см, нагретом до температуры $T \sim 2000^\circ\text{K}$. Плазма удерживается магнитным полем и представляет собой цилиндрический столб, ограниченный с одного торца ионизатором, а с другого - холодным отрицательно-заряженным электродом ($U = -7\text{ в}$). Плотность плазмы практически однородна вблизи оси столба в области диаметром $\sim 2,5\text{ см}$. Эксперименты проводились в режиме электронного слоя. В этом случае ионы ускоряются в слое, приобретая направленную скорость V_0 и продольную температуру $T_{i||}$ /3/. Плазма течет вдоль магнитного поля от ионизатора к холодному электроду со скоростью V_0 . В режиме электронного слоя поток устойчив.

Электроны имеют максвелловскую функцию распределения с температурой $T_e \sim T$, ионы - двухтемпературную максвелловскую функцию с $T_{i||} < T_{i\perp} \sim T$ /2/. Параметры плазмы таковы, что $e-i$ и $e-e$ столкновения не играют роли (длина свободного пробега $l \gg L$), однако, $i-i$ столкновения, приводящие к выравниванию $T_{i||}$ и $T_{i\perp}$, могут оказаться существенными.

Магнитное поле изменялось от 500 до 1600 э, плотность плазмы $n \sim 1,5 \div 6 \cdot 10^9\text{ см}^{-3}$, скорость потока плазмы $V_0 = (1,2 \div 2,5) \cdot 10^5\text{ см/сек}$, температура ионизатора $T = 2000 \div 2500^\circ\text{K}$.

Измерения плотности проводились с помощью цилиндрических вольфрамовых зондов длиной 2 мм и диаметром 0,25 мм; скорость потока определялась по периоду Z_n продольных осцилляций плотности на оси следа за телом /3/:

$$V_0 = \frac{Z_n \omega_{ni}}{2\pi}$$

ω_{ci} — ионная циклотронная частота.

Исследовалось обтекание пластинок шириной $2R_0 = 3,5, 5$ и 7 мм, Толщина пластинок $0,1$ мм, высота — 3 см, так что для описания следа тела достаточно двумерной картины. Исследуемое тело помещается в плазму перпендикулярно к потоку в зоне однородной плотности. Эксперименты проводились с отрицательно заряженными телами $U = -7$ в (потенциал относительно плазмы $\varphi_{\infty} (-4)$ в).

Условия этих экспериментов хорошо моделируют обтекание тел размером ~ 2 м в ионосфере на высотах $\sim 200-1000$ км /2/.

2. Обтекание пластинки, перпендикулярной магнитному полю

Измерения в следе за пластинкой проводились с помощью отрицательно-заряженного зонда ($\varphi_{\infty} (-4)$ в). Измерялось отношение тока зонда в данной точке $j(\rho, z)$ к току зонда в невозмущенном потоке $j_0(\rho)$. Оказалось, что плотность в следе значительно меньше невозмущенной, т.е. дебаевский радиус Γ_D может стать сравнимым с радиусом зонда, т.е. может возрасти эффективная поверхность зонда /4/. В этом случае отношение j/j_0 больше, чем n/n_0 и их различие растет с уменьшением плотности.

Теоретическое рассмотрение показывает, что функция распределения ионов по поперечным скоростям обрезана со стороны малых скоростей и различна в разных точках следа. Оценка плотности по току зонда с учетом изменения функции распределения дает значения n/n_0 меньшие, чем j/j_0 , причем различие максимально в ближней к пластинке зоне следа и в районе минимумов плотности в следе.

Таким образом, следует иметь в виду, что все экспериментальные результаты представлены в виде кривых j/j_0 , которые могут отличаться от кривых n/n_0 в области малых значений j/j_0 .

На рис.1 показаны характерные сечения следа за пластинкой ($2R_0 = 5$ мм, $H = 1100$ э, $V_0 = 1,4 \cdot 10^5$ см/сек). Видно, что след имеет осцилляторную структуру с периодом Z_H . Периодичность сглаживается в районе второго минимума.

Изменение скорости потока существенно не влияет на обтекание. Это видно из рис.2, где показаны сечения следа при разных скоростях ($V_0 \sim 1,2 - 2,5 \cdot 10^6$ см/сек). Видно, что систематической зависи-

мости от скорости нет. Небольшое увеличение уровня следа с ростом скорости связано с тем, что в эксперименте с ростом возрастает отношение V_0/V_{T0} . Вследствие этого уменьшается размывание следа в Z -направлении (см.ниже) и плотность в максимуме возрастает.

Изменение магнитного поля заметно влияет на обтекание. Из рис.3 ($H \sim 700-1500$ э) видно, что при увеличении магнитного поля уровень следа падает.

Период осцилляции следа растет пропорционально скорости и обратно-пропорционально магнитному полю, причем при увеличении магнитного поля периодичность проявляется на больших расстояниях от тела.

Увеличение размеров пластинки приводит к уменьшению уровня следа. Это видно из рис.4 ($2R_0 = 3,5 - 7$ мм).

Сопоставление рис.3 и 4 приводит к выводу, что характерным параметром при обтекании является отношение радиуса тела к ионному ларморовскому радиусу: R_0/ρ_{H0} . Следует ожидать, что при сохранении этого отношения будет выполняться закон подобия. Действительно, оказывается, что при сохранении R_0/ρ_{H0} следы в координатах ρ/ρ_{H0} , z/z_{H0} практически совпадают /5/, что показано на рис.5.

Для того, чтобы качественно объяснить полученные результаты, можно исходить из следующей упрощенной схемы. Рассмотрим ионы, пересекающие в момент времени $t = 0$ какую-нибудь силовую линию магнитного поля в некоторой точке $z = z_0$. Через время, равное циклотронному периоду T_H все эти ионы пересекут эту же линию на расстоянии $z_H = V_0 T_H$ от точки $z = z_0$, совершив оборот по циклотронной орбите. Таким образом, на расстоянии z_H на каждой силовой линии будет воспроизведена функция распределения ионов по скоростям, а в плоскости $z = z_0 + z_H$ та же картина распределения плотности, что и в плоскости $z = z_0$. Если между точками $z = z_0$ и $z = z_0 + z_H$ находится тело, то в след, естественно, попадут только те ионы, траектории которых не пересекают тело. Ясно, что на расстоянии $z_H, 2z_H, \dots$ от тела ионов в следе быть не должно. Это и определяет осцилляторную структуру следа.

На рис.6а (кривые 1-4) показаны проекции на плоскость $\rho-z$ на рис.6б — на плоскость $\rho-y$ траекторий частиц с одинаковым φ_{H0} , вылетающих из точки z_0 на оси в разных фазах (рассматривается

точка z_0 , находящаяся на расстоянии $z_H/2$ от тела). Видно, что частицы, вылетающие в фазе 1, огибают пластинку на расстоянии $2\varphi_H$ от оси. В след попадают частицы, которые в момент времени $t = \tau_H/2$ находятся вне плоскости пластинки. Таким образом, предельные углы (фазы 2,4) можно определить по точкам пересечения окружности радиуса $2\varphi_H$ с краями пластинки. Частицы с фазами от 2 до 4 гибнут на теле. Отношение угла 2-3-4 (рис.6г) к полному углу (180°) даёт долю частиц, гибнущих на теле. Из рис.6г видно, что доля частиц, гибнущих на теле, падает с уменьшением R_0 и ростом φ_H (угол 2¹ - 3 - 4¹) и не зависит от V_0 . Таким образом с уменьшением R_0 и H уровень следа должен расти.

Если есть распределение по поперечным скоростям (распределение по φ_H), то в след на оси могут попасть только те частицы, у которых $2\varphi_H > R_0$. Таким образом, функция распределения в следе обрезана со стороны малых скоростей. Доля частиц с большими ларморовскими радиусами в распределении увеличивается при уменьшении магнитного поля (из-за увеличения среднего ларморовского радиуса) и не меняется при изменении скорости потока (рис.6б). Этим, в основном, и определяется характер зависимости следа от поля и скорости. Действительно, при изменении V_0 след практически не меняется. При уменьшении магнитного поля уровень следа возрастает. Увеличение поперечной температуры приводит к увеличению среднего ларморовского радиуса, и, следовательно, увеличению уровня следа на оси. Увеличение размера тела приводит к увеличению доли частиц гибнущих на теле, т.е. к понижению уровня следа. При одновременном изменении R_0 и φ_H с сохранением R_0/φ_H эта доля остается постоянной, т.е. следы должны быть подобны.

Разброс по продольным скоростям приводит к появлению конечной плотности в минимуме осцилляции на оси, размыванию следа в Z -направлении и полной потере осцилляторной структуры через несколько периодов. Разброс по поперечным скоростям приводит к размыванию поперечного сечения.

3. Изменение угла пластинки относительно магнитного поля

Изменение угла α между пластинкой и магнитным полем приводит к изменению доли частиц, гибнущих на пластинке (рис.6) и,

следовательно, изменению потока частиц на неё. При этом электронный поток меняется пропорционально $|\sin \alpha|$, т.к. ларморовский радиус электронов мал и поток определяется площадью проекции тела, перпендикулярной магнитному полю. Ионный поток меняется значительно слабее, так как из-за достаточно большого ларморовского радиуса существенную роль играют ионы, попадающие на "боковую" поверхность пластинки (рис.7).

Уровень следа растёт с уменьшением угла α (рис.8), поперечное сечение сужается. Меняется и форма сечения. Это особенно отчетливо проявляется в сечении, близком к телу (рис.8, $z/z_H \sim 0,2$). Видно, что при $\alpha = 0^\circ$ поперечное сечение имеет минимум на оси, в то время как при $\alpha = 90^\circ$ сечение имеет плоское дно, по ширине примерно равное размеру тела.

4. Обтекание пластинки, параллельной магнитному полю

На рис.9 показаны сечения следа за пластинкой, параллельной магнитному полю ($2R_0 = 5$ мм, $H = 1000$ э, $V_0 = 1,4 \cdot 10^5$ см/сек). Из сравнения с рис.1 видны характерные различия следа за пластинкой параллельной и перпендикулярной полю. При $\alpha = 0^\circ$ в ближайшей зоне поперечное сечение более узкое и имеет минимум на оси, в максимуме и в следующих за минимумом сечениях практически не видно "тени", уровень следа на оси более высокий, продольное сечение ближе $\rho/R_0 \sim 1$ начинается со значения $j/j_0 \sim 1$ (в отличие от $j/j_0 \sim 0$ при $\alpha = 90^\circ$).

Изменение скорости потока практически не влияет на обтекание. Изменение магнитного поля, как видно из рис.10, приводит к заметному изменению следа, причем зависимость от поля более сложная, чем в случае $\alpha = 90^\circ$.

Из рис.6в видно, что при обтекании пластинки в случае $\alpha = 0^\circ$ основную роль играет не распределение по скоростям, а распределение по фазам. Действительно, для частиц в фазе 1 и близких к ней величина среднего ларморовского радиуса незначительна, т.к. эти частицы при любом α попадают в след. К изменениям в следе приводит изменение области фаз частиц, гибнущих на теле (область фаз между 2 и 3). При увеличении среднего φ_H эта область уменьшается, так что доля частиц, гибнущих на теле, падает и уровень следа должен расти. Параметром, определяющим обтекание, в этом случае, по-видимому, является отношение R_0/z_H . Если это отношение мало,

доля частиц, гибнущих на теле незначительна и изменение её практически не влияет на след. При больших значениях R_0/z_H (например, при достаточно больших H) эта доля значительна и изменение её (увеличение с ростом магнитного поля) существенно сказывается на следе.

5. Обтекание при разных потенциалах пластинки

Было исследовано влияние потенциала тела на картину обтекания. В этих экспериментах существенную трудность представляет работа с потенциалами, близкими к потенциалу плазмы. Дело в том, что при работе с щелочными плазмами существенную роль могут играть контактные разности потенциала (КРП), возникающие из-за образования на теле пленки щелочного металла (при работе с калием КРП может достигать 2-3 в) [3]. Поскольку площадь пластинки и цилиндра довольно велика, существенной может оказаться неоднородность КРП. Поэтому представляется не очень надежным независимое определение потенциала плазмы (например, по вольтамперной характеристике зонда).

Оказалось, что форма радиального сечения следа существенно меняется при переходе из области отрицательного потенциала в область положительного (см. рис. 11). Это понятно, поскольку при положительном потенциале на теле электроны, попадающие в след, поглощаются телом, так что сечение следа приближается к геометрическому сечению тела. Строя набор кривых $n(r)$ в каком-нибудь сечении при различных потенциалах с шагом 0,1 в, можно определить переходную точку с точностью $\sim 0,2$ в. Этот потенциал перехода и принимался за потенциал плазмы U_0 . В режиме рис. 11 он оказался равным -2,8 в. Правильность измеренного потенциала плазмы можно проверить, определяя плавающий потенциал плав и сравнивая разность $U_{\text{плав}} - U_0$ с расчетным значением плавающего потенциала относительно потенциала плазмы $\psi_{\text{плав}} - \psi_0$ [3]. Оказалось, что в режиме рис. 11 $U_{\text{плав}} - U_0 \sim 0,7$ в хорошо согласуется с $\psi_{\text{плав}} - \psi_0 = 0,8$ в, так что принятая методика позволяет определять потенциал плазмы достаточно точно. Отметим, что абсолютная величина потенциала плазмы в этом режиме согласно расчету [3] равна $\psi_0 \sim 0,2$ в.

На рис. 11 показаны радиальные сечения следа в максимуме осцилляции и продольные сечения на оси при разных потенциалах. На рис. 12 приведены сечения следа за пластинкой при потенциале плазмы и некоторые сечения при $U = -7$ и -20 в.

Видно, что увеличение отрицательного потенциала вначале слабо влияет на след, а затем приводит к постепенному уменьшению уровня. Форма следа при небольших потенциалах меняется мало, с ростом потенциала поперечные сечения следа расширяются, что особенно четко видно по сечениям в ближней зоне. Эти факты можно объяснить, принимая во внимание, что у поверхности заряженного тела образуется слой объемного заряда, причем размер слоя возрастает с ростом потенциала. При небольших потенциалах размер слоя мал и след практически не меняется. С увеличением потенциала растет размер слоя, что эквивалентно росту эффективного размера тела и приводит к понижению уровня и расширению поперечного сечения следа. Рост эффективного сечения тела подтверждается видом вольтамперной характеристики, из которой видно, что ионный ток на пластинку растет с ростом потенциала. Следует отметить, что не все частицы, попадающие в слой, должны погибнуть на теле-частих может попасть в след, изменив траекторию.

Величина потенциала $U_{\text{кр}}$, при котором след начинает изменяться, различна в разных режимах. Оказалось, что она уменьшается с ростом параметра R_0/z_H

R_0/z_H	0,033	0,053	0,087
$U_{\text{кр}}(\psi_{\text{кр}})$	-15 в (-12 в)	-10 в (-7 в)	-7 в (-4 в)

Поскольку $R_0/z_H = \frac{1}{2\pi} \frac{R_0}{\rho_H} \frac{V_0}{V_T}$, существенным, по-видимому, является изменение V_0 и ρ_H : с ростом V_0 частицы меньше время проводят в слое и меньше отклоняются; с ростом ρ_H меньше число частиц попадает в слой.

Увеличение положительного потенциала приводит к качественному изменению вида следа: края поперечного сечения становятся резким, сечение становится одинаковым по всему следу, за исключением ближней зоны, исчезает осцилляторная структура в продольных сечениях. С ростом потенциала растет поперечное сечение, что свидетельствует о росте эффективного размера тела из-за увеличения размера слоя.

Как уже говорилось, приведенные факты можно объяснить тем, что электроны, попадающие в след, поглощаются положительно заряженным телом. Однако, обращает на себя внимание, что уровень в следе не падает до минимального при небольших значениях φ , а меняется постепенно, достигая стационарного уровня при $\varphi \sim 5$ в. Это можно объяснить, предполагая существование отрицательно-заряженной области в ближней зоне следа. Наличие такой области с минимумом потенциала вблизи тела было показано теоретически /1,6/. Отражение электронов от потенциального барьера должно приводить к захвату их в следе, т.к. с другого торца плазма ограничена отрицательно-заряженным электродом.

Увеличение положительного потенциала тела должно приводить к уменьшению потенциального барьера, увеличению потока электронов на тело и следовательно уменьшению плотности в следе. При достаточно большом потенциале тела потенциальный барьер становится малым, так что практически все электроны, попадающие в след, гибнут на теле и плотность в следе достигает стационарного малого уровня.

Аналогичная картина наблюдалась при обтекании диска /2/. Потенциал при котором плотность становится стационарной, для диска несколько меньше ($\varphi \sim 1$ в), чем для пластинки ($\varphi \sim 5$ в). Это позволяет сделать вывод, что величина потенциального барьера при обтекании пластинки больше.

Следует отметить, что при положительном потенциале на пластине между нею и ионизатором протекает ток, что приводит к возбуждению ионно-циклотронной неустойчивости /7/. Неустойчивость проявляется в регулярных, синусоидальных колебаниях с ионно-циклотронной частотой ($f \sim 40-50$ кгц при $H=1000$ э) и амплитудой $\tilde{n}/n_0 \sim 0,5$. Колебания наблюдаются и в области следа, но амплитуда их здесь значительно меньше. Поскольку ранее было показано /7/, что регулярные ионно-циклотронные колебания не приводят к заметному переносу плазмы поперек магнитного поля, не видно механизма, с помощью которого неустойчивость могла бы влиять на обтекание.

6. Сравнение эксперимента с расчетом.

Было проведено сравнение эксперимента с расчетом по теории /6, § 10/ в "нейтральном" приближении. В этом приближении не учитывается влияние на движение ионов электрического поля, возникающего в возмущенной зоне плазмы (в следе). При расчете учитывалось изменение T_{iH} и T_{iL} по z из-за ион-ионных столкновений методом, описанным в работе /2/ (формула Д.9 работы /2/). Плотность ионов за пластинкой, отнесенная к невозмущенной плотности, определяется выражением

$$\frac{n(\rho, z)}{n_0} = \frac{1 - \Phi(\sqrt{\alpha} V_0')}{2} + \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-\alpha(V' - V_0')^2} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\Phi\left(\frac{\sqrt{\beta}}{\sin z / 2g_H V'} \frac{\rho + R_0}{2g_H}\right) - \Phi\left(\frac{\sqrt{\beta}}{\sin z / 2g_H V'} \frac{\rho - R_0}{2g_H}\right) \right] \right\} dv'$$

где $V' = V_{iH}/V_T$; $V_0' = V_0/V_T$; $\alpha = T/T_{iH}$; $\beta = T/T_{iL}$;

$$\Phi(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t e^{-x^2} dx.$$

Результаты численного расчета $n(\rho, z)/n_0$ по этой формуле представлены на рисунках сплошными кривыми. Из рисунков 3-5 видно, что продольные сечения на оси при различных магнитных полях и размерах пластинки хорошо согласуются с расчетными кривыми, причём экспериментально наблюдаемая зависимость от H и R_0 совпадает с расчетной. Радиальные сечения несколько шире расчетных. Это можно объяснить тем, что в эксперименте пластинка имела потенциал $\varphi \approx (-4)$ в, в то время как расчет относится к незаряженному телу ($\varphi \approx 0$). Как было показано выше, отрицательный потенциал тела приводит к расширению радиальных сечений следа.

Сравнение расчета с экспериментом, в котором пластинка имела потенциал, равный потенциалу плазмы $U_0(\varphi = 0)$, показано на рис. 12-14. Видно, что эксперимент удовлетворительно описывается расчетом за исключением ближней зоны следа, где экспериментальные сечения лежат заметно выше расчетных. Оказалось, что это различие возрастает по мере приближения к пластинке, что можно

было бы объяснить возрастанием роли электрического поля в следе (отрицательно заряженная область в ближайшей зоне / 1,6 /). Однако, сделать такой вывод с полной уверенностью нельзя, так как ошибки, связанные с зондовыми измерениями (отличие j/j_0 от n/n_0) быстро растут с уменьшением плотности и могут достигать значительной величины в ближайшей зоне.

Таким образом, можно утверждать, что за исключением ближайшей зоны следа, "нейтральное" приближение теории /6/ удовлетворительно описывает обтекание пластинки замагниченной плазмой.

Авторы выражают искреннюю благодарность А.В.Гуревичу за постоянное сотрудничество и ценные обсуждения.

Приложение

ДАННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

№ Обоз- рис. наче- ния	2R ₀ , мм	α; град.	H, эрст.	V ₀ , см/сек.	T, °K	n, см ⁻³	V ₀ /V _T	Ω _H , см	R ₀ / Ω _H	Z _H / R ₀	-φ ₀ , β	-eφ ₀ / T	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1.	.	5	80	1100	1,4 · 10 ⁵	2040	1 · 10 ⁹	1,5	0,34	0,7	12	0,3	1,5
2.	.				1,2 · 10 ⁵	2060	2 · 10 ⁹	1,3	0,35	1	8	0,2	1
	x	7	80	1100	1,4 · 10 ⁵	2150	2 · 10 ⁹	1,5	0,35	1	10	0,3	1,5
	o				1,6 · 10 ⁵	2150	1 · 10 ⁹	1,7	0,35	1	10	0,4	2
	+				2,5 · 10 ⁵	2450	8 · 10 ⁸	2,5	0,38	0,9	17	1,1	4,8
3.	.			700	1,4 · 10 ⁵	2150	1 · 10 ⁹	1,4	0,56	0,4	20	0,2	1,3
	x	5	80	1100	1,4 · 10 ⁵	2150	1 · 10 ⁹	1,4	0,35	0,7	12	0,2	1,3
	o			1500	1,5 · 10 ⁵	2040	2 · 10 ⁹	1,6	0,25	1	10	0,3	1,8
4.	.	3,5					2 · 10 ⁹		0,39	0,4	22	0,3	1,5
	x	5	80	1100	1,4 · 10 ⁵	2150	1 · 10 ⁹	1,5	0,35	0,7	13	0,2	1,3
	o	7					2 · 10 ⁹		0,35	1	10	0,3	1,5
5.	.	3,5		1000	1,5 · 10 ⁵		2 · 10 ⁹		0,38		21	0,3	
	x	5	80	700	1,4 · 10 ⁵	2150	4 · 10 ⁹	1,5	0,55	0,4	20	0,2	1,5
	o	7		500	1,5 · 10 ⁵		3 · 10 ⁹		0,77		21	0,3	
7.	.	5	0-80	1100	1,6 · 10 ⁵	2150	1 · 10 ⁹	1,7	0,35	0,7	15	0,3	1,9

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
8.	.	.	.	0	1,4 · 10 ⁵	2150	1,4	0,35	0,7	1,3	0,2	1,3		
	x	5	5	45	1100	1,8 · 10 ⁵	2150	1,10 ⁹	1,8	0,35	0,7	1,7	0,4	2,4
	o	80	80	80	1,4 · 10 ⁵	2040	1,5	0,34	0,7	1,3	0,3	1,5		
9.	.	.	5	0	1100	1,4 · 10 ⁵	2150	1,10 ⁹	1,4	0,35	0,7	1,3	0,2	1,3
10.	.	.	.	700	2150	2,10 ⁹	1,4	0,56	0,4	20				1,3
	x	5	5	0	1100	1,4 · 10 ⁵	2150	1,10 ⁹	1,4	0,35	0,7	1,3	0,2	1,3
	o	1500	2070	1,10 ⁹	1,5	0,25	1	10						1,4
11a.	.	3,5	90	1000	1,3 · 10 ⁵	2260	2,10 ⁹	1,3	0,4	0,4	1,8	0,2	1	
11б.	.	5	80	1100	1,5 · 10 ⁵	2150	1,10 ⁹	1,6	0,35	0,7	1,3	0,3	1,9	
12.	.	3,5	90	1100	1,4 · 10 ⁵	2250	1,10 ⁹	1,4	0,35	0,5	20	0,2	1,3	
	x, o	3,5	90	1000	1,3 · 10 ⁵	2260	2 · 10 ⁹	1,3	0,4	0,4	1,9	0,2	1	
13.	.	7	90	1500	1,7 · 10 ⁵	2360	2,10 ⁹	1,7	0,27	1,3	8	0,4	2,1	
14.	.	7	90	700	1,4 · 10 ⁵	2360	2,10 ⁹	1,4	0,58	0,6	15	0,2	1,2	

Л и т е р а т у р а

- /1/ А.В.Гуревич, Л.П.Питаевский, В.В.Смирнова. УФН 99, 3, 1969.
- /2/ И.А.Богашенко, А.В.Гуревич, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. ЖЭТФ, 59, 1640, 1970.
- /3/ А.В.Гуревич, Р.А.Салимов, Н.С.Бучельникова. Теплофизика высоких температур 7, 852, 1969.
- /4/ Ю.М.Каган, В.И.Перель УФН XXX, 410, 1963.
- /5/ В.Т.Астрелин, И.А.Богашенко, Н.С.Бучельникова, Ю.И.Эйдельман. ПМТФ.
- /6/ Я.Л.Альперт, А.В.Гуревич, Л.П.Питаевский "Искусственные спутники в разреженной плазме", Наука, Москва, 1964.
- /7/ Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман ПМТФ 4, 149, 1968.

Подписи к рисункам

Рис.1. Сечения следа за пластинкой

$2R_0 = 5 \text{ мм}, H = 1100 \text{ э}, V_0 \approx 1,4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, \alpha = 90^\circ.$

Рис.2. Сечения следа при различных скоростях потока $2R_0 = 7 \text{ мм},$

$H = 1100 \text{ э}, \alpha = 90^\circ,$
 $\bullet - V_0 \approx 1,2 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, \text{ x} - V_0 \approx 1,4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$
 $\circ - V_0 \approx 1,6 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, \text{ + } V_0 \approx 2,5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$

Рис.3. Сечения следа при различных магнитных полях

$2R_0 = 5 \text{ мм}, V_0 = 1,4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, \alpha = 90^\circ$
 $\bullet - H = 700 \text{ э}, \text{ x} - H = 1100 \text{ э}, \text{ o} - H = 1500 \text{ э}$
 — — — расчет $n(\rho, z)/n_0$

Рис.4. Сечения следа на оси за пластинками различной ширины

$H = 1100 \text{ э}, V_0 = 1,4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, \alpha = 90^\circ$
 $\bullet - 2R_0 = 3,5 \text{ мм}$
 $\text{x} - 2R_0 = 5 \text{ мм}$
 $\circ - 2R_0 = 7 \text{ мм}$
 — — — расчет $n(\rho, z)/n_0$

Рис.5. Сечения следа на оси за пластинками различной ширины

$V_0 = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, R_0/\rho_H \approx 0,45, \alpha = 90^\circ$
 $\bullet - 2R_0 = 3,5 \text{ мм}, H = 1000 \text{ э}$
 $\text{x} - 2R_0 = 5 \text{ мм}, H = 700 \text{ э}$
 $\circ - 2R_0 = 7 \text{ мм}, H = 500 \text{ э}$
 — — — расчет $n(\rho, z)/n_0$

Рис.6. Проекция траекторий ионов на плоскость $\rho - z$ и $\rho - y$.

- а) $\alpha = 90^\circ$. 1-4 - траектории с разными фазами ($\rho - z$).
- б) $\alpha = 90^\circ$. 1. $\rho_{H1} = R_0/2; V_T = V_{T1}; V_0 = V_{01}; H = H_1.$
 2. $\rho_H = 2\rho_{H1}; V_T = 2V_{T1}; V_0 = V_{01}; H = H_1.$
 3. $\rho_H = \rho_{H1}; V_T = V_{T1}; V_0 = 2V_{01}; H = H_1.$
 4. $\rho_H = 2\rho_{H1}; V_T = V_{T1}; V_0 = V_{01}; H = H_1/2.$

в) $\alpha = 0^\circ$. 1-3 - траектории с разными фазами ($\rho - z$).

г) $\alpha = 90^\circ$. 1-4 - траектории с разными фазами ($\rho - y$).

Рис.7. Зависимость электронного (.) и ионного (x) токов на пластинку от угла поворота α .

$2R_0 = 5 \text{ мм}, H = 1100 \text{ э}, V_0 = 1,6 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$
 $\bullet U = 0 \text{ в}, \text{ x} - U = -7 \text{ в}, \text{ — } I \sin \alpha I.$

Рис.8. Сечения следа за пластинкой при различных углах поворота α .

$2R_0 = 5 \text{ мм}, H = 1100 \text{ э}$
 $\bullet - \alpha = 0^\circ, V_0 = 1,4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}; \text{ x} - \alpha = 45^\circ, V_0 = 1,8 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$
 $\circ - \alpha = 90^\circ, V_0 = 1,4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}.$

Рис.9. Сечения следа за пластинкой

$2R_0 = 5 \text{ мм}, H = 1000 \text{ э}, V_0 = 1,4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, \alpha = 0^\circ$

Рис.10. Сечения следа при различных магнитных полях

$2R_0 = 5 \text{ мм}, V_0 = 1,4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, \alpha = 0^\circ;$
 $\bullet - H = 700 \text{ э}, \text{ x} - H = 1100 \text{ э}, \text{ o} - H = 1500 \text{ э}.$

Рис.11а. Сечения следа в максимуме осцилляции ($z/R_0 = 9$) при различных потенциалах пластинки

U - потенциал пластинки, φ - потенциал пластинки относительно потенциала: $\varphi = U - U_0$
 $2R_0 = 3,5 \text{ мм}, H = 1000 \text{ э}, V_0 = 1,3 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, \alpha = 90^\circ$

Рис.11б. Сечения следа на оси при различных потенциалах пластинки

$2R_0 = 5 \text{ мм}, H = 1100 \text{ э}, V_0 = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, \alpha = 90^\circ$
 б) $\bullet - U = -40 \text{ в}; \text{ x} - U = -20 \text{ в};$
 $\circ - U = -3,6 \text{ в}, \varphi = -1,1 \text{ в}; \Delta - U_0 = -2,5 \text{ в}, \varphi = 0 \text{ в};$
 в) $\bullet - U = -2,5 \text{ в}, \varphi = 0 \text{ в}; \text{ x} - U = -1 \text{ в}, \varphi = 1,5 \text{ в};$
 $\circ - U = -2 \text{ в}, \varphi = 4,5 \text{ в}; \Delta - U = 7 \text{ в}, \varphi = 9,5 \text{ в}; \text{ + } - U = 40 \text{ в}.$

Рис.12. Сечения следа при различных потенциалах пластинки

$2R_0 = 3,5 \text{ мм}, H = 1100 \text{ э}, V_0 \approx 1,4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, \alpha = 90^\circ$

$-U_0 = -2,8 \text{ в}, \varphi = 0 \text{ в},$

$x-U = -7 \text{ в}, \varphi = 4,2 \text{ в},$

$o-U = -20 \text{ в}, \varphi = 17 \text{ в}.$

Рис.13. Сечения следа за пластинкой

(. - эксперимент $j(\rho, z)/j_0(\rho)$)

$2R_0 = 7 \text{ мм}, H = 1500 \text{ э}, V_0 \approx 1,7 \cdot 10^5 \text{ см/сек},$

$U_0 = -3,0 \text{ в}, \alpha = 90^\circ,$

— расчет $n(\rho, z)/n_0$

Рис.14. Сечения следа за пластинкой

(. - эксперимент $j(\rho, z)/j_0(\rho)$)

$2R_0 = 7 \text{ мм}, H = 700 \text{ э}, V_0 \approx 1,4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, U_0 = -3,1 \text{ в},$

$\alpha = 90^\circ,$

— расчет $n(\rho, z)/n_0$

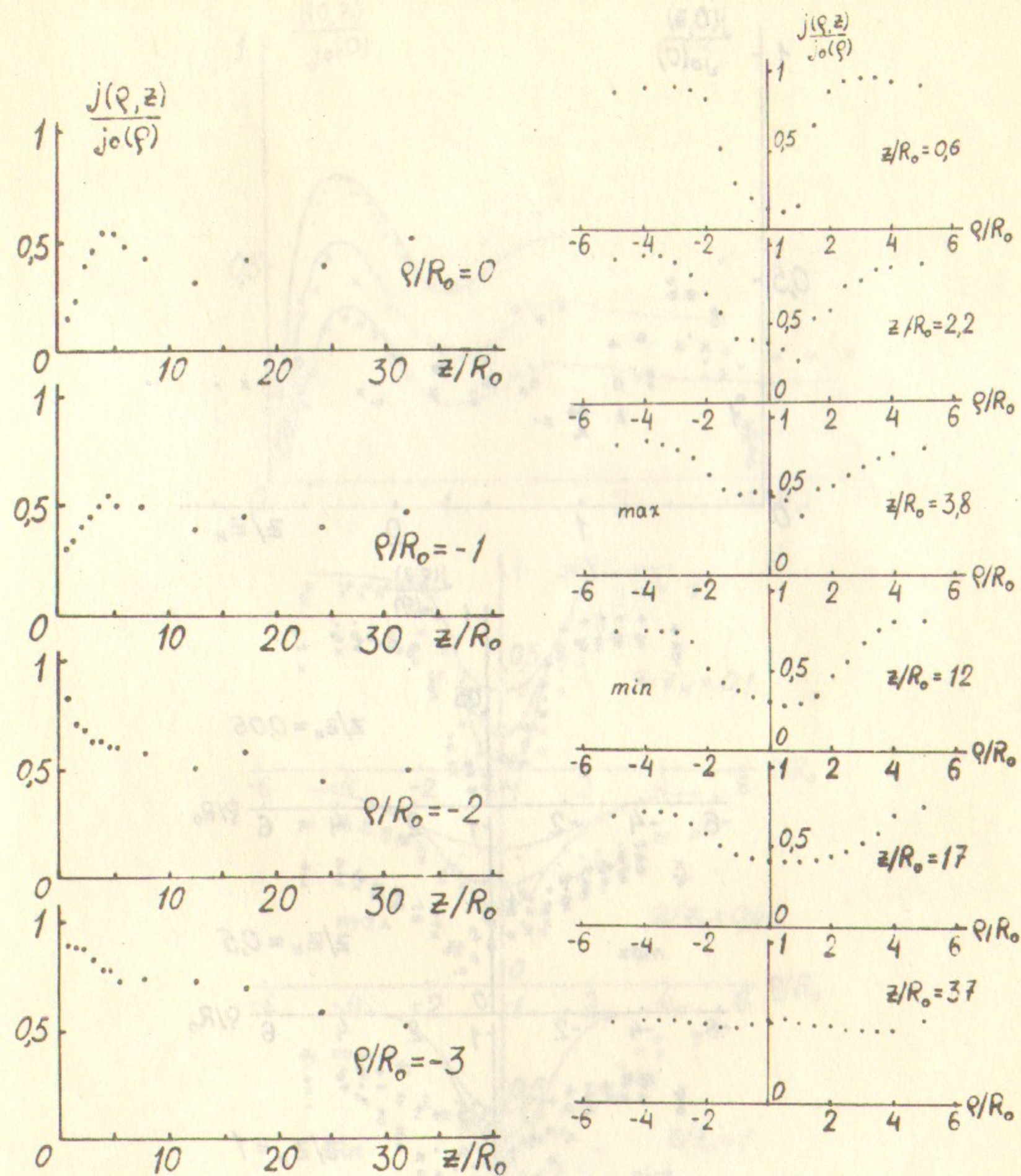


Рис.1

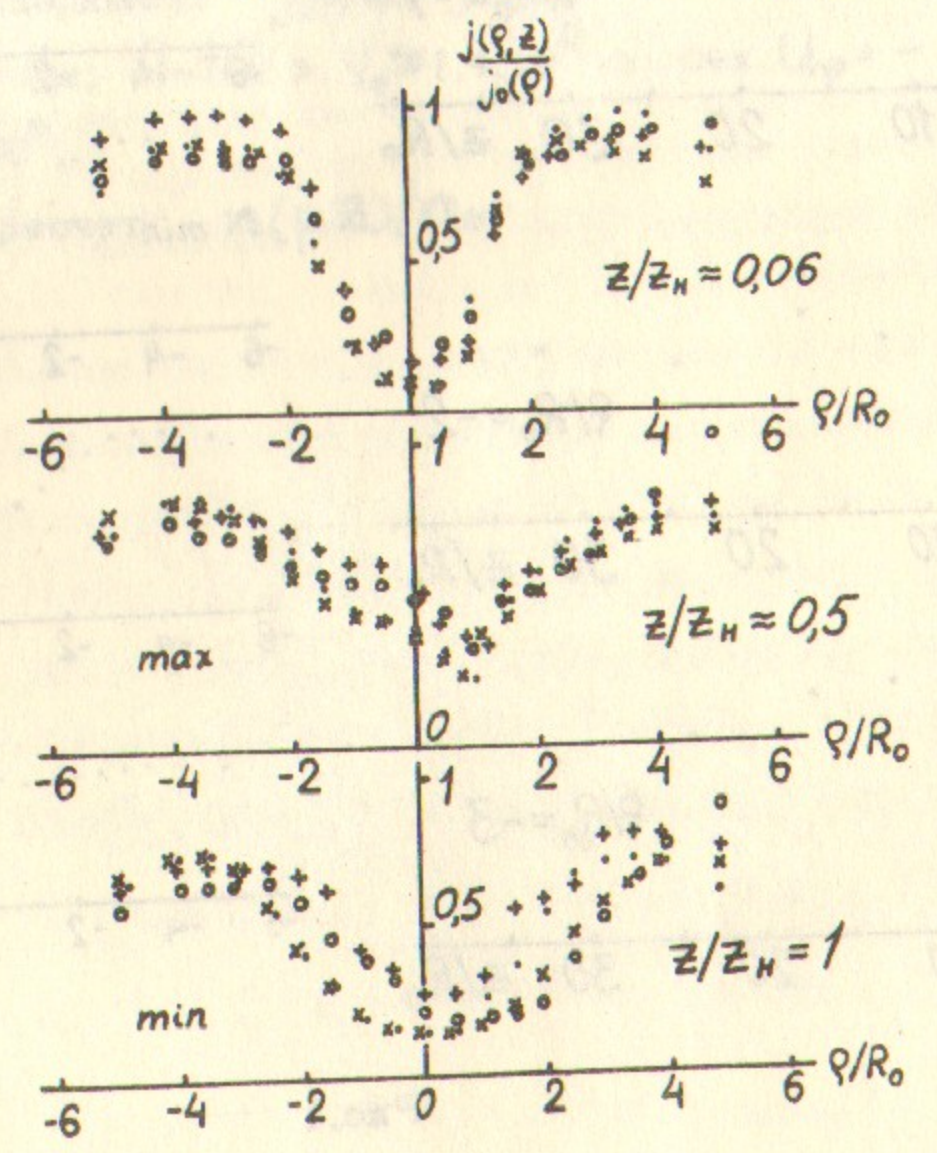
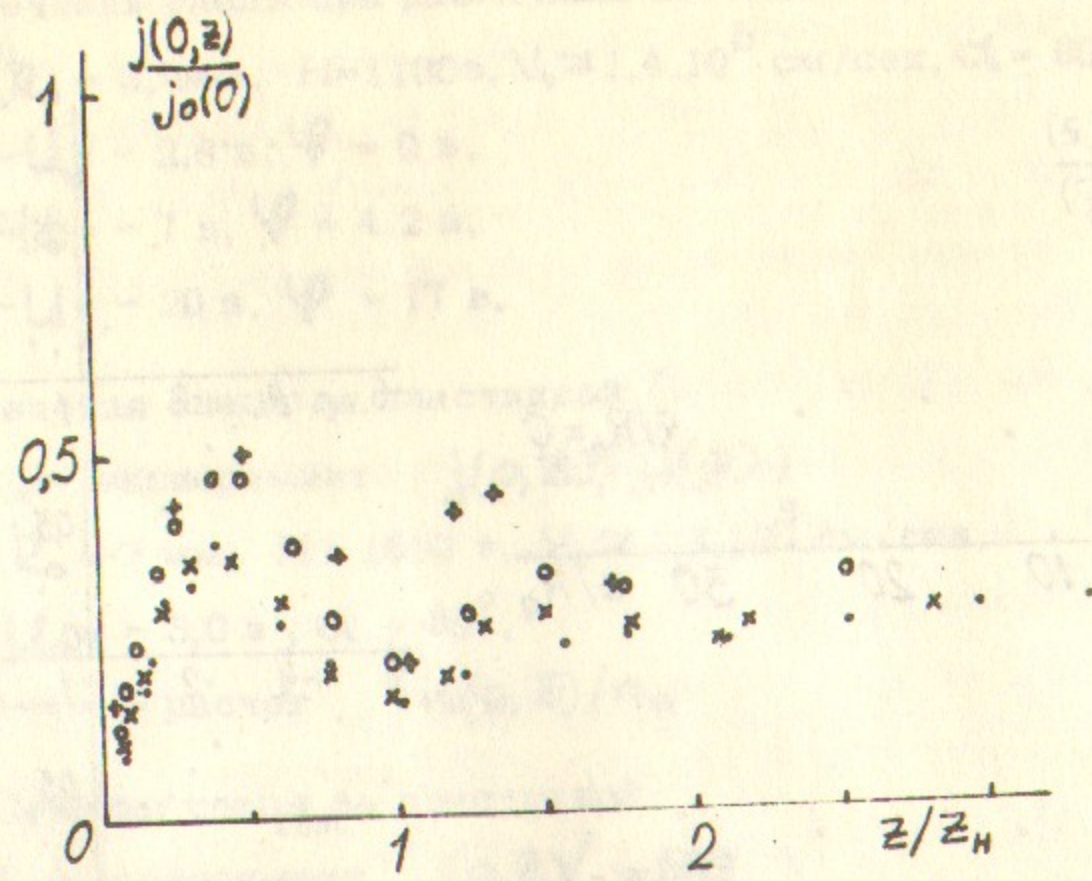


Рис.2.

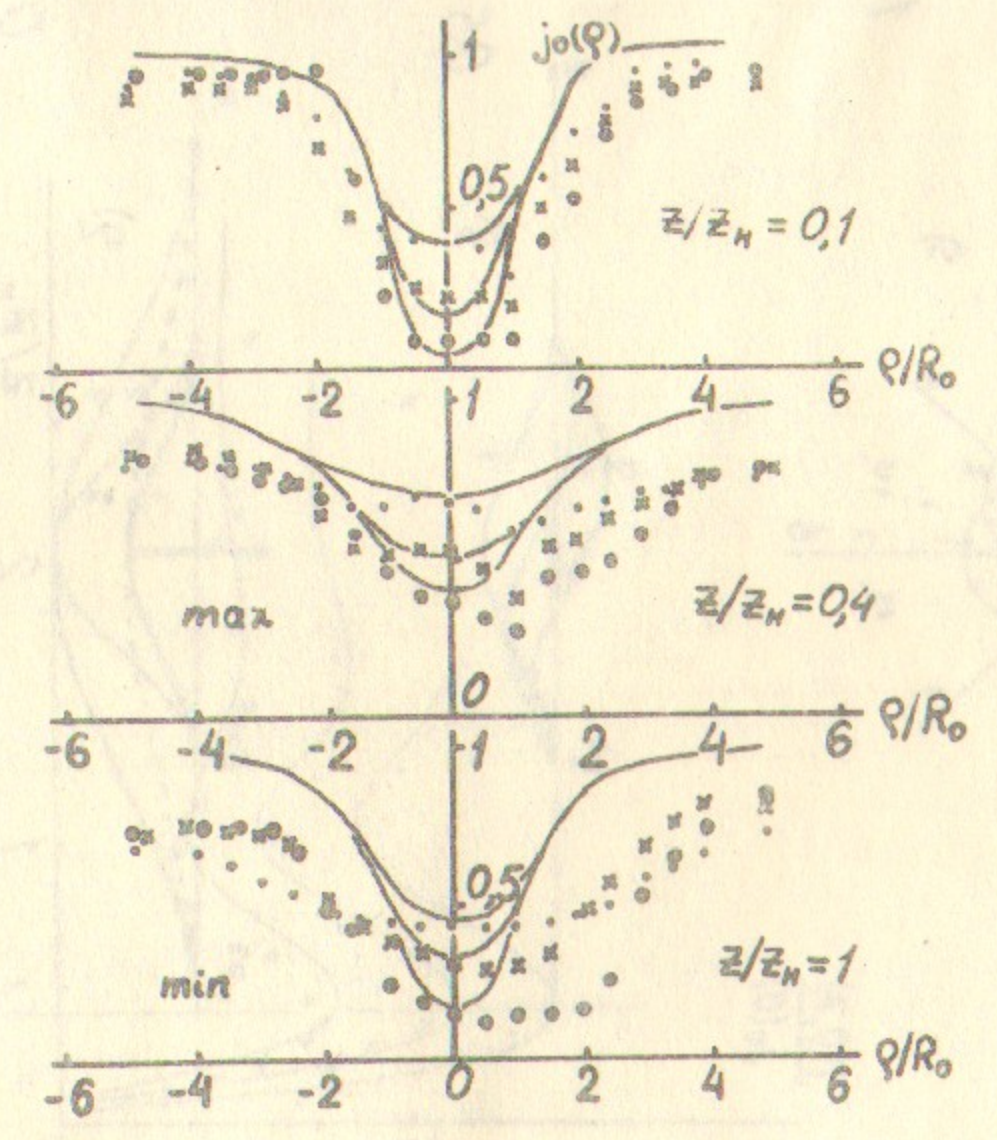
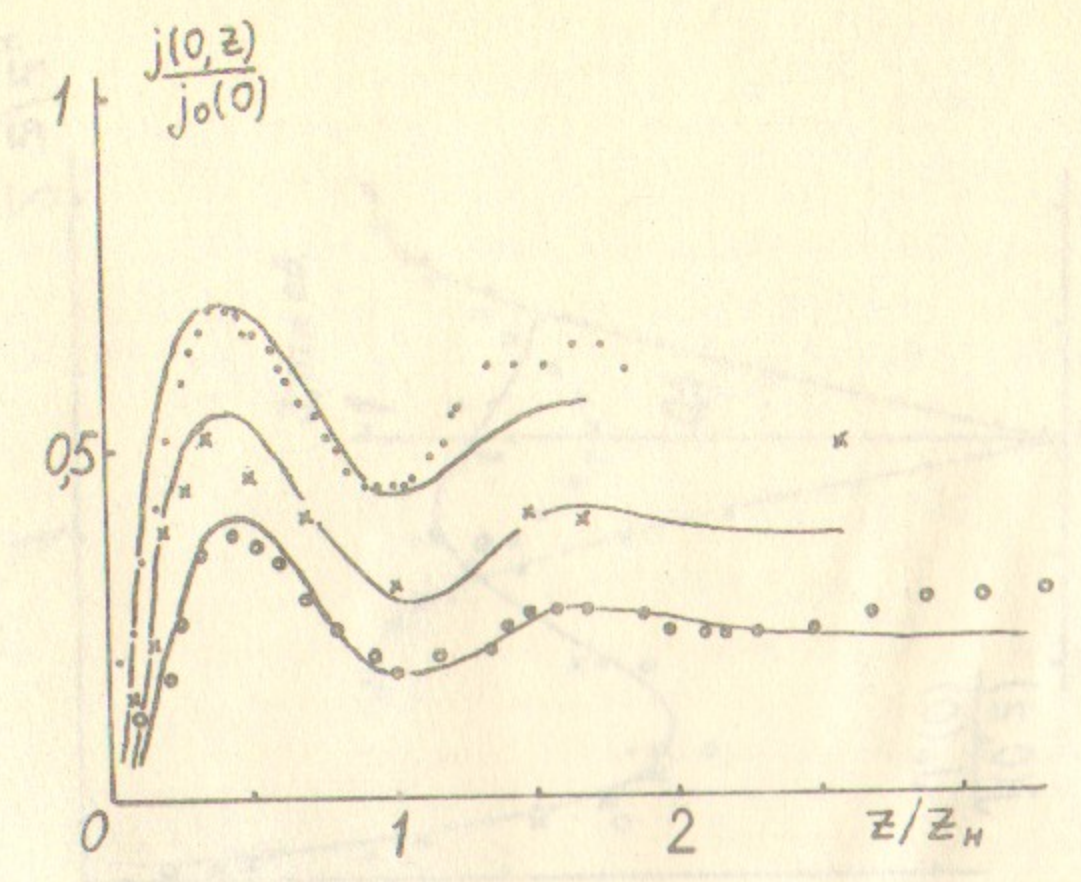


Рис.3.

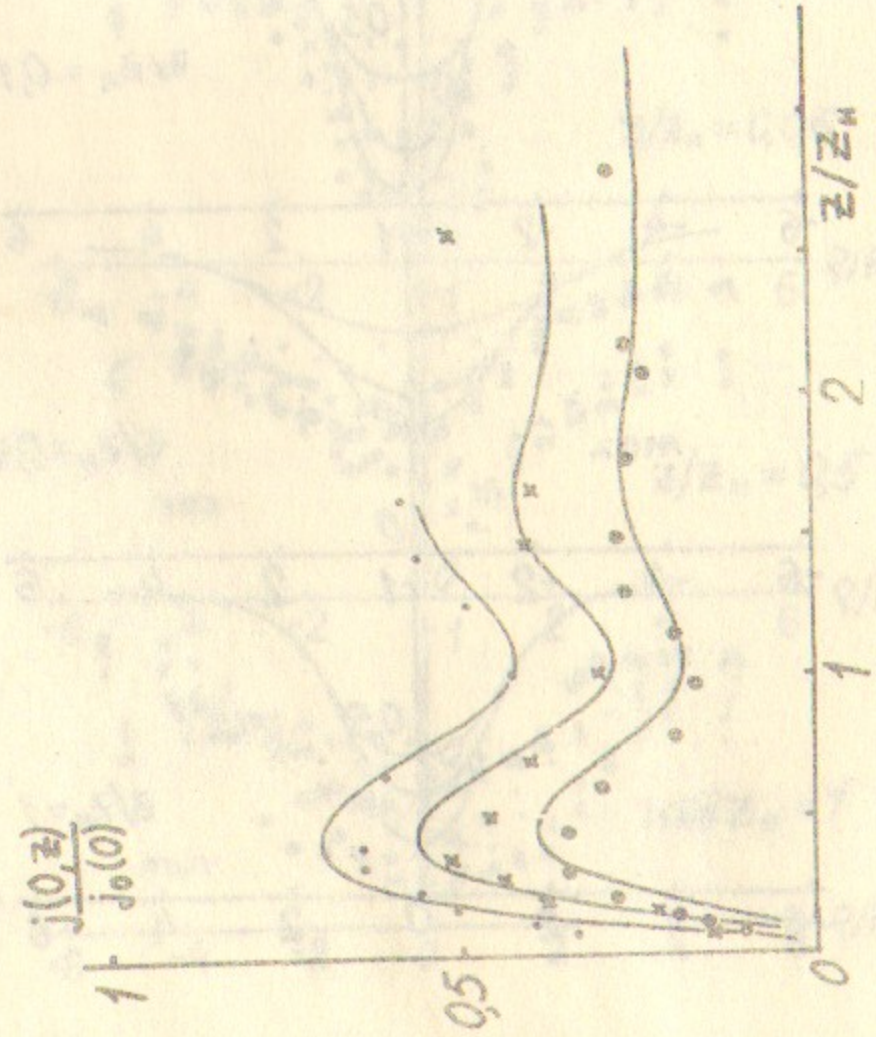
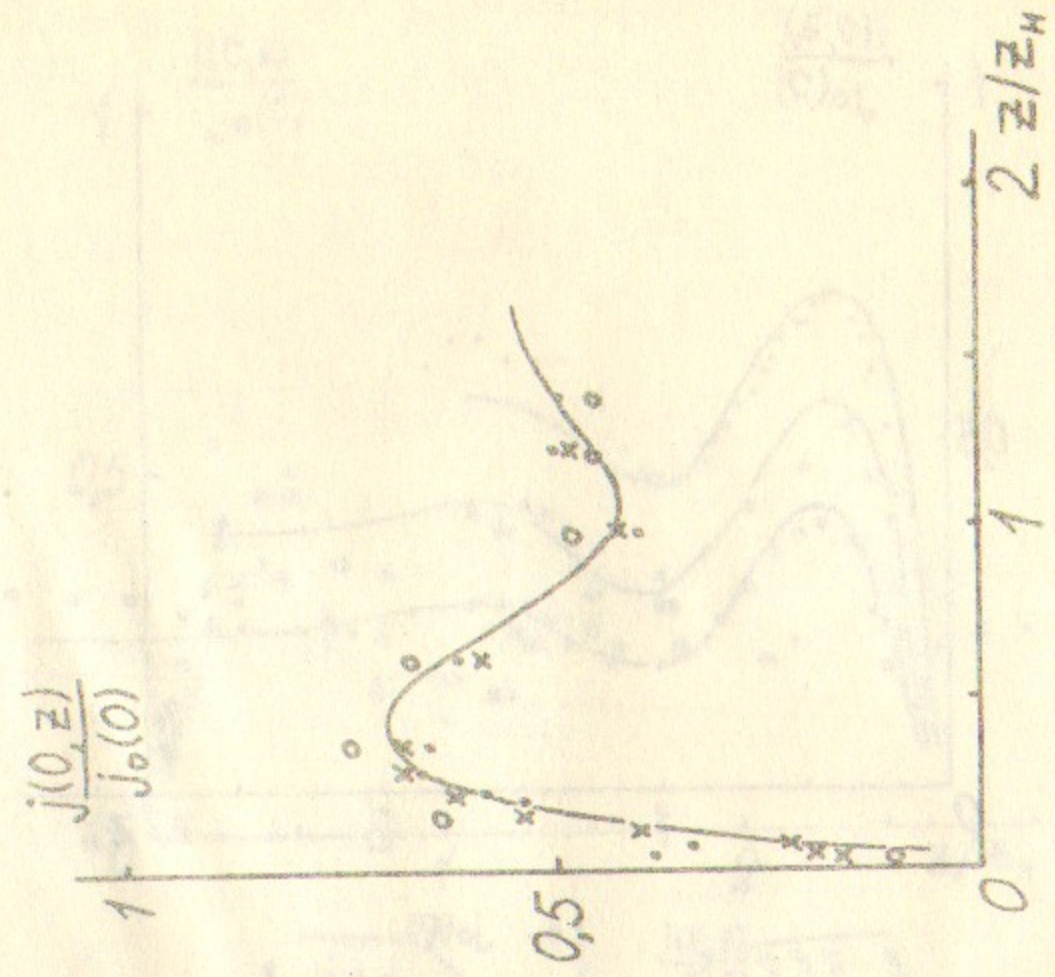


Рис.4.

Рис.5.

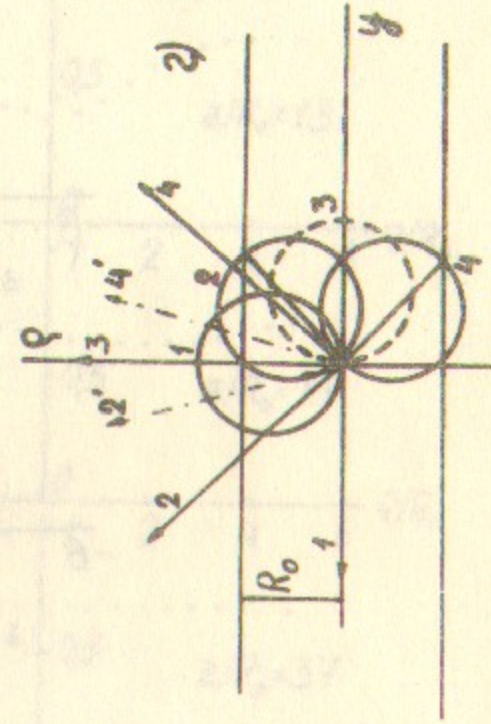
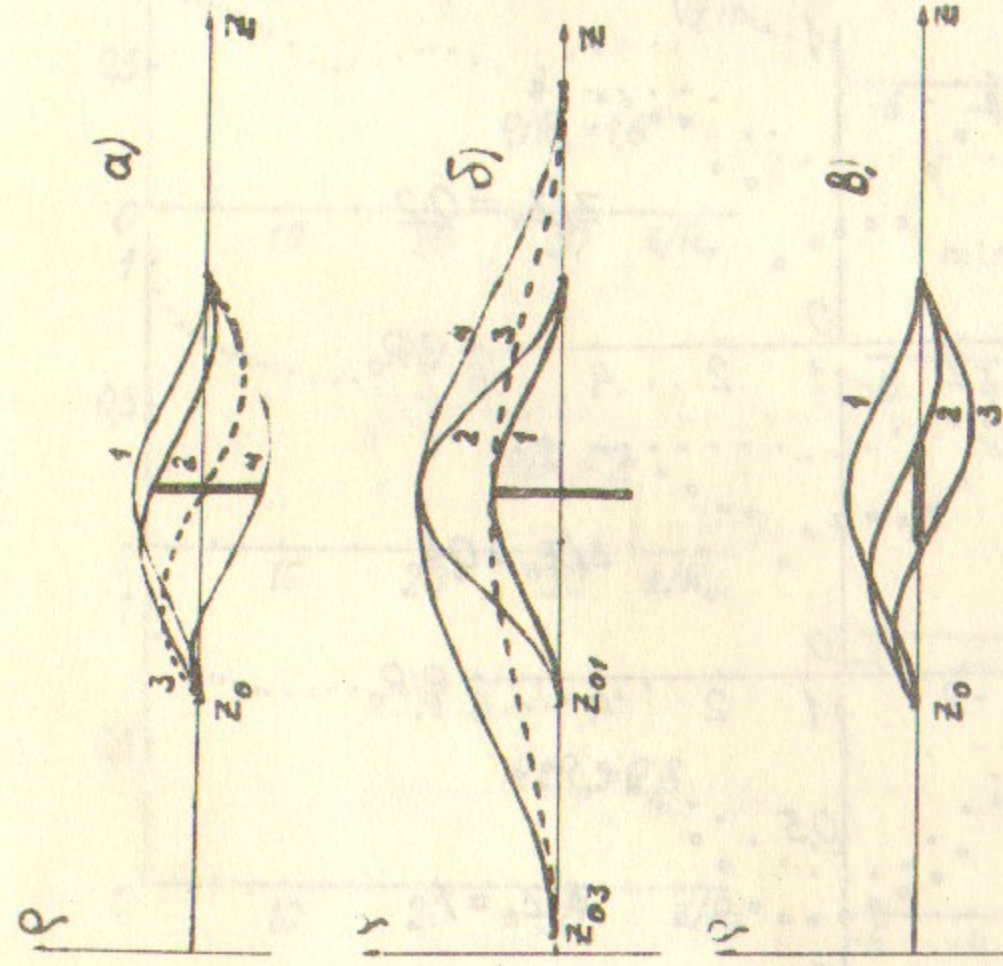


Рис.6.

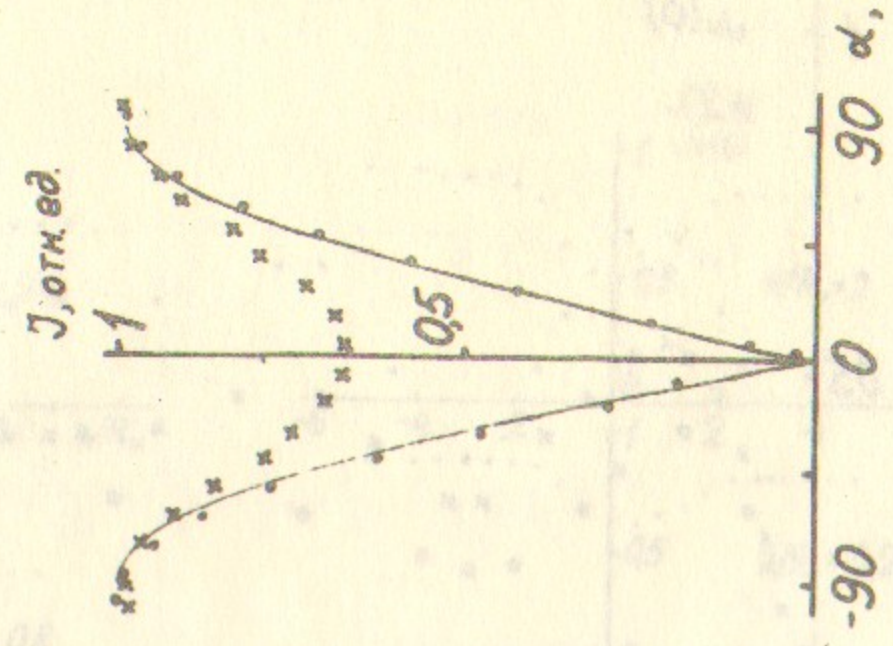


Рис.7.

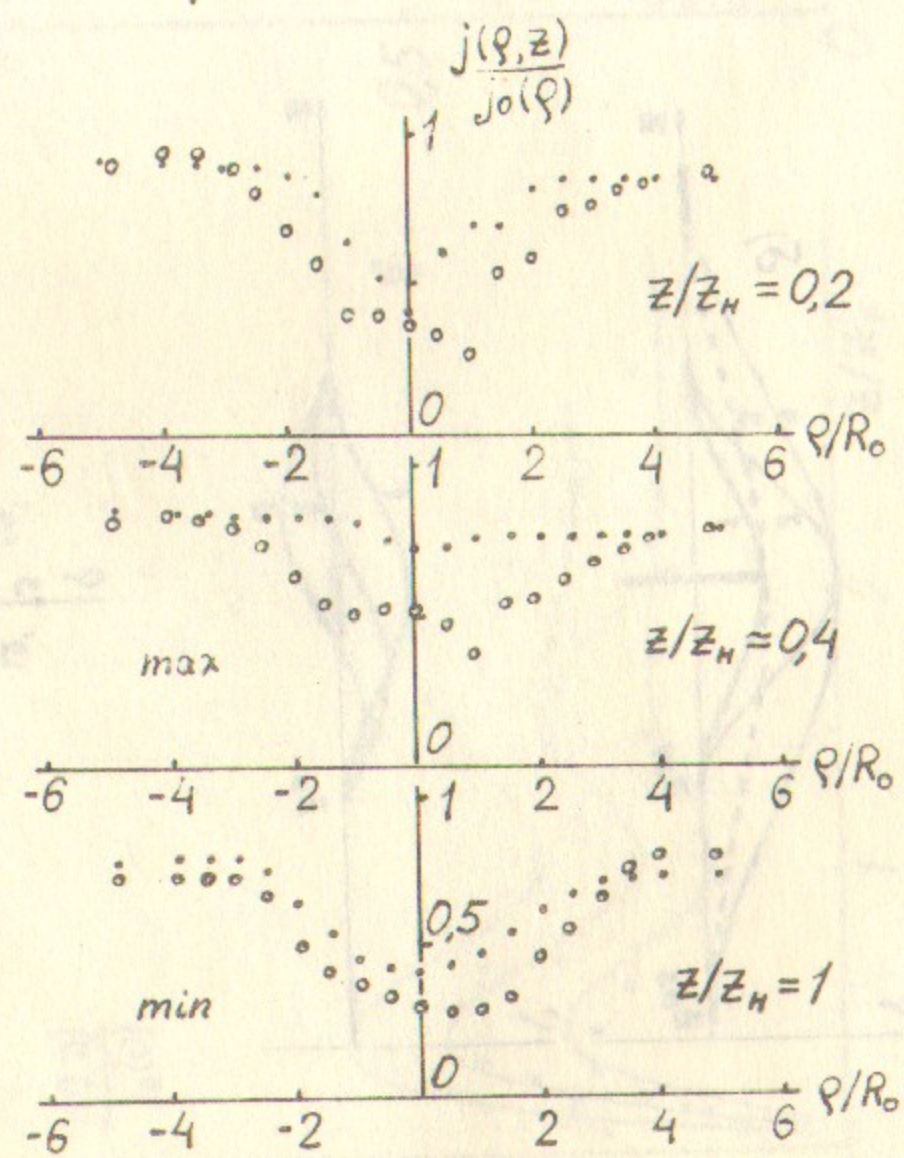
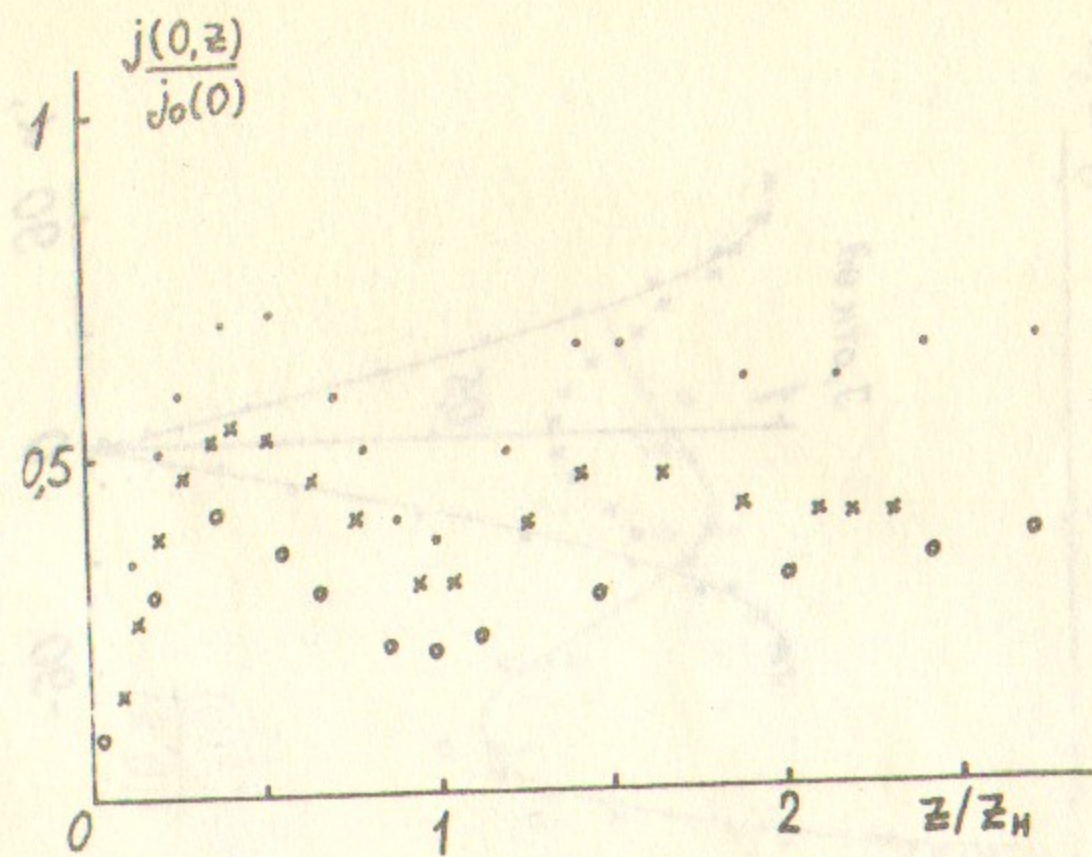


Рис.8.

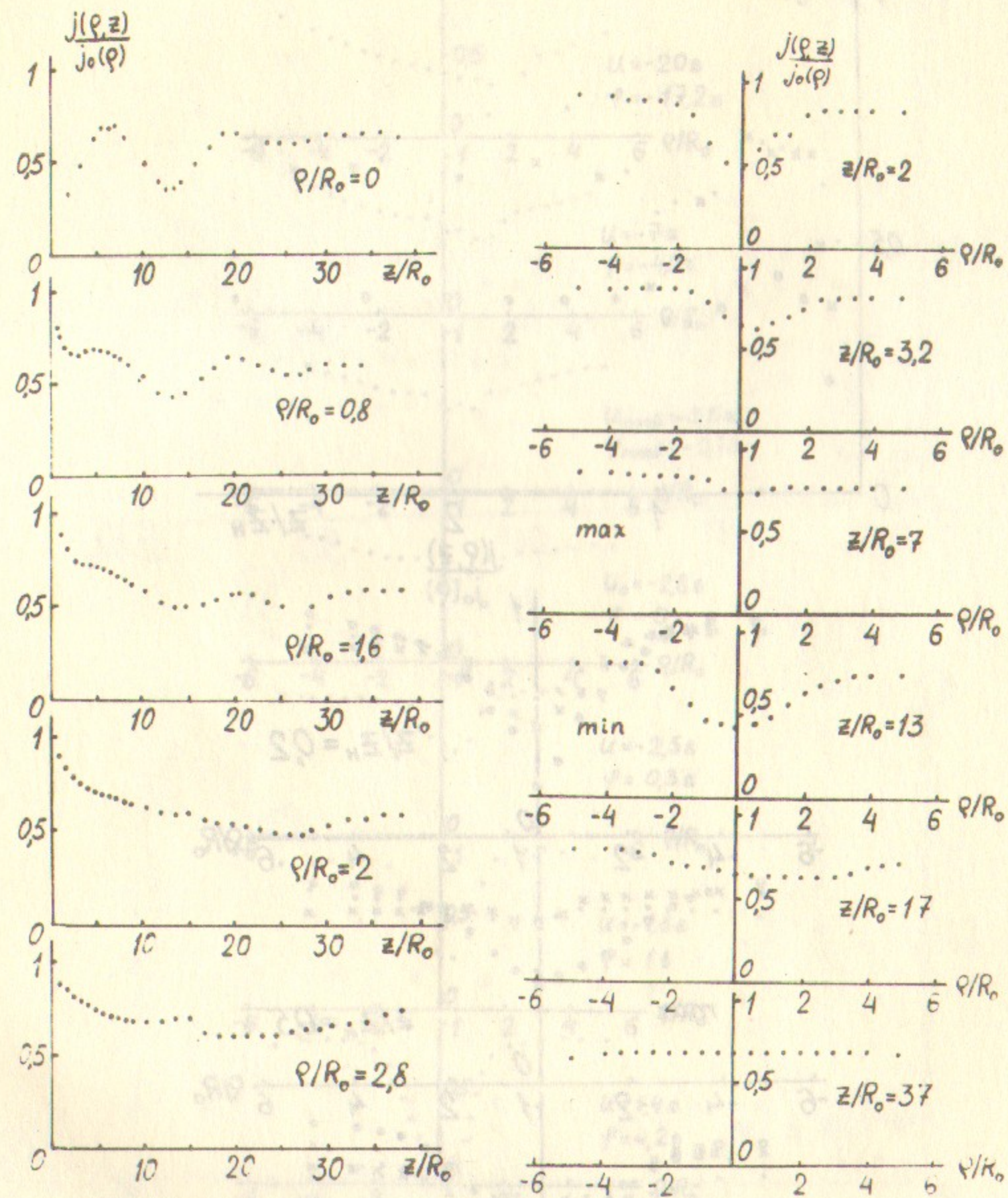


Рис.9.

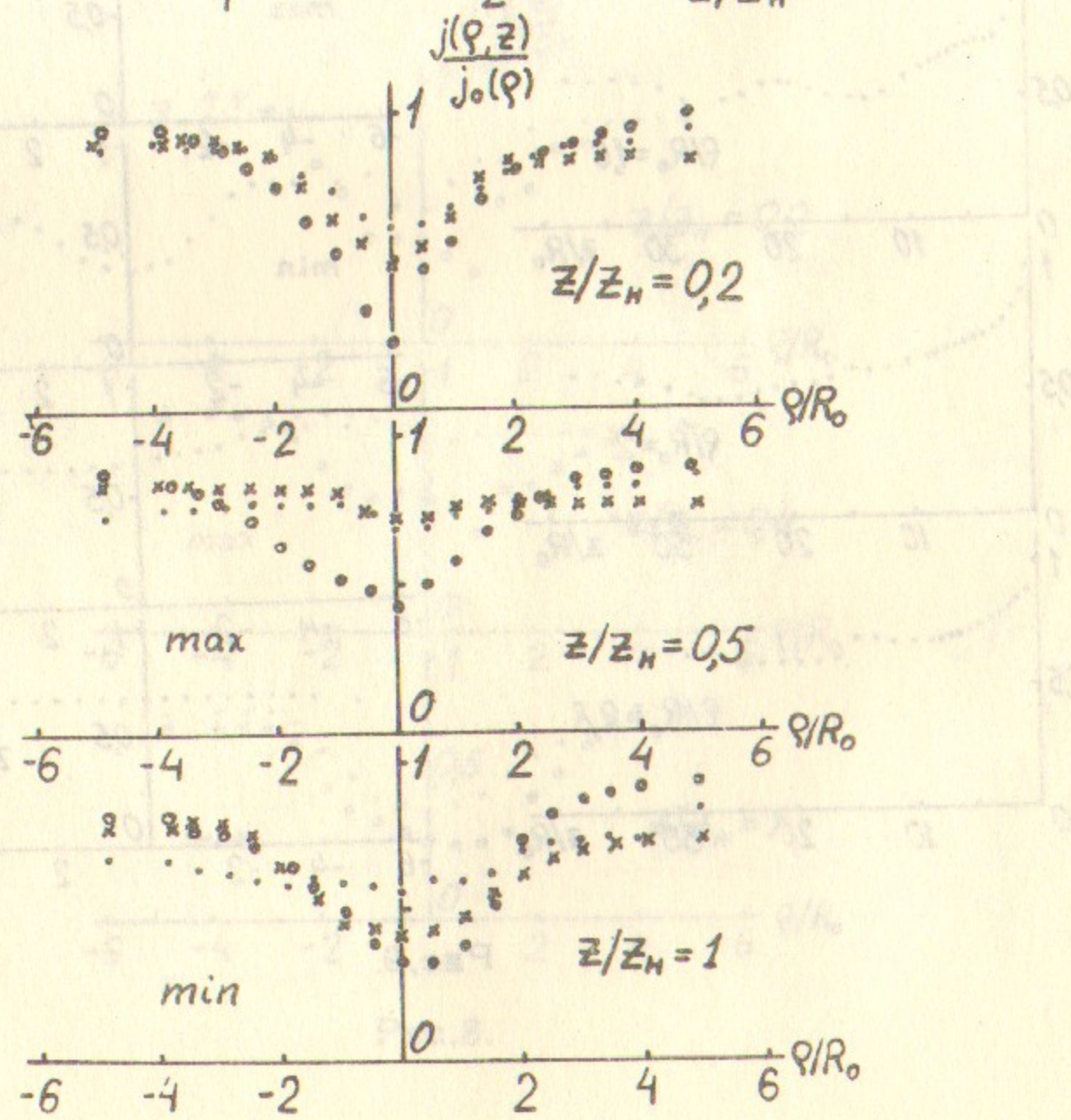
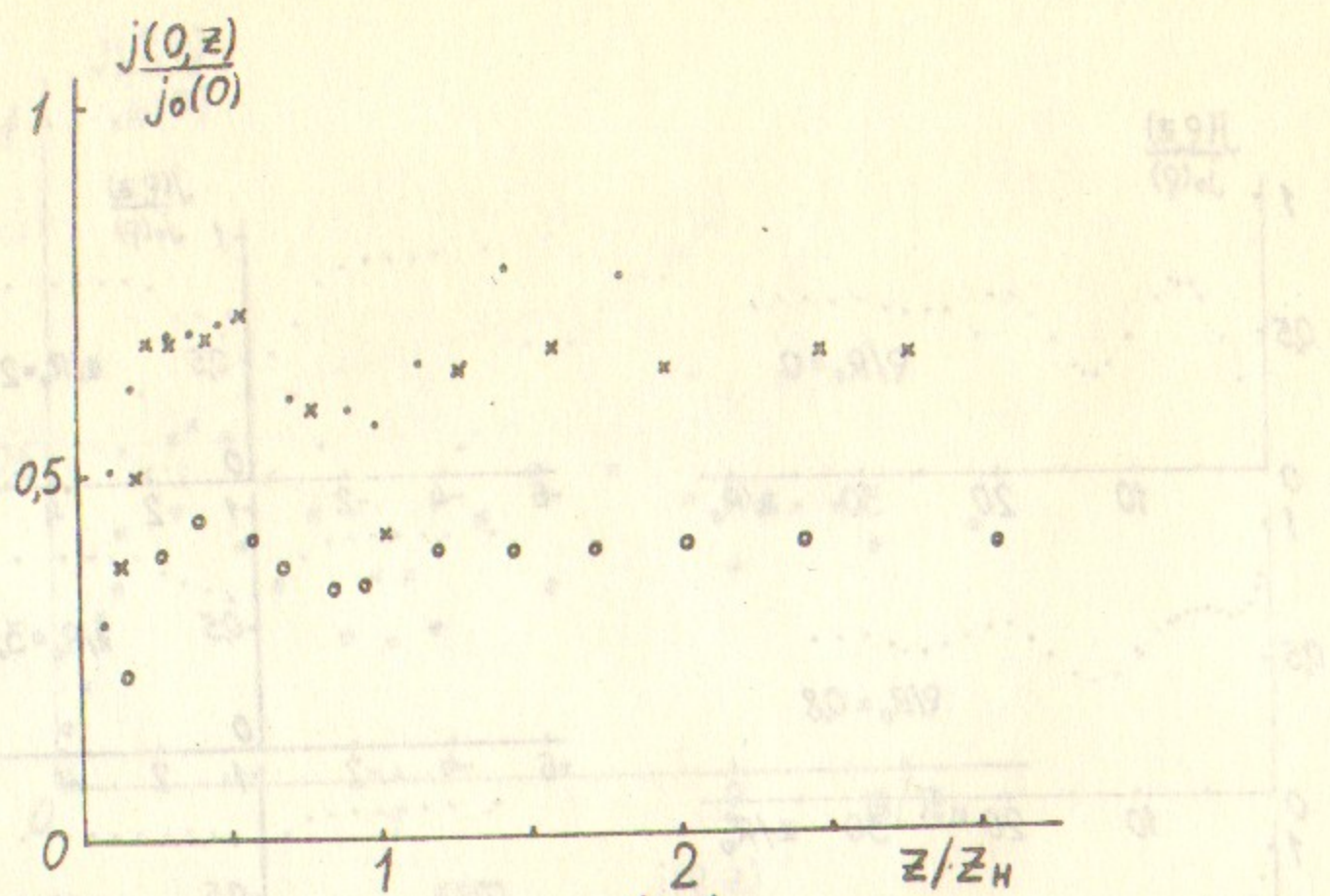


Рис.10.

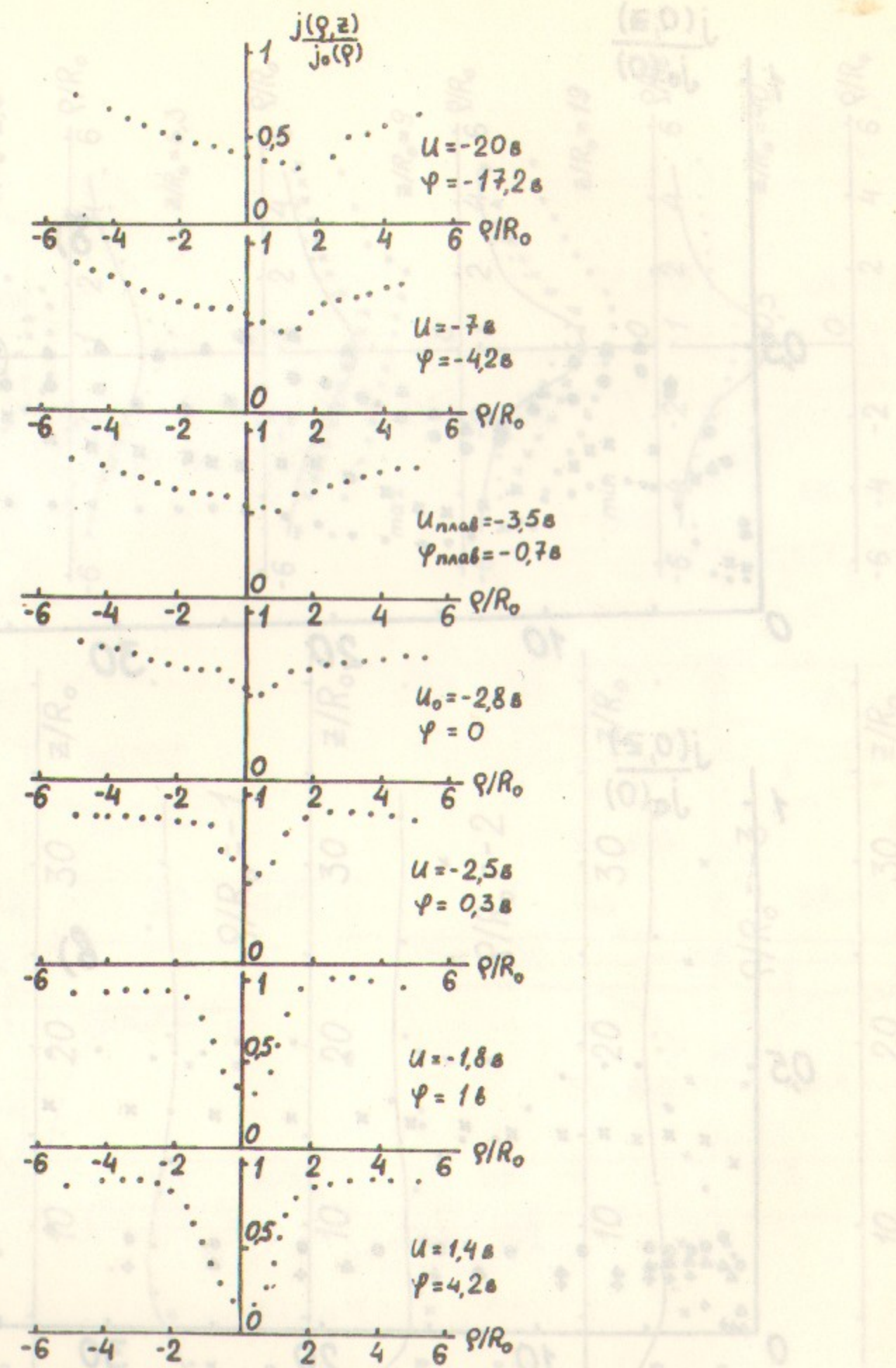


Рис.11а.

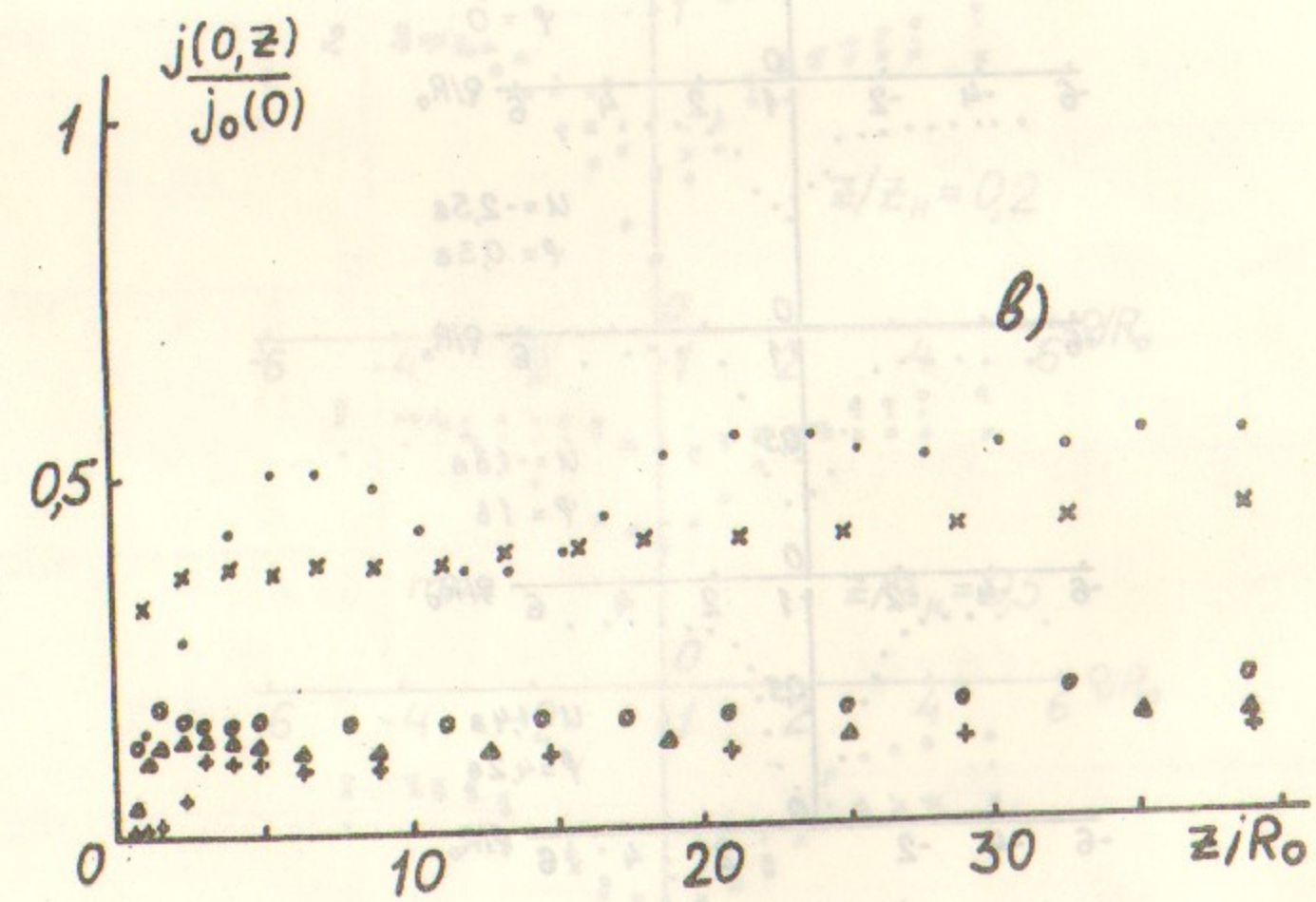
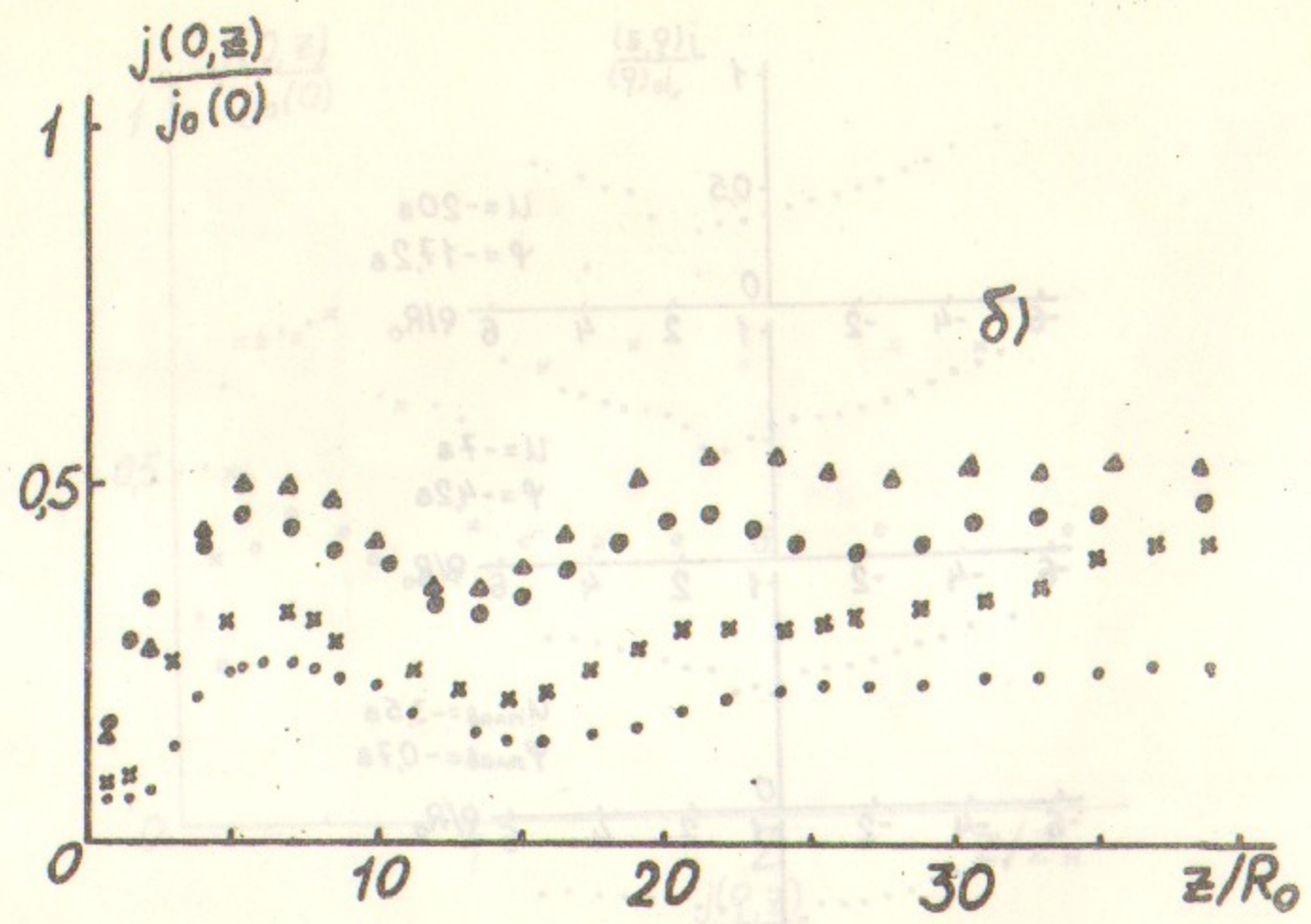


Рис.116, в

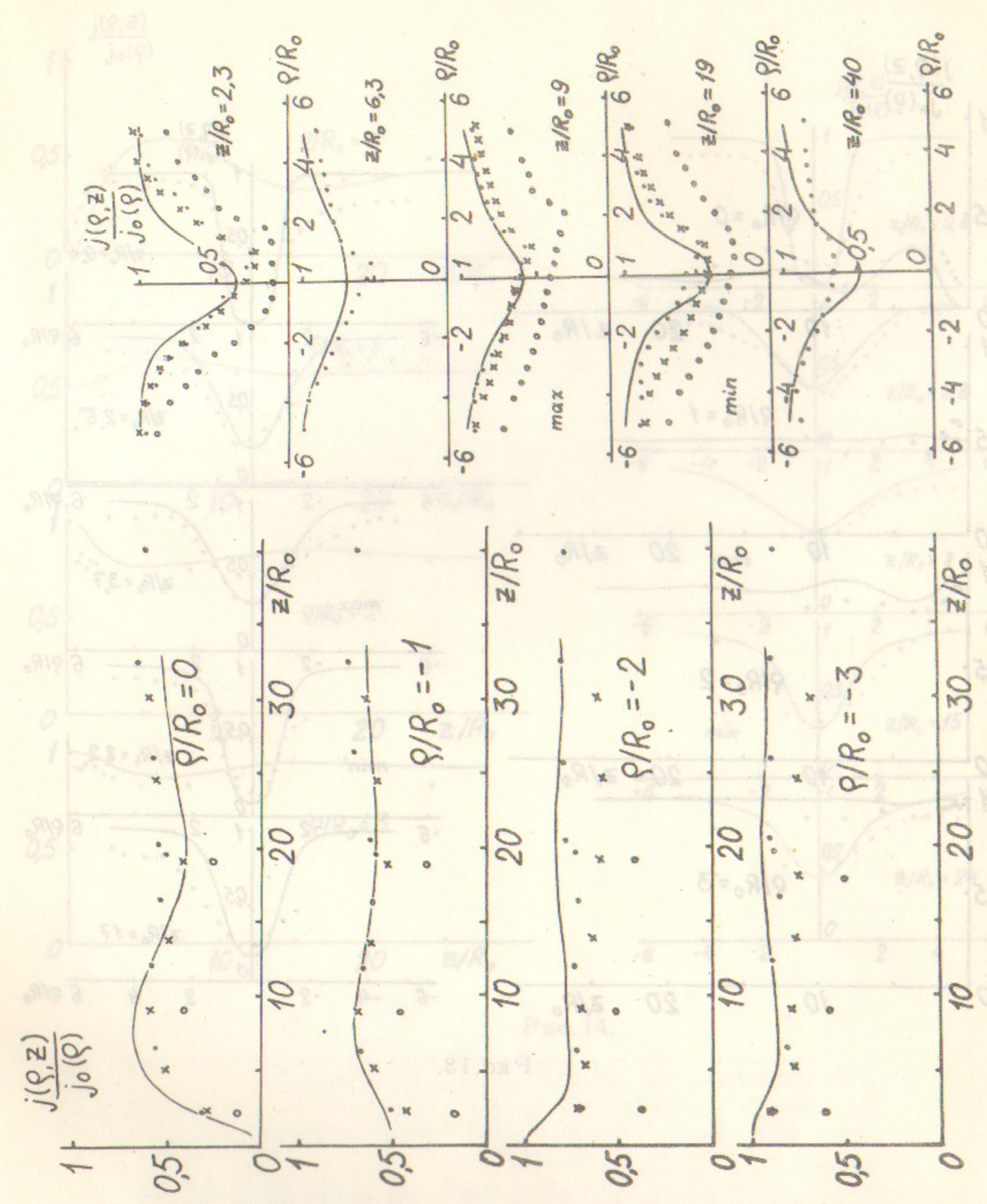


Рис.12.

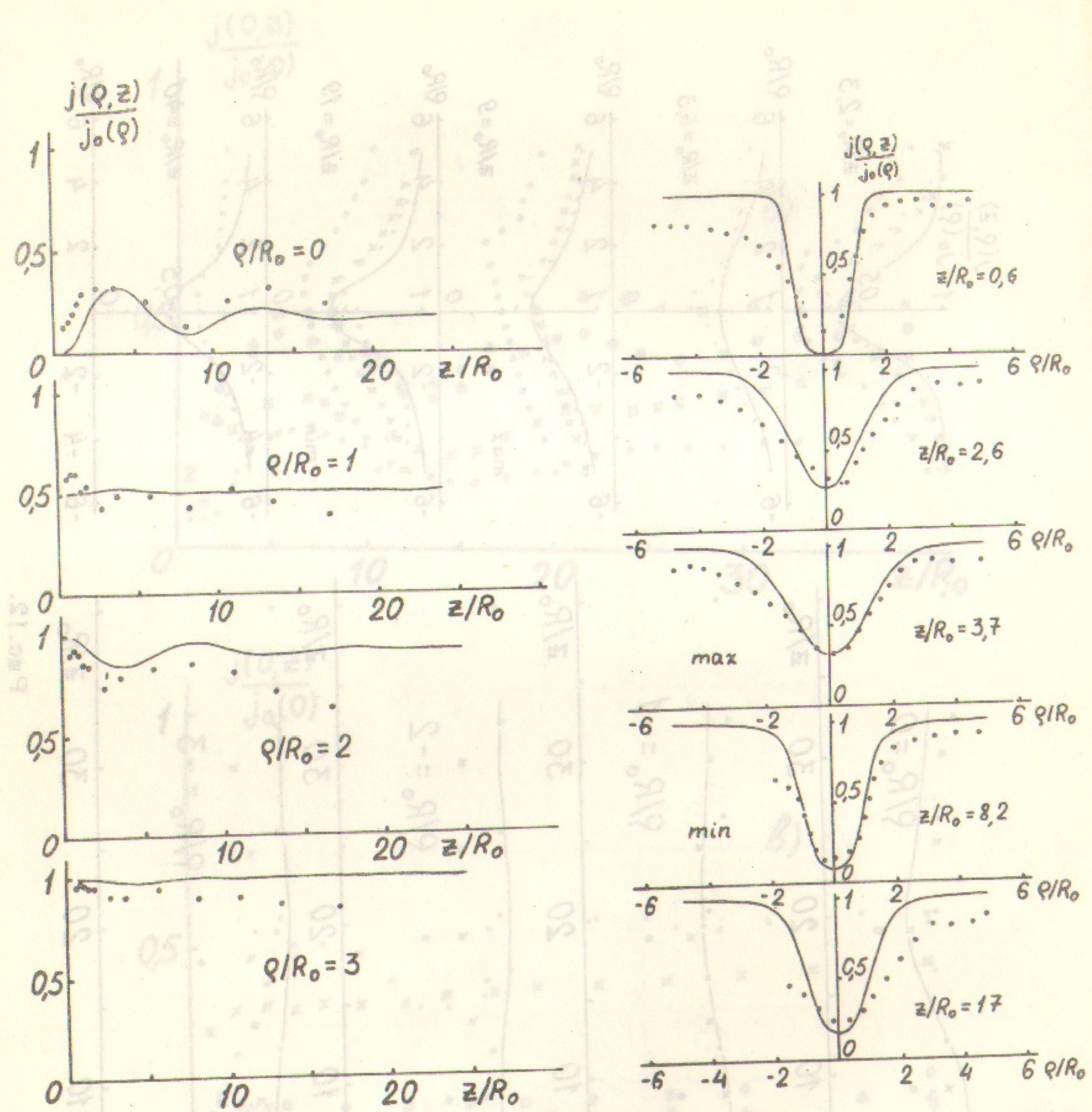


Рис.13.

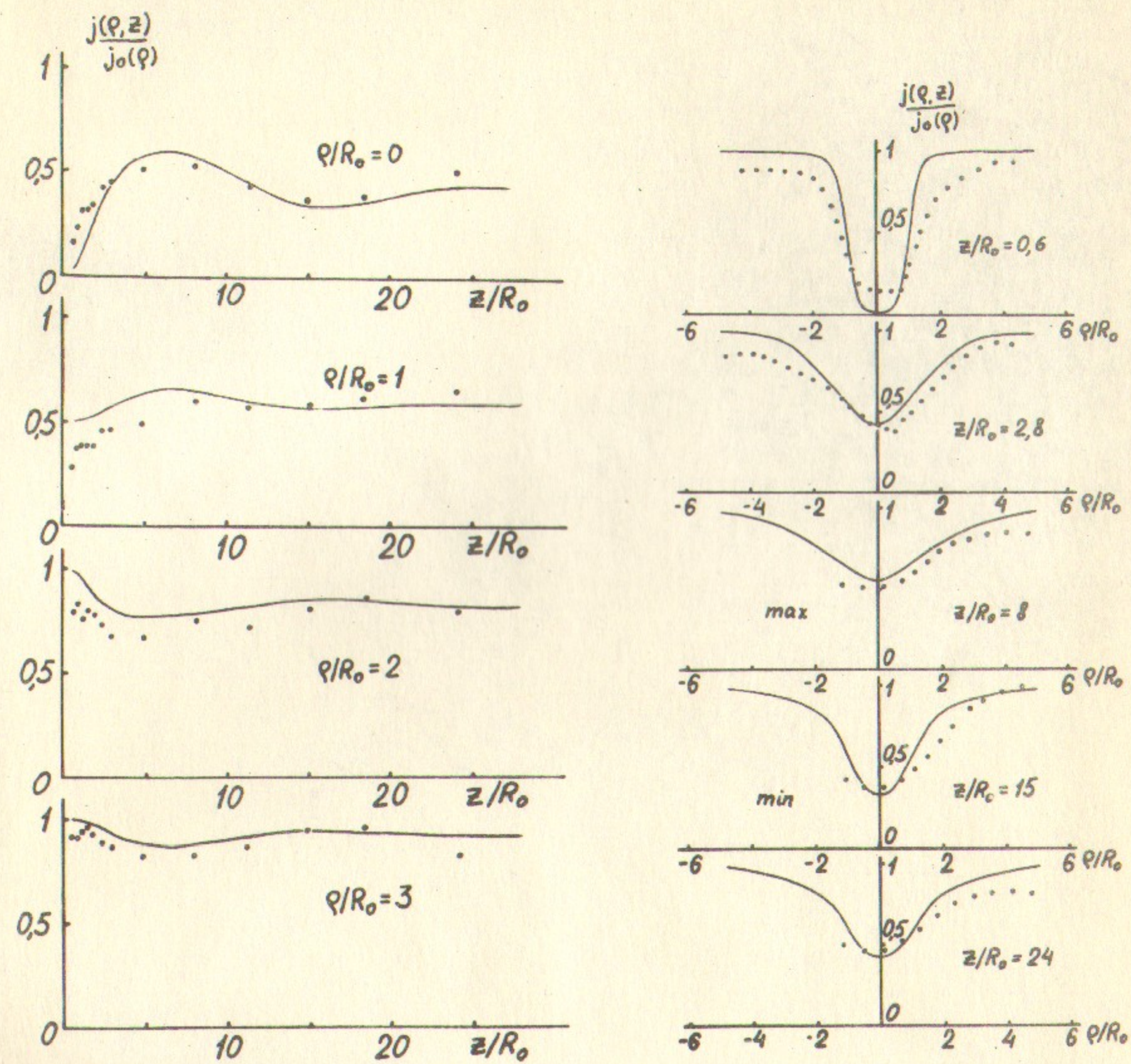
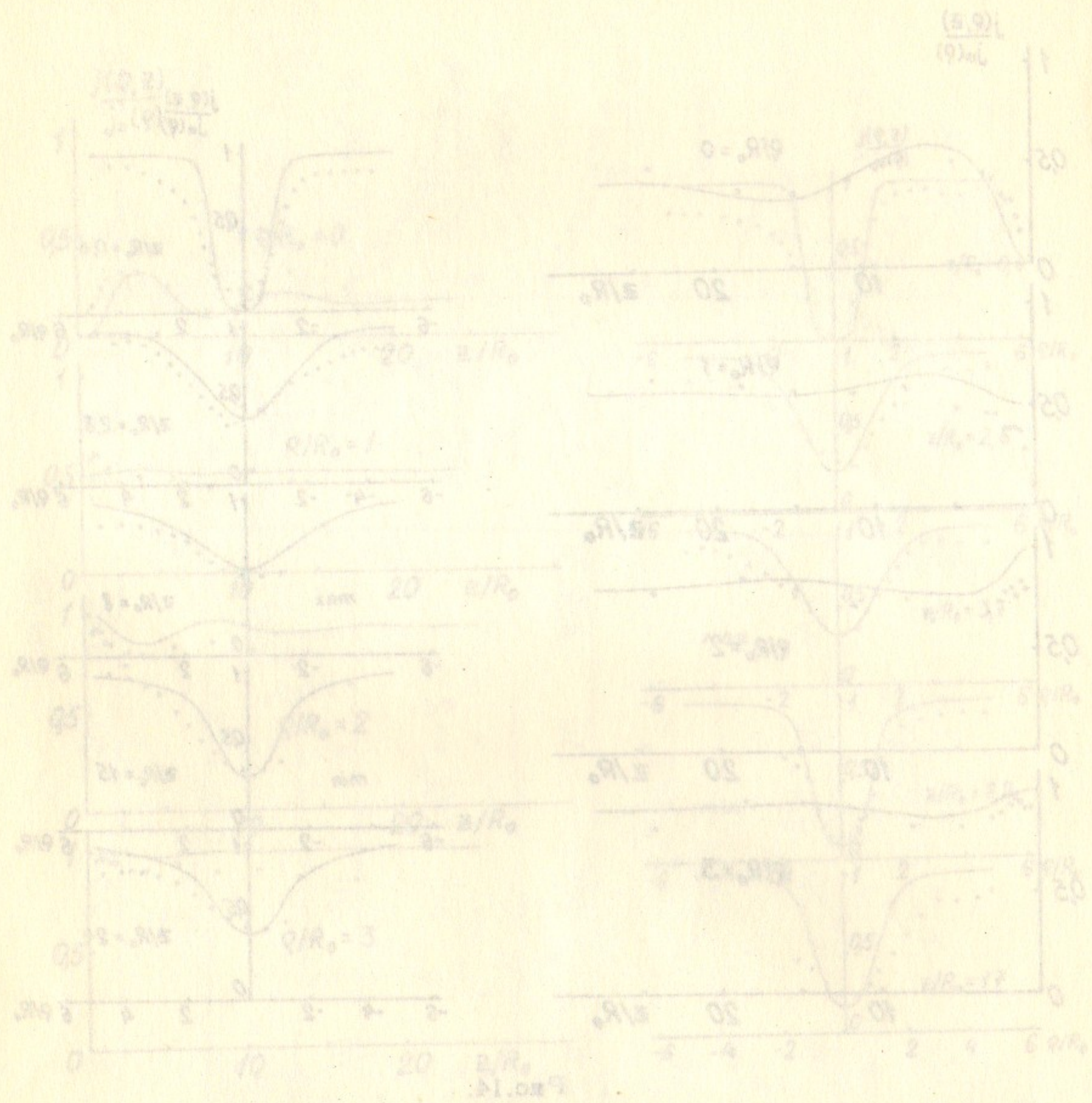


Рис.14.



Ответственный за выпуск Ю.И.ЭЙДЕЛЬМАН
 Подписано к печати 19/11-72 г. ММ 00118
 Усл. 0,7 печ.л., тираж 250 экз. Бесплатно.
 Заказ № 6 . ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР, гв.