

30

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АН СССР

А.А.Бехтенов, В.И.Волосов, В.Е.Пальчиков

М.С.Пеккер, Ю.Н.Юдин

**ПРОБЛЕМЫ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМОЙ**

ПРЕПРИНТ ИЯФ 79 - 41

Новосибирск

## ПРОБЛЕМЫ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМОЙ

А.А.Бехтенов, В.И.Волосов, В.Е.Пальчиков, М.С.Пеккер,  
Ю.Н.Юдин

Одно из возможных решений проблемы УТС состоит в использовании модифицированных открытых магнитных ловушек, т.е. систем, в которых удержание плазмы вдоль магнитного поля улучшено по сравнению с классической зеркальной ловушкой [1]. В последние годы было предложено несколько систем для решения этой задачи: амбиполярная ловушка [2], газокINETическая ловушка [3], ловушка с обращенным магнитным полем [4] и т.д. К этим системам относится также ловушка с вращающейся плазмой (Л.В.П.), основные особенности продольного удержания отдельных частиц в которой были рассмотрены еще в 1958 году [5]. Большое число экспериментов было проведено в подобных ловушках при относительно невысокой энергии ионов (10-100 эВ) см., например, обзор [6]. Однако изучение возможности использования Л.В.П. в качестве термоядерного реактора приводит к ряду проблем практически не исследованных ранее.

Ниже рассматриваются некоторые из этих проблем, связанные с исследованием одной из возможных конструкций такого реактора. Особенностью этой конструкции является стабилизация плазмы за счет создания соответствующего профиля радиального электрического поля с помощью системы кольцевых электродов, контактирующих с плазмой. В работе исследованы вопросы продольного удержания, устойчивости и равновесия плазмы. Рассматривается эффективность работы реактора и возможность ее

повышения за счет рекуперации энергии уходящих ионов и  $\alpha$ -частиц, а также ряд технических проблем, связанных с созданием такой установки. Обсуждаются возможные модификации магнитной системы реактора. Рассматривается в основном стационарный режим работы реактора.

### I. ОПИСАНИЕ РЕАКТОРА

Принципиальная схема реактора с вращающейся плазмой приведена на рис. 1. Это открытая магнитная ловушка с аксиально симметричным полем, в пробках которой расположены коаксиальные электроды, контактирующие с плазмой. На каждый из них подается высокое напряжение, формирующее в плазме необходимый профиль  $E(z)$ . Как будет показано ниже, рабочая температура ионов дейтерия и трития должна быть порядка 30-100 КэВ; при этом энергия вращения  $W_{E0}$  порядка 150-500 КэВ ( $W_{E0} = m_i c^2 E^2 / 2 H^2$ ). Величина магнитного поля определяется плотностью плазмы  $n$ , допустимыми значениями  $\beta$  и отношением  $a/z_0$ ;  $a$  - ширина слоя плазмы,  $z_0$  - радиус ловушки. Для  $n \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\beta = 0,25$ ,  $a/z_0 = 0,1-0,3$  напряженность магнитного поля в центре ловушки порядка 15 - 25 кГс. Соответственно напряженность электрического поля должна быть равна  $\sim 100 \text{ КэВ/см}$ . Поскольку радиальный размер плазмы должен быть велик по сравнению с ларморовским радиусом ионов ( $a/\rho_i \approx \geq 10$ ), то при данных параметрах плазмы размер  $a$  равен 15 + 50 см; соответственно полный потенциал, приложенный к плазме, порядка нескольких мегавольт (1,5-5 МВ). Радиус ловушки  $z_0$  и ее длина  $L$  порядка нескольких метров. Здесь приведены характерные параметры реактора, по-видимому, они могут

несколько измениться после решения задачи об их оптимизации.

Отметим наиболее существенные особенности поведения плазмы в этой ловушке.

В ловушке со скрещенными  $E$  и  $H$  полями все частицы помимо вращения по ларморовским окружностям и движения вдоль магнитных силовых линий дрейфуют по азимуту со скоростью:

$$V_E = \frac{c \cdot [F_{\perp} \times H]}{e \cdot H^2} \quad (1)$$

и, соответственно, угловой скоростью:

$$|\Omega_E| = \frac{c \cdot [F_{\perp} \times H]}{e \cdot H^2 r} \quad (2)$$

где

$$F_{\perp} = e E + m \cdot \Omega_E^2 \cdot r \cdot \sin(\hat{H} \cdot \hat{z}) \quad (3)$$

Обычно последнее слагаемое в (3) мало поэтому, учитывая, что разность потенциалов в плазме между двумя достаточно близкими магнитными поверхностями практически постоянна вдоль магнитных силовых линий, получим на магнитной поверхности:

$$\Omega_E \approx \frac{c \cdot E}{H \cdot r} = \text{const}; \quad (2')$$

так называемый "закон изоротации" [6].

Задачу об удержании частиц в такой ловушке удобно рассматривать во вращающейся системе координат (В.С.К.). В этой системе на них действует центробежная сила инерции  $m \cdot \Omega_E^2 \cdot r$  и поэтому частицы, выходящие из ловушки, должны преодолевать центробежный потенциальный барьер  $m \Omega_E^2 (z_0^2 - z^2) / 2$ . При этом конус потерь для ионов в пространстве скоростей преобразуется в двуполостный гиперboloид (см. рис. 2.):

$$v_{\parallel}^2 = v_{\perp}^2 (R-1) + \Omega_E^2 (z_0^2 - z^2) - e \varphi_0 \cdot \frac{e}{m} \quad (4)$$

или, при  $H^2 = \text{const}$

$$v_{\parallel}^2 = v_{\perp}^2 (R-1) + V_{E0}^2 (1-1/R) - e\varphi_0 \frac{2}{m} \quad (5)$$

где  $R$  — пробочное отношение,  $V_{E0}$  — скорость дрейфа в центре ловушки,  $\varphi_0$  — амбиполярный потенциал между центром ловушки и электродом, определяемый равенством потоков ионов и электронов, уходящих из ловушки [7].

Инжекция и нагрев в такой ловушке наиболее просто осуществляются за счет ввода в плазму относительно холодных нейтральных атомов и их последующей ионизации. Образовавшиеся ионы и электроны движутся по циклоидам, т.е. совершают одновременно дрейфовое движение вокруг оси ловушки со скоростью  $V_E$  и, кроме того, вращаются по ларморовской орбите также со скоростью  $V_E$ . При этом во вращающейся системе отсчета (где плазма неподвижна) энергия родившегося иона, пролетающего через центральную область ловушки, не зависит от точки его рождения по  $z$ . Обозначим через  $E_0$  и  $H_0$  поля в центре ловушки и  $R_z = H(z)/H_0$  — отношение магнитного поля в точке рождения иона к  $H_0$ , тогда продольная и поперечная энергия иона равны:

$$W_{\perp} = W_{E0}/R_z; \quad W_{\parallel} = W_{E0} (1 - 1/R_z);$$

т.е. в пространстве скоростей ионы рождаются на сфере с радиусом  $V_{E0}$ . Учет продольного электрического поля приводит к деформации этой сферы на величину  $\sim e\varphi_0/W_{E0} \approx T_e/T_i$ .

Таким образом одновременно с ионизацией нейтральных атомов осуществляется и нагрев ионов за счет энергии электрического поля. Для осуществления такой инжекции, энергия нейтральных атомов должна быть достаточна для того, чтобы их

пробег в плазме был порядка либо поперечного размера ловушки, либо продольного размера пробки. Для рассмотренных выше параметров реактора эти условия выполняются при скоростях  $\approx 10^7$  см/сек (10–100 эВ). При этом энергия нейтральных атомов много меньше  $W_{E0}$ .

## 2. ПРОДОЛЬНОЕ УДЕРЖАНИЕ

Рассмотрим продольное удержание плазмы в Л.В.П. Сначала сравним среднюю энергию иона с величиной потенциального барьера для ионов  $U_i = W_{E0} (1 - 1/R) - e\varphi_0$ , предполагая, что размер пробки много меньше длины ловушки. В стационарном режиме, приравняем энергию, полученную ионом и электроном от электрического поля к средней энергии, уносимой ими из ловушки (в В.С.К.)

$$\begin{aligned} W_{E0} (1 - 1/R) - e\varphi_0 + W_i^* + Q_{ie} &= W_{E0}; \\ e\varphi_0 + W_e^* - Q_{ie} &= 0; \end{aligned} \quad (6)$$

где  $W_i^*$  и  $W_e^*$  — средние поперечные энергии ионов и электронов при выходе из ловушки,  $Q_{ie}$  — энергия, передаваемая от ионов к электронам.

Суммируя эти выражения получим

$$W_{E0}/R = W_i^* + W_e^* \approx T_i + T_e. \quad (7)$$

Здесь использованы приближенные формулы, связывающие энергию, уносимую частицей через магнитную пробку с ее температурой в предположении, что функции распределения частиц близки к Максвелловским [8]. Электрический потенциал между центром ловушки

ки и пробкой можно найти из условия равенства потоков уходящих электронов и ионов [9]:

$$\frac{e^{-e\varphi_0/T_e}}{\sqrt{m_e} \cdot T_e^{3/2}} = \frac{e^{-u_i/T_i}}{\sqrt{m_i} \cdot T_i^{3/2}} \quad (8)$$

откуда:

$$\left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) u_i = W_{E0} \left(1 - 1/R\right) - T_e \ln \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{3/2} \quad (9)$$

Таким образом потенциальный барьер, удерживающий ионы в ловушке, может в несколько раз превышать температуру ионов поскольку  $u_i/T_i = R - 1$ . Соответственно отношение величины  $n\tau$  в Л.В.П. к  $n\tau$  в обычной ловушке порядка  $e^{u_i/T_i}$  при одной и той же температуре ионов (здесь  $\tau$  - время удержания частиц в ловушке). Повидимому, впервые на экспоненциальный характер подобной зависимости было указано в [10].

Были проведены расчеты основных параметров плазмы в "идеальной" ловушке с учетом только кулоновских столкновений. Численно решалось двумерное уравнение Фоккера-Планка в пространстве скоростей. Предполагалось, что плазма однородна по  $\tau$  и находится в прямоугольной по  $z$  магнитной яме. Метод расчета и оценка его точности изложены в работе [11].

Как показано на рисунке 3-а величина  $n\tau$  существенно возрастает при  $R > 3$  по сравнению с  $n\tau$  для обычного пробко-трона. На рисунке 3-б приведены зависимости  $T_i, T_e$  от  $R$ . Эти графики представлены в безразмерном виде поскольку

$$n\tau \sim W_{E0}^{3/2}; \quad T_i \sim W_{E0}; \quad \text{и} \quad T_e \sim W_{E0}$$

с точностью до 5% в интервале энергии инъекции 10-200 КэВ.

Обычно эффективность термоядерного реактора определяется ве-

личной  $Q$ , отношением энергии выделенной в плазме к энергии, вводимой в плазму. На рисунке 4 приведены графики величины  $Q$  в зависимости от  $R$ ; формула для определения  $Q$ ;  $Q = n\tau \cdot \langle \sigma v \rangle W_i R / 8 W_{E0}$  была получена с учетом особенностей ловушки с вращающейся плазмой. Здесь  $\sigma$  - сечение термоядерной реакции,  $W_2$  - энергия, выделяемая в результате одного акта реакции. Обычно считают  $W_2 = 22,4$  МэВ с учетом энергии, выделяемой в литиевом blankets [12]. В этой ловушке энергия, затрачиваемая на создание ион-электронной пары равна не  $2 W_{E0}$ , а  $2 W_{E0}/R$  поскольку при выходе иона и электрона из ловушки вдоль магнитного поля часть их энергии возвращается в плазму.

### 3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕАКТОРА

Найденные выше значения  $Q$  и  $n\tau$  для Л.В.П. показали преимущества этой системы по сравнению с классической открытой ловушкой, однако эти расчеты справедливы лишь для "идеальных" ловушек. Для нахождения реальных параметров реактора необходимо учесть ряд важных физических процессов, влияющих на его работу и на достижимые значения фактора  $Q$ ; таких как процессы ионизации и перезарядки, возможность частичной рекуперации энергии ионов и  $\alpha$ -частиц на торцевых электродах, возможность возврата ядерного "горючего" в ловушку ("возвратная инжекция"). Эффекты, связанные с радиальной структурой плазмы в Л.В.П. здесь опущены в предположении, что поперечный размер плазмы достаточно велик (см. также п.6).

Перезарядка и ионизация. Процессы ионизации и перезарядки во вращающейся плазме создают радиальные (по  $E_z$ ) по-

токи плазмы и соответственно электрические токи. Появление этих потоков связано с тем, что после каждого акта ионизации или перезарядки в Л.В.П. происходит смещение иона вдоль электрического поля в среднем на величину порядка ларморовского радиуса. Условие, при котором эти потоки не влияют на уход ионов из ловушки вдоль магнитного поля, т.е. их можно не учитывать при решении Ф.П. уравнений сводится к условию малости радиальных  $J_{\perp}$  токов по сравнению с продольными  $J_{\parallel}$  (см [13]):

$$\frac{J_{\perp}}{J_{\parallel}} = \frac{\beta_{Ei}}{a} \left( 1 + \frac{\langle \sigma_{oi} \cdot v \rangle}{\langle \sigma_{ji} \cdot v \rangle + \langle \sigma_{je} \cdot v \rangle} \right) \ll 1 \quad (10)$$

где  $\sigma_{oi}$  - сечение перезарядки;  $\sigma_{ji}, \sigma_{je}$  - сечение ионизации соответственно ионами и электронами.

Однако даже если условие (10) заведомо выполнено, необходимо учитывать, что перезарядка приводит к дополнительным объемным потерям энергии, что снижает эффективность реактора.

Поток энергии, который уносится из плазмы быстрыми "перезарядными" атомами, вылетающими из ловушки равен:

$$P_1 = \frac{m_i}{2} \langle \sigma_{oi} \cdot v^3 \rangle \cdot n_i \cdot n_o \quad (11)$$

Дополнительный поток энергии, который подогревает плазму (вместо иона с энергией  $\approx T_i$  в плазме рождается ион с энергией  $W_{E0}$ ) и, соответственно, уносится уходящими вдоль магнитного поля ионами, равен:

$$P_2 = \frac{m_i}{2} \left( \langle \sigma_{oi} \cdot v \rangle V_{E0}^2 - \langle \sigma_{oi} \cdot (\vec{v} - \vec{V}_{E0})^2 \cdot v \rangle \right) n_i \cdot n_o \quad (12)$$

При расчетах будем учитывать, что в равновесном режиме число атомов, поступающих из внешнего объемного источника

( $S_o = \int S \cdot d^3v$ ) равно числу ионов рождающихся при ионизации (перезарядка не меняет числа нейтральных атомов, в пренебрежении потерями по  $z$ ) откуда:

$$n_i \cdot n_o = S_o / (\langle \sigma_{ji} \cdot v \rangle + \langle \sigma_{je} \cdot v \rangle) \quad (13)$$

Таким образом, учет эффектов, связанных с процессами ионизации и перезарядки приводит к появлению добавочного столкновительного члена в уравнении Ф.П. для ионной функции распределения

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} = S t(f_i) + S \left( 1 + \frac{\langle \sigma_{oi} \cdot v \rangle}{\langle \sigma_{ji} \cdot v \rangle + \langle \sigma_{je} \cdot v \rangle} \right) - \frac{S_o \cdot f_i \cdot \sigma_{oi} / |\vec{v} - \vec{V}_{E0}|}{n_i (\langle \sigma_{ji} \cdot v \rangle + \langle \sigma_{je} \cdot v \rangle)} \quad (14)$$

Эффективность термоядерного реактора с учетом перезарядки определяется выражением

$$Q = \frac{n \tau \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot W_2}{4 \left( \frac{2 W_{E0}}{R} + \frac{P_1 + P_2}{S_o} \right)} \quad (15)$$

Рекуперация энергии заряженных частиц. Уходящие из ловушки вдоль магнитного поля ион и электрон, преодолевая соответствующие потенциальные барьеры, передают часть своей энергии равную  $W_{E0} (1 - 1/R)$  электрическому полю. Этот эффект учитывался выше при расчете  $Q$ .

Рассмотрим еще один механизм рекуперации энергии ионов. Поскольку энергия иона движущегося по циклоиде меняется вдоль траектории, можно выбрать геометрию торцевых электродов такой, чтобы ионы падали на электрод с минимальной кинетической энергией. Для этого торцевая поверхность электродов наклоняется к плоскости, перпендикулярной оси  $Z$  на угол  $\psi$  (рис.5), так чтобы ион сталкивался с наиболее "положительным" (верхним на рис.5) электродом.

Угол  $\Psi$  находится из условия, что за время оборота по ларморовской окружности смещение иона по  $Z$  меньше  $d$

$$\operatorname{tg} \Psi \equiv \frac{d}{\Delta} \geq \frac{v_{||} \cdot 2\pi \beta_i^*}{v_{\perp} \cdot \Delta} \quad (16)$$

где  $\beta_i^*$  - ларморовский радиус иона в пробке. Величина  $v_{||}$  в пробке равна (аналогично [14]):

$$v_{||} = v_T \cdot \sqrt{\frac{L}{\lambda}}$$

$\lambda$  - длина свободного пробега иона в ловушке,  $v_T \approx v_{\perp}$ .

Откуда

$$\operatorname{tg} \Psi \geq \frac{2\pi \beta_i^*}{\Delta} \cdot \sqrt{\frac{L}{\lambda}} \quad (17)$$

для

$$\frac{2\pi \beta_i^*}{\Delta} = 4; \quad \frac{L}{\lambda} = 10^{-5}; \quad \Psi \approx 30^\circ$$

Средняя энергия иона при столкновении с электродом определяется выражением

$$\bar{W}_i = \frac{m_i}{2} \langle (\vec{v}_i - \vec{V}_{E0})^2 \rangle = \frac{m_i}{2} \langle v_{\perp}^2 + V_{E0}^2 - 2v_{\perp} V_{E0} \cos \Psi \rangle \quad (18)$$

где усреднение проведено по  $\Sigma$  и по поперечной энергии ионов в пробке. Для оценок  $\bar{W}_i$  воспользуемся формулами Пастухова [8].

В случае, когда  $2\pi \beta_i^* \gg \Delta$  имеем:

$$\bar{W}_i \approx \frac{m_i}{2} (\langle v_{\perp}^2 \rangle + V_{E0}^2 - 2\langle v_{\perp} \rangle \cdot V_{E0}) \approx \frac{W_{E0}}{R} (2 - \sqrt{\pi}) \quad (19)$$

Более точная оценка, учитывающая зависимость  $W_i$  от  $2\pi \beta_i^*/\Delta$  имеет вид

$$\bar{W}_i = \frac{W_{E0}}{R} \left( 2 - \sqrt{\pi} + \frac{4\beta_i^*}{\Delta} \left( 1 - \exp[-(\Delta/2\beta_i^*)^2] \right) \right) \quad (20)$$

В (19) и (20) предполагалось  $\langle v_{\perp}^2 \rangle \approx V_{E0}^2/R$

Электроны, выходящие из ловушки, ускоряются электрическим полем в зазоре между электродами и уходят на положительный электрод (см. рис. 5) с дополнительной энергией, равной  $\bar{W}_e = e \cdot E \cdot \Delta/2$ , откуда средняя энергия, уносимая парой ион-электрон из ловушки ( $\bar{W}$ ) равна:

$$\bar{W} = \bar{W}_i + \bar{W}_e \approx \frac{W_{E0}}{R} \left( 2 - \sqrt{\pi} + \frac{4\beta_i^*}{\Delta} \left( 1 - \exp[-(\Delta/2\beta_i^*)^2] \right) + \frac{\Delta}{\beta_i^*} \right) = \frac{2\eta W_{E0}}{R} (21)$$

Это значение  $\bar{W}$  используется для вычисления  $Q$ .

Передача энергии  $\alpha$  - частиц плазме.  $\alpha$  - частицы родившиеся вне конуса потерь остаются в объеме ловушки и передают энергию плазме за счет кулоновских столкновений;

$\alpha$  - частицы родившиеся внутри конуса потерь уходят на электроды. Так же как и уходящие по  $Z$  ионы они оставляют в плазме часть энергии вращения

$$\delta W_{E\alpha} = W_{E\alpha} (1 - 1/R) \quad (22)$$

где  $W_{E\alpha} = m_{\alpha} \cdot V_{E0}^2/2$ . Энергия  $W_{E\alpha}$  это доля энергии вращения центра тяжести системы  $D, T$ , которая после термоядерной реакции распределяется между  $\alpha$  частицей и нейтроном.

В реакторе со "скошенными" электродами  $\alpha$  - частицы аналогично ионам передают часть своей поперечной энергии электрическому полю ( $\delta W_{\alpha}$ ) и, соответственно, плазме. При рассмотрении этого эффекта следует учитывать, что продольная энергия  $\alpha$  - частиц сравнима с поперечной (в отличие от ионов).

Величина этой энергии после усреднения по всем рождающимся  $\alpha$  - частицам (изотропная функция распределения,  $W_{\alpha} = \text{const}$ ) и по всем возможным углам столкновения  $\alpha$  - частиц с электро-

дамы равна:

$$\delta W_{\alpha} = \frac{\sqrt{W_{\alpha} \cdot W_{E\alpha}}}{R} \cdot I(\gamma) \quad (23)$$

где  $W_{\alpha}$  - кинетическая энергия, полученная  $\alpha$  - частицей в термоядерной реакции. График  $I(\gamma)$  приведен на рис. 6. При расчетах  $\Delta W_{\alpha}$  не учитывались эффекты, связанные с дискретностью электродов так как  $\rho_{\alpha} \gg \Delta$ . Для  $\alpha$  - частицы эффективность передачи энергии полю много ниже чем для ионов поскольку  $W_{\alpha} \gg W_{E\alpha}/R$ . Как следует из этого расчета, для реактора с  $Q \geq 50$  (с учетом подогрева плазмы  $\alpha$  - частицами) реактор становится самоподдерживающимся, т.е. Э.Д.С. на электродах реактора достаточная для поддержания реакции создается за счет торможения  $\alpha$  - частиц в электрических полях.

Возвратная инжекция. Ион, вышедший из ловушки и рекомбинировавший на торцевых электродах, может затем с достаточно большой вероятностью вернуться в виде нейтрального атома в объем, занятый плазмой, вновь ионизироваться и нагреться в скрещенных полях. Таким образом происходит сбор ядер  $D$  и  $T$ , вышедших из реактора и их возврат в плазму, т.е. своеобразная "возвратная инжекция". Этот процесс может существенно поднять реальный коэффициент выгорания ( $\alpha_1$ ) горючего при условии, что потери ядер  $D$  и  $T$  за счет неполного возврата в объем меньше, чем "потери" за счет протекания реакции синтеза.

$$\alpha_1 = \alpha_0 / [1 - (1 - \alpha_0)K] \quad (24)$$

Здесь  $\alpha_0$  - коэффициент выгорания без учета возвратной инжекции,  $K$  - коэффициент возврата горючего в плазму. Очевидно,

что в стационарном реакторе из-за насыщения стенок ионами плазмы коэффициент  $K \rightarrow 1$  и соответственно  $\alpha_1 \rightarrow 1$ .

Возвратная инжекция может повлиять на параметры реактора за счет изменения вида функции источника плазмы в фазовом пространстве. Если пробег нейтральных атомов  $D$  и  $T$ , возвратившихся в плазму, меньше чем размер переходной области между электродами и центральной частью ловушки (размер "пробки"), то источник ионов, связанный с возвратной инжекцией будет находиться в фазовом пространстве вблизи "конуса потерь" и величины параметров  $n\tau$  и  $Q$  могут существенно измениться по сравнению со случаем  $K = 0$ .

Ионы, которые образуются за счет ионизации возвратных нейтральных атомов, находятся в фазовом пространстве на сфере с энергией  $W_{E0}$ . Распределение ионов на сфере можно найти, зная вероятность ионизации нейтралов по длине ловушки. К сожалению, сегодня нет достаточно точных данных о распределении нейтральных атомов, вылетающих со стенки по скростям в зависимости от энергии ионов, бомбардирующих поверхность. Поэтому рассмотрим простейший случай, когда все атомы, вылетающие в плазму моноэнергетичны и движутся вдоль силовых линий магнитного поля. Предположим, что отношение  $H(z)/H_0$  зависит от  $z$  следующим образом:

$$H(z)/H_0 = R / \left(1 + \frac{z}{z_0} (\sqrt{R} - 1)\right)^2, \quad (25)$$

здесь  $z$  отсчитывается внутрь ловушки;  $H_0$  - поле в центре ловушки;  $z_0$  - длина пробки.

Плотность ионов и электростатический потенциал находятся из условия квазинейтральности

$$\begin{aligned} n(z) &= n_0 \cdot \exp(-e \cdot \varphi / T_e) \\ e \cdot \varphi(z) &= W_{E0} (T_e / (T_i + T_e)) \cdot (1 - H_0 / H(z)) \end{aligned}$$



Далее можно оценить среднее расстояние, которое проходит атом до ионизации:

$$z_i = z_0 \left( 1 + \frac{1}{2(R - \sqrt{R})} \cdot \ln \frac{2 \cdot \lambda_i(z_0) \cdot (\sqrt{R} - 1)}{z_0} \right) \quad (26)$$

где  $\lambda_i(z_0)$  длина свободного пробега нейтрального атома в центре ловушки.

Используя (26) находим  $\Delta \Psi(z)$  и  $H(z)/H_0$ ; далее подставляя эти значения в (5) и полагая  $V_{II} = 0$  определяем угловую координату области фазового пространства в которой наиболее вероятна ионизация атомов.

$$\sin \theta(z_i) = \sqrt{\frac{H_0}{H(z_i)}} \cdot \sqrt{\frac{H_0}{H(z_i)} + \frac{T_e}{T_i + T_e} \left( 1 - \frac{H}{H(z_i)} \right)}$$

Для реактора с  $n \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;  $z_0 \approx 60 \text{ см}$ ; предполагая, что средняя энергия нейтральных атомов  $\approx 100 \text{ эВ}$  (см [15]) получим  $z_i \approx 30 \text{ см}$ . Это соответствует угловому расстоянию от области инжекции возвратных ионов до "конуса потерь" ( $\Delta \theta$ ) порядка  $20^\circ$  при  $R = 5$ .

Расчеты величин  $n\tau$ ,  $T_i$ , проведенные для случая, когда источник ионов находится вблизи поверхности конуса потерь (см. рис. 7) показали, что они слабо зависят от положения источника. Таким образом "возвратная инжекция" позволяет реализовать высокую степень выгорания горючего практически не ухудшая параметров плазмы.

Расчет фактора  $Q$ . Был проведен расчет термоядерного реактора с учетом процессов ионизации и перезарядки (в предположении, что плазма прозрачна для нейтральных атомов), реку-

перации энергии ионов и дополнительных потерь энергии электронами при выходе на торцевой электрод. Предполагалось, что возвратная инжекция существенно не влияет на вид функции источника, предполагалось также, что  $\alpha$  - частицы уходят из системы и рекуперация их энергии на торцевых электродах отсутствует. Величина  $Q$  находилась из выражения:

$$Q = \frac{n\tau \cdot \langle Gv \rangle \cdot W_2}{4 \left( \frac{2\eta}{R} \cdot W_{E0} + \frac{P_1 + P_2}{S} \right)} \quad (27)$$

здесь не учитывалась рекуперация энергии ионов в поправках связанных с перезарядкой ( $P_2/S$ ), что несколько уменьшает величину вычисленного  $Q$ .

На рис. 8 приведен ход функции  $Q$  в зависимости от энергии инжекции  $W_{E0}$ ; по горизонтальной оси отложена энергия инжекции ионов  $D$  и  $T$  (энергия вращения), приведенная к энергии вращения иона водорода в этой же ловушке. С ростом пробочного отношения  $R$  и энергии инжекции  $W_{EH}$  величина  $Q$  заметно возрастает. Максимальные значения  $Q$  будут определяться в этой задаче максимальными значениями  $R$  и  $W_{E0}$ , которые можно получить в ловушке. Величина  $R$  ограничена условиями устойчивости (с ростом  $R$  падает величина продольных токов стабилизирующих плазму см. п. 4),  $W_{E0}$  определяется напряженностью на торцевых электродах. Заметим, что высокие значения  $Q$ , полученные в этих расчетах в основном определяются высоким коэффициентом рекуперации энергии ( $R/2\eta > 10$  при  $R = 5$ ).

Учет радиальных потоков частиц и энергии должен несколько снижать величину  $Q$ .

## 4. УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ

Задача об устойчивости плазмы в термоядерном реакторе с вращающейся плазмой существенно отличается от аналогичных задач для классических открытых ловушек. Неустойчивости типа дрейфово-конусной, дрейфовой, а также ВЧ неустойчивости связанные с анизотропией плазмы не должны развиваться поскольку отсутствуют условия для их существования:  $L/a < 20$ , функция распределения частиц по скоростям, практически изотропна. С другой стороны имеются факторы, усиливающие ряд неустойчивостей; так за счет центробежных сил усиливается желобковая неустойчивость; за счет азимутальных токов, вызванных разной скоростью дрейфа ионов и электронов — токовые неустойчивости.

Наличие азимутального движения ионов относительно электронов в данной задаче является обязательным, однако величина относительной скорости мала  $\Delta v = |v_i - v_e| = V_{EO} (\beta_E / 2)$ . Поэтому токовая азимутальная неустойчивость при параметрах плазмы, рассмотренных выше, т.е.  $\Delta v \ll v_{Te}$  не должна развиваться. Этот вопрос подробно исследовался в [16].

Вращение плазмы приводит к увеличению инкрементов желобковых колебаний, с другой стороны, поскольку угловую скорость вращения плазмы можно сделать меняющейся по радиусу — появляется эффективный метод подавления этой неустойчивости. Эффект стабилизации здесь связан с тем, что возмущенная плотность зарядов на разных радиусах разбегается по азимуту с относительной скоростью пропорциональной  $d\Omega_E/dz$ . В пределах возмущения скорость разбегания приближенно равна  $\alpha \cdot (d\Omega_E/dz)$ , где  $\alpha$  — радиальный размер плазмы. Если за время нарастания возмущения ( $\sim \gamma^{-1}$ ), возмущенная плотность успевает

разбежаться по азимуту на угол порядка  $\pi$ , то тем самым нарушается радиальная структура возмущения, т.е. осуществляется стабилизация желобковой неустойчивости. Условие стабилизации за счет "проскальзывания" слоев плазмы можно записать в виде

$$m |d\Omega_E/dz| \cdot a/\pi > \gamma \quad (28)$$

где  $m$  — азимутальное волновое число. Поскольку скорость разбегания пропорциональна  $m$ , а величина инкремента  $\gamma$  для высших мод колебаний с ростом  $m$  остается примерно постоянной, то этот механизм стабилизации эффективен при

$m \geq \pi \cdot z/a$ ; для низших мод, где  $\gamma \sim m$  это условие не выполняется и стабилизация при  $m < \pi \cdot z/a$  отсутствует. Однако, если каким-либо способом снизить значение величины  $\gamma$ , так, чтобы условие (27) выполнялось и для низших мод, то плазма будет полностью стабилизирована по отношению к желобковым колебаниям.

Естественным механизмом уменьшения величины  $\gamma$  в открытых системах, является снижение возмущенной плотности зарядов за счет электронного тока стекающего на торцевые электроды. Стабилизирующее действие продольного тока определяется динамической проводимостью между плазмой и торцовым электродом, т.е. током  $j = (dj/d\varphi) \cdot \tilde{\varphi}$ , связанным с возмущенным потенциалом  $\tilde{\varphi}$ . В случае, когда средний разброс по энергии для электронов, уходящих на торец порядка их температуры, очевидно, что  $j = j_0 \cdot e\tilde{\varphi}/T_e$ , где  $j_0 = e\bar{n}L/\tau$  — равновесный ток,  $\bar{n}$  — средняя плотность,  $\tau$  — время жизни электронов. Для достаточно горячей и редкой плазмы этот разброс по энергии определяется уже не температурой электронов, а энер-

гней  $\Delta W_e$ , которую они могут набрать за время последнего пролета через ловушку  $\Delta t = 2L/v_e$ . Оценку размытия границы энергетического спектра можно получить из [17]

$$\Delta W_e = T_e \cdot \sqrt{\frac{\Delta t}{\tau_e} \cdot 4 \cdot \left(\frac{T_e}{e\varphi_0}\right)^{1/2}} \quad (29)$$

где  $\tau_e$  — кулоновское время рассеяния электронов с температурой  $T_e$ ,  $e\varphi_0$  — высота энергетического барьера для электронов. Таким образом, в выражении для тока  $j$  температуру  $T_e$  следует заменить на "эффективную" температуру  $T_3 \approx \Delta W_e$ .

Скорость, с которой возмущенная плотность зарядов стекает на торец, равна:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div} j = ne^2 \tilde{\varphi} / (\tau \cdot T_3).$$

С другой стороны, возмущенная плотность зарядов, за счет развития неустойчивости, возрастает со скоростью

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\epsilon_{\perp}}{4\pi} \cdot \Delta \tilde{\varphi} \cdot \gamma = \frac{\epsilon_{\perp}}{4\pi} \cdot k^2 \tilde{\varphi} \cdot \gamma$$

$\epsilon_{\perp} = 1 + \omega_{oi}^2 / \Omega_i^2$  — поперечная диэлектрическая проницаемость плазмы,  $\omega_{oi}$ ,  $\Omega_i$  — плазменная и циклотронная частоты для ионов,  $k$  — волновой вектор. Заметного уменьшения величины  $\gamma$  следует ожидать, если скорость стока возмущенных зарядов порядка или больше скорости их нарастания.

$$\frac{ne^2}{\tau \cdot T_3} \cdot \tilde{\varphi} \geq \frac{\epsilon_{\perp}}{4\pi} \cdot k^2 \tilde{\varphi} \cdot \gamma_0$$

$\gamma_0$  — значение  $\gamma$  в отсутствии токов  $j$ . Для низших мод ( $m < \pi r/a$ ) значение величин  $k^2$  и  $\gamma_0$  порядка  $\pi^2/a^2$  и  $\Omega_E/2$  соответственно, откуда условие полной стабилизации:

$$\frac{1}{\tau \cdot T_3} \geq \frac{\pi^2}{a^2} \frac{\Omega_E}{m \cdot \Omega_i^2} \quad (30)$$

которое справедливо при выполнении условия (28) для  $m \approx \pi r/a$ .

Подробный анализ приведенных выше механизмов стабилизации желобковой неустойчивости дан в работе [18], где было найдено хорошее согласие оценки (30) с результатами численного счета. Расчеты проводились для различных профилей плотности  $n(r)$ , при  $n = 0$  на внутренней и внешней границах плазменного слоя. Было показано, что в этом случае условие стабилизации слабо зависит от вида профилей  $n(r)$  и  $\Omega_E(r)$ . Для стабилизации необходимо лишь иметь относительное изменение  $\Omega_E$  по радиусу порядка  $\sim 0,5$ , при условии, что этот параметр изменяется по  $r$  достаточно плавно.

Исходя из условия (30) оценим размеры термоядерного реактора, для которого собственных токов стекающих на торец достаточно для подавления желобковой неустойчивости. Найдем значение "эффективной" электронной температуры

$$T_3 \approx T_e \cdot \sqrt{\frac{\Delta t}{\tau_e} \cdot 4 \cdot \left(\frac{T_e}{e\varphi_0}\right)^{1/2}} \approx 10^{-6} \sqrt{L \cdot n} \quad [э.в.]$$

Значение  $\tau$  определяется из численных расчетов (см. п. 2) и равно для рассматриваемого реактора  $\approx 3 + 10$  сек. Выразим значение  $L$  и  $a$  через радиус установки:  $L \approx 2r$ ;  $a \approx 2/4$ . Подставляя эти значения в (30) получаем  $r \approx 10$  м; здесь  $R = 5$ ;  $H = 20$  кгс;  $V_E = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$  и соответственно  $T_i \approx 30$  КэВ. Величина тока  $j_0$  стекающего на торец будет равна соответственно

$$j_0 = \bar{n} e L / \tau \approx 10^{-3} \text{ А/см}^2$$

Следует заметить, что наличие контакта между плазмой и торцевыми электродами без механизма "проскальзывания" слоев плазмы не дает эффекта стабилизации. Это объясняется тем, что вклад пла-

ности зарядов  $\rho$  от стекающих токов  $j \sim \tilde{\varphi}$ ;  $\bar{\rho} = \int j dt \sim \int \tilde{\varphi} dt - i \tilde{\varphi}$  имеет фазовый сдвиг, равный примерно  $\pi/2$ , относительно возмущенной плотности зарядов  $\tilde{\rho} \sim \tilde{\varphi}$  возникающей за счет развития неустойчивости. Поэтому продольные токи не стабилизируют, а только снижают значение  $\gamma$ , что, в свою очередь, обеспечивает возможность полной стабилизации за счет "проскальзывания" (см. условие (28)).

### 5. РАВНОВЕСИЕ ПЛАЗМЫ

В задаче о равновесии плазмы, для Л.В.П. следует помимо обычных диамагнитных токов связанных с газокинетическим давлением плазмы учесть азимутальные токи, возникающие из-за разности скоростей вращения ионов и электронов. Эти токи создают дополнительное радиальное давление уравновешивающее давление плазмы, связанное с ее вращением как целого.

Для центральной области магнитной ловушки условие равновесия имеет вид:

$$\frac{\partial H_z}{\partial z} = -\frac{4\pi}{c} \left[ \frac{c}{H_z} \frac{\partial P_1}{\partial z} - n \cdot \frac{m_i c^3 E^2}{H_z^3 z} \right] \quad (31)$$

Первый член в правой части уравнения определяется обычными токами, второй - азимутальными токами (см (1)):

$$j_\theta = en(V_{Ei} - V_{Ee})$$

Здесь учтено, что в центральной части данной ловушки  $P_1 = P_1$  (расчеты приведенные в п.3 показали, что функция распределения ионов практически изотропна). Интегрируя (31) получаем:

$$\frac{H_0^2}{8\pi} = \frac{H_i^2}{8\pi} + n_1(T_{i1} + T_{e1}) + 2 \int_{z_1}^{z_0} n(z) \cdot W_E(z) \cdot \frac{dz}{z} \quad (32)$$

где индекс (0) относится к внешней относительно плазмы области, а (1) к любой внутренней области ( $z_0 > z_1$ ).

Введем параметр  $\bar{\beta}$

$$\bar{\beta}(z_1) = \frac{8\pi [n_1(T_{i1} + T_{e1}) + 2 \int_{z_1}^{z_0} n W_E dz/z]}{H_0^2}$$

Величина  $\bar{\beta}$  зависит от радиуса даже при постоянном давлении внутри плазмы, в отличие от обычного  $\beta$ . Очевидно, что равновесная конфигурация магнитного поля может существовать лишь для  $\bar{\beta} < 1$ . При нарастании плотности плазмы это условие нарушается в первую очередь вблизи внутренней границы плазмы (см. рис.1), где суммируется вклад диамагнитного и азимутального токов.

Оценку радиального смещения плазмы за счет конечного проведем, используя условие сохранения магнитного потока. Для внутренней границы плазмы ( $z_1 = z_i; H_i; \bar{\beta}(z_i)$ ) получим из (32):

$$H_i = H_0 \sqrt{1 - \bar{\beta}(z_i)}$$

и соответственно смещение границы  $\Delta z_i$ :

$$\Delta z_i = z_i (1 - \sqrt{1 - \bar{\beta}(z_i)}) \approx z_i \cdot \bar{\beta}(z_i) / 4 \quad (33)$$

Аналогичная оценка для ширины слоя плазмы при возрастании  $\beta$  дает:  $\Delta a \approx a \cdot \beta / 4$ , где  $\beta = 8\pi nT / H^2$

Радиальное смещение плазмы при конечных  $\bar{\beta}$  приводит к увеличению центробежного потенциала, а уменьшение среднего магнитного поля к увеличению пробочного отношения, что несколько улучшает продольное удержание плазмы. Из полученных соотношений оценим оптимальное отношение  $a/z$  для реактора. Поскольку мощность реактора на единицу его длины пропорциональна  $n^2 a$ , при заданном  $\bar{\beta}$  получаем, используя (27), что

максимум мощности достигается при условии:

$$\frac{a}{z} = \frac{n(T_{i1} + T_{e1})}{2 \int_0^z W_E \cdot n \, dz/z} \approx \frac{1}{\sqrt{2R}} \quad (34)$$

Величина радиального смещения плазмы выраженная через  $a$ , соответственно, имеет вид

$$\Delta z_i = a \cdot \beta \cdot \frac{\sqrt{2R}}{4} \quad (35)$$

т.е. значение  $\beta = 0,25$  выбранное выше для реактора является вполне приемлемым.

## 6. РАДИАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ЧАСТИЦ И ПРОБЛЕМА ПРИМЕСЕЙ.

Радиальный дрейф. Относительное движение ионной и электронной компонент плазмы приводит (наряду с появлением азимутальных токов) также к радиальному перемещению плазмы. Величина относительной скорости  $\Delta V$  равна  $\Delta V = V_{Ei} - V_{Ee} = V_E \cdot \beta_{Ei}/z$ . Силы трения связанные с  $\Delta V$  направлены в разные стороны для ионов и электронов, поэтому направление и скорость дрейфа под действием этих сил совпадают для обеих компонент плазмы. Плазма движется по  $z$  со скоростью

$$v_z = \frac{c \cdot F_{ei}}{e \cdot H} = \frac{\beta_{Ei}^2}{\tau_{ei} \cdot z} \quad (36)$$

где  $\tau_{ei}$  кулоновское время электрон-ионных столкновений для энергии  $\sim T_i$ . Более точное выражение для  $v_z$  приведено в [13].

При наличии в плазме двух и более сортов ионов, точнее ионов с разными значениями  $V_{Ei}$  или  $m_i/e z$ , возникают дополнительные радиальные потоки, связанные с ион-ионным трением. Скорость радиального дрейфа отдельных компонент плазмы в  $\sqrt{m_i/m_e}$

раз больше чем для ион-электронного трения, а направление дрейфа зависит от массы иона. Более тяжелые ионы перемещаются от оси ловушки к наружному лайнеру, более легкие к центру.

Выше при оценках времени удержания плазмы в реакторе, не учитывались радиальные потоки. Однако, при достаточно малом значении  $a/\beta_{Ei}$  подобные процессы могут стать определяющими как для ухода частиц, так и для потерь энергии.

Используя (36) можно показать, что для ДТ плазмы характерное время радиальных потерь ионов  $\tau_{in}$  и, соответственно, радиальный поток частиц  $\Gamma_{in} = n/\tau_{in}$  порядка:

$$\tau_{in} = \tau_{ii} \cdot a \cdot z / \beta_{Ei}^2; \quad \Gamma_{in} = n \cdot \beta_{Ei}^2 / \tau_{ii} \cdot a \cdot z \quad (37)$$

Аналогичная оценка для радиального потока энергии  $\Gamma_{LE}$  имеет вид:

$$\Gamma_{LE} = n \cdot W_{E0} \cdot \beta_{Ei}^2 / a \cdot z \cdot \tau_{ii} \quad (37')$$

При заданных  $z$  и  $\beta_{Ei}$  условия (37) и (37') ограничивают время удержания плазмы (и соответственно энергии) в Л.В.П. при увеличении  $R$ , несмотря на возрастание  $n$  и  $\tau$ . Заметим, что величина  $a$  входит в (37) и (37') линейно (в отличие от диффузионного времени  $\tau_i$  которое  $\sim a^2$ ). Возрастание  $\tau_{in}$  и  $\tau_{LE}$  связанное с увеличением  $a$ , пропорционально приложенному к плазме полному напряжению, что также может ограничивать максимальное значение этих времен.

Примеси. Особенностью плазмы в рассматриваемом реакторе является отсутствие тяжелых ионов. Для ионов с массой  $m_i > \frac{a}{\beta_{Ei}} \cdot m_D$  (где  $a/\beta_{Ei} \approx 10$ ) размер перемещения по радиусу непосредственно после ионизации  $\Delta z = 2\beta_{Ei} = 2m_i c^2 E / e H^2$  больше чем радиальный размер плазмы. Эти ионы уходят на стенку с отрицательным потенциалом за время одного ларморовского оборота.

Для легких ионов с  $m_i < \frac{a}{\beta_{Ei}} m_D$  центробежный потенциал возрастает пропорционально  $m_i$  и поэтому их уход вдоль силовых линий практически невозможен. Однако имеется другой канал ухода этих примесей, связанный с радиальным выдрейфованием примесных ионов за счет ионного "трения". Разность в скорости вращения между ионами  $i$ , например, дейтонами равна:

$$\Delta V_E = V_E \left( \frac{m_i}{m_D \cdot Z_i} - 1 \right) \cdot \frac{\beta_{Ei}}{Z} \quad (38)$$

а время ухода иона  $\tau_{\perp}$  порядка  $\tau_{iD} \cdot (a \cdot z / \beta_{Ei}^2)$ ; здесь  $\tau_{iD}$  в  $Z^2$  раз меньше чем  $\tau_{ii}$ . В случае когда  $m_i / Z = m_D$  радиальное перемещение идет за счет трения о третью компоненту плазмы. Так как для реактора величина  $\tau_{\perp}$  выбирается таким образом чтобы не снижать энергетического времени удержания ионов в плазме, то время ухода примесного иона по порядку величины в  $R/\eta$  раз больше чем время жизни иона плазмы т.е. эти примеси не опасны, если их поступление в плазму в  $R/\eta$  раз меньше чем поступление  $D$  и  $T$  ионов. Аналогичные оценки можно провести для заряженных продуктов термоядерной реакции, которые остаются в объеме плазмы.

## 7. РАДИАЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ.

Наиболее сложной инженерно-физической проблемой в рассматриваемом реакторе является создание в плазме радиального электрического поля с напряженностью порядка 100 кВ/см., с принудительным распределением  $E(r)$  по радиусу, при полном потенциале до 10 М.В. Для этой цели используется система коаксиальных кольцевых электродов, расположенных в области мак-

симального магнитного поля и контактирующих с плазмой (см. рис. I). Данная система электродов осуществляет также частичную рекуперацию энергии ионов плазмы и  $\alpha$ -частиц, а также значительно ослабляет поток вторичных электронов выбиваемых с электродов, уходящими из плазмы электронами.

Контакт между плазмой и электродами достаточный для стабилизации плазмы и формирования в плазме необходимого профиля  $E_z(z)$  осуществляется в стационарной плазме, за счет продольного ухода ионов и электронов из ловушки в результате кулоновских столкновений.

Рассмотрим ряд проблем возникающих при разработке подобной системы электродов.

а) Для эффективной работы реактора необходимо иметь в плазме (и соответственно на электродах) радиальные электрические поля с напряженностью до 100 кВ/см., т.е. близкие к предельным напряженностям, полученным в вакуумных промежутках.

С целью достижения максимальных значений  $E_z$  необходимо, чтобы расстояние между электродами было меньше ларморовского радиуса ионов  $\rho_i > \Delta$ . В этом случае ионы уходящие на торец не проникают в зазор между электродами, а рекомбинируют на торцевой поверхности. При достаточно большом отношении  $L_z/\Delta$ , где  $L_z$  длина электрода - этот промежуток защищает высоковольтный изолятор от корпускулярного, мягкого рентгеновского и ультрафиолетового излучений. Условие  $\rho_i > \Delta$  позволяет также обеспечить достаточно плавное изменение  $E_z$  по радиусу и устранить азимутальные электрические поля на границе плазмы. Некоторые вопросы, связанные с проблемой подавления  $E_\theta$  подобным методом рассмотрены в [19].

б) Полное напряжение на плазме должно быть достаточно

большим. Это связано с тем, что отношение  $\alpha / \rho_{E_i}$  определяющее, как уровень радиальных энергетических потерь так и условия устойчивости, должно быть порядка  $10 + 20$ . С другой стороны т.к. в реакторе с высоким  $Q$  энергия  $W_{E_0}$  для ионов достигает 250 - 500 КэВ, то полное напряжение на плазме 5 - 10 М.В.

Обычно при исследовании высоковольтного вакуумного пробоа возникает проблема "полного напряжения". Максимальное напряжение на зазоре  $e$  растет не линейно с ростом  $e$ , а медленнее  $U_{max} \sim e^\nu$  где  $\nu = 0,5 + 0,8 [20]$ . В рассматриваемой системе потенциал секционирован на большее число элементов, что должно повышать электрическую прочность этого промежутка по сравнению с обычным вакуумным пробоем и уменьшать эффекты "полного напряжения".

Такие факторы, как магнитное поле с высокой напряженностью, приложенное вдоль поверхности электродов, и плотная плазма, которая находится у края электродов, как показали эксперименты не приводят к заметному снижению электрической прочности промежутка. Однако для электродного узла состоящего из большого числа секций при потенциалах до 5 - 10 М.В. экстраполяция результатов полученных на одной или нескольких ячейках является недостаточно надежной, поэтому необходимо провести полномасштабные эксперименты.

в) Для того, чтобы электродная система могла рекуперировать энергию ионов плазмы необходимо чтобы край электродов был скошен относительно плоскости нормальной к магнитному полю на угол порядка десятков градусов (см. п.3). Величина зазора между электродами  $\Delta$  должна быть много меньше  $\rho_i^*$ , для обеспечения достаточно высокого уровня рекуперации энергии

(см. рис.8), при этом заведомо выполняется условие ( $\rho_i > \Delta$ ) рассмотренное выше.

г) Электродная система работает при потоках плазмы до  $10^{12} - 10^{16}$  ч/см<sup>2</sup>сек и потоках нейтронов  $10^{10}$  ч/см<sup>2</sup>сек., однако при этом потоки энергии уносимой из плазмы на электроды могут быть много меньше чем в обычном реакторе. Это связано с тем, что значительная часть энергии ионов возвращается электрическому полю и на электрод уносится энергия  $\bar{W} \approx W_{E_0} \cdot 2\eta/R$ ; величина основного теплового потока в реакторе равна  $\bar{W} \cdot \bar{n} \cdot L/\tau$ . Для  $L = 3 \cdot 10^2$  см,  $\tau \approx 3$  сек.,  $\bar{W} \approx 10$  КэВ; получаем поток энергии  $\approx 3$  Вт/см<sup>2</sup>.

В результате ряда экспериментов была выбрана оптимальная конструкция отдельной ячейки электродного узла для ввода электрического поля в плазму. В этой конструкции были выполнены специальные требования, которые исключают возможность возникновения газового разряда в ячейке и которые обычно предъявляются к высоковольтным системам, находящимся в магнитном поле.

1. Любая силовая линия магнитного поля не должна пересекать отрицательный электрод более одного раза.
2. Силовая линия, выходящая из отрицательного электрода, не должна проходить через вакуумную поверхность изолятора.
3. Изоляторы должны быть защищены от попадания на них заряженных частиц, как исходящих из плазмы, так и образующихся в результате электрических пробоев между электродами.

Высоковольтная ячейка состоит из двух коаксиальных электродов ось которых совпадает с осью симметрии магнитного поля, общий вид ее схематически показан на рис.9. Условно ячейку можно разделить на 3 элемента: участок контактирующий с плаз-

мой (I), здесь магнитное поле параллельно электродам; переходной участок (II), где расстояние между электродами плавно возрастает, магнитные силовые линии под малым углом входят в положительный электрод; и область изолятора (III); здесь расстояние между электродами определяется из условия, что  $E \leq 20$  Кв/см на поверхности изолятора и изолятор защищен от прямого попадания ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения за счет поворота электродов.

Эксперименты проводились на электродах выполненных из стали X18H9T толщиной 1 мм; расстояние между электродами было равно 4 мм (на участке I). Электроды не подвергались специальной обработке, принятой при исследовании вакуумных пробоев. Магнитное поле на участке I было  $\sim 10$  кгс; расстояние между электродами вдоль силовой линии не менее 40 мм (участок II); по поверхности изолятора — 32 мм.

Максимальная напряженность электрического поля при плотности ионных потоков, падающих на электрод  $\approx 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup> равна 150 кВ/см (при одном промежутке  $U = 60$  кВ). При ионных потоках  $\approx 10^{-4}$  А/см<sup>2</sup>, напряженность 100 кВ/см. ( $U = 40$  кВ).

В эксперименте с 4-мя последовательными промежутками при ионных потоках  $\approx 10^{-4}$  А/см<sup>2</sup>, максимальная напряженность  $\approx 75$  кВ/см.

### 8. ЦЕНТРОБЕЖНАЯ ЛОВУШКА

Рассмотрим одну принципиальную модификацию ловушки с вращающейся плазмой. Выше рассматривался вариант реактора, в котором продольное удержание ионов плазмы осуществлялось одновременно как продольным магнитным, так и центробежным

потенциалами. Однако можно создать ловушку, в которой продольное удержание ионов определяется исключительно центробежным потенциалом (центробежная ловушка).

Условие удержания ионов в ловушке с вращающейся плазмой имеет вид:

$$v_{II}^2 < v_{I}^2 (R-1) + V_{E0}^2 (1 - (r_k/r_0)^2) - e\varphi_0 \cdot \frac{2}{m_i} \quad (39)$$

введем  $R_H = H_k/H_0$  и  $R_2 = (r_0/r_k)^2$

где индекс "к" — означает область на краю плазмы, а "о" — центр плазмы. В случае, когда  $H_2^2 = const, R_H = R_2 = R$  если  $H_2^2 \neq const$  (например при дополнительных обмотках в центре ловушки),  $R_H$  и  $R_2$  — независимы и их величина может быть практически любой. Вид границы области удержания частиц в фазовом пространстве ("конус потерь") зависит здесь от соотношения  $R_H$  и  $R_2$ . При  $R_H = 1$  — это плоскость (см. рис. 10) при  $R_H < 1$  — эллипсоид с полуосями:

$$\begin{aligned} v_{I0}^2 &= V_E^2 [(1 - 1/R_2) - e\varphi_0/W_{E0}] / (1 - R_H) \\ v_{II0}^2 &= V_E^2 [(1 - 1/R_2) - e\varphi_0/W_{E0}] \end{aligned} \quad (40)$$

Инжекция ионов осуществляется в точке I аналогично тому как это происходит в системе с  $R_H = R_2$  (см. п. I). Здесь не удерживаются частицы с энергией  $W > W_E (1 - R_2^{-1}) / (1 - R_H)$  в частности, заряженные частицы, образовавшиеся в результате ядерных реакций. В фазовом пространстве эти частицы занимают сферу расположенную вне эллипсоида удержания. Если в конструкции реактора предусмотреть возможность выхода этих частиц за электроды в область  $H \ll H_0$ , то можно получить поток почти моноэнергетических заряженных частиц. Рекуперация энергии этих частиц при торможении их в продольном электрическом поле



идет с высокой эффективностью.

Рассмотрим некоторые особенности центробежной ловушки существенные при использовании ее как термоядерного реактора.

Соотношение связывающее напряженность электрического поля на электродах  $E_k$  и в центре ловушки  $E_0$  имеет вид (см. (2'))

$$E_k = E_0 \frac{z_k}{z_0} \cdot \frac{H_k}{H_0} = E_0 \frac{R_H}{\sqrt{R_2}} \quad (41)$$

Сравнивая величину  $E_k$  в реакторе с  $H z^2 = const$  с величиной  $E_k^*$  для центробежной ловушки ( $R_H = R_H^*$ ;  $R_2 = R_2^*$ ) при одном и том же значении  $E_0$  получим:

$$E_k^* = E_k \frac{R_H^*}{\sqrt{R_2^*}} \cdot \frac{1}{\sqrt{R}} \approx E_k \cdot \frac{R_H^*}{R_2^*} \quad (42)$$

т.е. при  $R_H^* = 0,5$ ;  $R_2^* = 6$  поле на электродах центробежной ловушки в 10–12 раз меньше, чем в простой ловушке, и в 5–6 раз меньше, чем в центре плазмы. Используя подобную систему можно, повидимому, полностью решить проблему высокой напряженности  $E_0$  в плазме, которая обсуждалась выше.

Напряженность магнитного поля достигает максимальных значений в центре плазмы, т.к.  $R_H^* < 1$ . Поэтому в реакторе величина максимального магнитного поля относительно невелика, даже при достаточно высоких значениях  $nT$ ,  $\beta$  и заметном вкладе в  $\beta$  "центробежного" тока. Это весьма существенно, при использовании сверхпроводящих магнитов, где величина максимальных полей ограничена.

Возможная конструкция центробежной ловушки приведена на рис. 12. Обмотки магнитного поля расположены в центре ловушки,

внутри плазменного слоя (см. рис. 11). Это несколько усложняет конструкцию реактора, но не приводит к каким-либо принципиальным изменениям или трудностям. Заметим, что ловушки с внутренним расположением обмоток использовались ранее в пробкотронах ( $R_H > 1$ ) с целью увеличения параметра  $R_2$  [6].

Зависимость  $nT$  и  $T_i$  от  $R$  для центробежной ловушки с  $R_H = 1$  приведена на рис. 12. Основные параметры термоядерной плазмы при этом несущественно отличается от этих же величин в обычной ловушке с вращающейся плазмой, если считать что параметру  $R$  здесь приблизительно соответствует  $R_2$ .

Таким образом использование режима центробежной ловушки с  $R_2 \approx 5-6$  и  $R_H < 1$  позволяет решить ряд технологических проблем, весьма существенных при разработке реактора с вращающейся плазмой. Это, в первую очередь, существенное снижение напряженности электрического поля на электродах и, соответственно, возможность увеличения магнитного поля в центре ловушки по сравнению с краями, что облегчает стабилизацию плазмы при меньших ее размерах ( $z_0 \approx 2,5$  м).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный выше анализ различных проблем, возникающих при создании термоядерного реактора на основе Л.В.П., показал, что эта система обладает рядом физических и инженерных особенностей, существенно отличающих ее от других подобных проектов. Отметим наиболее важные из этих особенностей:

1. Реактор работает в стационарном режиме.
2. Инжекция и нагрев плазмы осуществляются непосредственно в объеме плазмы; не требуется ни инжекторов, ни каких-либо систем нагрева. Нагрев плазмы идет за счет энергии источников, поддерживающих постоянные потенциалы на торцевых электродах.
3. Аксиально-симметричная магнитная система.
4. Высокий коэффициент рекуперации энергии ионов, уходящих из реактора и, соответственно, высокие значения параметра  $Q$  без каких-либо дополнительных устройств, осуществляющих рекуперацию энергии ионов.
5. За счет рекуперации энергии  $\alpha$  частиц - возможность самоподдерживающего режима.
6. Высокий коэффициент выгорания "горючего" ("возвратная инжекция").
7. Относительно небольшая минимальная мощность единичного реактора  $10 + 100$  МВт. Оценку этой мощности можно получить учитывая размеры реактора ( $\sim 5+10$  м) и плотность плазмы ( $\approx 3 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ).
8. Возможность использовать в реакторе  $DD$  реакцию в силу высоких  $Q$  и достаточно высокой энергии ионов.

Следует также отметить ряд проблем, связанных с проектом реактора, которые не решены сегодня полностью и которые лишь частично были затронуты в этой работе:

1. Недостаточно изучена проблема устойчивости плазмы в Л.В.П.. Хотя уже опубликован ряд теоретических работ посвященных различным методам стабилизации вращающейся плазмы, однако экспериментов в этой области сегодня практически нет. Экспериментальные исследования существенно затрудняются тем, что плотность продольных токов, необходимая для стабилизации плазмы методом описанным в п.4 на малых модельных установках достаточно велика ( $j \approx 10^2$  А/см $^2$ ).

2. Весьма сложным в этом реакторе является режим зажигания разряда. Если плазма создается за счет ионизации нейтрального газа, то при условии когда  $n_i \approx n_0$  за счет больших радиальных перезарядных токов, плазма становится неустойчивой; она остается в этом состоянии ( $n_0 \approx n_0$ ), если не принимать специальных мер для ее стабилизации [13].

3. Необходимо провести более разностороннее исследование режимов работы торцевого электродного узла, а также оптимизировать его конструкцию, которая должна удовлетворять жестким техническим требованиям (полный потенциал 5 - 10 МэВ, поток нейтронов до  $10^{10} - 10^{12}$  см $^{-2}$  сек $^{-1}$ ).

Хотя до настоящего времени остается еще ряд нерешенных проблем как теоретического, так и экспериментального характера связанных с работой реактора на основе Л.В.П., однако расчеты и экспериментальные данные приведенные выше дают основание предполагать, что подобный реактор является одним из перспективных проектов в программе управляемого термоядерного синтеза.

## Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. 3, 3. Изд. АН СССР. М (1958).
2. Г.И.Димов, В.В.Закайдаков, М.Е.Кишиневский. Физика плазмы. 2, 597 (1976)
3. В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов. Письма в ЖТФ 5, в.10, (1979)
4. L.D.Pearlstein, D.V.Anderson et al. Field Reversal in Mirror Machines. 7th Intern. Conf. on Plasma Physics and Control Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978.
5. К.Бойер, Дж.Хаммел, И.Лонгмайер, Д.Нейгл, Ф.Райб, В.Ризенфельд. Труды 2-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. (Женева 1958) стр.317. Изд. ИУАЭ при СМ СССР; О.Андерсон, В.Бейкер, А.Братенал и др. там же, 466.
6. V.Lehnert. Nucl. Fus. 11, 485 (1971).
7. Т.Нортроп. Адиабатическая теория движения заряженных частиц. Атомиздат. М. (1967)
8. V.P.Pastuchov. Nucl. Fus. 14, 3 (1971).
9. Г.И.Будкер. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. 1, 243. Изд. АН СССР. М. (1958).
10. С.Г.Константинов, О.К.Мыскин, А.Ф.Сорокин, Ф.А.Цельник. ЖТФ, 4, 2527 (1971).
11. В.И.Волосов, М.С.Пеккер. Численные методы механики сплошной среды, 10, вып.1, 45-56 Изд. СО АН (1979).
12. A.H.Futch, J.R.Holdren, J.Killeen, A.A.Mirin, Plasma Phys. 14, 211 (1972).
13. А.А.Бехтенов, В.И.Волосов, ЖТФ, 48, 1657 (1978).
14. J.G.Cordey. Phys.Fl. 14, 1407 (1971).
15. R.Berisch. Journ. de physique, 38, C3-43 (1977)

16. А.Б.Михайловский. Теория плазменных неустойчивостей. т.1, стр.232-233 (рис.135). М. Атомиздат (1970).
17. Б.А.Трубников. Вопросы теории плазмы. Сборник, т.1, 98. М. Госатомиздат (1963).
18. А.А.Бехтенов, В.И.Волосов. ЖТФ, 47, 1450 (1977).
19. V.Lehnert. Phys.Scripta 2, 189 (1974).
20. И.Н.Сливков, В.И.Михайлов, Н.И.Сидоров, А.И.Настюха. Электрический пробой и разряд в вакууме. Атомиздат. М. (1966).

Подписи к рисункам

- Рис.1. Схема ловушки с вращающейся плазмой (Л.В.П.):  
 1 - кольцевые электроды; 2 - внутренний лайнер;  
 3 - наружный лайнер; 4 - катушки магнитного поля;  
 пунктир - магнитные силовые линии.
- Рис.2. Граница удержания плазмы в фазовом пространстве:  
 I - обычный "пробкотрон" ( $T_e \ll T_i$ ); II - Л.В.П.;  
 III - сфера на которой рождаются ионы в Л.В.П.
- Рис.3. Зависимость  $n\tau$  и  $T/W_{EO}$  от  $R$  для дейтериевой плазмы. Энергия инъекции  $W_{EO} = 20$  КэВ, мощность источника  $S = 10^{15}$  част/см<sup>3</sup>, I - обычный пробкотрон см. [12]; II - ловушка с вращающейся плазмой.
- Рис.4. Зависимость  $Q$  от энергии инъекции для идеального DT реактора;  $W_{EH}$  - энергия инъекции иона водорода (энергия вращения); энергия инъекции дейтрона  $W_{ED} = 2W_{EH}$ ; - трития  $W_{ET} = 3W_{EH}$   
 I.  $R = 5$ . II.  $R = 3$ .
- Рис.5. Схема движения иона вблизи торцевых электродов.
- Рис.6. Функция  $I(\psi)$ .
- Рис.7. Зависимость параметров  $n\tau$  и  $T_i/W_{EO}$  от положения точечного источника ионов.  $\Delta\theta$  - угловое расстояние от точки инъекции до "конуса потерь";  $\theta_0$  - угловое расстояние от плоскости  $V_{||} = 0$  до "конуса потерь"; DT плазма;  $W_{EO} = 20$  кэВ.
- Рис.8. Зависимость  $Q$  от энергии инъекции  $W_{EH}$  (см.рис.4); а) для  $R = 5$ , б) для  $R = 3$  при различных значениях  $\Delta/2\beta_i^*$   
 I -  $\Delta/2\beta_i^* = 1/8$ ; II -  $1/4$ ; III -  $1/2$ ; IV -  $= 1$ ;  
 V - "идеальная" ловушка

Рис.9. Схематический чертеж ячейки электродного узла:

I - участок электродов контактирующих с плазмой;  
 II - расширительный участок, где  $E$  снижается в несколько раз; III - изолятор; пунктир - силовые линии магнитного поля.

Рис.10. Граница удержания плазмы в фазовом пространстве для центробежной ловушки I -  $R_H = 1$ ; II  $R_H = 0,5$ ; пунктиром показано положение сферы на которой рождаются  $\alpha$  - частицы.

Рис.11. Схема центробежной ловушки: I - кольцевые электроды; 2 - внутренний лайнер; 3 - внешний лайнер; 4 - катушки магнитного поля; 5 - внутренние катушки; пунктир - силовые магнитные линии.

Рис.12. Зависимость  $n\tau$  и  $T_i/W_{EO}$  от  $R_2$  для центробежной ловушки с  $R_H = 1$ ; кривая I; для сравнения приведена зависимость этих функций от  $R$  для обычной Л.В.П. в случае  $H \cdot z^2 = const$  Кривая II; DT - плазма;  $W_{EO} = 20$  кэВ.

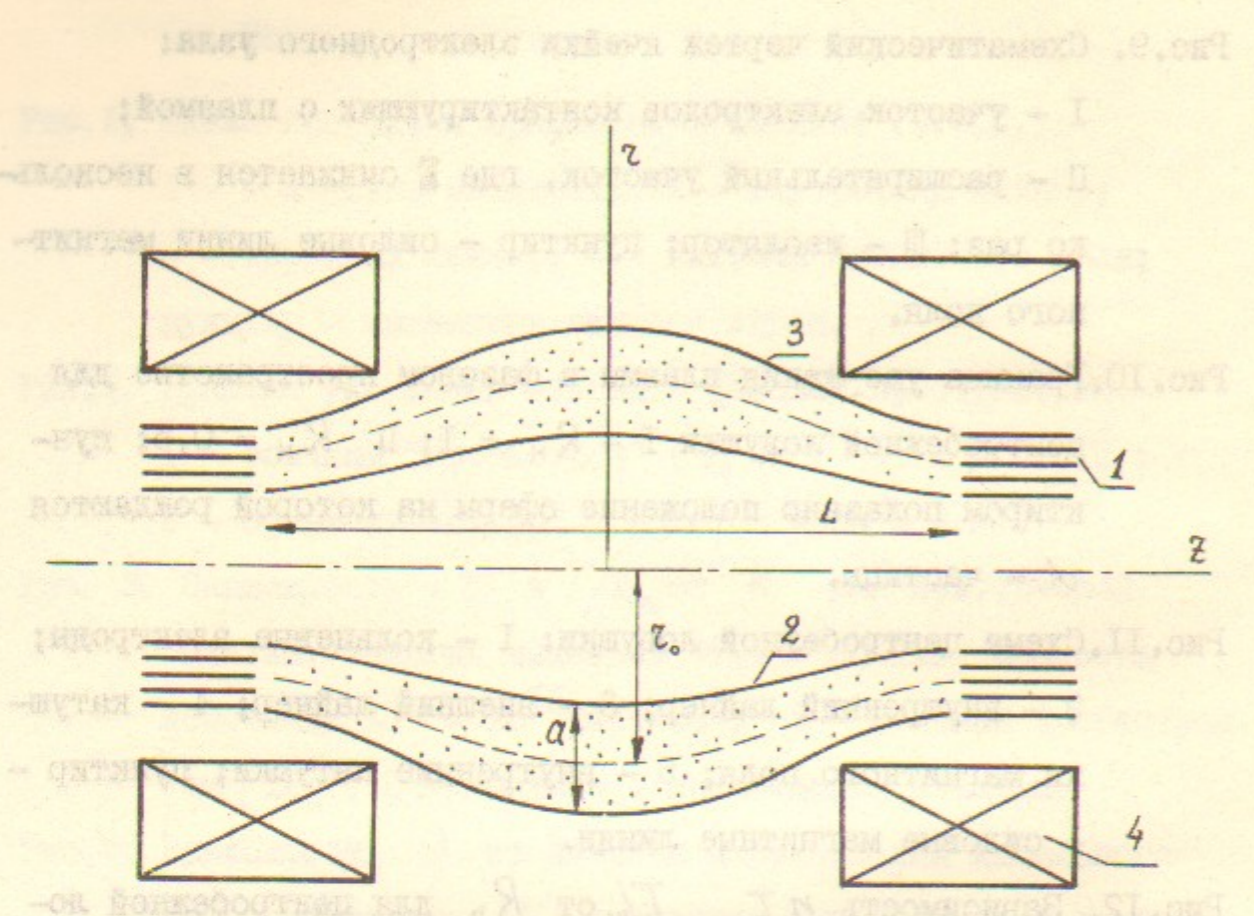


Рис 1

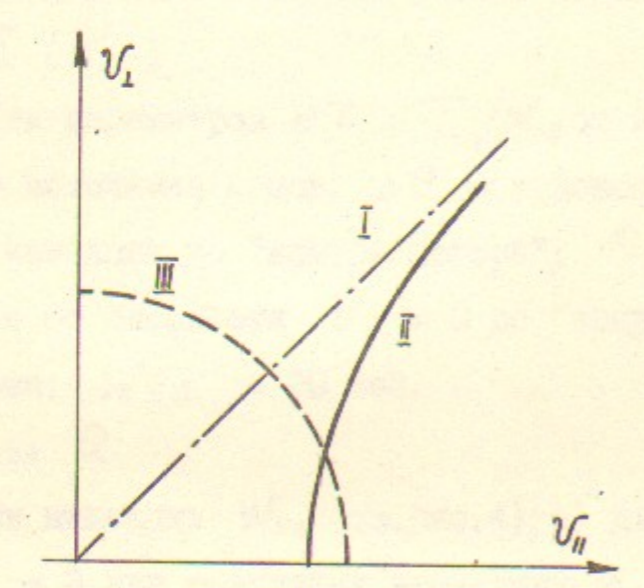
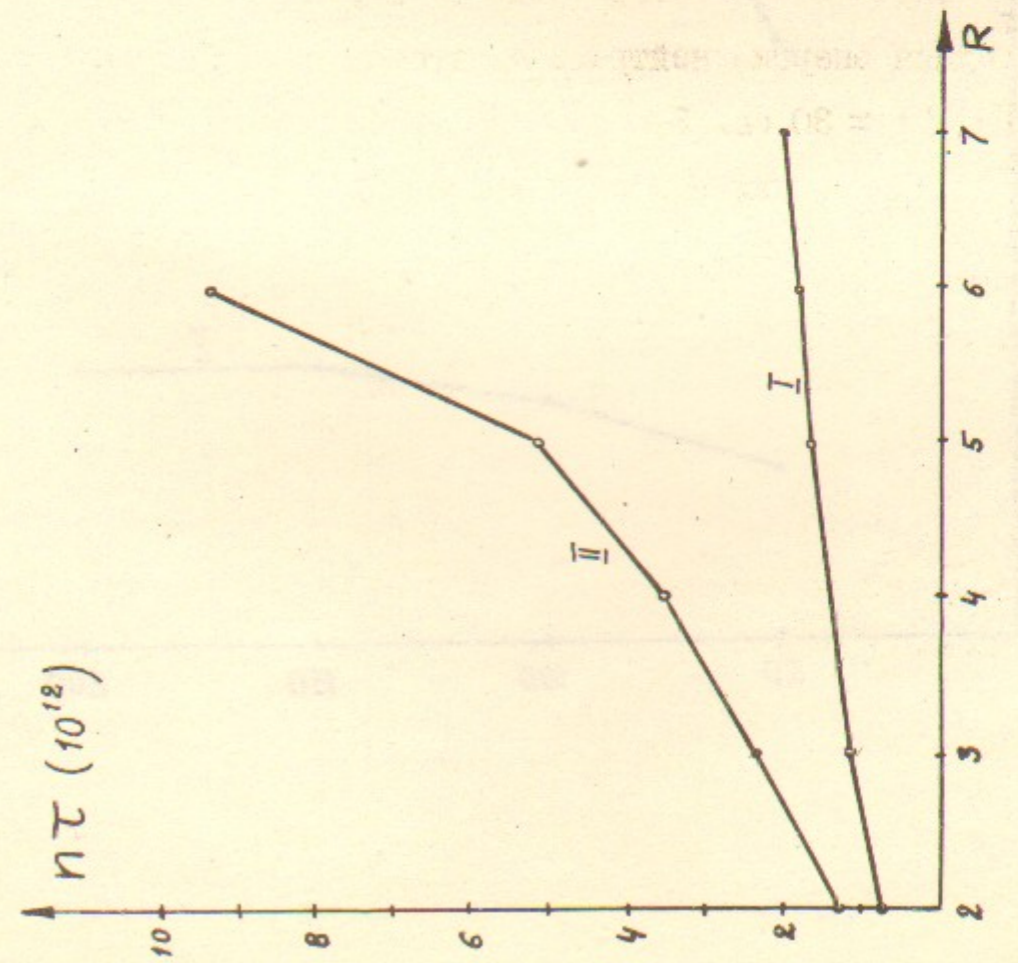
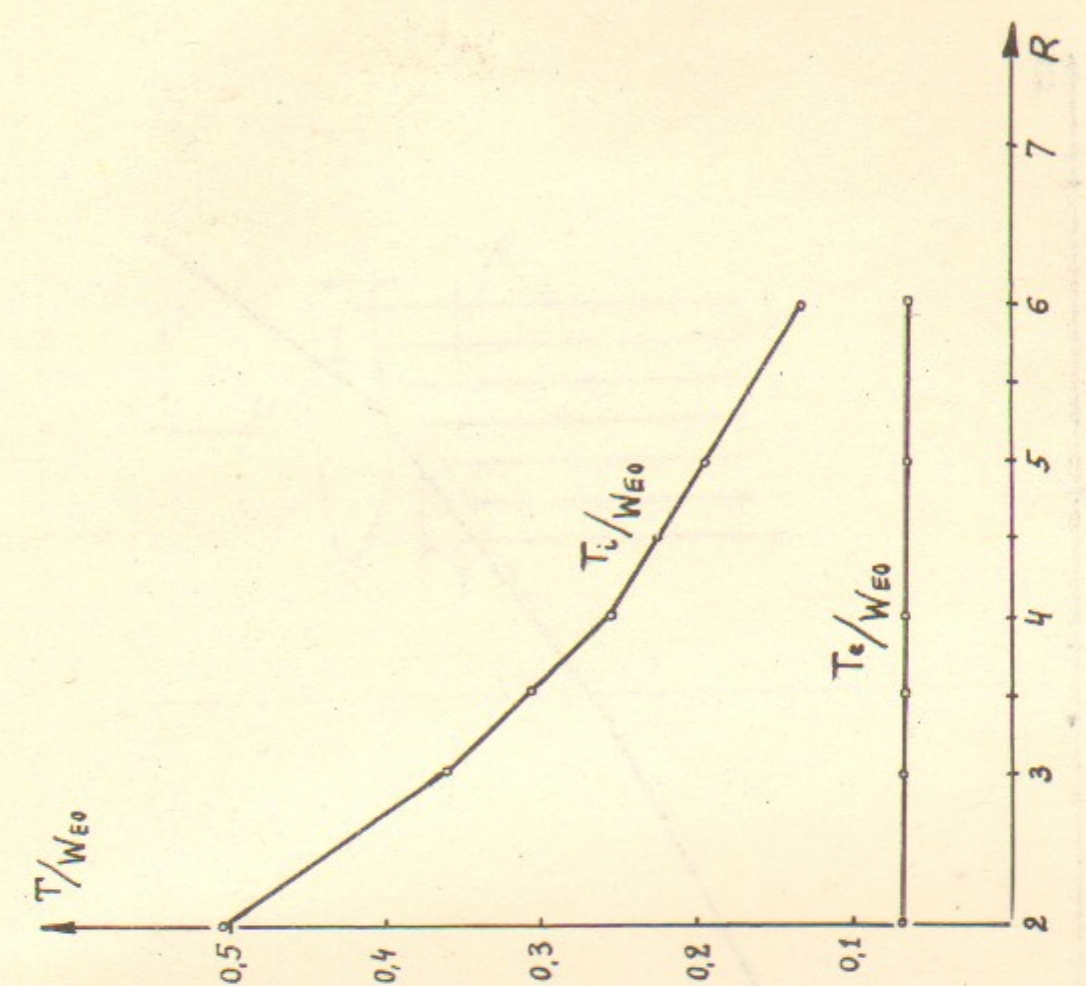
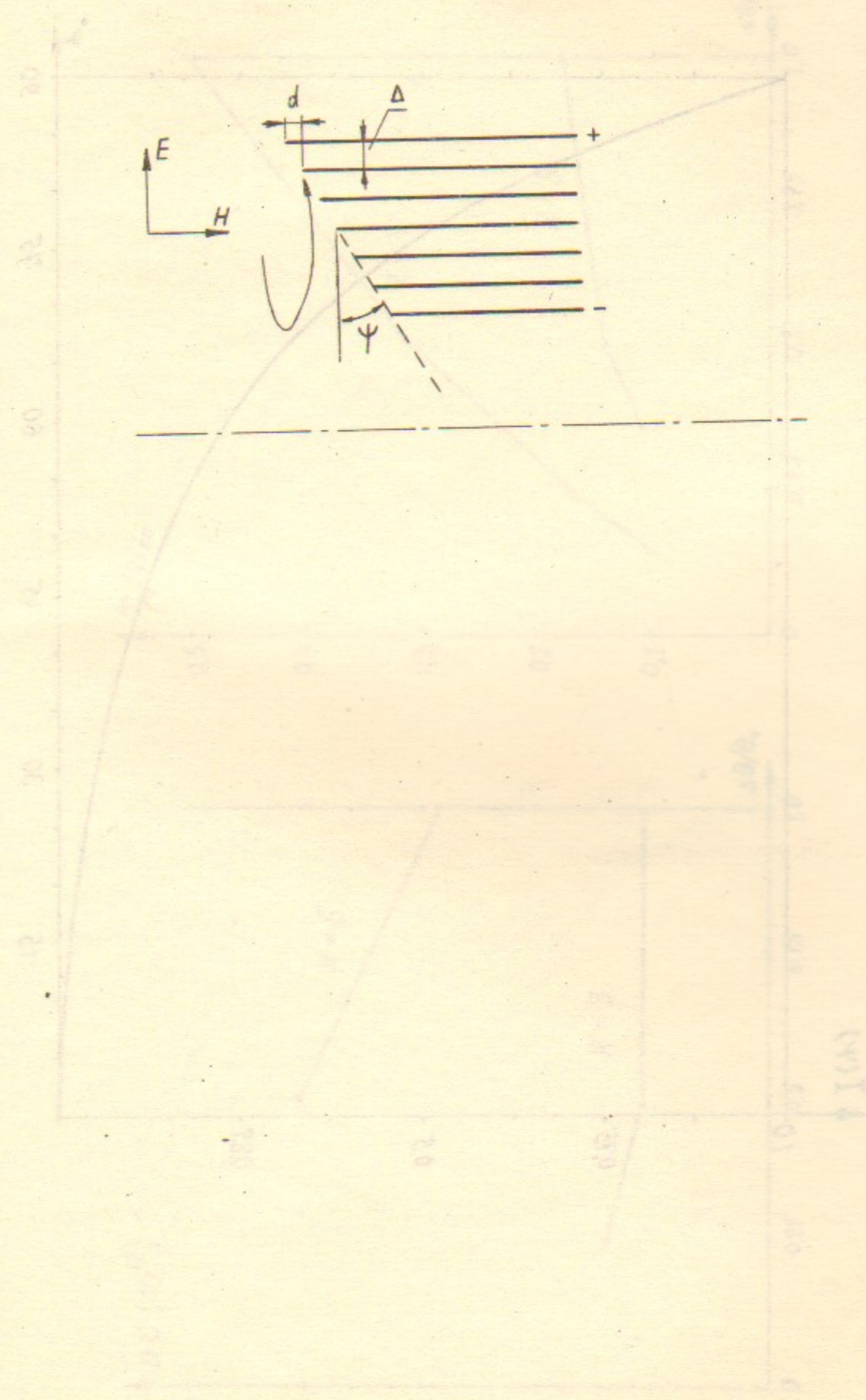
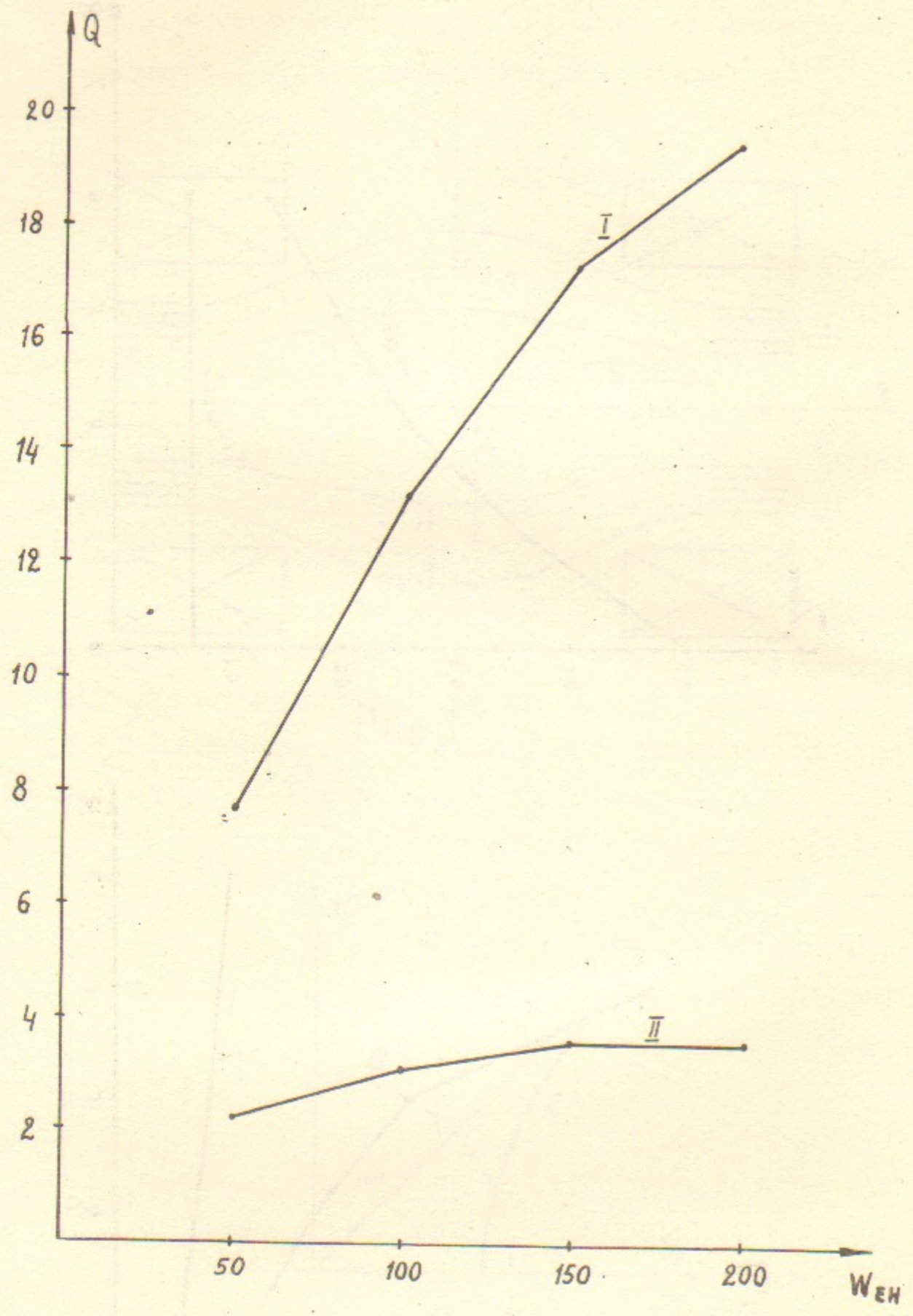
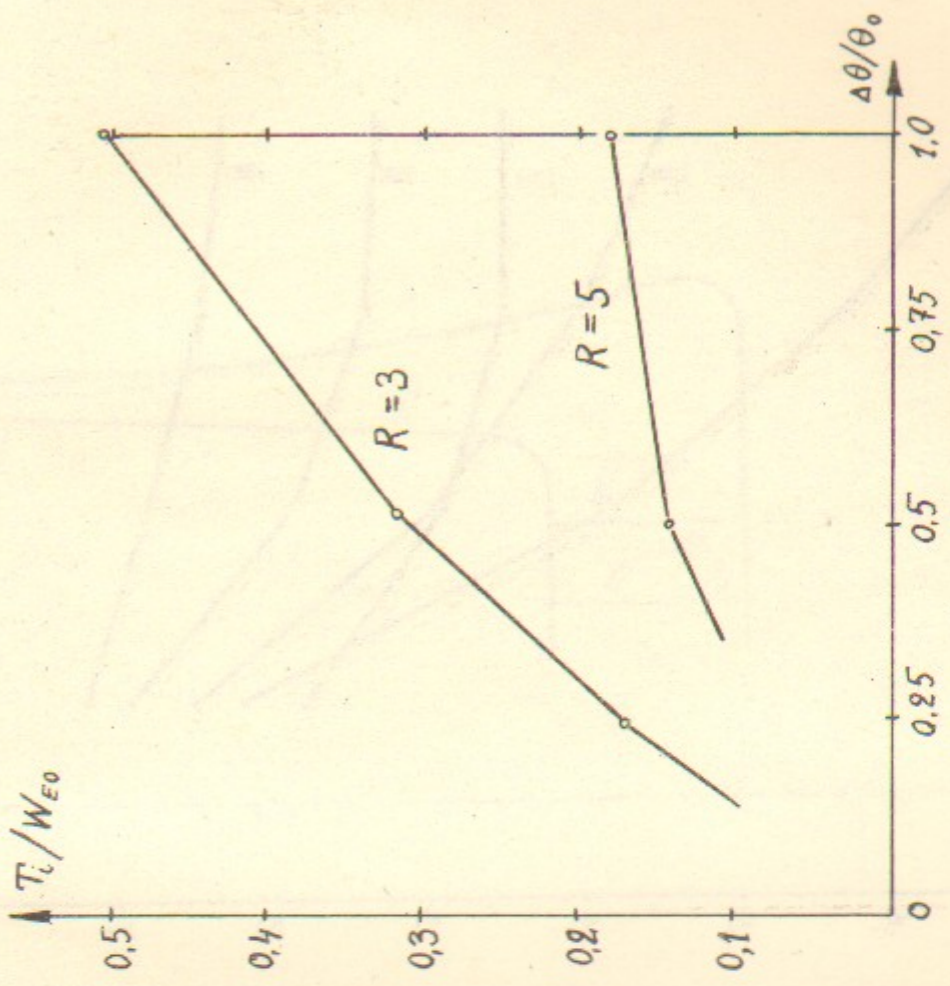
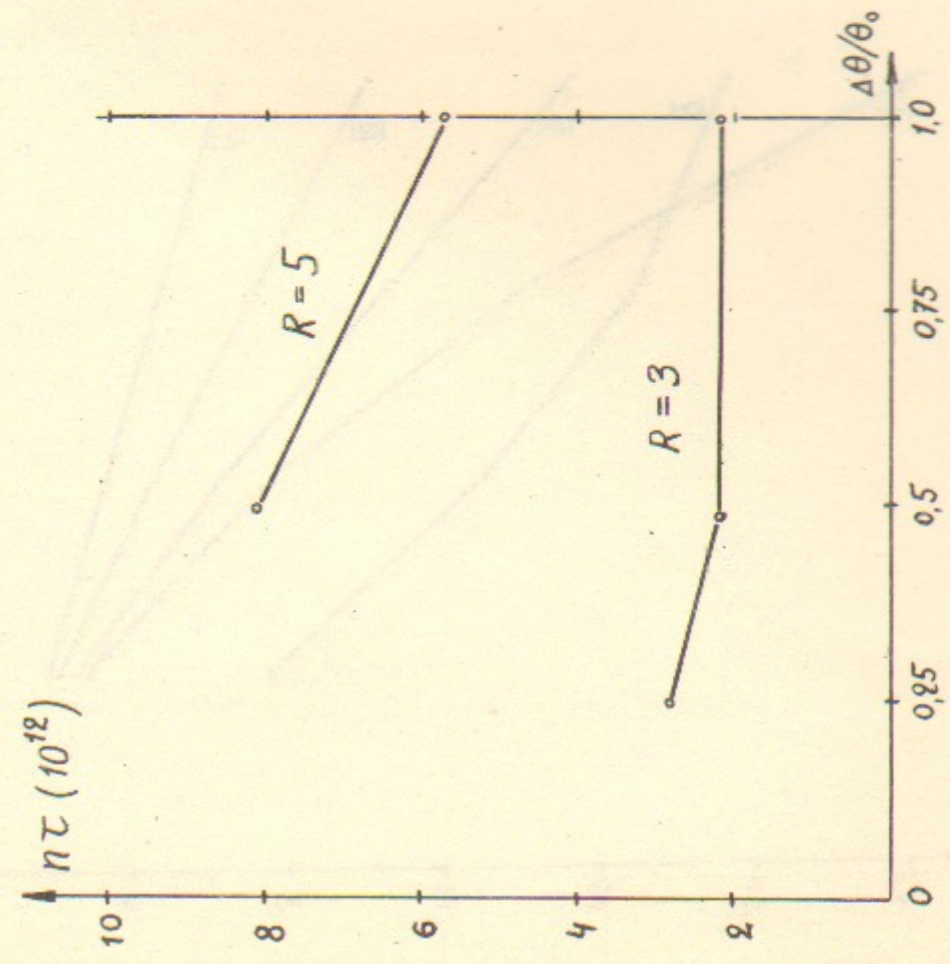
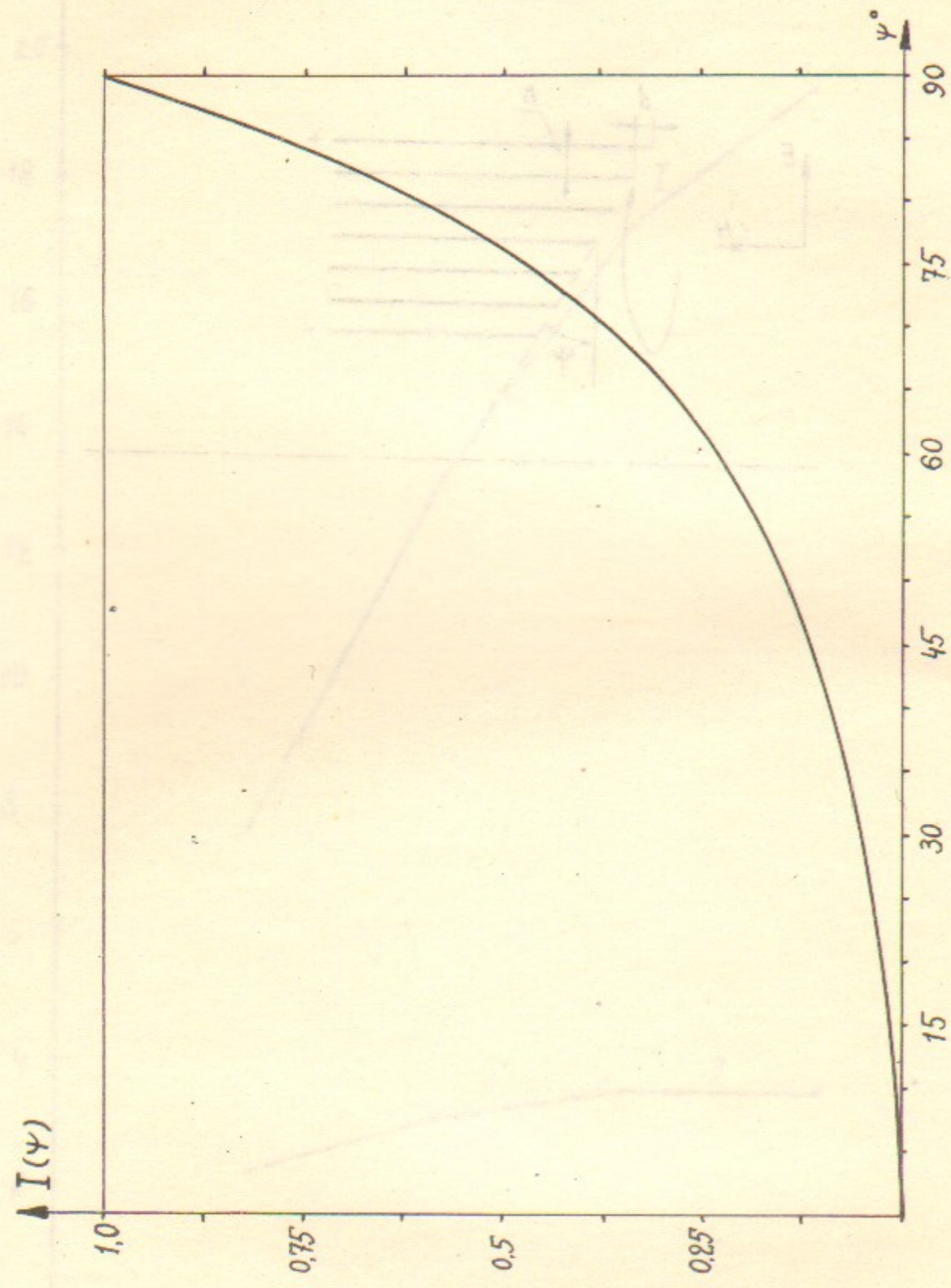
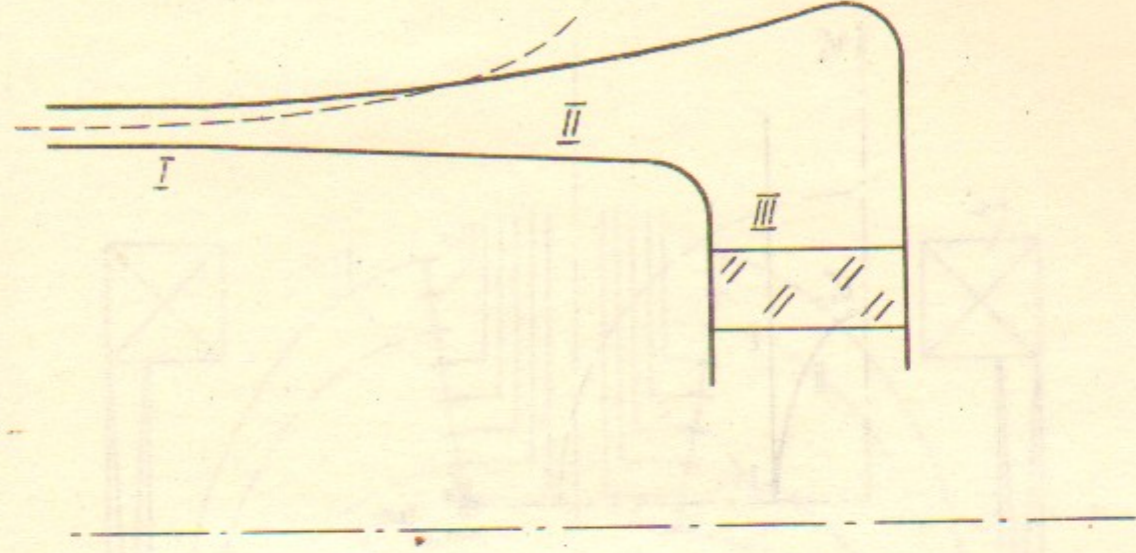
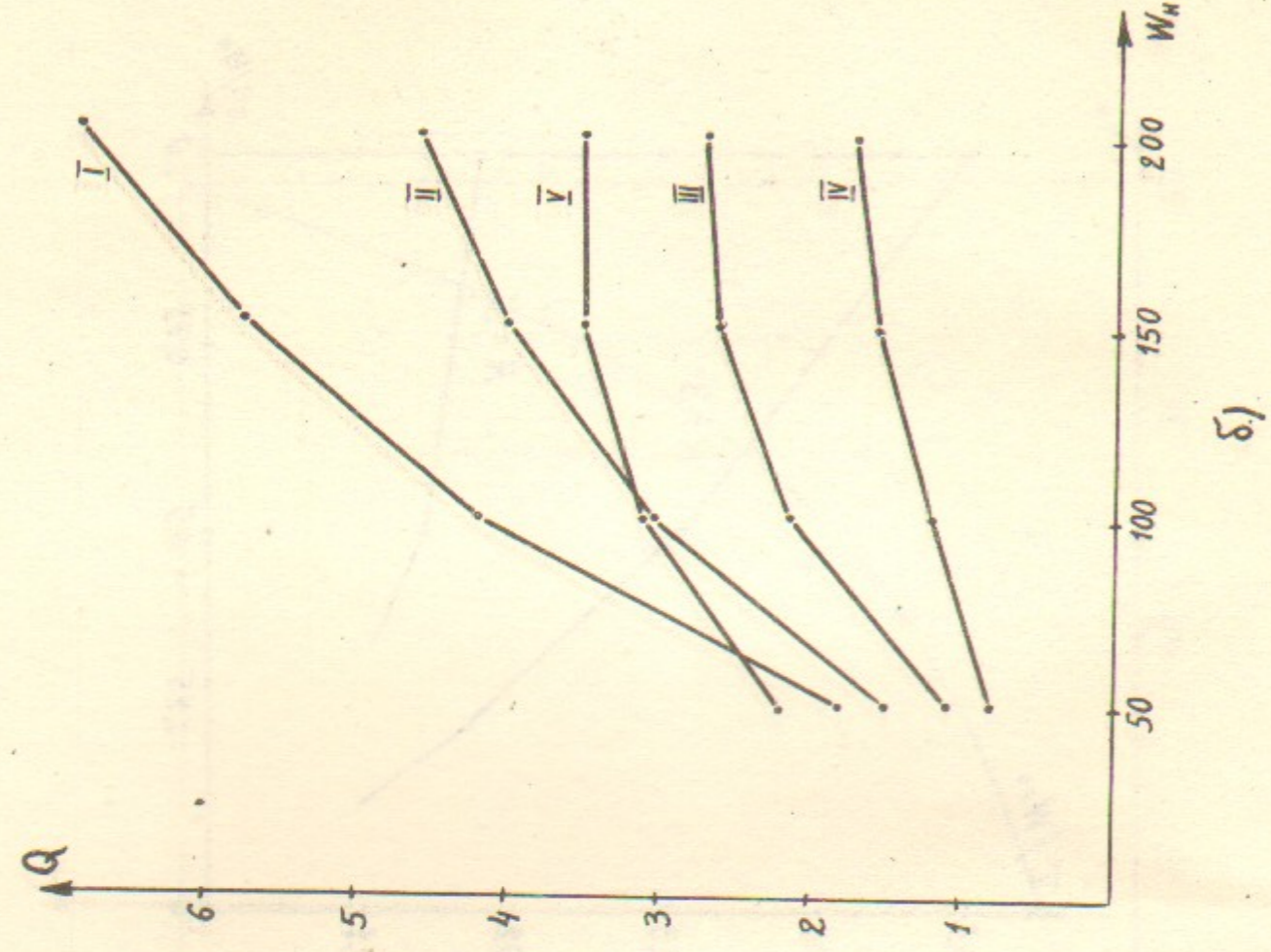
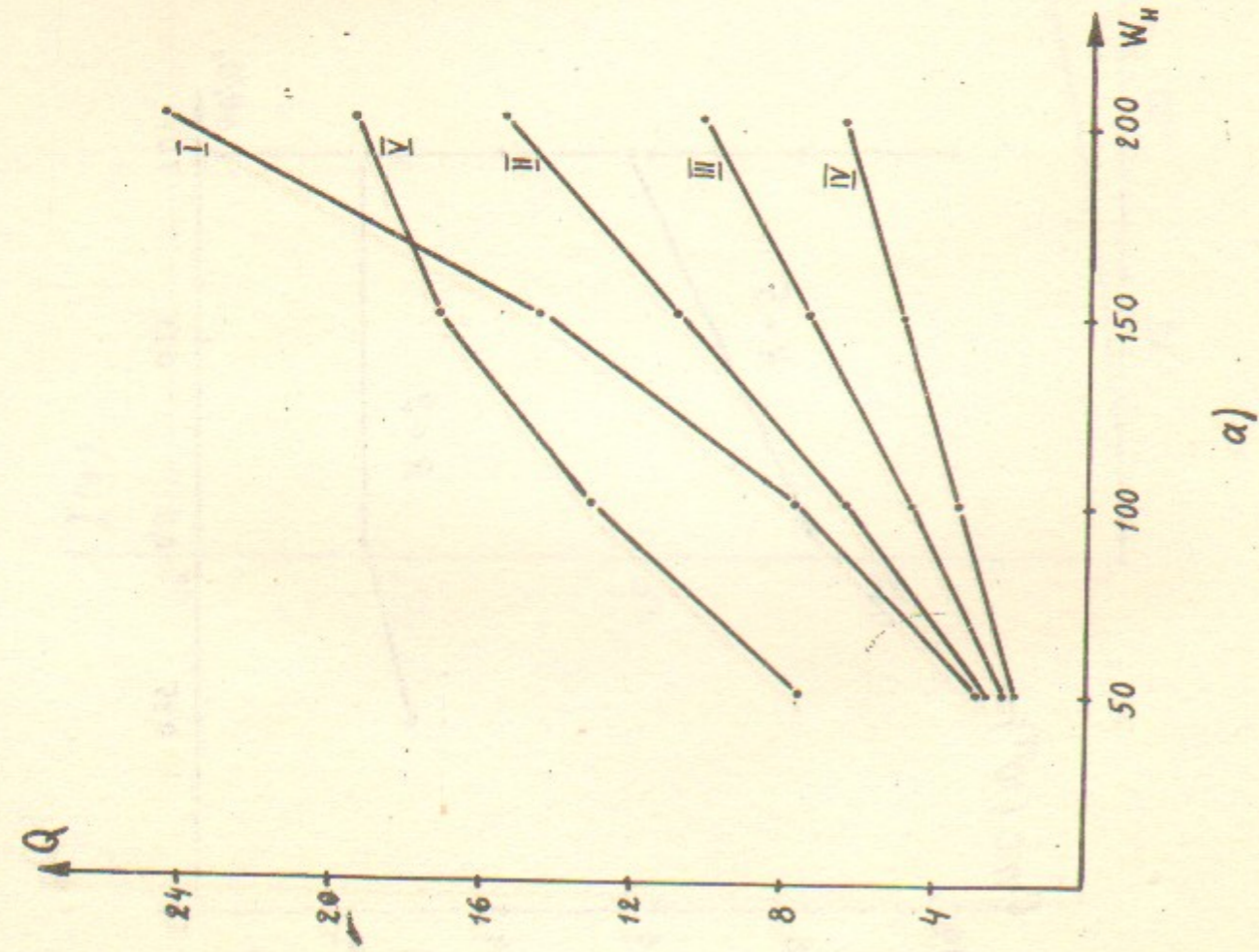


Рис 2

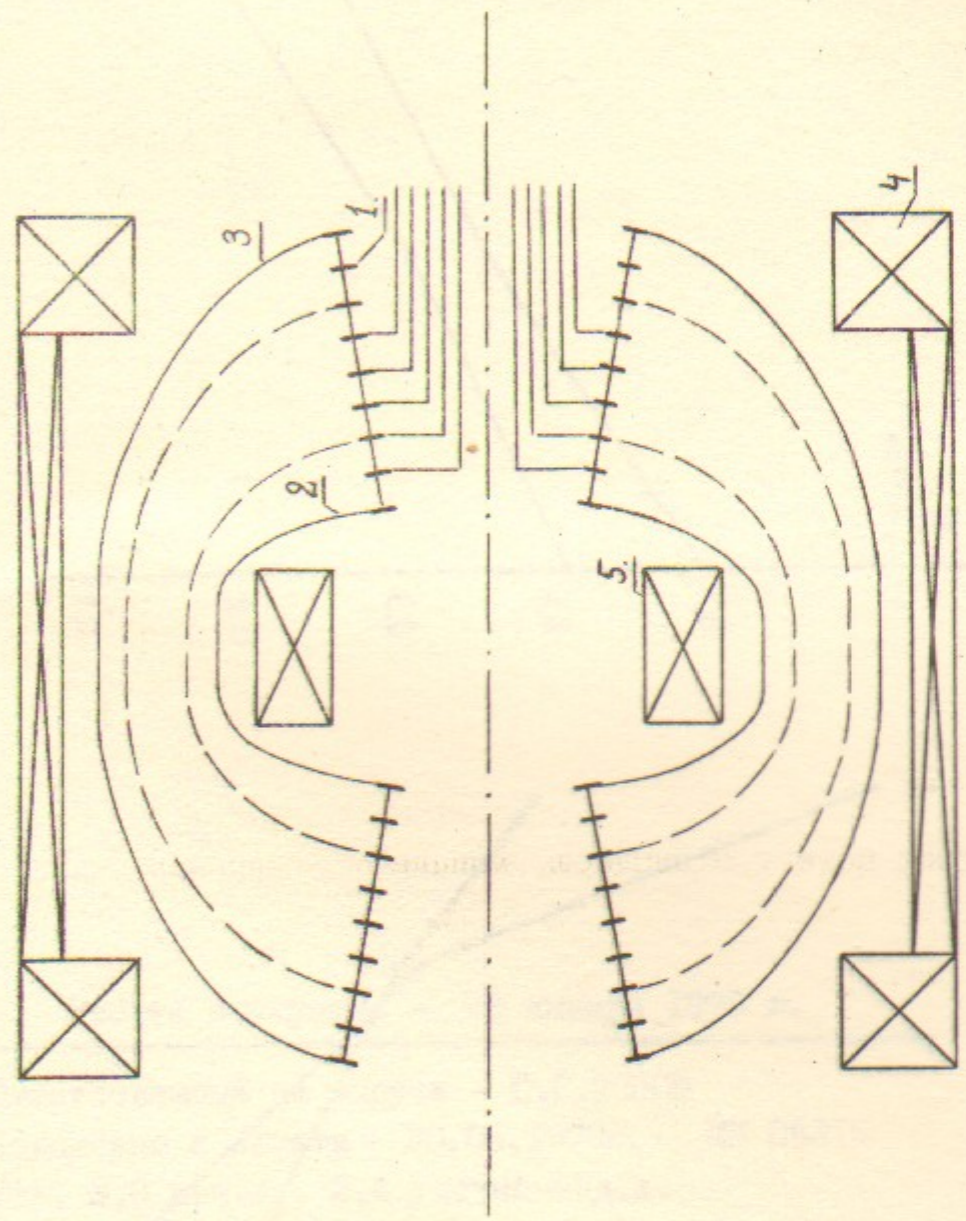
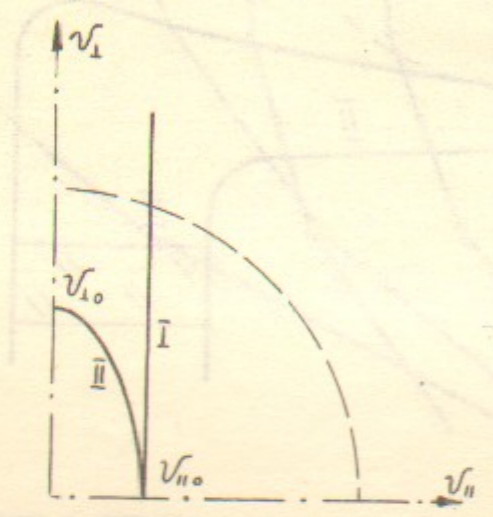


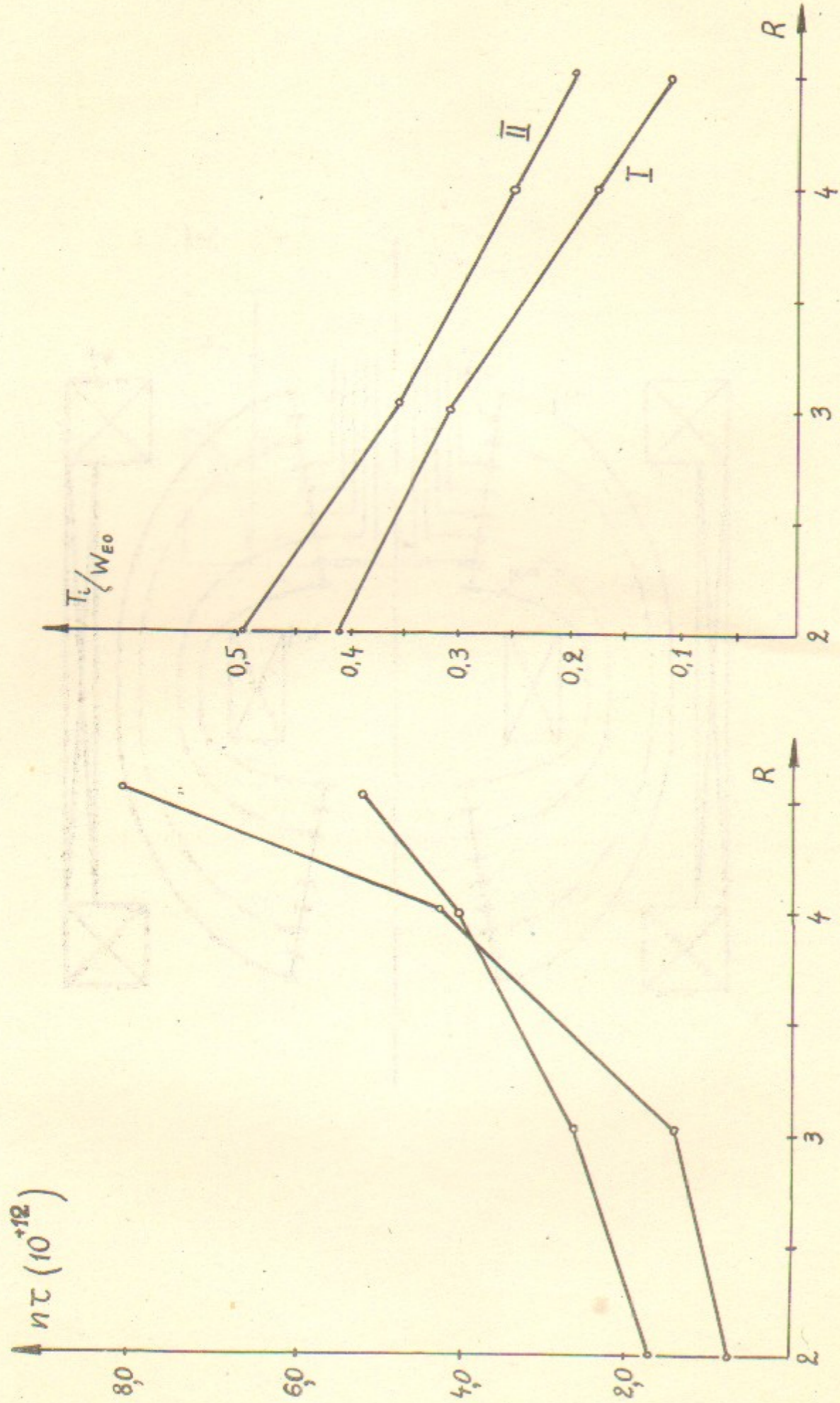












Работа поступила - 23 января 1979 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ  
 Подписано к печати - 30.05.1979г. МН 06315  
 Усл. 3,0 печ.л., 2,4 учетно-изд.л.  
 Тираж 200 экз. Бесплатно  
 Заказ № 41.

Отпечатано на ротапинтере ИЯФ СО АН СССР