



**ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР**

**Н. Н. Волосевич, В.Я. Гольдин, Н.Н. Калиткин,
С. П. Курдюмов, Ю.П. Попов, В.Б. Розанов,
А.А. Самарский, Б.Н. Четверушкин**

**НЕКОТОРЫЕ СТАДИИ СИЛЬНОТОЧНОГО
РАЗРЯДА В ПЛАЗМЕ**

Преprint № 40 за 1971 г

Москва

Аннотация

В настоящей работе рассматриваются отдельные эффекты и режимы, возникающие в сильноточных разрядах. Работа продолжает начатое в I моделирование процессов в сильноточных разрядах.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
§ I. Взрыв проволочки	6
§ 2. Особенности Т-слоя в расчетах сильноточного разряда	9
§ 3. Стационарный режим сильноточного разряда	16
§ 4. Автомодельное решение задачи о сильноточном разряде	19
§ 5. Физический анализ стационарных режимов разряда	26
§ 6. Устойчивость стационарных решений	30
Литература	36

Введение

В работе [I] описаны методы расчета задач магнитной радиационной газодинамики и соответствующие программы на ЭВМ, созданные большим коллективом сотрудников Института прикладной математики. Эти методы и программы позволили провести математическое моделирование широкого круга физических задач. В [I] описываются результаты расчетов сильноточных разрядов. В настоящей работе рассматриваются отдельные эффекты и режимы возникающие в сильноточных разрядах: Постановка задачи о взрыве проволочки и сильноточном разряде по образовавшимся параметрам рассмотрены в [I]. Ссылки на графики и формулы проводятся по отношению к этой же работе.

В заключении укажем в написании каких параграфов принимал участие каждый из авторов работы.

П.П.Волосевич (§ 2, 4), В.Я.Гольдин (§ 1,2,5), Н.Н.Калиткин (§ 1,2),
С.П.Курдюмов (§ 2, 4, 6) Ю.П. Попов (§ 2,3,4,6), В.Б.Розанов (§ 2),
А.А.Самарский (§ 2,4), Б.Н.Четверушкин (§ 2,5)

§ I. Взрыв проволочки.

I. Начальная стадия всех описанных в [1] § 8-10 разрядов заключается в испарении проволочки (или фольги) при разряде батареи конденсаторов.

Скорость выделения тепла при таких разрядах настолько велика, что поверхностным испарением металла можно пренебречь. За времена примерно 1-10 мксек металл нагревается до критической температуры и мгновенно переходит в пар. Расчет показал, что такой нагрев практически однороден ис всему объему, так что фазовый переход во всех точках проводника происходит одновременно [2].

Испарившийся металл разлетается в окружающее пространство (вакуум или газ). От его границы в пары идет волна разгрузки. На ней происходит падение плотности и связанное с ней резкое падение проводимости [3]. Фактически после прохождения волны разгрузки сопротивление паров настолько резко возрастает, что ток в цепи выключается. Время выключения легко оценить:

$$\tilde{\tau} \approx d/2C_0$$

где d - диаметр проволочки (толщина фольги), а C_0 - скорость звука в холодном металле. Эта оценка хорошо согласуется с численными расчетами.

Любопытно, что время выключения зависит только от толщины и материала проводника; для литиевой проволочки с $d = 0.36$ мм оно равно $\tilde{\tau} \approx 0.03$ мксек.

Так как во внешней цепи имеется индуктивность, то быстрое

выключение тока приводит к резкому повышению напряжения в цепи. В расчетах отмечались напряжения в 10–30 раз большие, чем первоначальное напряжение на конденсаторе.

2. Разлетевшиеся пары металла имеют низкую температуру и практически не ионизованы. Описанная выше картина взрыва проволочки позволяет качественно описать ионизацию паров и построить начальные данные для развитой стадии сильноточного разряда.

При взрыве в вакууме профили плотности и скорости в разлетающихся парах подобны изображенным на рис. 1. На границе с вакуумом плотность паров мала, и там легко возникает пробой: электроны начинают меньше терять энергии при оттолкновениях, чем получать от электрического поля, и ускоряются в поле до энергий, достаточных для ионизации ударом.

Возможно, что возникающие при выключении тока перенапряжения в цепи играют существенную роль в образовании пробоя. В этом случае "пауза тока" была бы очень короткой.

При пробое пары ионизуются и их температура сильно возрастает. Так как пробой легче возникает при меньших плотностях, то следует ожидать установления профиля температуры, подобного изображенному на рис. 1. Время пробоя настолько мало по сравнению с газодинамическими временами, что распределения плотности и скорости не успеют измениться при пробое. Поэтому для развитой стадии цилиндрического разряда в литии наиболее естественными являются начальные данные типа изображенных на рис. 1.

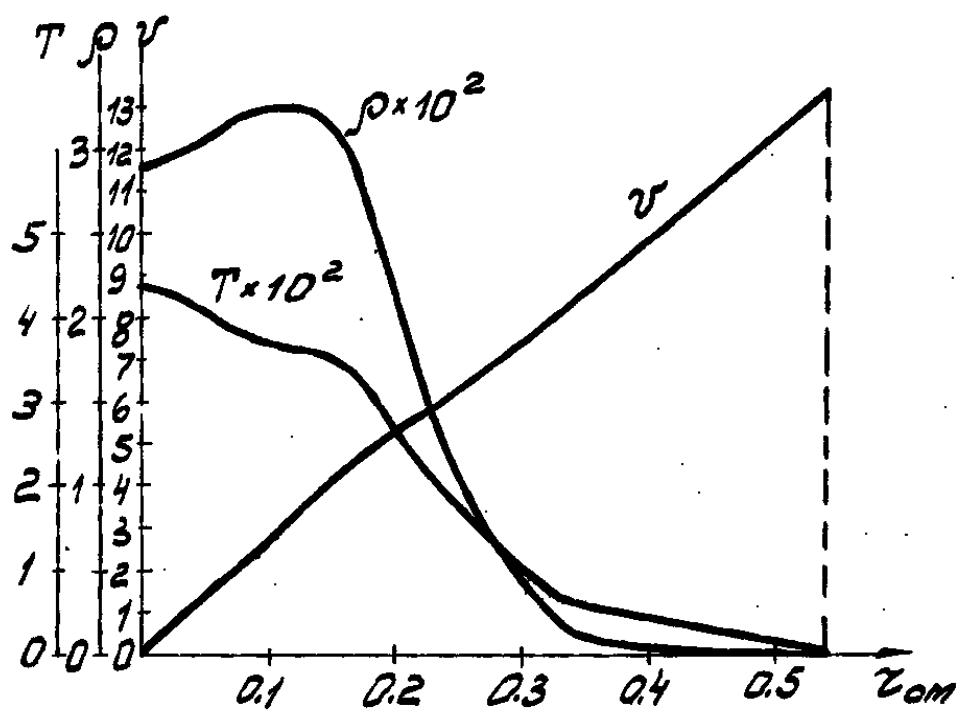


FIG. 1

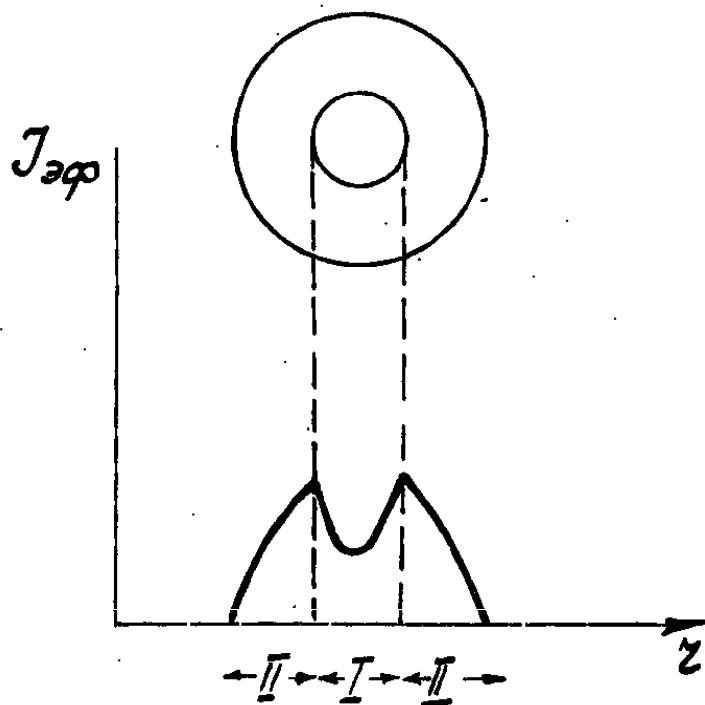


FIG. 2

§ 2. Особенности T' -слоя в расчетах сильноточного
разряда

I. Раcчеты сильноточного разряда позволили изучить условия возникновения и выяснить ряд свойств высокотемпературных T' -слоев при наличии в плазме интенсивных потоков излучения^{x)}.

В большинстве расчетов сильноточного разряда наблюдалось немонотонное распределение температуры, плотности и ряда других величин по радиусу плазменного столба. Это связано о проявлением перегревной неустойчивости, приводящей к возникновению в плазме одного или нескольких высокотемпературных T' -слоёв (см. § 9[1]). Возникновение и развитие в плазме T' -слоёв существенно влияет на динамику и излучательную способность плазмы. Эти расчеты опти-мутировали эксперименты по измерению профилей температуры и плотности в плазме. Они же привели к ряду уточнений первоначальной модели процесса.

x) Свойства T' -слоя ранее изучались в работах [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10].

2. Для выяснения условий возникновения \mathcal{T} -слоев в излучающей плазме были проведены расчеты сильноточного разряда в литиевой плазме, граничащей с вакуумом. В этом цикле расчетов изучение рассматривалось в рамках одногруппового уравнения переноса (в приближении "серого тела"). Расчеты проводились с учетом внешней электротехнической цепи. Уравнения состояния, проводимость и коэффициенты поглощения излучения брались согласно § 3, 4 [1]. Стеники вакуумной камеры считались бесконечно удаленными. Начальное распределение температуры в плазме задавалось в виде профиля падающего от центра к краю, начальная плотность предполагалась постоянной. (Рис. 20-21, в [1]). Расчеты проводились при различных начальных плотностях. Все другие параметры расчётов оставались неизменными.

В расчётах с большой начальной плотностью $\rho_0 > \rho_{kp}$ и, следовательно, большим начальным давлением, \mathcal{T} -слой в плазме не возникал^{x)}. Плазма быстро разлеталась, охлаждалась, её сопротивление монотонно росло из-за падения температуры [1].

В расчётах с начальной плотностью $\rho_0 < \rho_{kp}$ наблюдался немонотонный ход сопротивления со временем. Сначала сопротивление росло, но затем в плазме начинал развиваться \mathcal{T} -слой. Часть массы плазмы, оказавшаяся внутри \mathcal{T} -слоя сжималась магнитным полем, а масса оказавшаяся вне \mathcal{T} -слоя - разлеталась и охлаждалась (брос оболочки). Некоторая её доля присоединялась в процессе расчета к захваченной полем массе благодаря прогреву её температурной волной.

^{x)} Использование физически более обоснованного падающего к периферии профиля плотности изменяет значение средней критической плотности.

Эти расчеты показывают, что несмотря на наличие в первоначальный момент в плазме заметной проводимости и скинирования поля,

T -слой в ряде вариантов не возникал, так как расширение и охлаждение газа в них преобладало над джоулевым нагревом.

Характерно, что в вариантах с $\rho_0 < \rho_{cr}$ к моменту возникновения T -слоя распределение плотности токов по радиусу было равномерным. Скин-эффект в этот момент отсутствовал и не мог служить причиной развития T -слоя. Существенно, что при отсутствии скин-эффекта ($j = const$) выделение джоулева тепла в плазме неравномерно $Q_{djk} \sim \frac{j^2}{\sigma \cdot \rho}$. Место и время возникновения

T -слоя в плазме определяется взаимодействием неокольких нелинейных процессов, определяющих нагрев и охлаждение отдельных участков плазмы: джоулев нагрев, работа сжатия, перенос излучения.

3. В плазме на стадии монотонного роста поля могут возникать несколько T -слоев. В частности, их число зависит от характера начального распределения температуры. В ряде расчетов первоначальный гладкий профиль температуры возмущался в нескольких местах локальным повышением температуры. В вариантах с $\rho_0 < \rho_{cr}$ это приводило к развитию в плазме нескольких одновременно существующих T -слоев^{x)}. На каждом T -слое магнитное поле испытывает падение на определенную величину, поэтому интенсивность роста температуры меньше во внутренних T -слоях. В некоторых случаях это приводит к гашению одним T -слоем другого.

x) Явление развития T -слоя на температурной неоднородности в движущейся плазме изучалось ранее в [6, 8, 9, 10].

Было показано, что возмущения температуры, поставленные ближе к центру от точки самопроизвольного возникновения T' -слоя развиваются к моменту максимума тока в T' -слои, а возмущения, поставленные правее этой точки, затухают со временем.

Отметим, что при гладком профиле начальной температуры и при $\rho_0 < \rho_{cr}$ картина развития T' -слоёв не меняется с изменением густоты разностных сеток. В расчетах разрядов через плазму, заключенную в разрядную камеру, T' -слой может развиваться на возмущении температуры, возникшем при ударе плазмы о стенки камеры.

В ряде случаев развитие T' -слоя носит взрывной характер и возбуждает в плазме ударные волны, которые могут инициировать возникновение T' -слоёв в других участках плазмы (см. § 9[1][9], [10]).

Существование в плазме нескольких T' -слоев приводит к их сложному взаимодействию: сжатию вещества и магнитного поля между ними, образованию на определенных стадиях обратных токов, слиянию нескольких T' -слоев в один и другим явлениям. Все это влияет на интегральные характеристики разряда – размеры плазменного столба, его сопротивление, характер спектра излучения.

4. Кроме указанных выше внутренних причин, порождающих T' -слои, возможно рождение T' -слоёв на различных возмущениях, возникающих при осуществлении физического эксперимента. Все это делает очень сложной задачу сопоставления теоретических и экспериментальных исследований таких процессов. При последовательных пинчеваниях плазмы с большими ускорениями на T' -слоях может возникать тейлоровская неустойчивость. Можно

предположить, что в некоторых случаях T' -слой могут распадаться на несколько нитей тока [12]. В работах [13, 14] предполагается, что перегревная неустойчивость может приводить к сложной неодномерной картине процессов (специфической турбулентности) в плазме.

5. Расчеты показали, что отруктура T' -слоя доотаточно сильно зависит от характера излучения среды. Ниже излагаются результаты изучения T' -слоя в плазме при описании излучения в рамках многогруппового уравнения переноса.

Благодаря излучению из T' -слоя происходит его расплазжение по массе плазмы. Существенно, что во всей прогреваемой зоне плотность тока приблизительно одинакова, т.е. вся прогреваемая зона есть зона T' -слоя. В случае тонких проволочек к моменту максимума тока T' -слой расползается по всей массе проволочки, для толстых проволочек к этому моменту устанавливается квазистационарный режим с горячим T' -слоем на периферии и холодным центральным ядром.

Показано, что в среде, где учет излучения проводится на основе многогрупповых уравнений переноса возможно установление асимптотического стационарного решения с T' -слоем. В этом случае T' -слой существует не только потому, что за характерное время разряда излучение не успевает размыть его на всю массу проволочки, но и потому, что между холодным и оптически плотным ядром и горячей и оптически прозрачной областью T' -слоя может устанавливаться лучистое равновесие, приводящее к стабилизации границы T' -слоя на определенной массе проволочки (см. § 5).

6. Рассмотрение асимптотических автомодельных режимов разлета столба плазмы показывает, что при учете излучения в приближении нелинейной теплопроводности граница T -слоя также может быть фиксирована на определенной массе проволочки (см. § 4). Построение этих решений позволило выяснить зависимость критических условий возникновения T -слоя от ряда параметров задачи. Были получены оценки толщины области T -слоя, значение максимальной температуры в нем. [5].

7. Наличие T -слоя в плазме существенно влияет на её излучение. Основные потоки излучения из плазмы идут из области T -слоя. Температуры в T -слое, как правило, в несколько раз выше, а плотности в несколько раз ниже, чем в остальной массе плазмы. Появление T -слоя в разряде приводит к существенному уменьшению сопротивления столба плазмы, благодаря росту сечения столба и увеличению его проводимости. Наличие T -слоя существенно меняет характер спектра излучения, увеличивая энергию яркого излучения в нем.

8. Поскольку излучение из области T -слоя в ряде случаев приближается к объемному в нем начинает играть роль излучения в линиях. Это ставит вопрос о влиянии тяжелых примесей на процессы в разряде. Расчеты, проведенные с эффективным учетом излучения в линиях показали, что наличие в среде примесей может ограничивать развитие перегревной неустойчивости и образование T -слоев (или величину температуры в них) в загрязненных участках плазмы. В этих условиях не вся масса проволочки будет пинчеваться.

9. Наличие в плазме разреженных и высокотемпературных T' -слоёв в ряде случаев ставит вопрос об учете в них эффекта Холла и явления отрыва температур.

10. В лаборатории Н.Г.Басова в ФИАНе были проведены измерения профильных величин в столбе разрядной плазмы (в случае толстых проволочек). Эти измерения не обнаружили существования T' -слоя в тех случаях, когда он устойчиво появляется в численных расчетах.

Дальнейший прогресс в согласовании теории с экспериментом возможен как на пути более точных измерений профилей температуры, плотности, поля на разные моменты разряда, так и на пути уточнения рассматриваемой физической модели. (Учет влияния примесей, учет двумерной картины процесса).

II. Для обнаружения T' -слоя в эксперименте можно предложить следующую схему опыта. На рисунке 2 а представлено сечение плазменного шнура, перпендикулярно его оси. Область I - холодное и плотное центральное ядро, II - горячая и разреженная периферийная область T' -слоя. Ввиду того, что горячая область T' -слоя оптически прозрачна, интенсивность излучения жесткой компоненты ($V > 10 \text{ эВ}$) пропорциональна геометрической длине пути луча, проходящего через область II. Это должно приводить к "двугорбому" характеру распределения интенсивности этой компоненты по радиусу. (см.рис.2 б).

§ 3. Стационарный режим сильноточного разряда.

Для цилиндрического разряда в вакууме известно стационарное решение, в котором разрядный ток и масса плазмы не изменяются со временем, а перенос энергии излучением описывается в приближении нелинейной теплопроводности. При этом плазменный шнур излучает как черное тело [14].

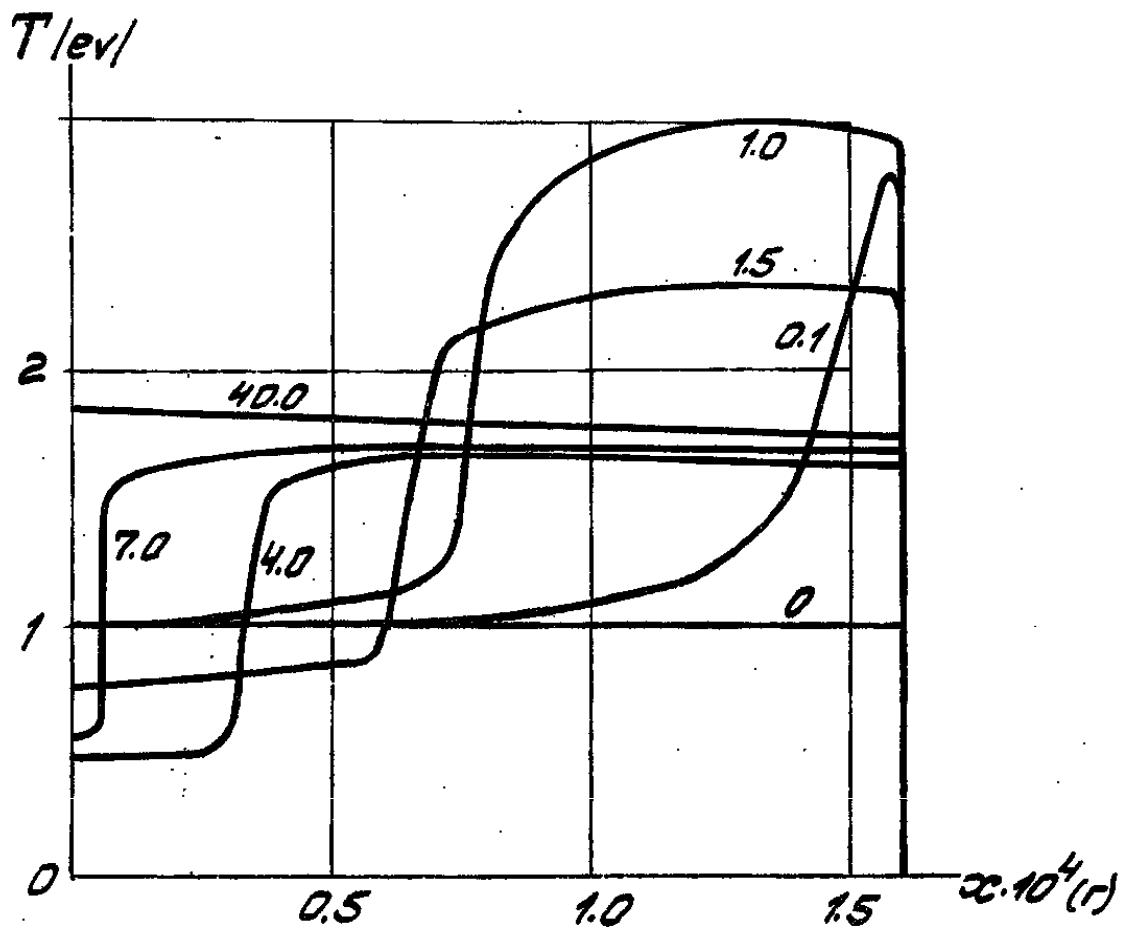
Предполагая однородность температуры плазмы по сечению разряда, что оправдано в условиях значительной теплопроводности, можно получить стационарное решение в аналитической форме:

$$\rho(z) = \rho(0) \left(1 - \frac{z^2}{z_0^2}\right), \quad H_d(z) = \sqrt{4\pi \rho(0) \frac{z}{z_0}}, \quad \rho(z) = \frac{\rho(0)}{RT_0} \left(1 - \frac{z^2}{z_0^2}\right)$$

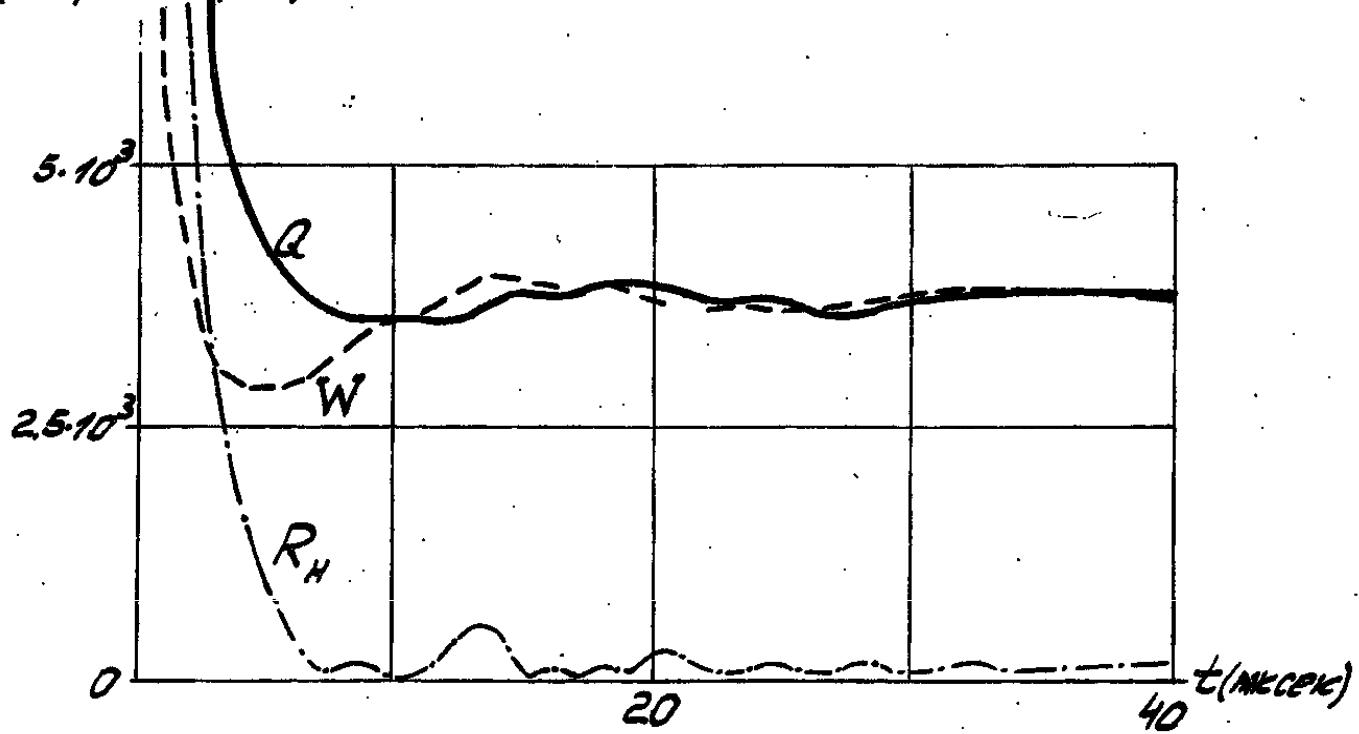
$$j(z) = \frac{1}{z} \sqrt{\frac{\rho(0)}{\pi}}, \quad G = G_0 \cdot T_0^{3/2}, \quad \rho(0) = \pi \cdot G_0^2 \cdot E_0^2 \cdot z_0^2 \cdot T_0^2. \quad (3.1)$$

Здесь z_0 - радиус плазменного шнуря, T_0 - температура плазмы, E_0 - напряженность осевого электрического поля, которое в стационарном решении однородно по сечению. Эти величины выражаются через заданные параметры задачи: M_0 - массу плазмы, приходящуюся на единицу высоты разряда, и J_0 - разрядный ток.

Стационарное решение (3.1) было реализовано численно путем выхода на асимптотический режим в соответствующей нестационарной задаче при следующих значениях параметров:



РУС. 3

(к Ω м/см·сек·рад)

РУС. 4

$$J_0 = 340 \text{ кA}, \quad M = 10^{-3} \text{ e} \quad R = 2,77 \cdot 10^7 \frac{\text{ЭРе}}{\text{с} \cdot \text{м}^2}$$

(3.2)

$$\sigma(T) = 44 \cdot T_{(\text{эВ})}^{3/2} \frac{1}{\text{ом} \cdot \text{см}}, \quad \rho(T, \rho) = 1,65 \cdot 10^3 T_{(\text{эВ})}^{6,5} \rho^{-2} \frac{\text{ЭРе}}{\text{сек} \cdot \text{см} \cdot \text{эВ}}$$

Исходное состояние плазменного шнуря таково:

$$T(z, 0) = 1 \text{ эВ}, \quad v(z, 0) = 0, \quad H_v(z, 0) = 0, \quad \rho(z, 0) = 10^{-3} \text{ е/см}^3$$

Расчёты показывают, что в начальной стадии процесса начинается разлет плазмы и одновременный её прогрев тепловой волной, которая распространяется к оси от края системы (Рис. 3). Время установления стационарного состояния определяется тем моментом, когда фронт тепловой волны достигает оси; в нашем расчете оно составляет ~ 10 мксек. На Рис. 4 приведено изменение во времени параметров, характеризующих энергетический баланс разряда. При $t > 10$ мксек устанавливается равновесие между джоулевым нагревом Q и потоком тепловой энергии из системы W . Работа плазмы против магнитных сил P_h при этом становится близкой к нулю в силу того, что движение плазмы прекращается.

Распределение параметров по радиусу, устанавливающееся в разряде по прошествии достаточно большого промежутка времени (например, при $t = 40$ мксек), хорошо согласуется с формулами (3.1).

§ 4. Автомодельное решение задачи о сильноточном разряде

I. Стационарное решение, списанное в § 3, является не единственным примером асимптотического режима в задаче о сильноточном разряде. Ниже построены автомодельные асимптотические решения типа "регулярного режима" с разделяющими переменными [15, 16]. В отличие от стационарного случая в автомодельном решении плазма разлетается с постоянной скоростью, а вкладываемая электромагнитная энергия переходит в основном в работу против магнитных сил разрядного тока. При определенных условиях в автомодельном режиме существует T -слой (см. § 2).

Автомодельные решения позволили исследовать влияние коэффициента теплопроводности и других параметров задачи на структуру T -слоя. Они использовались также в качестве тестов при отладке численных методов решения задач магнитной радиационной гидродинамики.

2. Рассмотрим задачу о расширении столба плазмы в вакуум при следующих предположениях: I) разрядный ток \mathcal{J}_o постоянен^{x)}.
2) Влияние начальных данных не оказывается; распределение всех

^{x)} Подробный анализ решения задачи в более общей постановке ($\mathcal{J} = \mathcal{J}_o \cdot t^{\eta_0}$) приведен в работах [5, 7].

величин устанавливается в соответствии с заданным режимом тока.

3) Масса плазмы M_0 постоянна. 4) Газ подчиняется уравнению состояния идеального газа $\rho = R \cdot pT$. При $Z=0$ выполняются условия осевой симметрии. На границе с вакуумом давление и температура газа равны нулю. 5) Процессы переноса энергии излучением описываются в рамках нелинейной теплопроводности.

Задача является автомодельной при степенных зависимостях коэффициентов электропроводности и теплопроводности от температуры и плотности:

$$\sigma = \tilde{\sigma}_0 \cdot T^{k_0} \cdot \rho^{-q_0} \cdot t^{-(1+2q_0)}, \quad \chi = \tilde{\chi}_0 \cdot T^{k_1} \cdot \rho^{-q_1} \cdot t^{-(1+2q_1)}, \quad (4.1)$$

где постоянные k_0, q_0, k_1, q_1 произвольны. При этом, все искомые функции можно представить в следующем виде:

$$v(m, t) = \alpha(s) \cdot M_0^{-0.5} \cdot J_0 \quad T(m, t) = f(s) \cdot R^{-1} \cdot M_0^{-1} \cdot J_0^2,$$

$$\rho(m, t) = \sigma(s) \cdot M_0^2 \cdot J_0^{-2} \cdot t^{-2} \quad H_\varphi(m, t) = h(s) \cdot M_0^{0.5} \cdot t^{-1}, \quad (4.2)$$

$$\gamma(m, t) = \lambda(s) \cdot M_0^{-0.5} \cdot J_0 \cdot t \quad E_B(m, t) = \psi(s) \cdot J_0 \cdot t^{-1},$$

где $s = m/M_0$ - независимая переменная, а $\alpha(s)$, $f(s)$ и т.д. соответствующие безразмерные функции. Постоянны $\tilde{\sigma}_0$ и $\tilde{\chi}_0$, входящие в выражение (4.1) имеют вид:

$$\tilde{\sigma}_0 = \tilde{\sigma}_0 \cdot M_0^{k_0+1+2q_0} \cdot R^{k_0} \cdot J_0^{-2(k_0+q_0+1)}, \quad \tilde{\chi}_0 = \tilde{\chi}_0 \cdot M^{k_1+1+2q_1} \cdot R^{k_1} \cdot J_0^{-2(k_1+q_1)} \quad (4.3)$$

где $\tilde{\sigma}_0$, $\tilde{\chi}_0$ безразмерные постоянные.

При $\kappa_0 = q_0 = 0$ решение автомодельной задачи представляется в аналитическом виде [5], [7].

3. Анализ и расчеты системы обыкновенных дифференциальных уравнений, к которой сводится полная система уравнений МРГД ([1], 2.1-2.7) при выполнении условий автомодельности (4.1), позволяет выяснить влияние различных параметров задачи на характер решения.

На рис. 5 на примере аналитического решения ($\kappa_0 = q_0 = 0$) представлено влияние на распределение температуры коэффициента теплопроводности (его значения указаны на графике цифрами у кривых). Отметим, что в общем случае ($\kappa_0 \neq 0, q_0 \neq 0$), когда коэффициенты электро- и теплопроводности зависят от температуры и плотности "рациональным" образом, характерные особенности решения существенно не изменяются. В частности, можно показать, что при достаточно большом коэффициенте теплопроводности $\mathcal{H} > \mathcal{H}_*$ температура монотонно спадает по радиусу от оси к границе с вакуумом (см. рис. 5).

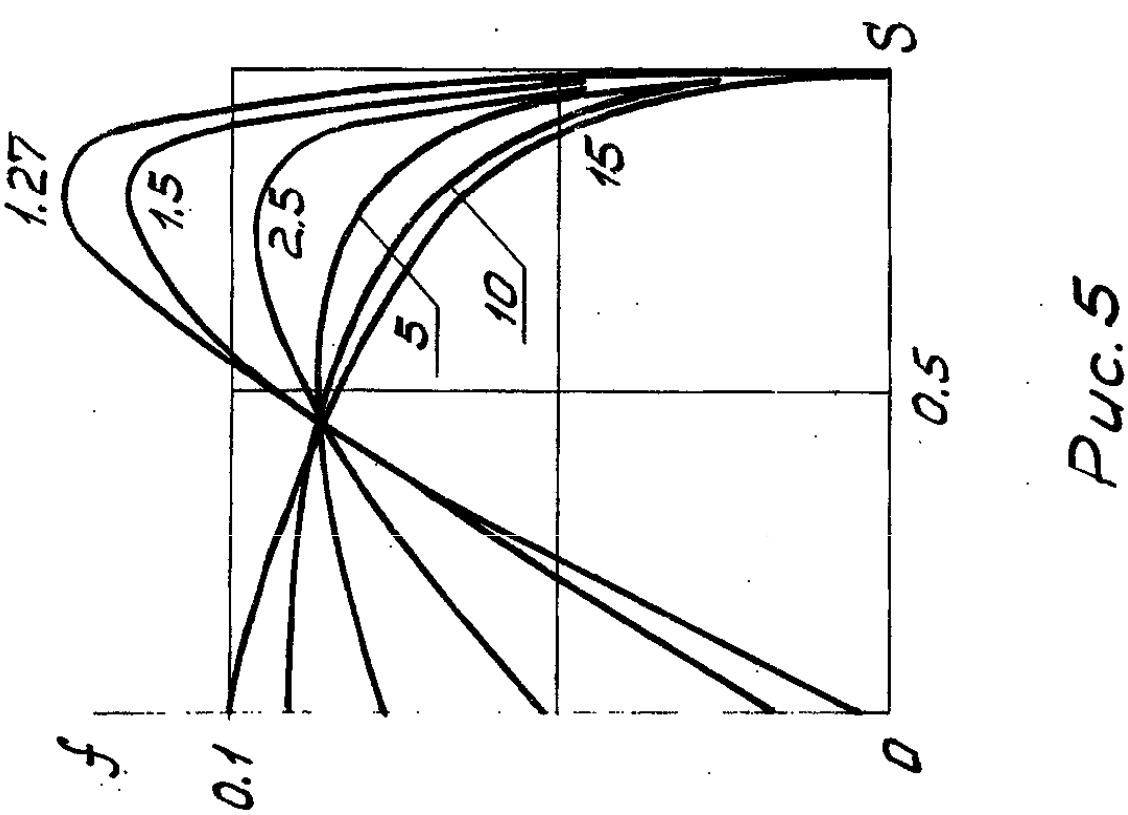
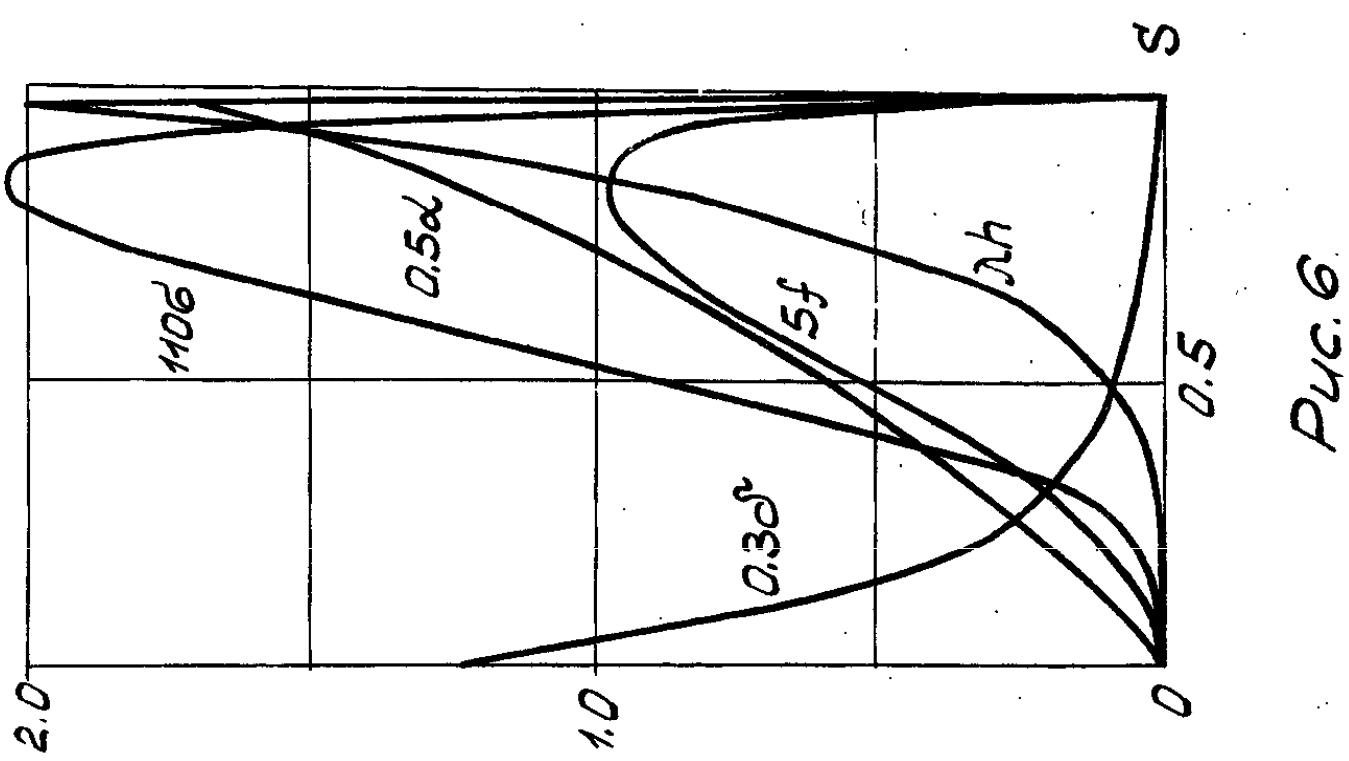
В диапазоне $\mathcal{H}_{**} \leq \mathcal{H}_0 \leq \mathcal{H}_*$ распределение температуры немонотонно по радиусу - в автомодельном режиме наблюдается

T' -слой, стабилизированный процессами теплопроводности, причем по мере уменьшения \mathcal{H}_0 , положение максимума температуры смещается к границе с вакуумом. На рис. 6 представлено распределение функций $\alpha, \delta, f, \sigma, \lambda \cdot h$ (см. (4.2)) по переменной

S для следующих значений параметров:

$$\kappa_0 = 3/2, q_0 = 0, \kappa_1 = 1, q_1 = 0, \tilde{\mathcal{H}}_0 = 1,5, \tilde{\sigma}_0 = 0,2$$

При $\mathcal{H} < \mathcal{H}_{**}$ автомодельное решение не имеет смысла, т.к. в нем появляются отрицательные температуры. Таким образом, изучаемые автомодельные решения имеют интересную осо-



бенность - даже при выполненных формальных условиях автомодельности, они существуют лишь при достаточно большом значении коэффициента теплопроводности $\mathcal{H} \geq \mathcal{H}_{**}$.

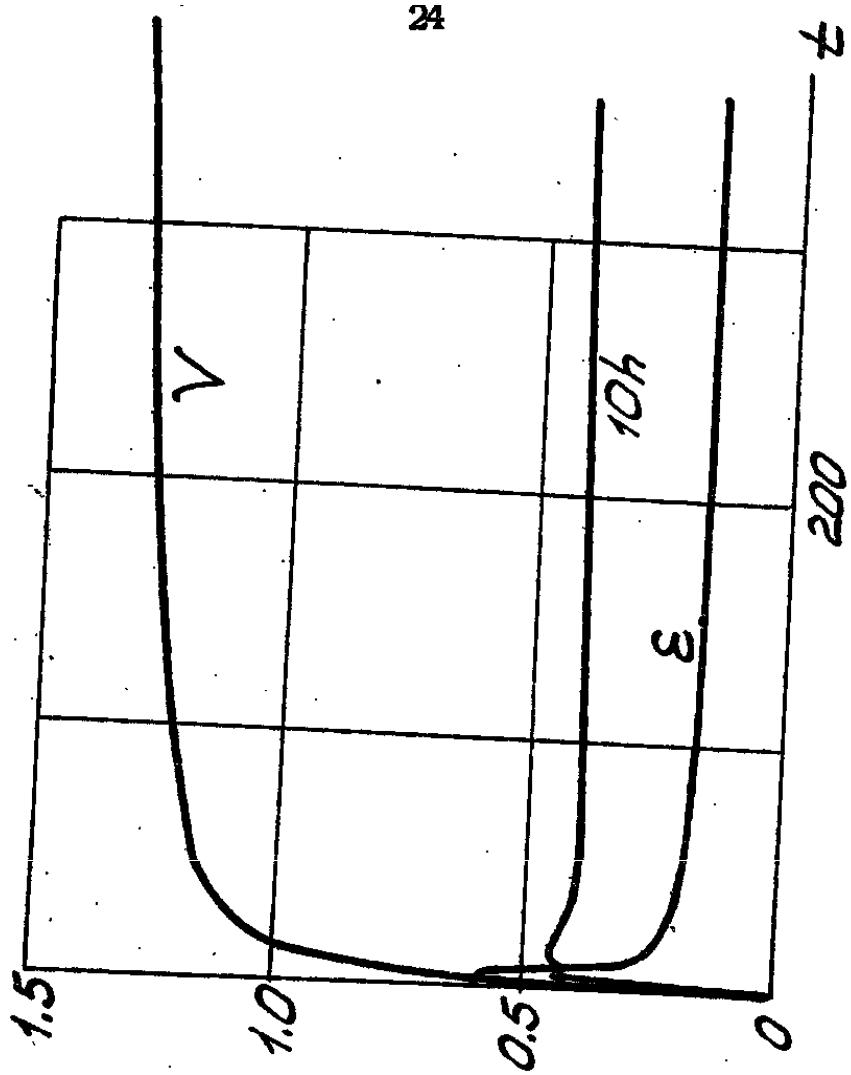
4. Построенные автомодельные решения были реализованы при численных расчетах полной системы уравнений МРГД. Результаты типичного из таких расчетов для диапазона $\mathcal{H}_{**} < \mathcal{H}_0 < \mathcal{H}_*$ представлены на рис. 7, 8

На рис. 7 даны профили температуры на последовательные моменты, выбранные так, что за промежутки времени между ними в систему вкладывалось одинаковое количество электромагнитной энергии.

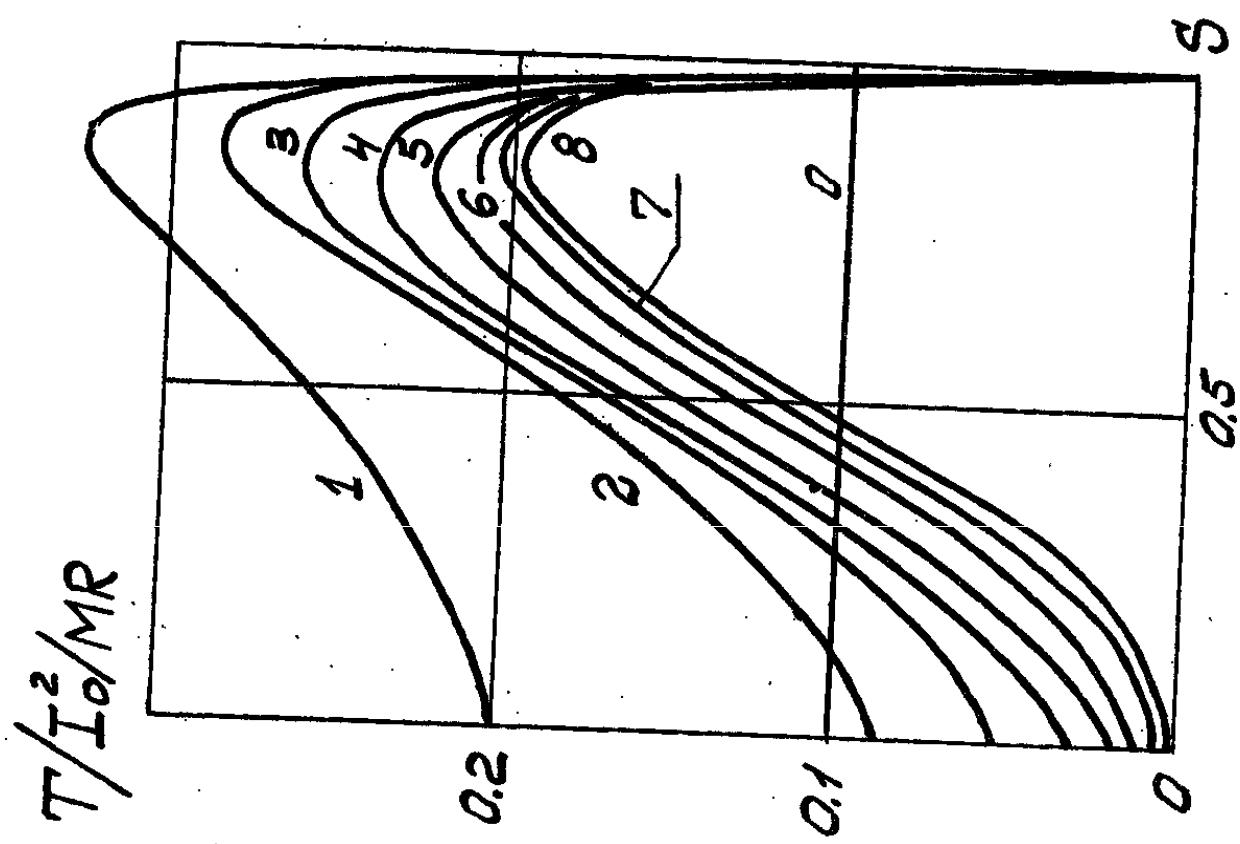
На рис. 8 указано изменение во времени внутренней E , кинетической V и магнитной h энергии. Каждая из этих величин выходит со временем на постоянное значение, соответствующее автомодельному режиму.

Аналогичный расчет был проведен для $\mathcal{H}_0 < \mathcal{H}_{**}$. Оказалось, что в этом случае решение имеет существенно неавтомодельный характер: образуется T -слой с растущей во времени температурой, наблюдается торможение газа, появляются сходящиеся ударные волны и т.д.

Puc. 8



Puc. 7



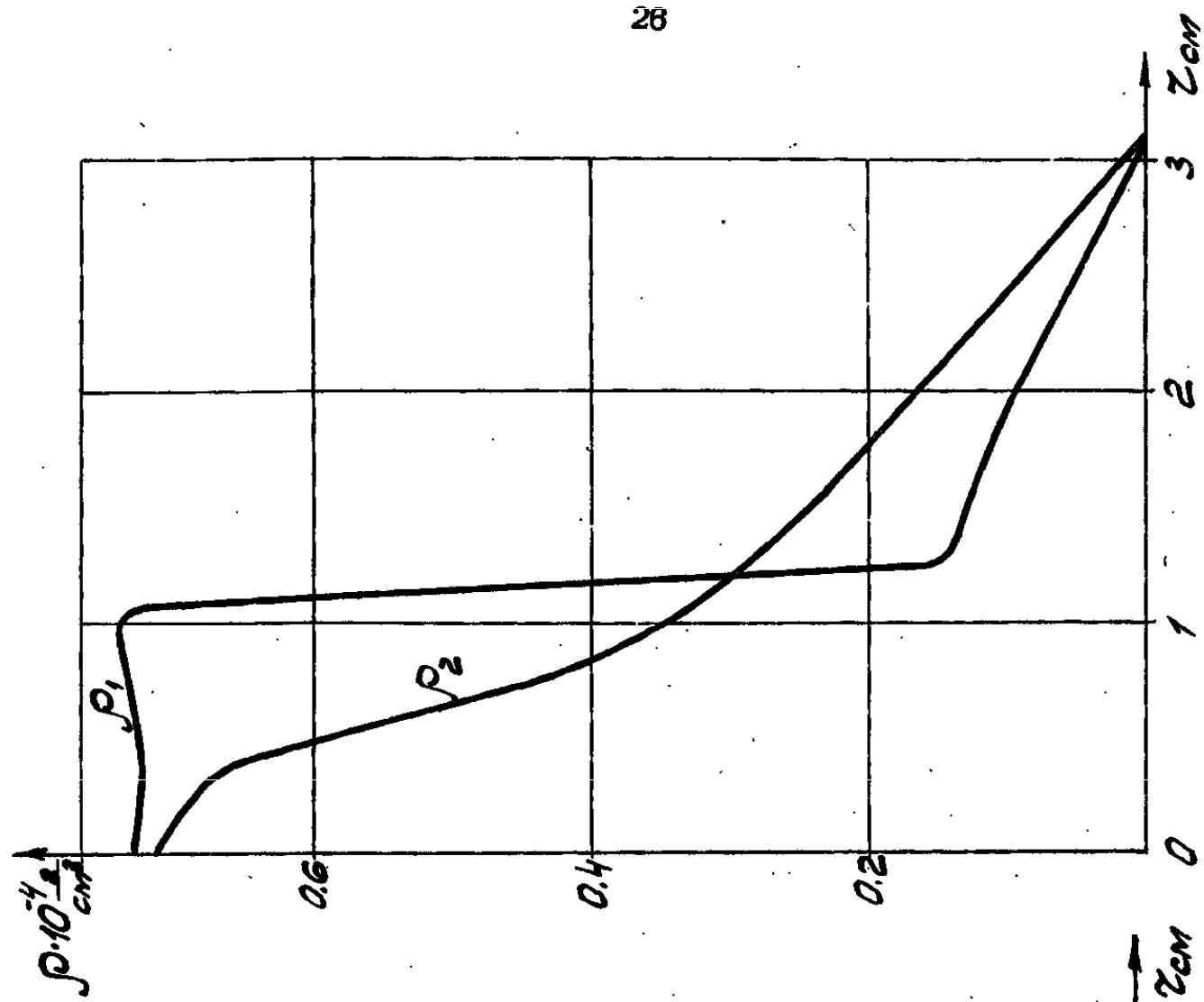
§ 5. Физический анализ стационарных режимов
разряда

В расчетах нестационарных задач о сильноточном разряде в литиевой плазме (§9[1] "толстая" проволочка) получался характерный профиль температуры с холодным ядром и высокотемпературной оболочкой (рис. I2б[1]). Дополнительные расчеты с вариациями температуры и плотности около начальных профилей ρ, T (рис. 1), увеличение коэффициентов поглощения в 5 раз, учет электронной теплопроводности не меняли характер решения.

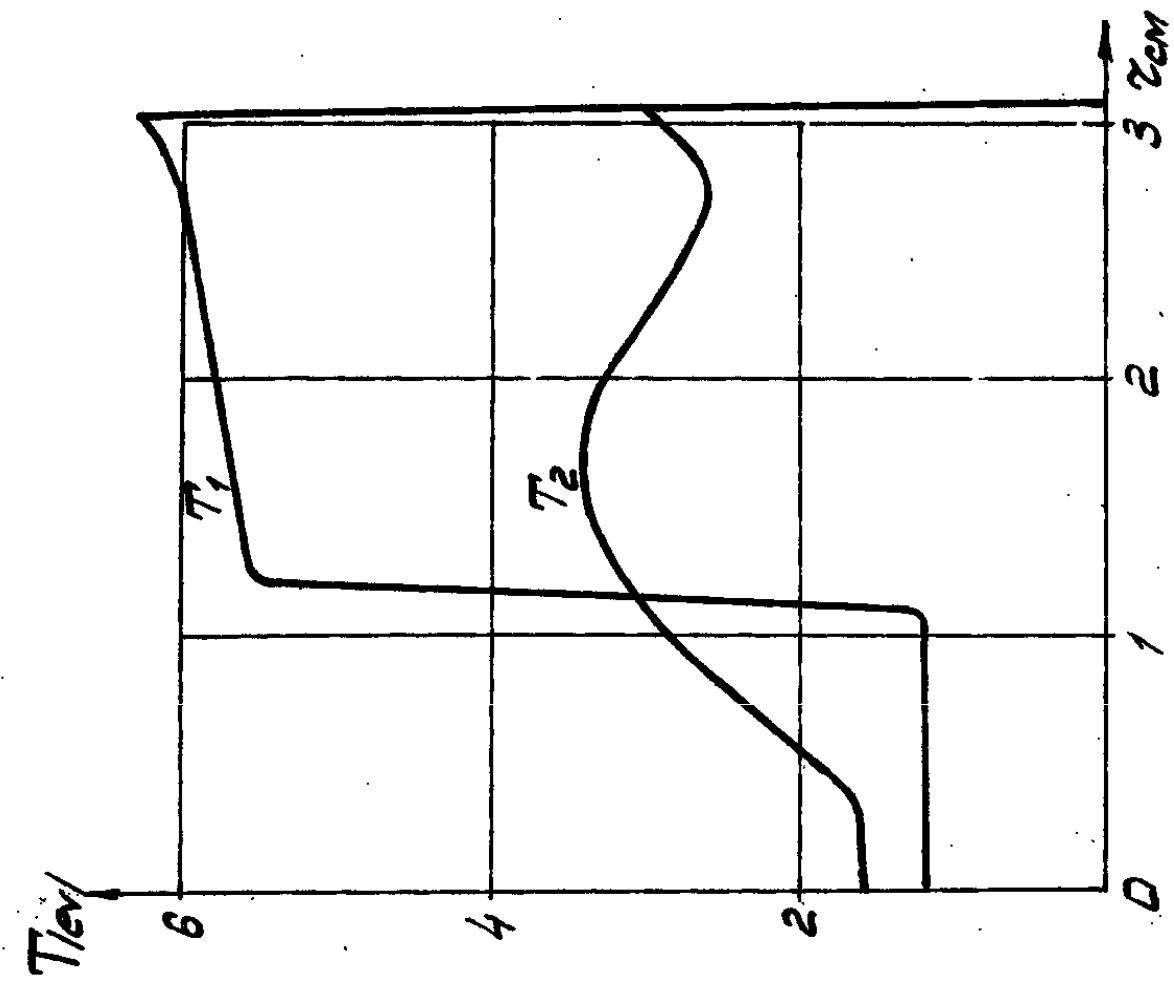
Расчет соответствующей задачи при постоянном токе J (с значением J , равным максимуму тока в нестационарном расчёте) привел к выходу на стационарное решение того же типа (T_1, ρ_1 на рис. 9, 10). Отсюда следует, что в нестационарном расчете реализуется квазистационарный режим. Проверка математической точности показывает, что полученное решение соответствует исходным физическим предположениям.

Однако полученное решение (стационарное и нестационарное) не согласуется с результатами эксперимента, в котором не наблюдается вноокотемпературная оболочка. Кроме того экспериментальное значение сопротивления плазменного столба в 3,5 раза больше расчетного.

Полученное стационарное решение качественно отличается от стационарных решений, полученных в приближениях лучистой теплопроводности и объемного излучения [14]. Существование нового



Plac. 10



Plac. 9

типа стационарных решений невозможно в приближении серой материи, однако физически понятно при учете спектральных эффектов.

В самом деле, горячая зона практически проэрачна (при используемых коэффициентах поглощения, учитывающих фотоэффект и тормозное поглощение, (см. § 4B(1) для квантов $\mathcal{E} < 75 \text{ эв}^x$). Основная часть джоулева тепла выделяется в горячей зоне и целиком переходит в излучение. Часть излучения, попадающая в центральную холодную зону, поглощается. Излучение холдной зоны, обязанное джоуле-ву нагреву и поглощенному излучению горячей зоны, проходит без поглощения через горячую зону. Градиент давления полностью уравновешивается силами Лоренца. Температура в горячей зоне ограничивается фотопионизацией второго электрона.

Полученное решение показывает грубость исходных предположений. Основная доля энергии выделяется в зоне, оптически тонкой для основной части спектра (до $\mathcal{E} \sim 10^7$). Но в переносе излучения для оптически тонкой среды важную роль играет перенос в линиях и его необходимо учитывать в расчетах. Это обстоятельство заметно усложняет расчеты, т.к. наряду с линиями лития необходимо учитывать линии примесей. Кроме того, турбулентность разрядной плазмы [17] может приводить к существенному эффективному уширению линий [18].

Для модельного учета влияния линий была введена дополнительная шестая группа в диапазоне $5,5 \text{ эв} \leq \mathcal{E} \leq 5,5 \text{ эв}$ с большим коэффициентом поглощения в ней. Как было указано В.Б.Розано-

x) В коэффициентах поглощения при $\mathcal{E} = 75 \text{ эв}$ имеется сильный скачок, связанный с ионизацией второго электрона.

вым, в последних экспериментах в ближнем ультрафиолете наблюдались линии (в том числе линии примесей^x) с суммарной шириной ~ 1 эв. Так что шестая группа модельно передает эти линии.

В стационарном решении, полученном с добавочной группой (T_2, ρ_2 на рис. 9-10) высокотемпературная зона отсутствует. Характерная температура близка к экспериментально наблюдаемой. Омическое сопротивление плазменного столба возросло в 2,5 раза по сравнению с предыдущим решением и стало отличаться от экспериментального только на 35%.

Вообще можно сказать, что локальный рост температуры в области, оптически тонкой для основного спектрального диапазона, будет ограничиваться излучением в линиях. Поэтому при выяснении условий возникновения T -слоя, явления "вспышки" [19] и др. необходимо учитывать излучение в линиях.

Конкурирующими процессами при росте T -слоя являются джоулев нагрев и оптическое высвечивание (мы здесь не касаемся газодинамических аспектов). Укажем на условие, когда оптическое высвечивание не мешает росту T -слоя:

$$Q > \alpha_n \cdot \sigma' \cdot T^4$$

где Q — джоулев нагрев в единицу времени, а α_n — коэффициент поглощения, осредненный по Планку, с учетом всех процессов. При этом, естественно, необходимо учитывать уширения линий, а также линии примесей.

Отсюда видно, что целесообразно искать T -слой в сильно-точном разряде по полностью ионизированной чистой водородной плазме. В этом разряде оптическое высвечивание не может ограничить рост T -слоя.

Можно отметить, что тормозное поглощение, вообще, не может ограничить рост температуры в T -слое, т.к. при этом максимальные потери $\sim \sqrt{T}$, а джоулев нагрев $\sim T^{3/2}$. Поэтому при аккуратном спектральном расчете переноса излучения с учетом только тормозных процессов нельзя построить стационарное решение задачи о сильноточном излучающем разряде.

§ 6. Устойчивость стационарных решений.

1. Известно, что в некоторых задачах магнитной гидродинамики устойчивость стационарных режимов в существенной мере определяется характером закона электропроводности. Например, в работах [20, 21, 22] изучаются различные течения проводящего газа в электрическом и магнитном полях. Показано, что если электропроводность среды слабо зависит от температуры и плотности, то формально построенные решения устойчивы и могут быть реализованы в нестационарном расчете путем выхода на асимптотический режим. Напротив, если зависимость электропроводности от термодинамических параметров среды велика, то стационарные режимы оказываются неустойчивыми и в численных расчетах не реализуются.

Задача о сильноточном разряде через плазменный шнур, находящийся в вакууме, обладает аналогичным свойством.

2. В § 3 был спланченный расчет выхода на стационарный режим в задаче о сильноточном разряде, где полный ток и масса плазмы не зависят от времени. Свойства вещества (коэффициенты электро- и теплопроводности) задавались следующим образом:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot T^{3/2}, \quad \chi = \chi_0 \cdot T^{5,5} \rho^{-2}.$$

Расчет показал, что это стационарное решение устойчиво.

Построим стационарное решение для другой зависимости коэффициентов электропроводности и теплопроводности от температу-

ры и плотности:^{x)}

$$\sigma = G_0 \cdot T^{3/2} \sqrt{\rho}, \quad \lambda = \lambda_0 \cdot T^{6,5} \sqrt{\rho}.$$

Предполагая, как и в § 3, что коэффициент теплопроводности достаточно велик, чтобы обеспечить изотермичность, можно получить решение в аналитическом виде:

$$\rho(z) = \frac{R \cdot T_0 \cdot M_0}{\pi \cdot z_0^2} \cdot \frac{J_0^2(\mu \frac{z}{z_0})}{J_1^2(\mu)}, \quad H_\varphi(z) = 4\pi G_0 E_0 T^{3/2} \sqrt{\frac{M_0}{\pi}} \frac{J_1(\mu \frac{z}{z_0})}{\mu J_1'(\mu)} \quad (6.2)$$

$$\rho(z) = \frac{M_0}{\pi z_0^2} \cdot \frac{J_0^2(\mu \frac{z}{z_0})}{J_1^2(\mu)}, \quad j_z = \frac{G_0 E_0 T^{3/2}}{z_0} \sqrt{\frac{M_0}{\pi}}.$$

Здесь использованы те же обозначения, что и в § 3; кроме того J_0 и J_1 - нулевая и первая функции Бесселя, μ - первый корень нулевой функции Бесселя.

-
- x) Из табл. I (стр. 166 [1]) видно, что для высоких температур, где ионизация велика, зависимость транспортных коэффициентов от температуры опитцеровская, а от плотности прямая. При малых температурах зависимость этих коэффициентов от плотности обратная, а зависимость от температуры существенно отличается от спитцеровской.

3. Для проверки устойчивости решения (6.2) был проведен нестационарный численный расчет с тех же начальных данных, что и в § 3. Результаты этого расчета представлены на рис. 11-12.

На рис. 11 представлена температура на последовательные моменты времени. Видно, что сравнительно быстро, примерно за 1.5 мксек. наблюдается прогрев всей массы плазменного шнуря. Однако, далее в отличие от § 3 сформировавшееся изотермическое состояние не сохраняется. Температура в центральной области начинает падать, и примерно с $t = 40$ мксек устанавливается режим разлета с постоянной скоростью, в котором профиль температуры существенно неоднороден по пространству.

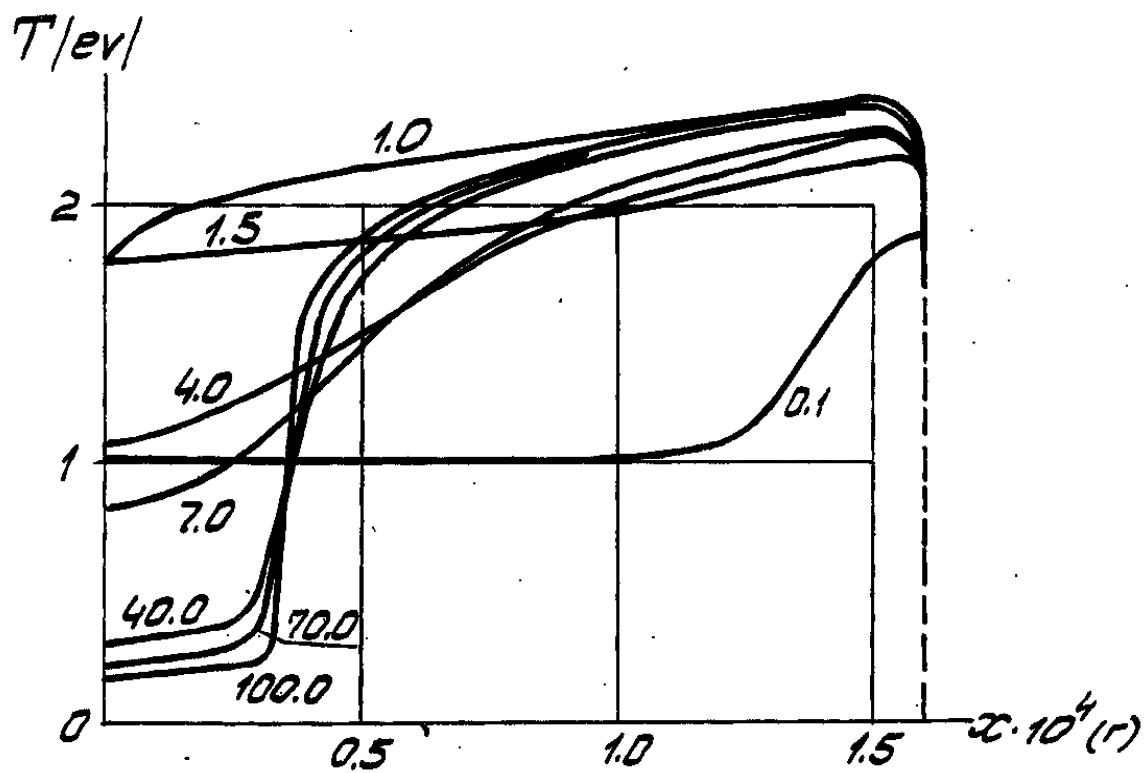
Распределение остальных параметров в этом режиме указано на рис. 12 на момент времени $t = 100$ мксек.

Анализ показывает, что установившийся в численном расчете режим является автомодельным, и с хорошей точностью описывается формулами (4.2). Этот факт легко объясним, если учесть, что зависимости (6.1) удовлетворяют условиям автомодельности (4.1).

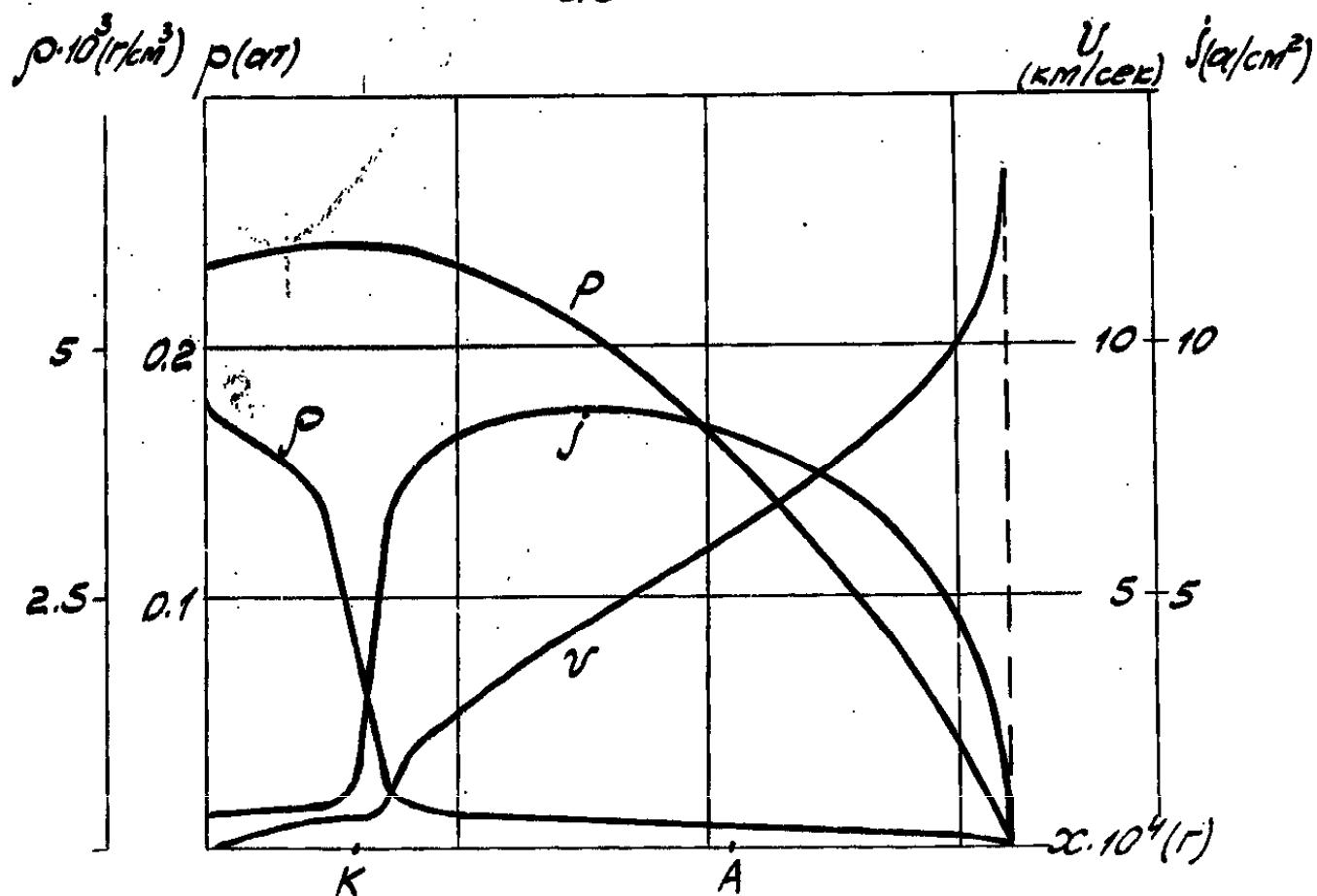
4. Анализ устойчивости решения (6.1) по теории малых возмущений затруднителен, так как исследованию подлежит система с распределенными параметрами. Поэтому ограничимся качественными соображениями.

На рис. 13 представлены распределения по радиусу газокинетического давления $\rho(z)$ и магнитной силы $F = -j_z \cdot H_y$ для стационарных решений (3.1) и (6.2), которые помечены индексами "α" и "δ" соответственно.

Предположим, что в случае „α“ какая-то частица плазмы под действием возмущающих сил сдвинулась в положительном направ-



РУС. 11



РУС. 12

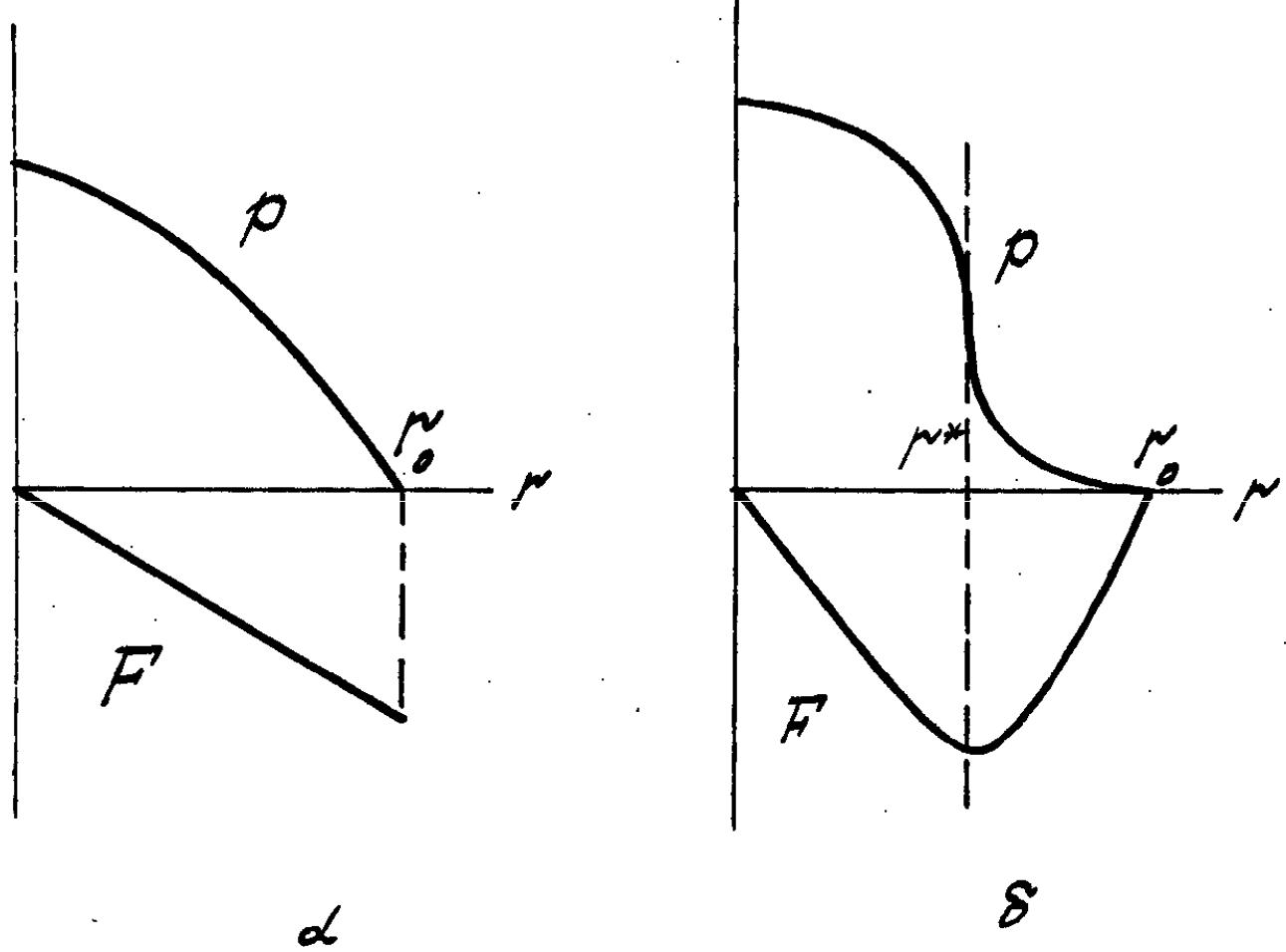


FIG. 13

лении оси ζ . При этом она окажется в области больших магнитных сил, которые будут препятствовать этому движению.

Очевидно, что в случае „ δ “ описанный механизм устойчивости отсутствует для области $\zeta^* \leq \zeta \leq \zeta_0$. В качестве характерного признака неустойчивости стационарного решения можно указать обращение в нуль плотности электрических токов у границы с вакуумом.

Итак, формально построенные стационарные решения в задаче о сильноточном разряде могут быть либо устойчивыми, либо неустойчивыми в зависимости от закона электропроводности среды. Это следует иметь в виду при использовании стационарных режимов для получения оценок. Теоретический анализ устойчивости подобных систем весьма сложен в математическом отношении. Поэтому численные расчеты в этом случае являются фактически единственным методом исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Я.Гольдин, Д.А.Гольдина, Г.В.Данилова, Н.Н.Калиткин, Л.В.Кузьмина, С.П.Курдюмов, А.Ф.Никифоров, Ю.П.Попов, В.С.Рогов, В.Б.Розанов, А.А.Самарский, В.Б.Уваров, Л.С.Царева, Б.П.Четверушкин "Исследование задач магнитной радиационной газодинамики численными методами на ЭВМ" ИПМ, Москва, 1971.
2. В.Я.Гольдин, Н.Н.Калиткин. "Электрический взрыв проволочки". Препринт ИПМ, 1970.
3. В.А.Алекоев. "Измерения электропроводности и плотности металлов в закритическом состоянии". ТВТ, 1970, т.8, № 3, 641.
4. А.Н.Тихонов, А.А.Самарский, Л.А.Заклязьминский, П.П.Волосевич, Л.М.Дегтярев, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, В.С.Соколов, А.П.Фаворский. "Нелинейный эффект образования самоподдерживающегося высокотемпературного электропроводного слоя газа в нестационарных процессах магнитной гидродинамики". ДАН, 173, № 4 (1967).
5. А.Н.Тихонов, А.А.Самарский, Л.А.Заклязьминский, П.П.Волосевич, Л.М.Дегтярев. С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, В.С.Соколов, А.П.Фаворский. "Эффект Т-слоя в магнитной гидродинамике". Москва, ИПМ, (1969)
6. Л.М.Дегтярев и др. "Развитие конечных локальных возмущений электропроводности в потоке слабопроводящего газа в присутствии магнитного поля". ТВТ, 3, 471, (1969).
7. П.П.Волосевич, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, А.А.Самарский. "Автомодельная задача о сильноточном разряде в плазме". Ж. выч.матем. и матем.физ., 10, № 6, 1447 (1970)
8. П.П.Волосевич. С.П.Курдюмов, Ю.П. Попов. "Взаимодействие ударной волны с магнитным полем в среде с конечной проводимостью". Изв. АН СССР, МХТ, № 1, 67, (1968).

9. С.А.Беляев, Д.А.Гольдина, Л.В.Лесков, Ю.Н.Куликов, С.П.Курдюмов
 Ю.П.Попов, В.В.Савичев, А.А.Самарский, С.С.Филиппов. "Нестационарное ускорение плазмы в одномерном МГД приближении"
 Часть I "Нелинейный механизм последовательного образования
 Т-слоев в движущейся среде" Препринт ИПМ (1969г)
10. С.А.Беляев, Г.В.Данилова, Л.В.Леонов, Ю.Н.Куликов, С.П.Курдюмов,
 Ю.П.Попов, В.В.Савичев, А.А.Самарский, С.С.Филиппов,
 Л.С.Царева. "Нестационарное ускорение плазмы в одномерном МГД
 приближении" часть II "Особенности ускорения литиевой плазмы"
 Препринт ИПМ 1970 г.
11. Ю.П.Попов "Раочёт электротехнических цепей в задачах магнитной гидродинамики" Ж.выч.мат.и матем.физ. II, № 2, 449 (1971)
12. И.Ф.Кварцхава, К.Н.Кервалидзе, Ю.С.Гваладзе, Г.Г.Зукакишвили
 "Пространственно-периодические структуры плазмы, возникающие
 в быстрых сильноточных разрядах". Ядерный синтез, 5 (1965)
13. Б.Б.Кадомцев "Гидромагнитная устойчивость плазмы"
 Сб."Вопросы теории плазмы" 2, 132 (1963)
14. В.Б.Розанов, А.А.Рухадзе "Излучение, динамика и устойчивость
 плотной плазмы сильноточных импульсных разрядов"
 Препринт ФИАН, 132, Москва, 1969г.
15. И.В.Немчинов "Разлет подогреваемой массы газа в регулярном
 режиме". ПМТФ, 1964, № 5, 18-24
16. П.П.Волооевич, В.С.Соколов. "Автомодельная задача о разете
 электропроводного газа в среду с заданным осевым магнитным
 полем" Магнитная гидродинамика 1967, I, стр.43-46
17. А.Д.Клементов, Г.В.Михайлов, В.Б.Розанов, Ю.П.Свириденко
 "Сильноточный импульсный разряд в литии" ТВТ, № 4, 736-740.
 1970г.

18. Г.В.Шолин. "Штарковое уширение спектральных линий водорода в турбулентной плазме" ДАН, 195, № 3, 589-592 (1970)
19. Г.Г.Виленская, И.В.Немчинов "Явление вспышки, поглощение излучения ОКГ и связанные с ним газодинамические эффекты" ДАН, 186, № 5, 1048-1051 (1969)
20. К.В.Брушинский, Н.М.Зуева, А.И.Морозов "Установление квазиодномерного течения плазмы в программируемом канале" Изв.АН СССР Механика, № 5, стр. 3 (1965)
21. Л.В.Губарев, Л.М.Дегтярев, А.П.Фаворский, и "Некоторые особенности сверхзвукового течения электропроводного газа в МГД-канале" Изв.АН СССР, МЖР, № 3, 10 (1969)
22. К.В.Брушинский, А.И.Морозов, В.В.Палейчик . "Расчёт квазиодномерного течения ионизующегося газа в профилированном канале" Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 5, 29.