



ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

Г.В. Данилова , С.П. Курдюмов , Ю.П. Попов
А.А. Самарский , Л.С. Царева

РАСЧЕТ СИЛЬНОТОЧНЫХ РАЗРЯДОВ С УЧЕТОМ
ЭФФЕКТА ВТОРИЧНОГО ПРОБОЯ

Препринт № 6 за 1974г.

Москва

Аннотация

Работа посвящена расчетам сильноточных разрядов типа Z - пинч с учетом эффекта повторного электрического пробоя. Рассмотрение проводится в рамках одномерных нестационарных уравнений радиационной магнитной гидродинамики. Результаты расчетов согласуются с данными соответствующих экспериментов.

Содержание

	Стр.
§ 1. Явление вторичного пробоя в сильноточных разрядах	5
§ 2. Математическая постановка задачи	10
§ 3. Расчет сильноточного разряда без учета испаре- ния стенок камеры	15
§ 4. Расчеты сильноточного разряда с учетом эффекта вторичного пробоя	28
§ 5. Заключение	40
Литература	42

§ I. Явление вторичного пробоя в сильноточных разрядах

В экспериментах по сильноточным импульсным разрядам в газе в геометрии Z -пинч (см. рис. I) при определенных условиях наблюдается т.н. "особенность" в законе изменения со временем разрядного тока. Эта особенность возникает в первом полупериоде колебания тока, в некоторый момент времени падение разрядного тока сменяется резким его нарастанием (рис. 2). Появление особенности в токе сопровождается рядом дополнительных эффектов: загрязнением плазмы примесями вещества, из которого выполнены стенки разрядной камеры, и, как следствие, изменением излучательных свойств плазмы, возникновением в плазме электрических токов, текущих в обратном направлении по отношению к основному току, резким изменением электрофизических характеристик разряда (индуктивности, сопротивления) и т.д.

Как известно, сильноточные разряды широко применяются в исследованиях, связанных с осуществлением управляемого термоядерного синтеза. Здесь разрядный ток используется как для нагрева плазмы, так и для создания магнитного поля, удерживающего плазму от разлета.

Наличие в разрядах особенностей указанного типа препятствует созданию в них термоядерных условий.

В свое время появление особенностей в разрядах пытались объяснить еще одним видом неустойчивости плазмы, в результате которой плазменный шнур, изгибаясь, касается стенок разрядной камеры⁽¹⁾. Испаренное при этом вещество попадает в разряд, загрязняет плазму, изменяя ее свойства. Однако, работы последних лет, а также пере-

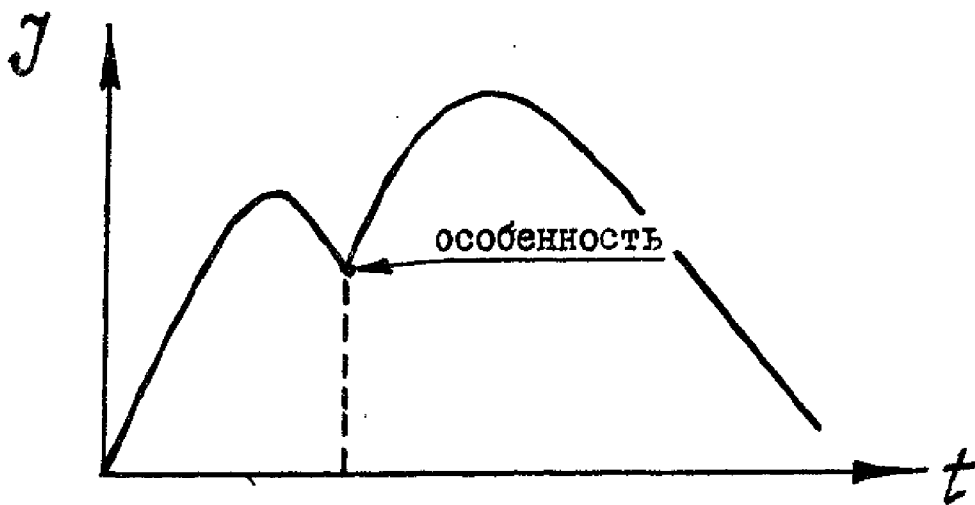
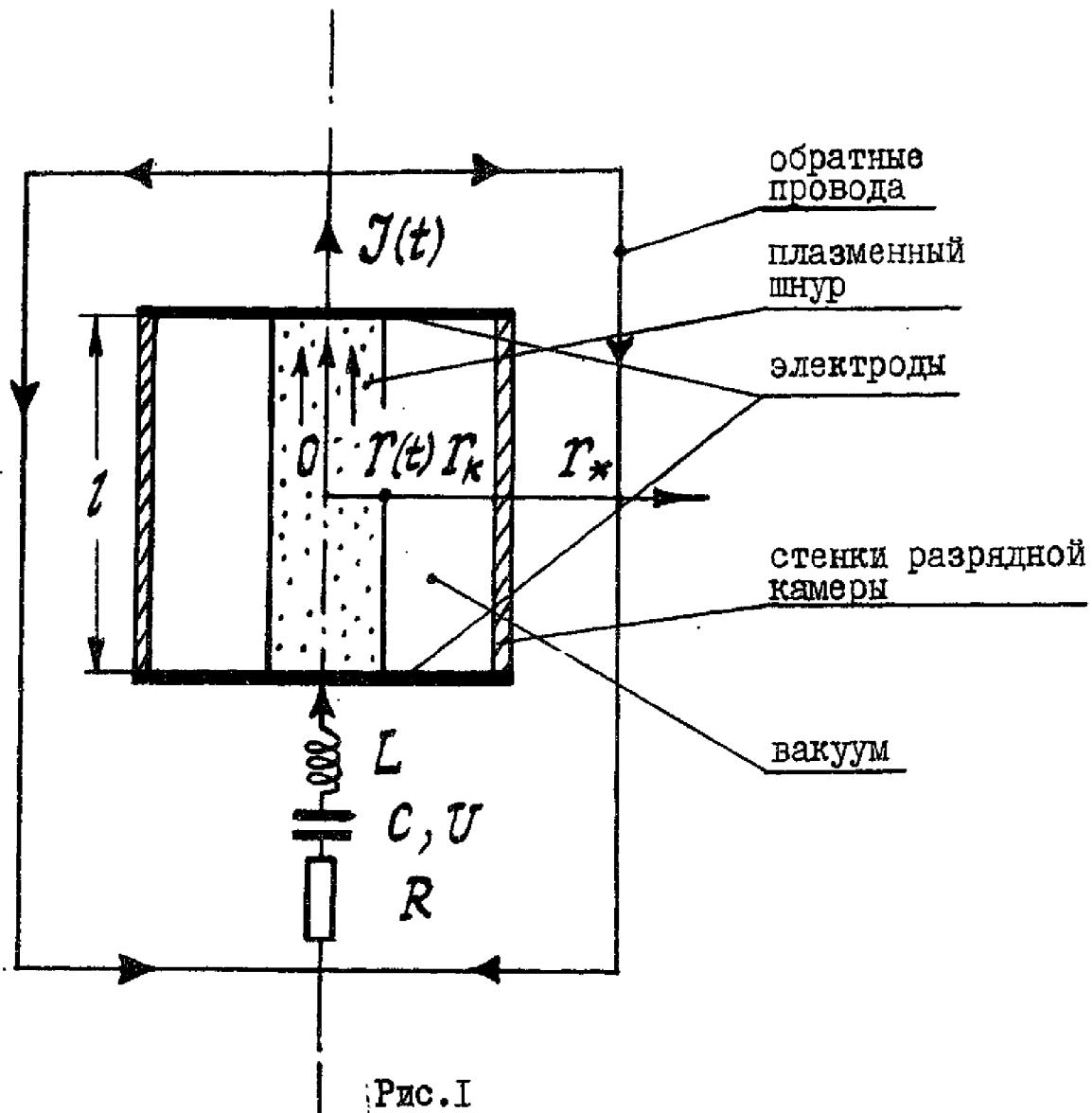


Рис. 2

осмысливание старых экспериментальных данных заставляют отказаться от такой точки зрения. Сейчас можно считать установленным, что неустойчивость, по крайней мере, в течении первого полупериода разряда отсутствует, — плазменный шнур сохраняет осевую симметрию [2 — 4]. И.Ф.Кварцхава и его сотрудники (Сухумский Физико-технический Институт) предложили другую модель для объяснения явлений, сопровождающих возникновение особенности в разряде (см., например, [4], [5]).

Эта модель в отличие от [6] предполагает, что существенную роль в разряде играют процессы диссипации энергии и, в частности, световое излучение. Мощный поток излучения, испускаемого плазмой, испаряет вещество стенок разрядной камеры. По плазме, образовавшейся в пристеночной области в результате испарения, происходит электрический пробой (как его называют "вторичное зажигание разряда"), начинают течь токи. Как показывают эксперименты, проведенные в СФТИ, эти периферийные токи по величине сравнимы с полным разрядным током. Это отличается от прежних представлений, в соответствии с которыми электрические токи, возникающие на периферии разряда, считались несущественными.

Как полагают авторы модели "вторичного пробоя", центральный ток после момента особенности отключается от внешней цепи, — возникает внутренний электрический контур, замыкающийся при помощи обратных токов, текущих по внутренней части слоя испаренного вещества (рис.3). Электромагнитная энергия этого контура со временем диссипируется.

В экспериментах отмечался мощный кратковременный пик электрического напряжения в разряде ("перенапряжение") и наблюдалось появление частиц с высокой энергией, ускоренных, как считают авторы, возникающей большой разностью потенциалов.

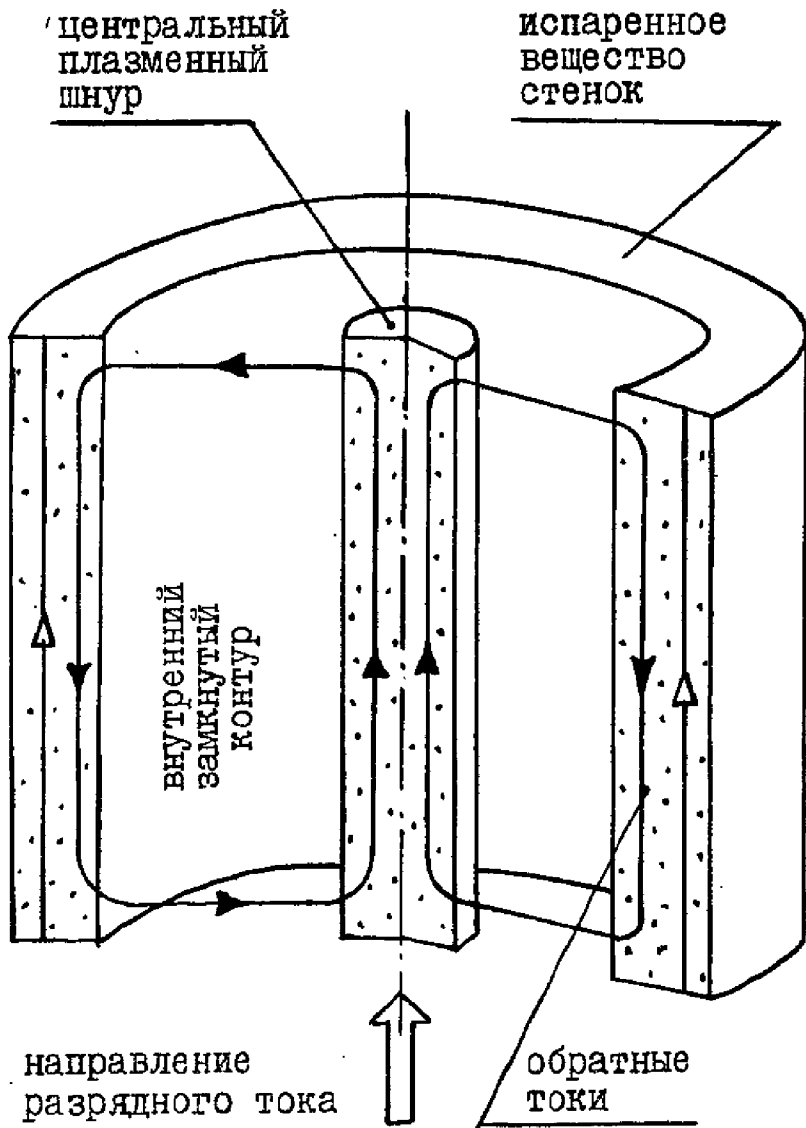


Рис. 3

Следует указать, что разряды с повторным пробоем в геометрии Z - пинч, проводились в СФТИ с различными веществами разрядной плазмы, - использовались водород, гелий, аргон и другие вещества. Оказалось, что качественные и количественные особенности процесса сравнительно слабо зависят от сорта рабочего газа.

В заключение параграфа приведем некоторые параметры экспериментальной установки (см.рис. I) [20] : радиус разрядной камеры $r_k = 10$ см, ее длина $l = 50$ см, радиус "обратных проводов" $r_* = 14$ см, индуктивность внешней цепи $L = 100$ см, активное сопротивление $R = 5 \cdot 10^{-3}$ ом, емкость батареи конденсаторов $C = 48$ мкф, начальное напряжение на ней $V = 20$ кв, что соответствует энергии около 10 кдж. Газ в разрядной камере в начальный момент находится при комнатной температуре ($T \sim 300^\circ$ К) его давление составляет $p_0 = 0,1 - 0,05$ мм ртутного столба

§ 2. Математическая постановка задачи.

В численных экспериментах задача о сильноточном разряде в геометрии Z - пинч рассматривалась в рамках одномерных нестационарных уравнений магнитной гидродинамики. В соответствии с результатами экспериментов предполагалось, что плазменный шнур в течение всего процесса имеет осесимметричную форму. Учитывалась зависимость электропроводности, уравнений состояния плазмы, а также спектральных коэффициентов поглощения излучения от термодинамических параметров, принималась во внимание внешняя электротехническая цепь.

Соответствующая система уравнений в лагранжевых массовых переменных имеет вид:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -z \frac{\partial p}{\partial s} + F, \quad F = -\frac{jH}{\rho}, \quad \frac{\partial z}{\partial t} = v, \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial(zv)}{\partial s},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H}{\rho z} \right) = \frac{\partial E}{\partial s}, \quad j = \frac{\rho}{4\pi} \frac{\partial(zH)}{\partial s}, \quad j = \sigma E,$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\rho \frac{\partial(zv)}{\partial s} + Q - \frac{\partial W}{\partial s}, \quad Q = \frac{jE}{\rho}, \quad (2.1)$$

$$\sqrt{1-\gamma^2} \left(\mu \frac{\partial I_k}{\partial z} + \frac{1-\mu^2}{z} \frac{\partial I_k}{\partial \mu} \right) + \alpha_k I_k = \frac{\alpha_k \sigma_k T^4}{\pi},$$

$$W = 2 \sum_{k=1}^N \int_0^1 \sqrt{1-\gamma^2} d\gamma \int_{-1}^{+1} \frac{\mu I_k}{\sqrt{1-\mu^2}} d\mu, \quad \sigma_k = \int_{\gamma_k}^{\gamma_{k+1}} I_{\gamma p} \frac{1}{\pi^4} d\gamma,$$

$k = 1, 2, \dots, N$

$$\alpha_k = \alpha_k(\rho, T), \quad \rho = \rho(\rho, T), \quad E = E(\rho, T), \quad \sigma = \sigma(\rho, T) \quad (2.2)$$

Здесь t - время, z - эйлерова координата (радиус), ρ - плотность плазмы, s ($ds = \rho z dz$) - лагранжева массовая координата, p - газокINETическое давление, ϵ - удельная внутренняя энергия плазмы, v - радиальная компонента скорости, H - азимутальная составляющая напряженности магнитного поля, E, j - осевые компоненты напряженности электрического поля и плотности токов, F - сила Лоренца, Q - джоулево тепло, σ - электропроводность плазмы, N - число групп по частоте $[\nu_k, \nu_{k+1}]$, на которое разбивается спектр излучения, μ, γ - косинусы углов между направлением полета фотона и соответственно осями z и z . $I_k(\mu, \gamma, z, t)$ - осредненная интенсивность излучения, а α_k - осредненный коэффициент поглощения излучения в k -ой спектральной группе, W - поток энергии излучения, $I_{\nu\rho}$ - равновесная спектральная интенсивность излучения; производная по времени лагранжева.

Решение ищется в области $t > 0$, $0 < s < M$, где M - масса плазмы, приходящаяся на единицу длины разряда и один радиан по азимутальному углу.

Граничные условия в центре на оси симметрии при $s=0$ ($z=0$):

$$v(0, t) = 0, \quad H(0, t) = 0, \quad W(0, t) = 0 \quad (2.3)$$

На правой границе при $s=M$ предполагается, что излучение извне отсутствует, а движение плазмы ограничено неподвижной стенкой разрядной камеры, радиус которой $z(M, t) = z_k$:

$$v(M, t) = 0 \quad (2.4)$$

Граничный режим изменения магнитного поля определяется соотношением

$$H(M, t) = \frac{2J(t)}{z_k} \quad (2.5)$$

Разрядный ток $J(t)$ в свою очередь определяется из электротехнического уравнения для внешней цепи, которое решается совместно с системой (2.1)

$$\left(L_0 + 2\ell n \frac{z_*}{z_k}\right) \frac{dJ}{dt} + R_0 J - U(t) + E(M, t) = 0, \quad (2.6)$$

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{J}{C_0}, \quad J(0) = 0, \quad U(0) = U_0$$

где L_0, R_0, C_0, U_0 — электротехнические параметры внешней цепи, отнесенные к единице длины разряда, (соответственно индуктивность, активное сопротивление, емкость и начальное напряжение),

$E(M, t)$ — напряженность электрического поля у стенки разрядной камеры, z_k и z_* — радиусы разрядной камеры и цилиндра, играющего роль "обратного провода" (см. рис. 1). Из-за отсутствия аккуратного математического описания в системе (2.1)–(2.6) не учтено явление электрического пробоя, который происходит на ранней стадии разряда вблизи стенки разрядной камеры. Чтобы эффективно смоделировать последствия пробоя, начальное состояние газа выбиралось специальным образом (рис. 4)

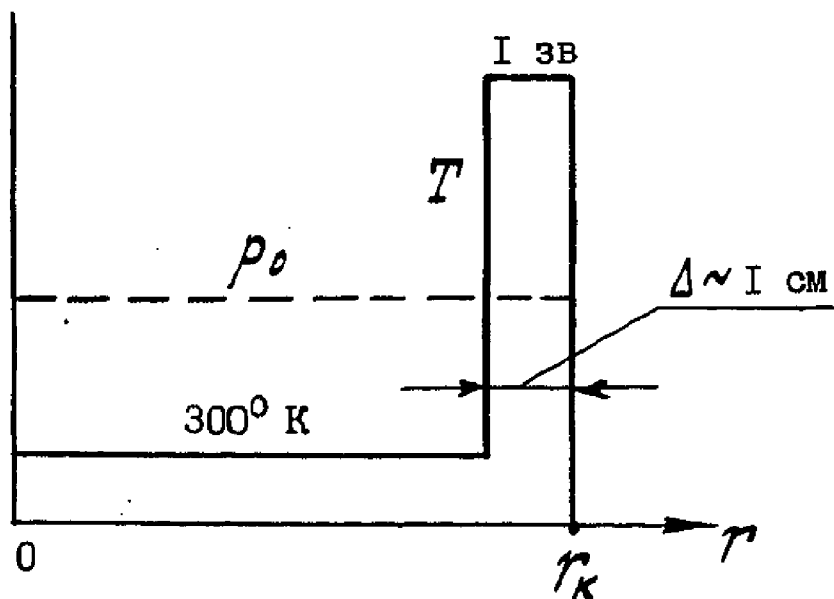


Рис. 4

Холодный ($T \sim 300^\circ \text{K}$) покоящийся газ при заданном давлении p_0 равномерно заполняет разрядную камеру. Исключение составляет пристеночная область $\Delta \sim 1$ см, где температура составляет 1 эв. Начальное распределение плотности $\rho(z, 0)$ подбиралось так, чтобы давление всюду в камере было одинаково и равно p_0 . Это предотвращает возникновение в начальной стадии разряда искусственного движения среды.

Зависимость физических свойств плазмы от температуры и плотности (2.2) находится с помощью квантово-механических расчетов. Данные по уравнениям состояния и проводимости оодержатся в таблицах [7], при их вычислении принята во внимание ионизация плазмы и ряд других эффектов. Способ расчета коэффициентов поглощения излучения света, учитывающий процессы фотоионизации и тормозного поглощения, описан в [8].

В настоящей работе в качестве вещества разрядной плазмы выбран литий, т.к. методы расчета его физических свойств уже достаточно хорошо отработаны и неоднократно использовались в расчетах (см., например, [9-12]). Правда, эксперименты на литии в СФТИ не проводились, - в них использовались водород, гелий, аргон и некоторые другие вещества. Однако, как отмечалось в предыдущем параграфе, результаты опытов в качественном, а в ряде случаев и в количественном отношении слабо зависят от сорта газа. Это делает оправданным проведенное ниже сопоставление данных расчетов и экспериментов.

Сформулированная выше дифференциальная задача (2.1)-(2.6) аппроксимировалась неявной однородной полностью консервативной разностной схемой, которая решалась итерационным методом Ньютона с использованием последовательных прогонок [9, 13-15]. Для обеспечения возможности сквозного расчета ударных волн в схему вводилась псевдовязкость [16]. Уравнение энергии решалась совместно

с многогрупповым уравнением переноса излучения с помощью методов, описанных в [17,18]. Решение уравнений электромагнитного поля совместно с электротехническим уравнением проводилось с помощью безытерационного метода [19].

Особенностью задач рассмотренного типа является наличие двух сильно различающихся масштабов времени. Один масштаб задается полупериодом разрядного тока и определяется электротехническими свойствами разряда и внешней цепи. Другой — связан с динамическими пульсациями плазменного шнура, их характерное время, особенно на стадии максимального сжатия плазмы, в сотни раз меньше полупериода разряда. Необходимость аккуратно обсчитывать все стадии разряда, в том числе и эти быстрые пульсации, приводит к весьма малым шагам разностной сетки по времени. Поэтому количество временных шагов в отдельных вариантах расчета, где сжатия плазмы велики, доходит до нескольких десятков тысяч. В силу того, что на каждом шаге приходится решать итерационными методами сложную систему нелинейных уравнений (2.1), затраты машинного времени оказываются значительными (от 10 до 40 часов на ЭВМ БЭСМ-6).

Следует отметить, что использованные в настоящей работе разностные методы и программы для решения на ЭВМ одномерных нестационарных задач радиационной магнитной гидродинамики создавались на протяжении нескольких лет коллективом 3-го отдела ИПМ АН СССР [9]. С помощью этих методов и программ ранее был осуществлен, в частности, цикл расчетов сильноточных разрядов [9-11].

§ 3. Расчет сильноточного разряда без учета испарения стенок камеры

Результаты описанных в настоящем параграфе расчетов, выполненных без учета испарения стенок разрядной камеры, представляют исходный материал для построения модели "вторичного пробоя", которая будет использована далее в вычислительных экспериментах. Значения геометрических и электротехнических параметров в расчетах выбраны в соответствии с описанием реальной установки, приведенным в § I.

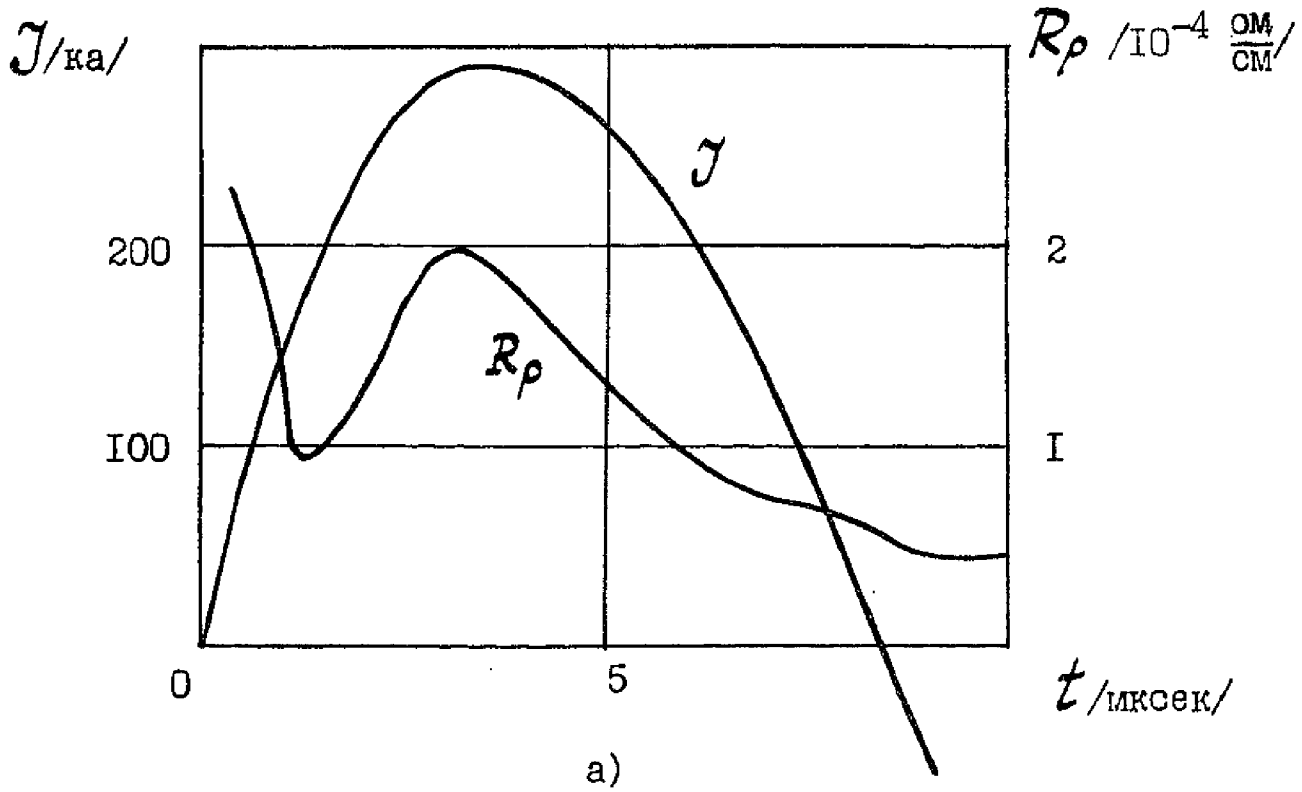
На рис. 5а) представлен график разрядного тока $I(t)$ для варианта I, в котором начальное давление газа составляет

$$p_0 = 0,015 \text{ ат (соответственно масса плазмы } M = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ г).}$$

Эта цифра на два порядка превышает соответствующее значение в эксперименте, где наблюдается особенность тока. Кривая $I(t)$ на рис. 5а) имеет гладкую форму, полупериод разряда составляет 8,5 мксек.

На рис. 5б) указано изменение во времени радиуса плазменного шнура $r(t)$ и активного сопротивления $R_p(t)$. Разрядный ток, не превышающий в максимуме 300 ка, оказывается в варианте I недостаточным для того, чтобы заметно сжать плазменный шнур, — его минимальный размер составляет 8 см. В силу того, что площадь поперечного сечения шнура значительна, сопротивление R_p невелико. Небольшой максимум на графике $R_p(t)$ при $t \approx 3$ мксек связан с сокращением размера шнура, а дальнейшее падение сопротивления — с прогревом плазмы электрическими токами и увеличением ее проводимости.

В момент, когда разрядный ток обращается в нуль, плазма вновь "падает" на стенку разрядной камеры.



вариант I $\rho_0 = 0,015 \text{ ат}$

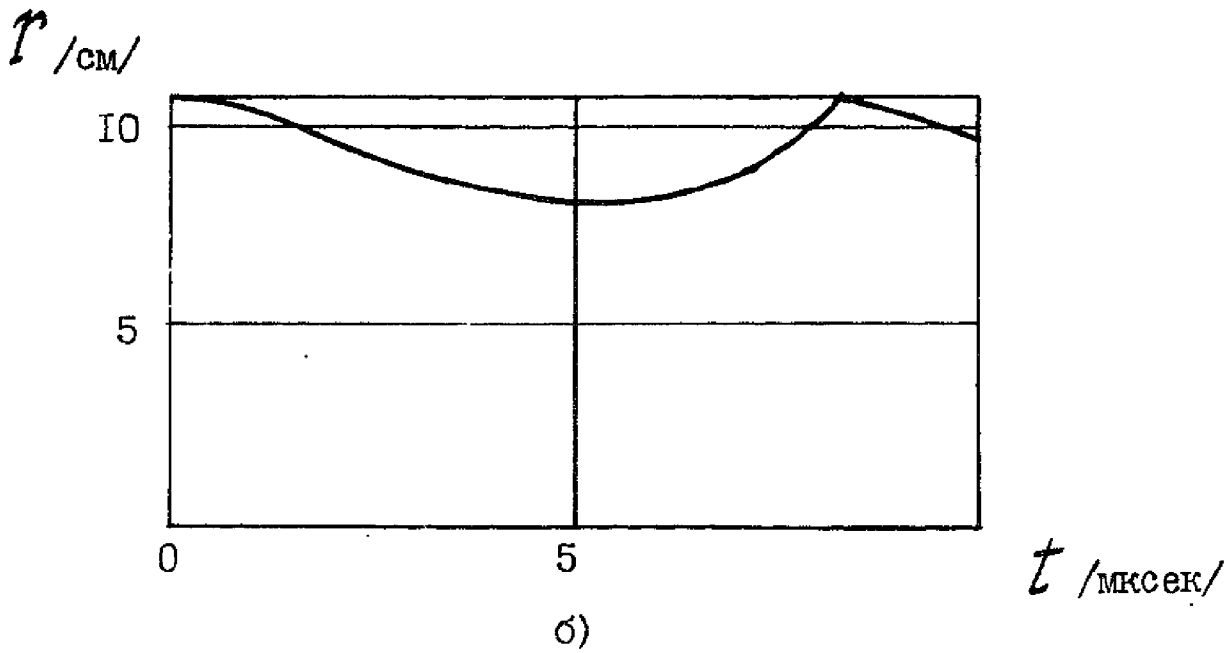
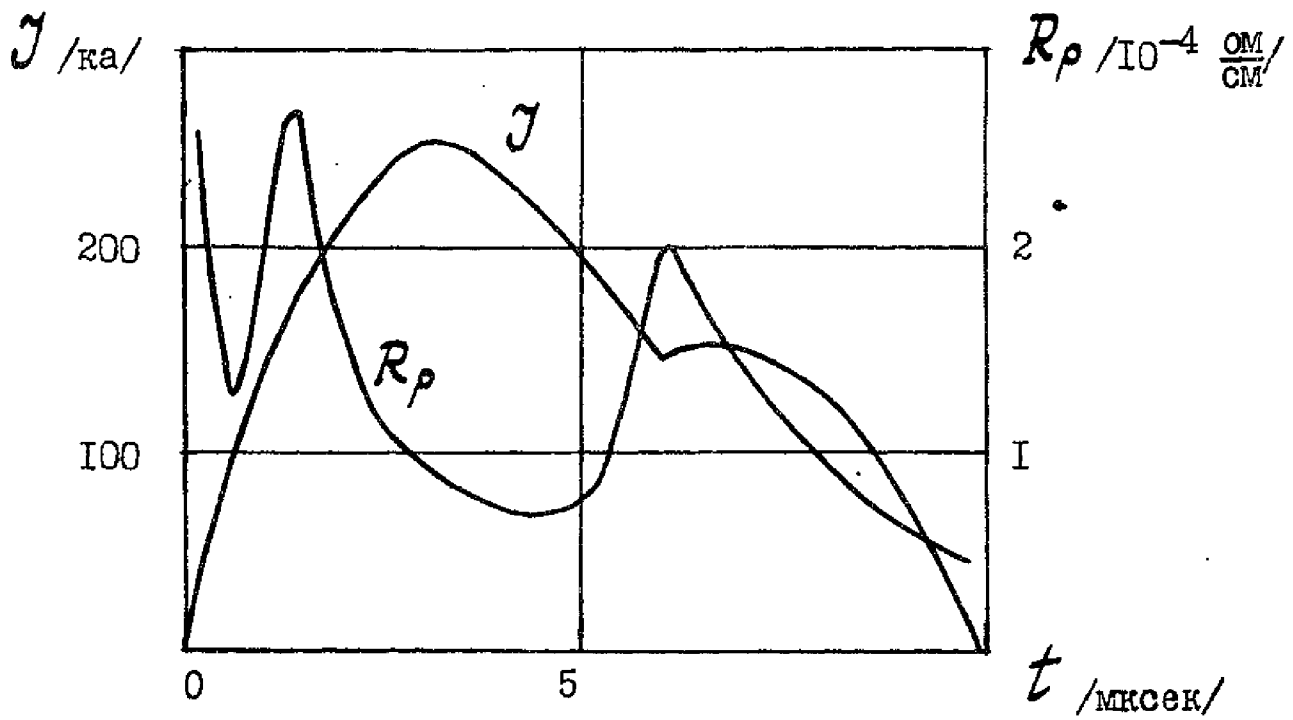
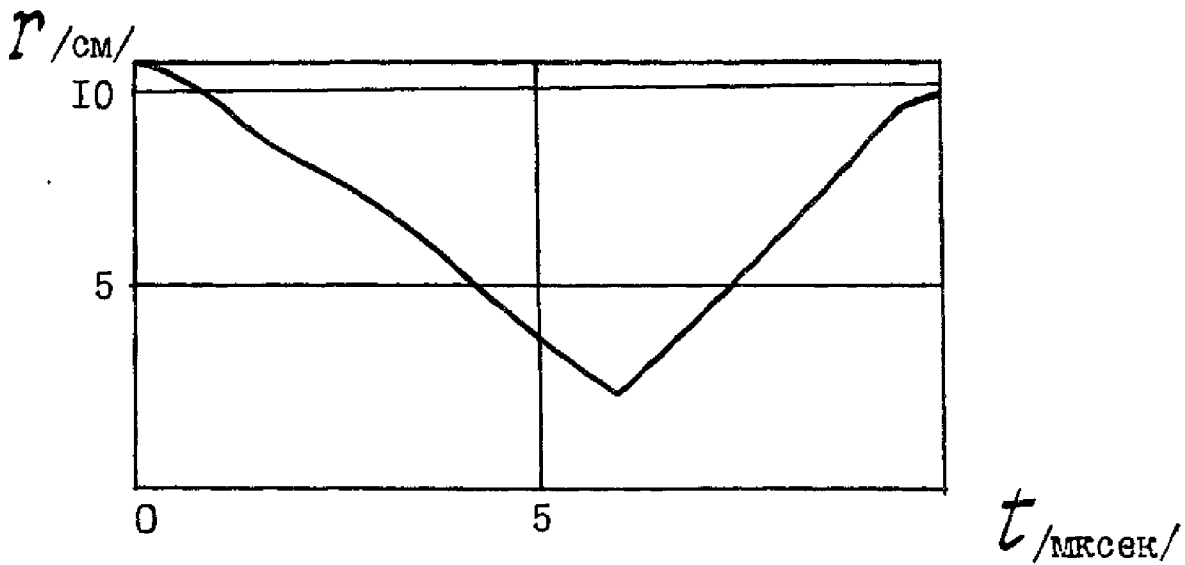


Рис. 5



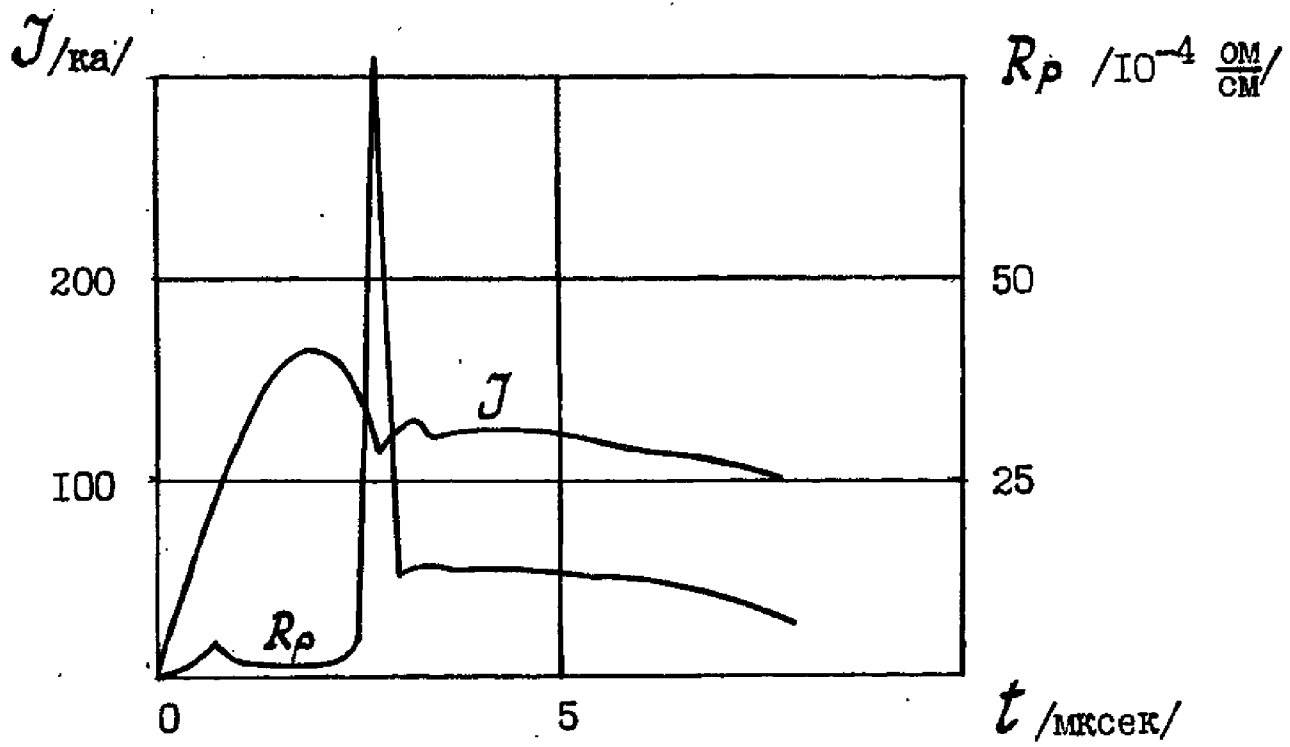
а)

Вариант II $\rho_0 = 0,0015 \text{ ат}$



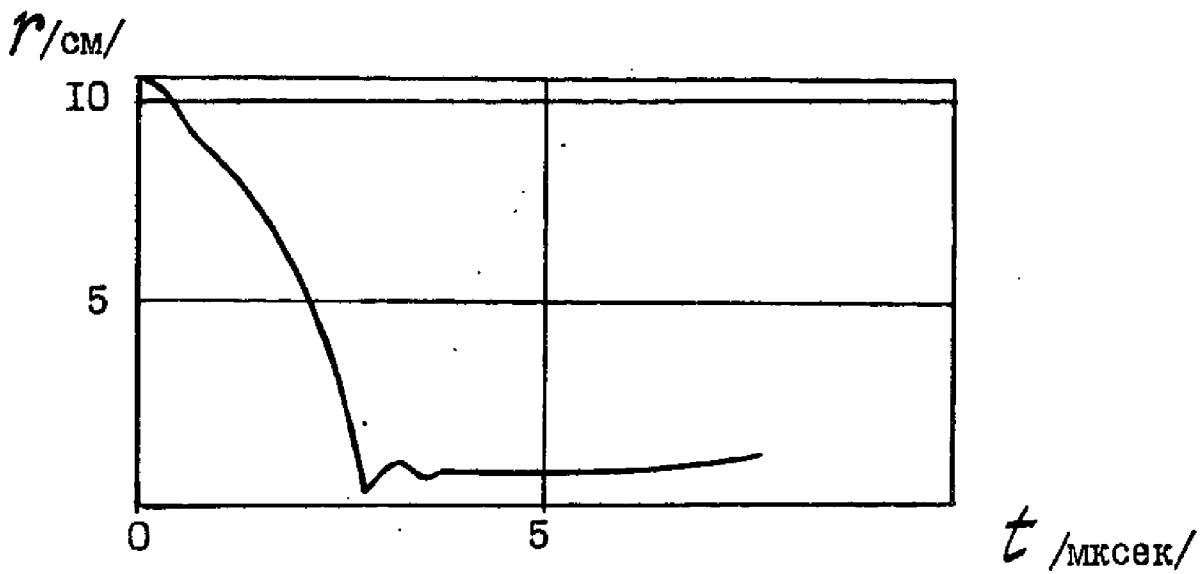
б)

Рис. 6



а)

вариант III $\rho_0 = 0,00015 \text{ ат}$



б)

Рис. 7

На рис. 6а), 6б) даны аналогичные графики для варианта II с начальным давлением $p_0 = 0,0015$ ат ($M = 0,16 \cdot 10^{-3}$ г). Количество плазмы здесь уменьшено на порядок по сравнению с расчетом I и магнитное поле разрядного тока уже сильнее сжимает плазменный шнур, — его минимальный радиус сократился до 2 см. Плазма к моменту максимального обжатия ($t \sim 6$ мксек) нагрета до температуры 7–8 эв. Сопротивление плазмы R_p на этой стадии возрастает, что отражается на графике $J(t)$ в виде некоторого провала. Однако, этот провал, находящийся на спадающей ветви $J(t)$, нельзя отождествлять с особенностью тока, типичное изображение которой дано на рис. 2). Заметим, что сопротивление плазмы R_p в расчетах I и II сравнительно невелико, — даже в максимуме оно всего лишь в два раза превышает сопротивление внешней цепи R_0 .

Рис. 7а), 7б) повторяют те же кривые для варианта III, где $p_0 = 0,00015$ а ($M = 0,016 \cdot 10^{-3}$ г). Эти значения параметров уже близки к условиям экспериментов, где наблюдается особенность в токе. Поэтому проведем более подробный анализ варианта III.

Величина разрядного тока здесь по сравнению с вариантами I и II меньше, — значение тока в максимуме около 160 ка. Однако, количество разрядной плазмы настолько мало, что магнитное поле тока весьма интенсивно сжимает плазменный шнур, т.ч. его радиус в момент максимального сжатия ($t \sim 2,8$ мксек) сокращается до нескольких миллиметров. Импеданс плазмы при этом резко возрастает, так R_p почти в 80 раз превосходит внешнее сопротивление. (Рис. 7б). Сильный скачок испытывает и напряженность электрического поля (рис. 8). Так на границе плазмы с вакуумом она достигает 1,5 кв/см. Отметим, что характерная ширина "пиков" $E(t)$ и $R_p(t)$ составляет 0,3–0,5 мксек.

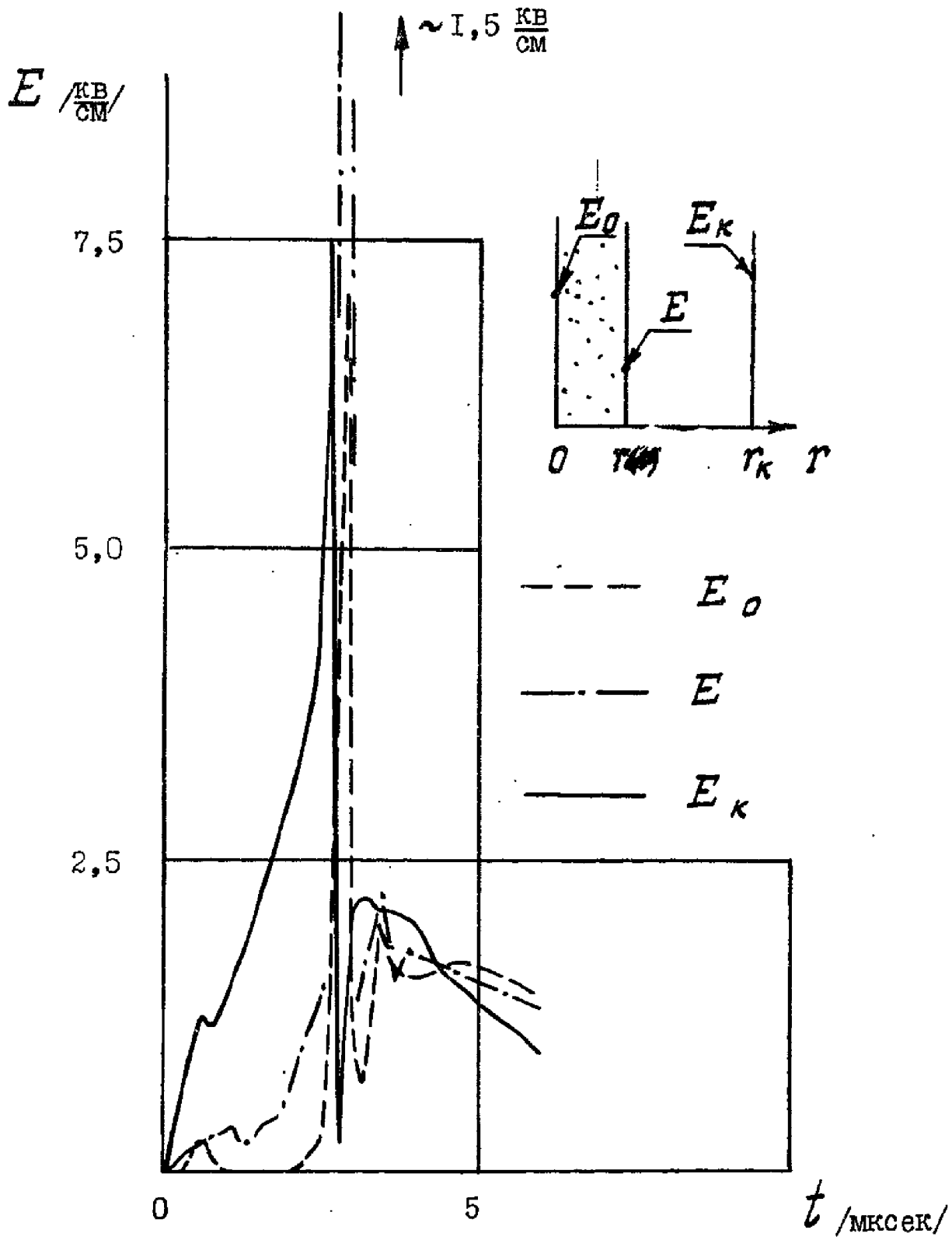


Рис. 8

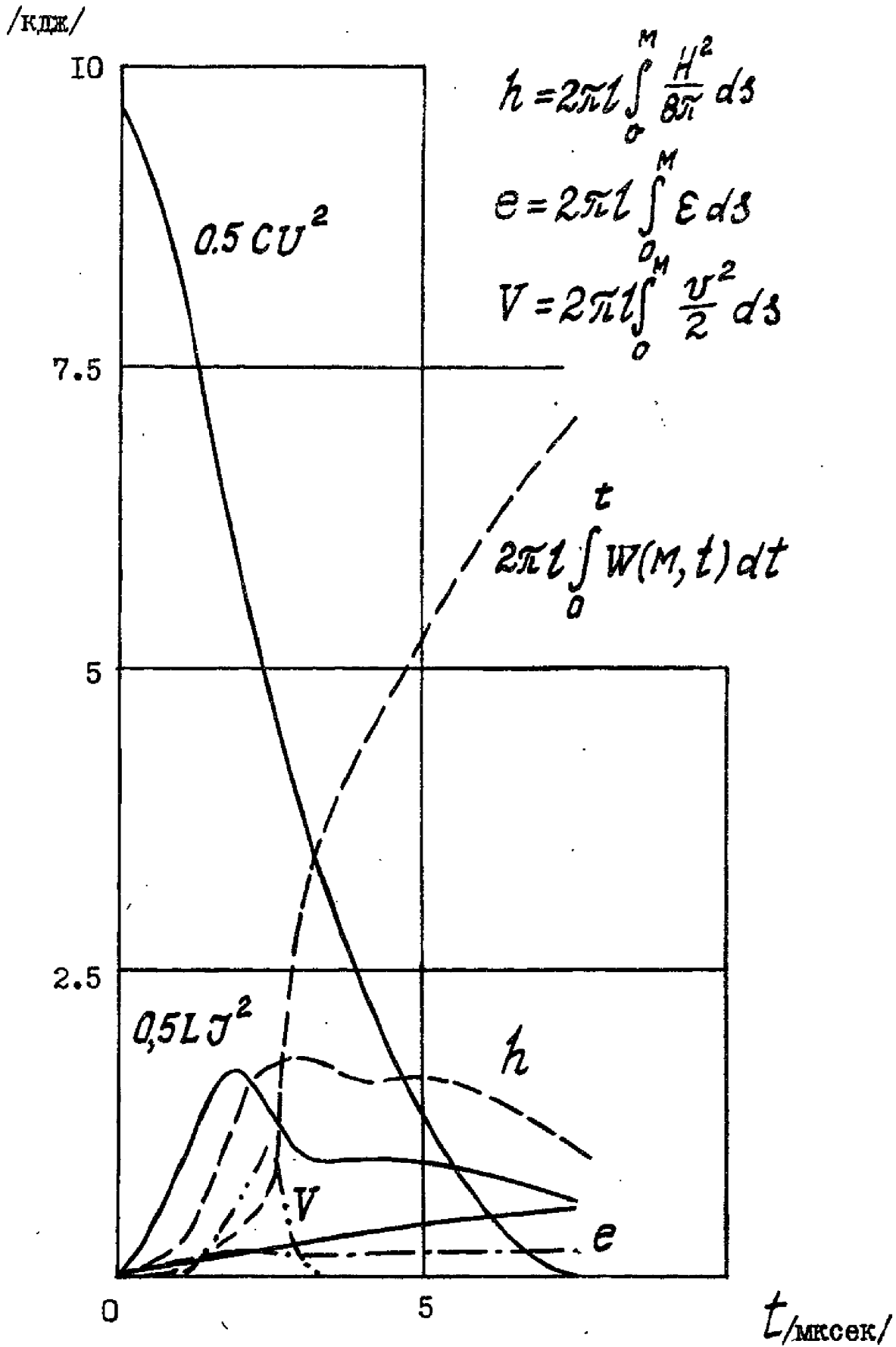


Рис. 9

После максимального сжатия плазма начинает разлетаться, — радиус плазменного шнура возрастает, сопротивление и электрическое поле спадают. Однако магнитное поле разрядного тока оказывается достаточно большим, чтобы удержать плазменный шнур на радиусе около 1 см. При этом разряд выходит на т.н. квазистационарный режим, когда параметры сравнительно слабо изменяются со временем. Разрядный ток стабилизируется на уровне примерно 120 ка.

Аналогичная квазистационарная стадия отмечалась ранее в расчетах сильноточных импульсных разрядов, возникающих в результате электрического взрыва проволочек [9-II]. Характерно, что и в этих расчетах квазистационарная стадия наблюдалась лишь для достаточно тонких проволочек, когда количество плазмы в разряде невелико.

На квазистационарной стадии разряда электромагнитная энергия, поступающая в плазму из внешней цепи почти целиком уносится из системы световым излучением. Этот факт демонстрирует рис. 9, на котором представлен энергетический баланс разряда. Видно, что энергия излучения, вышедшего из плазмы к моменту $t = 7,5$ мксек составляет почти три четверти от полной энергии, запасенной в начальный момент в батарее конденсаторов. При этом основную часть световой энергии разряд излучает в момент максимального сжатия и после него на квазистационарной стадии.

Таким образом излучение — существенный фактор, определяющий как энергетику, так и динамику разряда. Этим, в частности, рассматриваемая модель Z — пинча отличается от работы [6], где излучение не принималось во внимание. Поэтому в [6] диссипация энергии в разряде происходит медленнее и это сказывается на "упругости" плазменного шнура, радиальные пульсации которого затухают медленно.

$$t = 0,802 \text{ мксек}$$

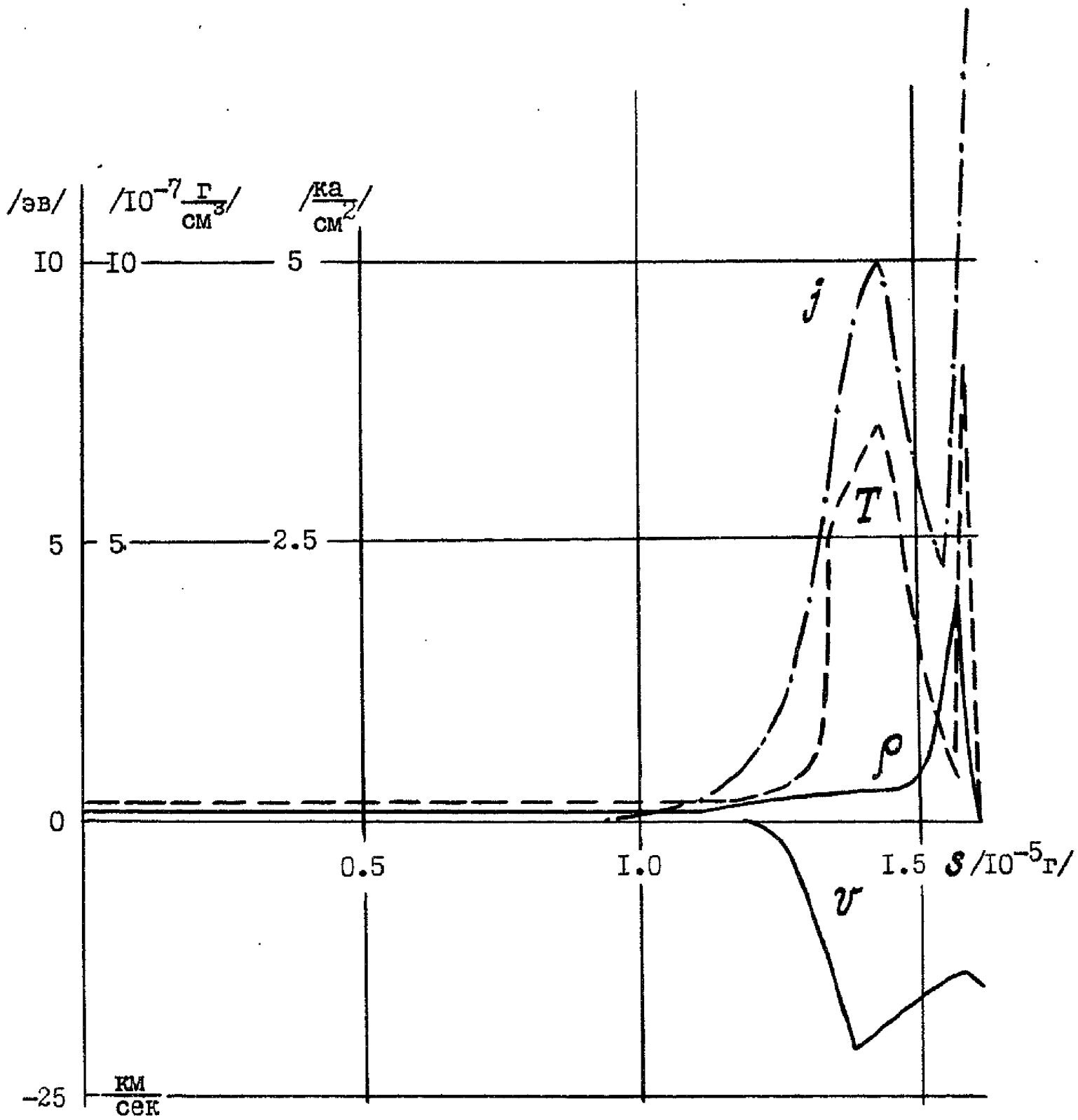


Рис. 10 а)

$t = 2,32 \text{ мксек}$

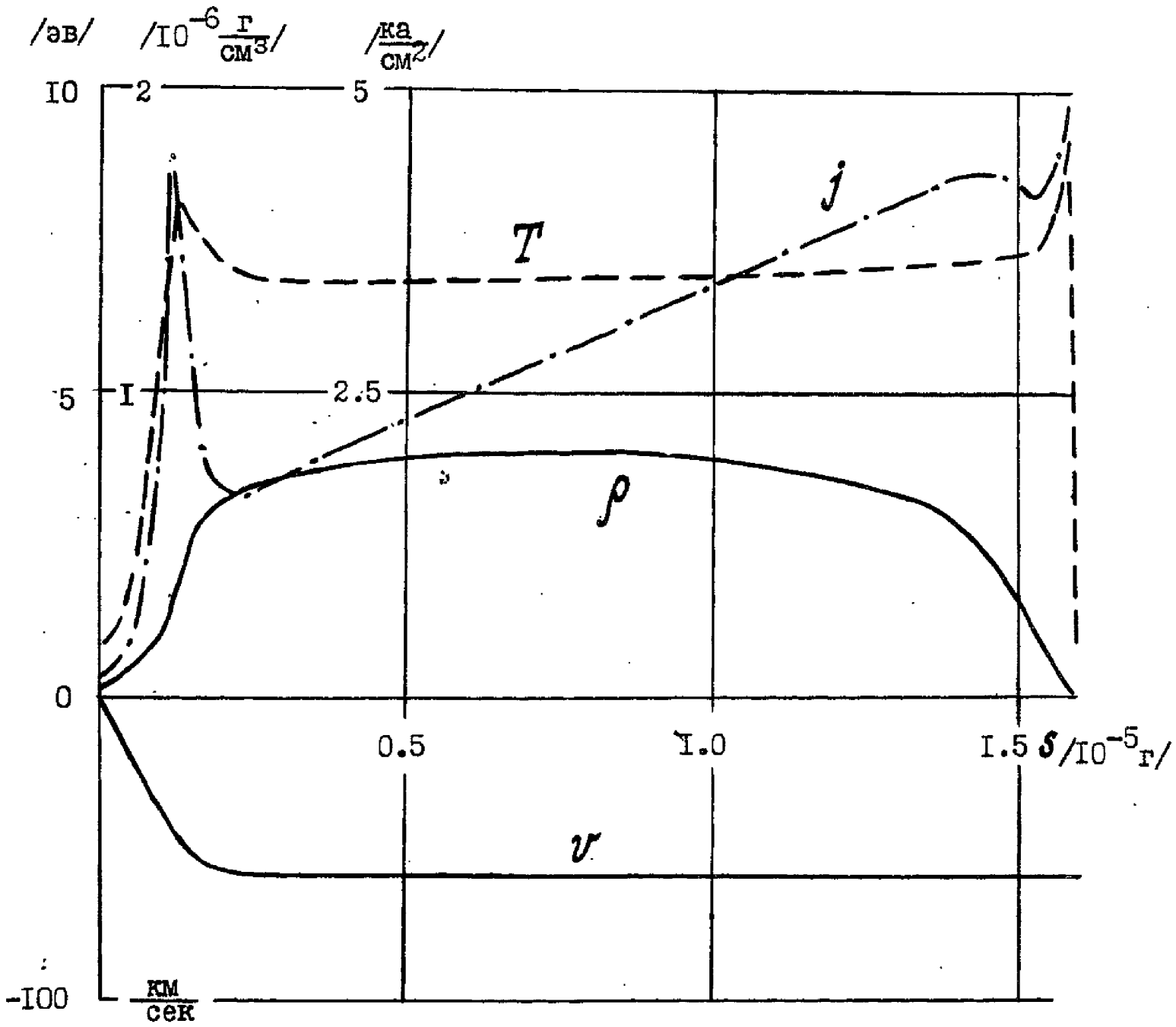


Рис. 10 б)

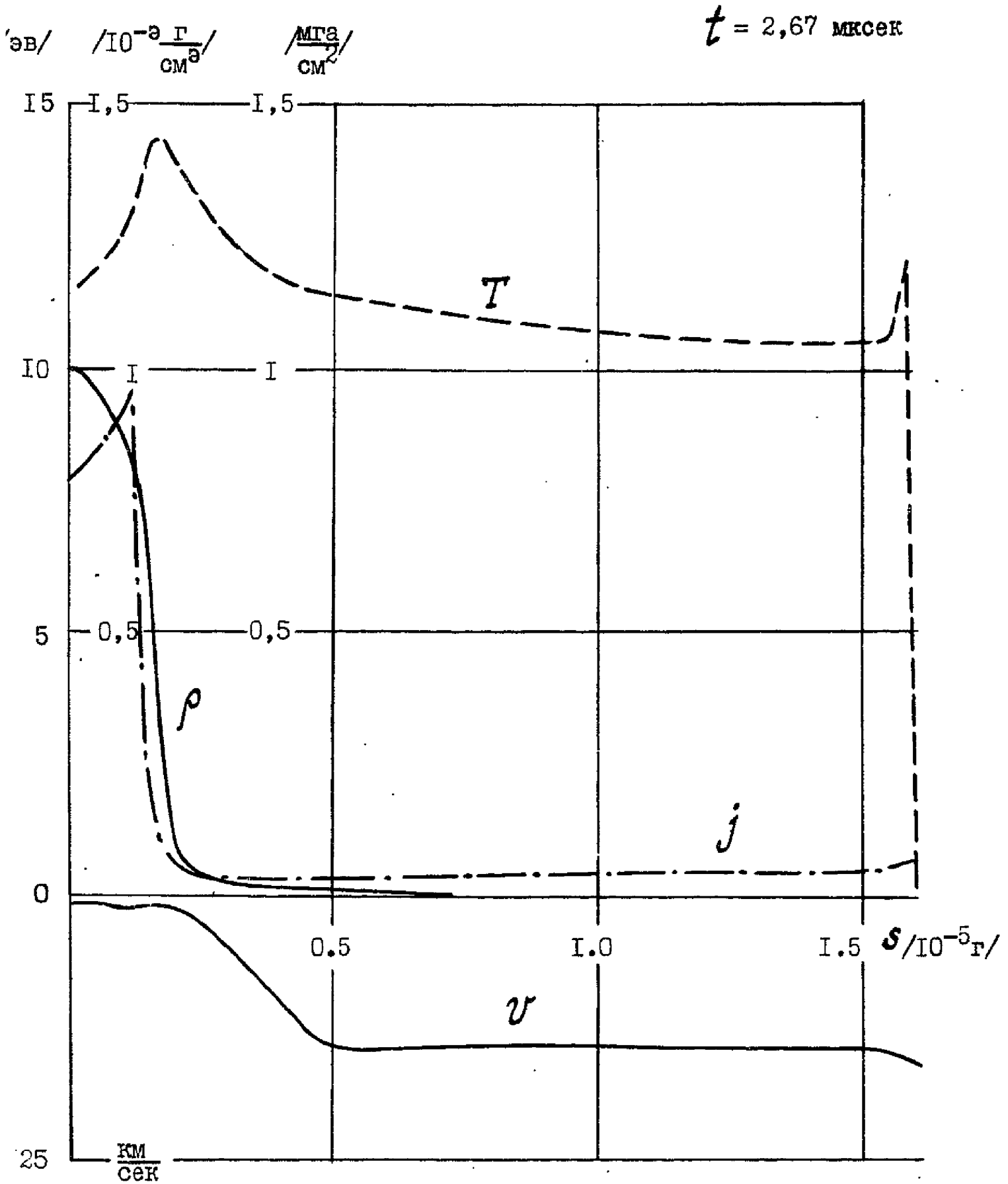


Рис. 10 в)

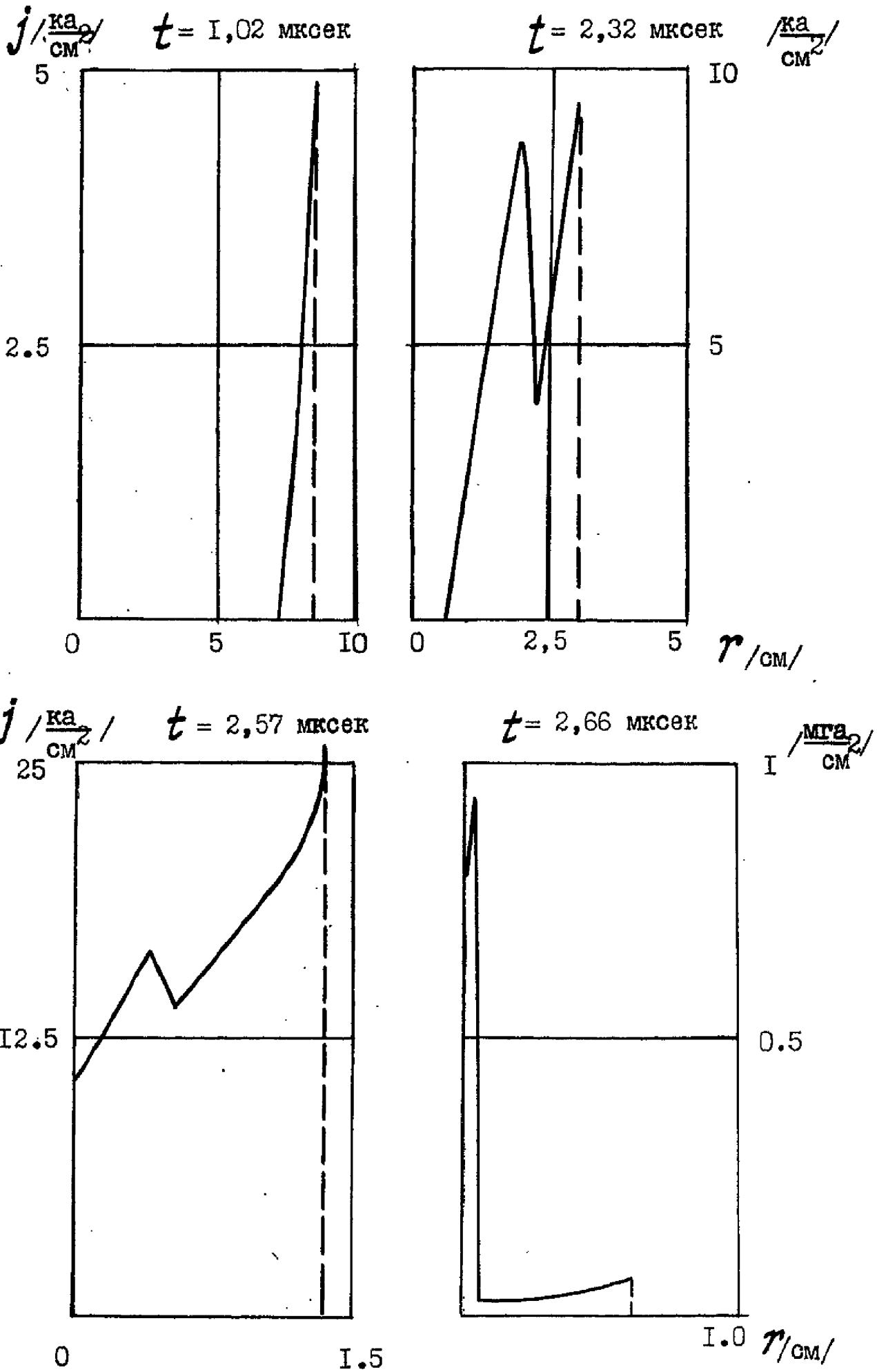


Рис. II

На рис. 10 на три последовательных момента времени даны пространственные распределения некоторых параметров разрядной плазмы: температуры T , плотности ρ , скорости v и плотности электрического тока j . Графики представлены в лагранжевых массовых координатах; моменты времени соответствуют: первый — начальной стадии разряда, когда ток интенсивно нарастает, второй — моменту вблизи максимума разрядного тока, третий относится к стадии максимального сжатия плазмы. Эти диаграммы позволяют проследить зарожждение и последующее движение к оси симметрии ударной волны, возникновение которой связано с действием магнитных сил разрядного тока. В момент кумуляции ударной волны на ось температура плазмы достигает 10 эв, а вблизи центра возникают большие значения плотности ρ (до 10^{-3} г/см³), а также плотности электрических токов j (до 1 мга/см²). Правда, зона, в которой локализованы эти токи имеет небольшой размер, — ее радиус составляет доли миллиметра.

Рис. 11 указывает распределение плотности тока по радиусу шнура на различные моменты времени. Можно проследить, как по мере сжатия плазмы величина тока j нарастает.

Описанные в этом параграфе расчеты, проведенные без учета эффекта испарения стенок разрядной камеры, по своим результатам качественно отличаются от соответствующих экспериментов. В частности, эти расчеты не содержат наблюдаемую экспериментально особенность в законе разрядного тока.

Это делает необходимым внесение в дальнейшие вычислительные эксперименты дополнительных элементов.

§ 4. Расчеты сильноточного разряда с учетом эффекта вторичного пробоя

Результаты предыдущего параграфа показывают, что излучение плазмы играет существенную роль в формировании разряда. Величина потока энергии светового излучения достаточна для того, чтобы испарить заметное количество вещества со стенок разрядной камеры. Наиболее интенсивное излучение наблюдается на стадии максимального сжатия плазмы. К этому же моменту, как свидетельствуют расчеты, резко возрастает и напряженность электрического поля. В результате по образовавшимся у стенки камеры парам может вновь произойти электрический пробой ("повторное зажигание разряда").

В вычислительных экспериментах этот эффект моделировался следующим образом. За основу брался вариант расчета III из предыдущего параграфа, в котором начальное давление $p_0 = 0,00015$ ат близко к экспериментальным данным. Результаты, полученные в этом варианте на некоторый момент времени t_* , использовались в качестве исходных данных для дальнейшего расчета, где, помимо прежней массы плазмы M , в рассмотрение включалась дополнительная масса \tilde{M} ; соответствующая испаренному веществу стенок. Эта масса располагалась вблизи стенок камеры в виде цилиндрической оболочки толщины $\tilde{\Delta}$ (рис. I2).

Пространство между этой оболочкой и центральным плазменным шнуром (зона В на рис. I2) есть вакуум. Кроме того, свойствами вакуума ($\vec{b} \equiv 0, \mathcal{R}_x \equiv 0$) наделен крайний правый интервал разностной сетки (зона Д). Как и в предыдущем параграфе этот прием позволяет плазме в расчетах "оторваться" от стенки разрядной камеры в процессе сжатия магнитным полем.

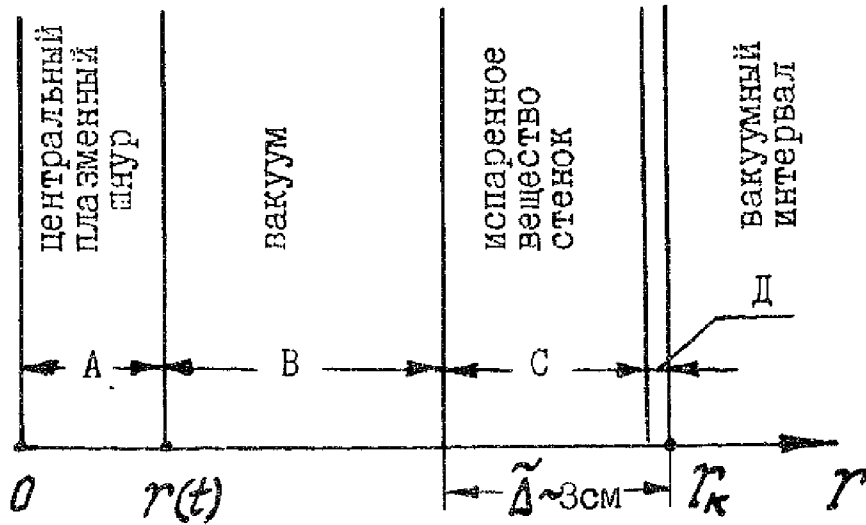


Рис. 12

Исходные распределения плотности, скорости, температуры и плотности токов в центральном плазменном шнуре (А), а также величина разрядного тока, напряжения на батарее конденсаторов и т.д., брались из расчета варианта I (см. § 3) в некоторый момент t_* , значение которого является параметром задачи. Параметры в испаренном веществе (С) (распределение плотности, толщина оболочки $\tilde{\Delta}$) варьировались, причем, как показали расчеты, они слабо влияют на результаты. Температура паров задавалась достаточно большой (I-5 эв), чтобы эффективно имитировать последствия произошедшего здесь вторичного электрического пробоя. В качестве испаренного вещества в расчетах рассматривался литий. Параметры, определяющие численное значение электропроводности и коэффициентов поглощения излучения в этой зоне, варьировались в широких пределах. Результаты расчетов оказались устойчивы относительно этих вариаций.

Интерес представляет и вопрос о начальном магнитном поле. Расчеты проводились для двух предельных случаев: с магнитным по-

лем, напряженность которого в зонах В, С и Д распределена по закону

$$H(r, t_*) = \frac{2J(t_*)}{r}$$

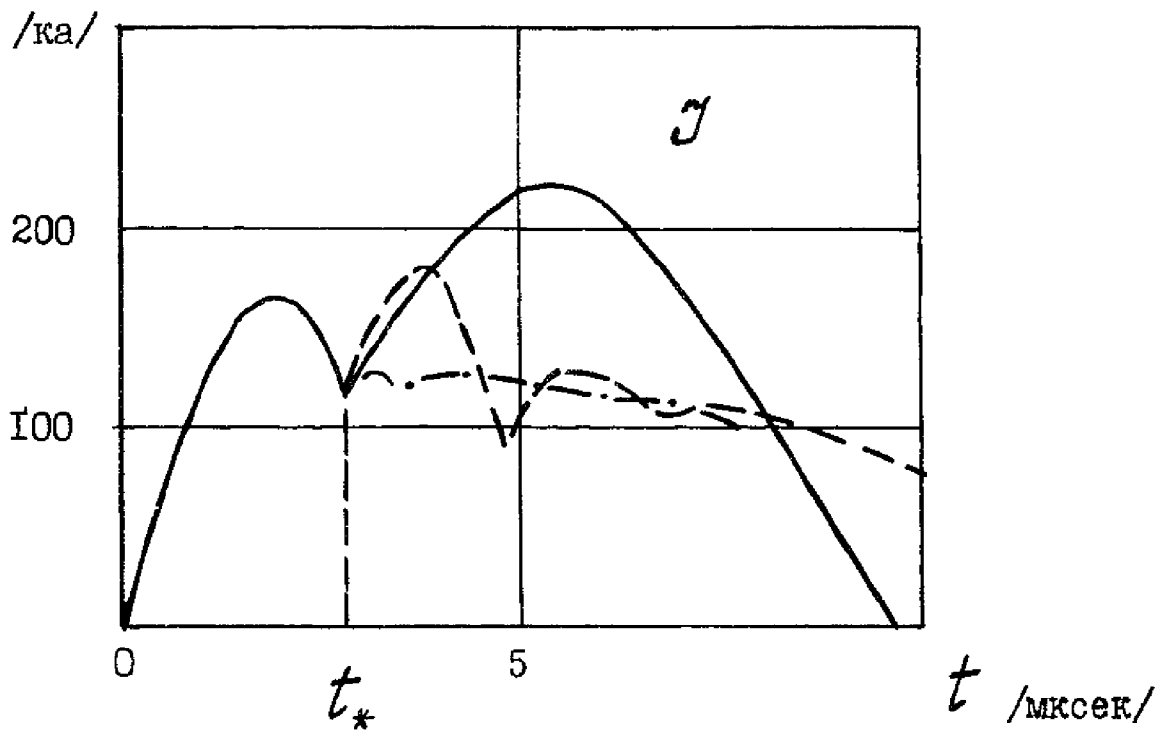
а также с нулевым магнитным полем в зоне С. В силу того, что область С находится на сравнительно большом расстоянии от центра ($r \sim 7-10$ см), различие в исходной магнитной энергии между обоими вариантами невелико. Качественно эти варианты отличаются друг от друга тем, что в варианте с нулевым магнитным полем в зоне С на внутренней ее поверхности в расчетах наблюдаются обратные токи, связанные с проникновением сюда магнитного поля из центральной области.

Сформулированная задача описывает реальные процессы, сопровождающие вторичный пробой, упрощено. Фактически здесь предполагается, что испарение вещества со стенок происходит мгновенно в момент t_* , в то время как на самом деле этот процесс продолжается в течение некоторого промежутка времени, на стадии максимального сжатия плазменного шнура. Качественно влияние этого фактора можно оценить изменяя в расчетах момент испарения и вторичного пробоя паров, т.е. параметр t_* .

Еще одним важным параметром задачи, значение которого заранее неизвестно, является величина массы испаренного вещества \tilde{M} .

На рис. 13 приведены диаграммы разрядного тока для различных значений \tilde{M} (варианты IV-VI). Момент повторного пробоя в этой серии совпадает с моментом максимального сжатия в варианте III

$t_* = 2,78$ мксек. В варианте IV \tilde{M} составляет 4% от массы центрального плазменного шнура. В этом случае результаты практически не отличаются от расчета III без учета испаренной массы. Оболочка (С), разогнанная магнитными силами до больших скоростей,



- · — вариант IY $\tilde{M} = 4\% M$
 - - - вариант Y $\tilde{M} = M$
 — вариант YI $\tilde{M} = 9,345 M$

$$t_* = 2,78$$

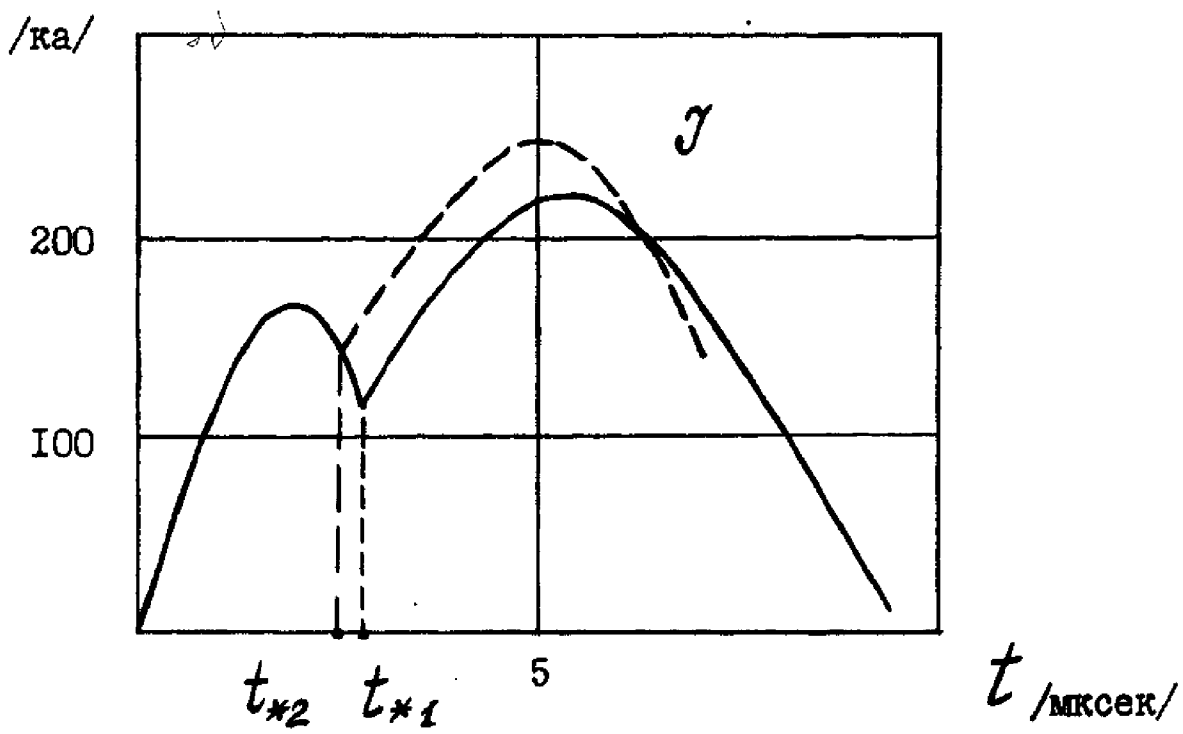
Рис. 13

очень быстро соединяется с центральным плазменным шнуром.

В варианте У, где $\tilde{M} = M$, разрядный ток при $t > t_*$ испытывает некоторые колебания и затем также выходит на режим, близкий к предыдущему варианту.

В варианте УІ добавленная в разряд масса почти на порядок превышает массу шнура $\tilde{M} = 9,375M$. Полученный в этом случае график разрядного тока $\mathcal{J}(t)$ качественно и количественно близок к экспериментальным кривым с "особенностью". Проанализированная серия расчетов дает основание сделать вывод о том, что принятая в расчетах модель эффективно описывает реальное явление лишь при достаточно больших значениях испаренной массы \tilde{M} , в несколько раз превышающих величину массы центрального плазменного шнура M .

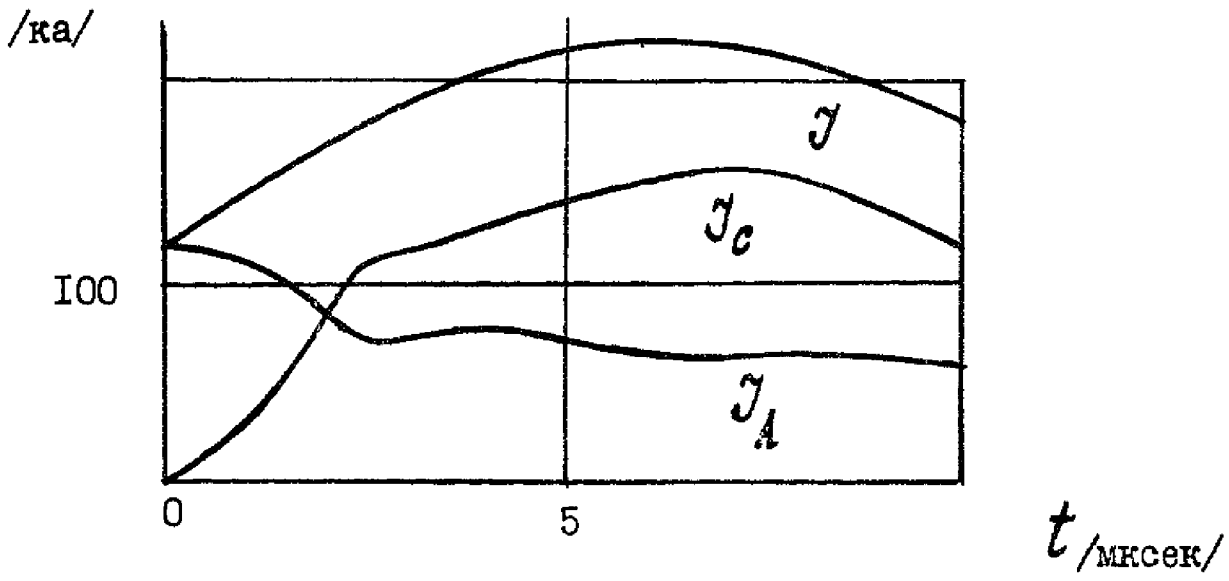
На рис. 14–19 вариант УІ сравнивается с расчетом УІІ, в котором масса \tilde{M} имеет то же значение, что в УІ, но момент повторного пробоя сдвинут на более раннюю стадию разряда — $t_* = 2,65$ мксек (см. рис. 14). Графики 15, 16 дают для этих вариантов при $t > t_*$ законы изменения во времени полного разрядного тока $\mathcal{J}(t)$, а также токов по отдельным зонам: \mathcal{J}_A — ток в центральном шнуре и \mathcal{J}_C — ток по испаренному веществу. Здесь же приведены границы этих зон. Основное различие между вариантами УІ и УІІ заключается в следующем: в варианте УІ, где t_* совпадает с моментом максимального сжатия, центральный плазменный шнур при $t > t_*$ сразу же начинает расширяться, в то время как в расчете УІІ, где t_* меньше, плазменный шнур в течение некоторого промежутка времени продолжает по инерции сжиматься. Характерно, что временной ход тока в центральном шнуре в обоих вариантах "повторяет" закон, по которому движется граница шнура (см. рис. 15, 16). Пояснить это обстоятельство можно следующим образом. Предположим, что магнитный поток центрального тока со временем не изменяется. Величина магнитного потока



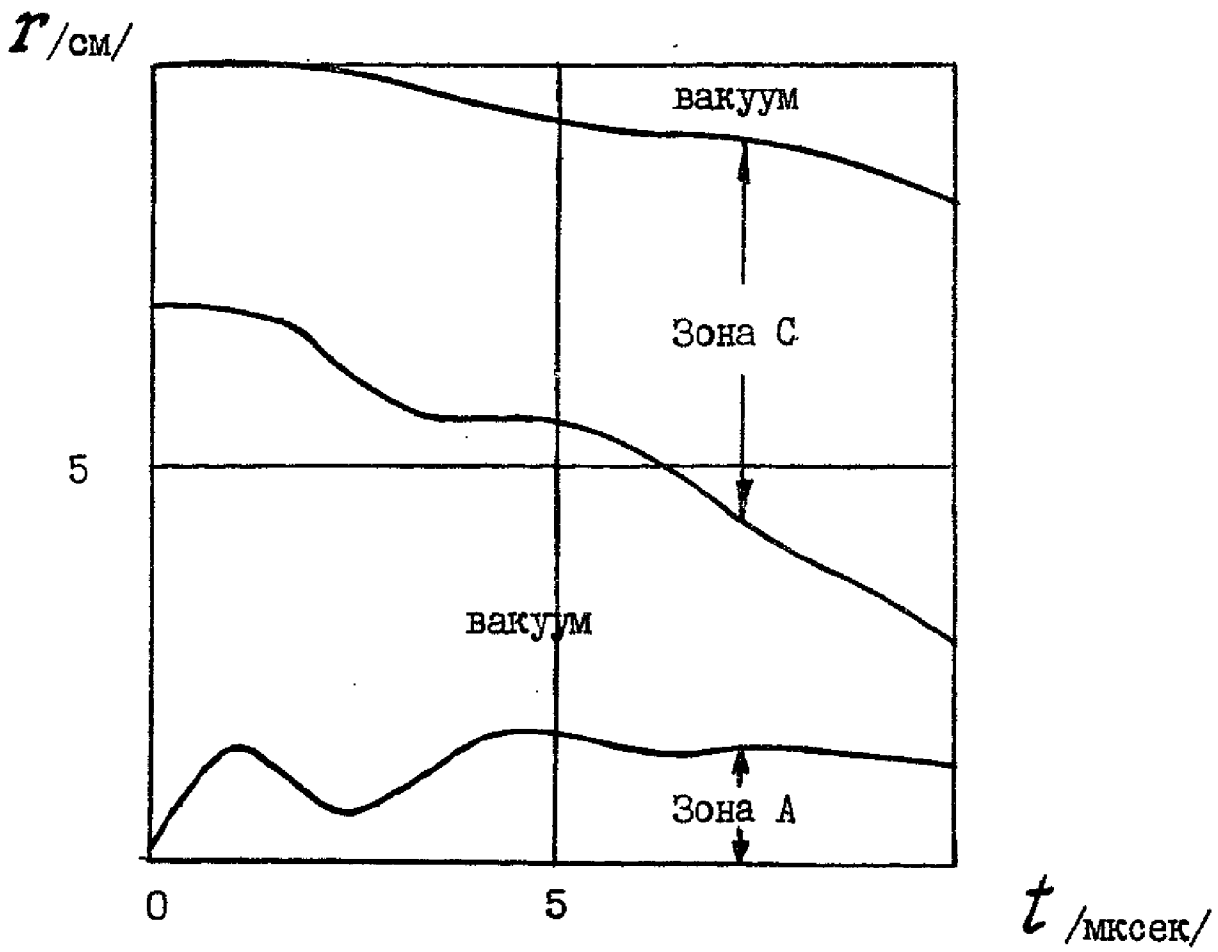
— вариант VI $t_{*1} = 2,78$

- - - вариант VII $t_{*2} = 2,65$

Рис. 14



а)



б)

Рис. 15

Вариант УП

$t_* = 2,65$

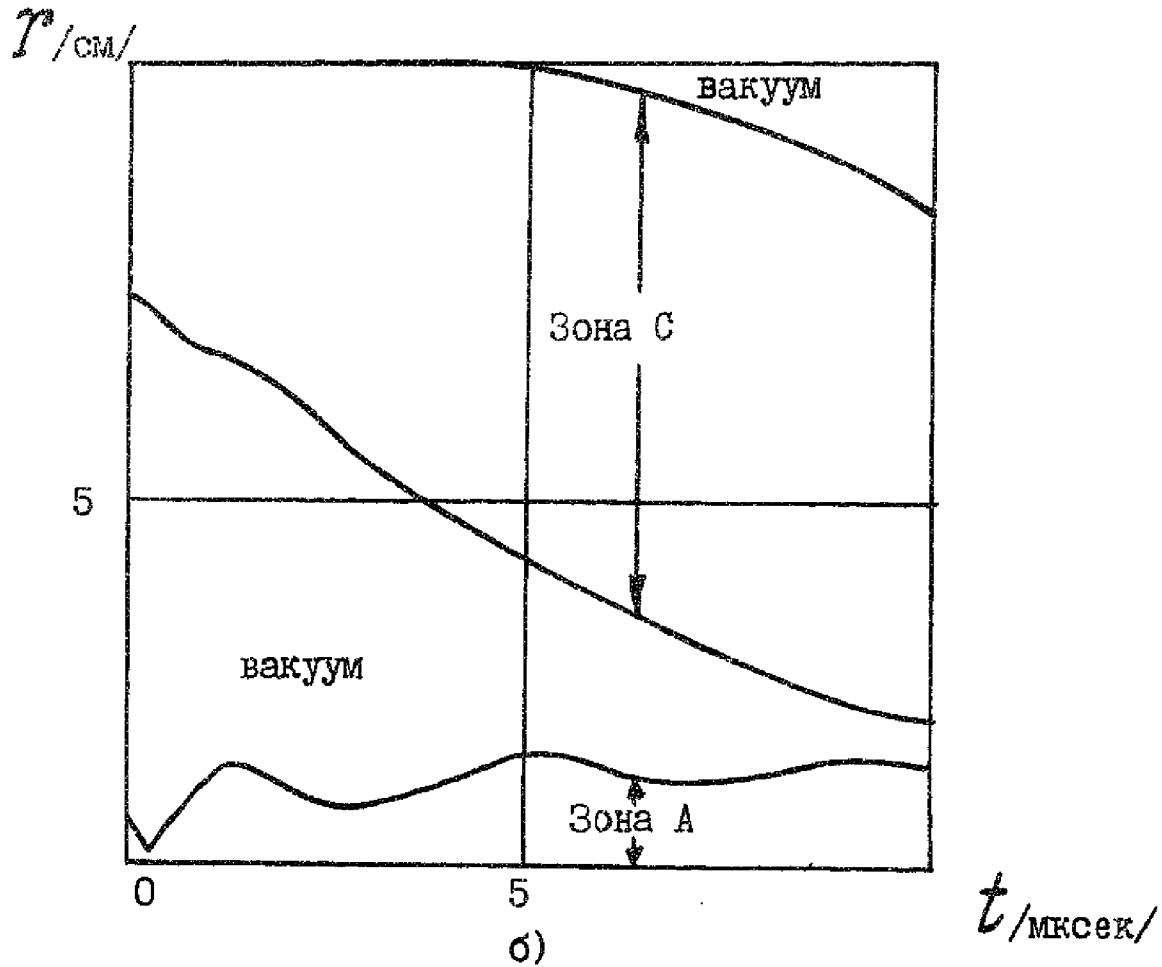
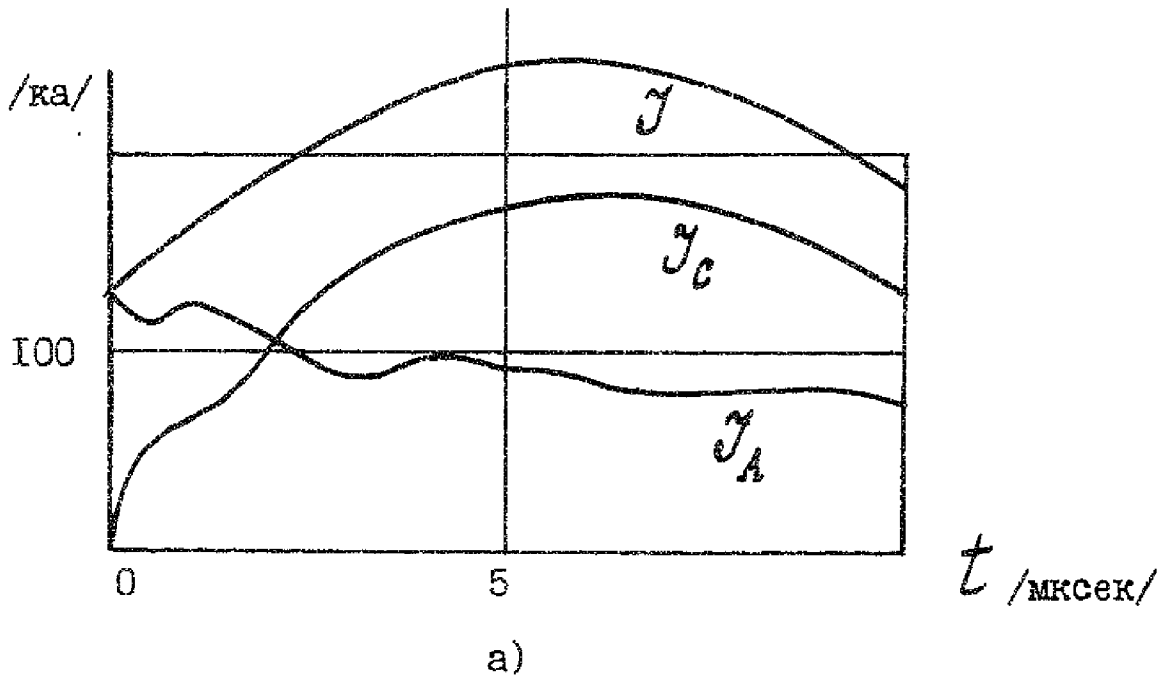


Рис. 16

Φ , равна произведению тока в шнуре J_A на индуктивность шнура L ($\Phi = LJ_A$), где $L \sim r^{-1/2}(t)$. Радиус центрального шнура $r(t)$ невелик, поэтому небольшие его колебания приводят к заметным изменениям индуктивности L . При сокращении размеров шнура индуктивность возрастает, и потому ток J_A должен уменьшаться, чтобы обеспечить постоянство потока Φ . При увеличении $r(t)$, ток J_A будет возрастать.

Реально, однако, магнитный поток Φ не остается постоянным, — он убывает из-за диссипации тока, который расходуется в основном на джоулев нагрев плазмы. Так за промежуток $\Delta t \sim 0,5$ мксек энергия центрального тока уменьшается примерно на одну треть.

Совокупность указанных факторов и объясняет характер изменения со временем тока J_A .

Диаграммы I5, I6 показывают также, что ток J течет в основном на периферии разряда в оболочке испаренного вещества стенки. Это вполне соответствует экспериментально наблюдаемым фактам.

На рис. I7, I8 для вариантов VI и VII представлено изменение во времени для $t > t_*$ напряженности электрического поля в характерных геометрических точках. Резкое увеличение активного и реактивного сопротивления плазмы в момент максимального сжатия в варианте VII приводит к возрастанию электрического поля.

Как уже отмечалось выше, если в момент времени t_* магнитное поле в зоне С (см. рис. I2) отсутствует, то в оболочке появляются обратные токи. Характерный профиль плотности токов для этого случая указан на рис. I9. Пока магнитное поле не успело еще проникнуть в зону С и здесь сохраняется линия, вдоль которой напряженность магнитного поля равна нулю ("нулевая линия поля"), суммарный обратный ток по величине равен центральному. Такую си-

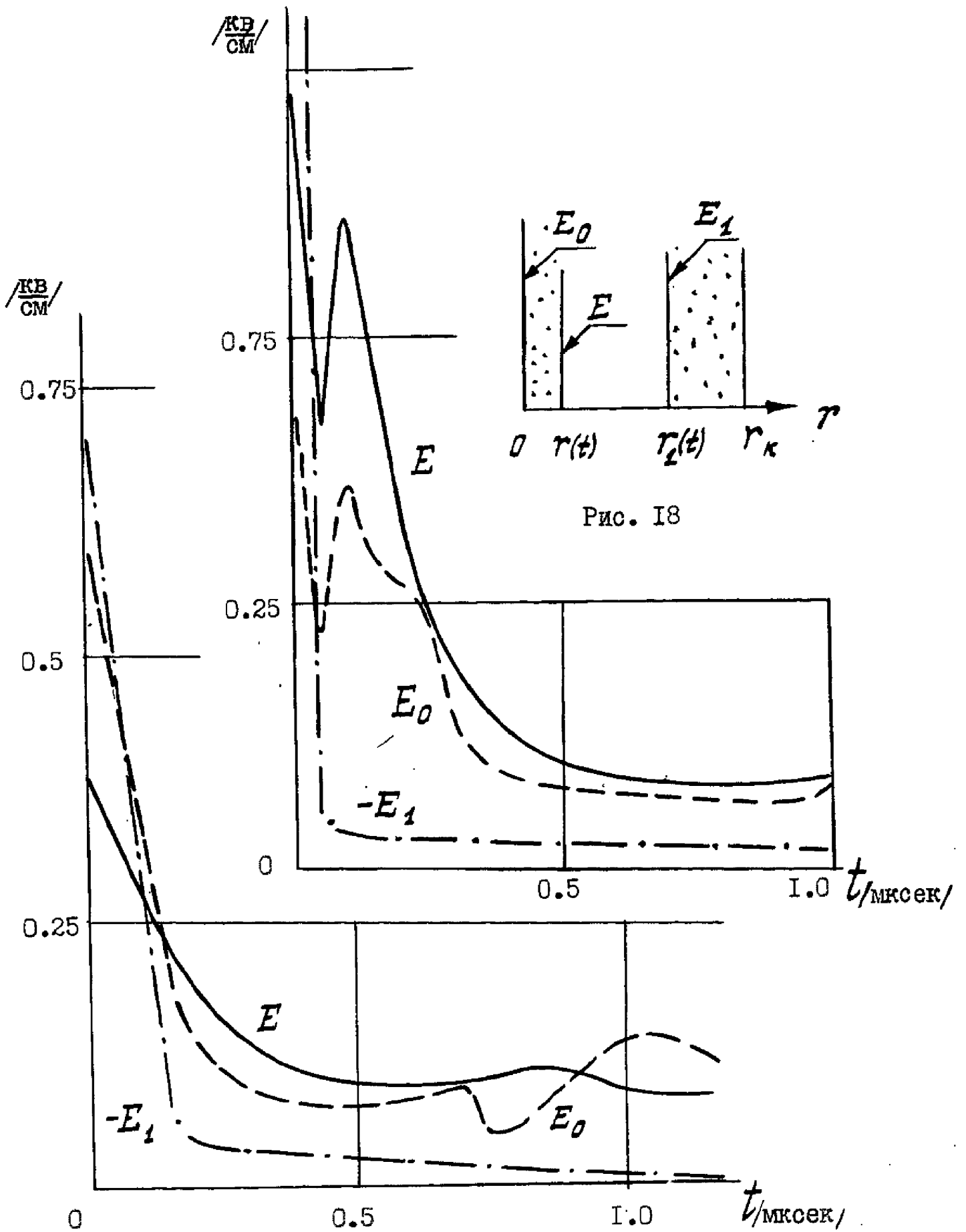


Рис. 18

Рис. 17

Вариант VII

$$t = t_* + 0,69 \text{ мксек}$$

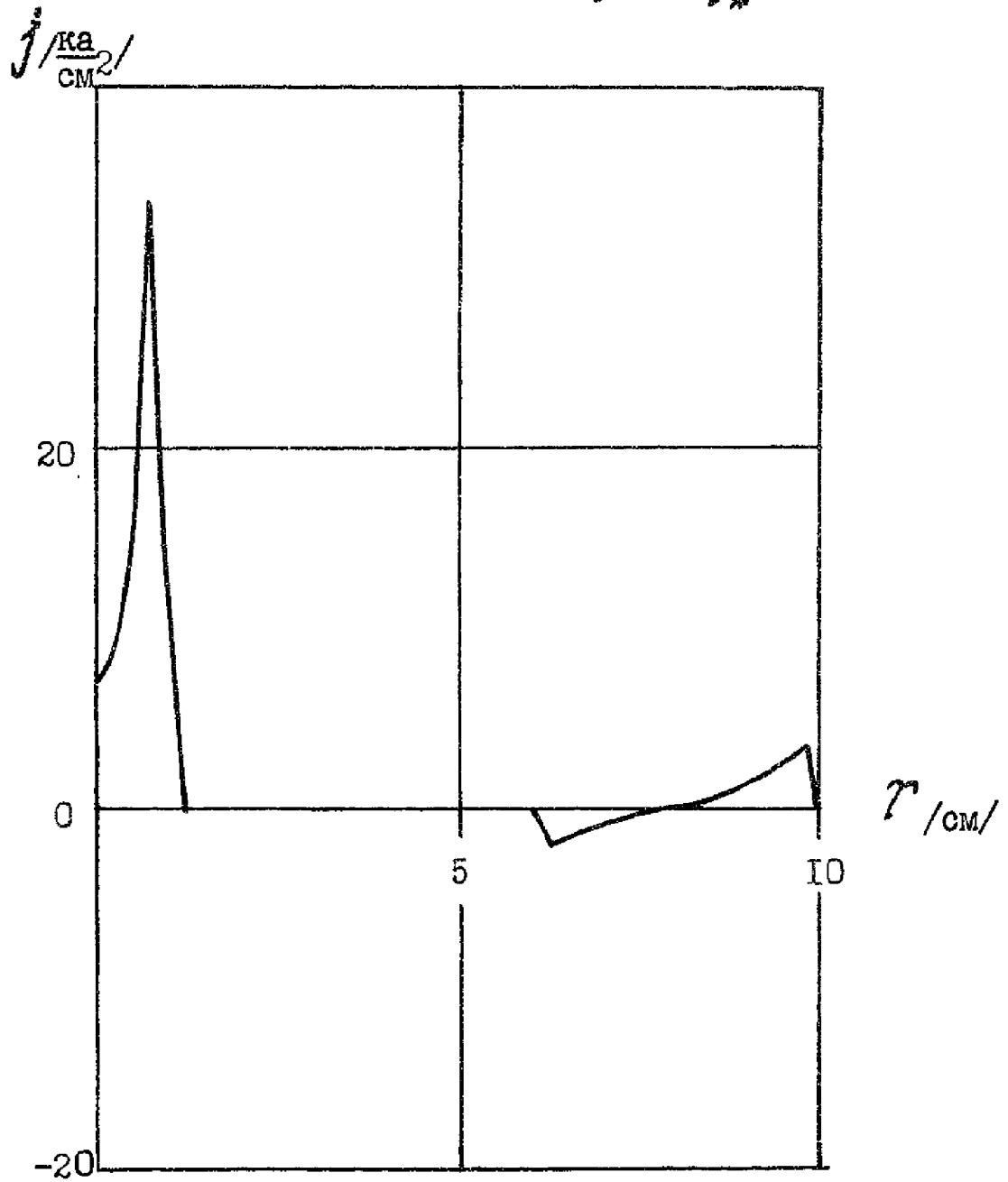


Рис. 19

туацию можно трактовать как существование в плазме замкнутого .
внутреннего электрического контура, подобного тому, который изо-
бражен на рис. 2. Однако, в расчетах время существования такого
контура мало $\Delta t \sim 0,5 \div 1$ мксек. По мере "заполнения" зоны С маг-
нитным полем, обратные токи уменьшаются, что эквивалентно "под-
ключению" центрального тока к внешней цепи.

§ 5. Заключение

Сопоставляя результаты расчетов задачи о сильноточном разряде с повторным пробоем, часть из которых представлена в настоящей работе, с данными соответствующих экспериментов, можно сделать следующие выводы:

1. Полученный в расчетах закон изменения со временем разрядного тока хорошо согласуется в качественном и количественном отношении с экспериментальными результатами при условии, что в математической модели явления учтен эффект испарения стенок разрядной камеры под действием светового излучения плазмы. При этом масса испаренного вещества должна быть значительна (в несколько раз превышать начальную массу разрядной плазмы). В противном случае воспроизвести в расчетах наблюдаемую экспериментально особенность тока не удастся.

2. Характерные детали процесса, такие как изменение во времени радиуса плазменного шнура, температура плазмы, энергетический баланс разряда и т.д., полученные расчетным путем, качественно согласуются с результатами реальных опытов.

3. Расчеты показывают, что ток, возникающий после повторного пробоя на периферии разряда, значителен и составляет половину — две трети от полного разрядного тока. В то же время ток в центральном разрядном канале падает. При этом за время около $0,5$ мксек диссипируется приблизительно одна треть энергии центрального тока, что близко к экспериментальным цифрам.

4. В расчетах на внутренней стороне оболочки, имитирующей продукты испарения стенки, наблюдается как и в эксперименте появление обратных токов, связанных с проникновением в эту область магнитного поля. В течение некоторого короткого времени ($\Delta \sim 0,5 \div 1$ мксек) величина этих токов равна центральному току, т.е. в плазме

существует внутренний замкнутый электрический контур.

5. В расчетах при максимальном сжатии центрального плазменного шнура наблюдается кратковременный мощный пик напряженности электрического поля, по порядку величины сопоставимый с экспериментально наблюдаемыми значениями. Причина появления этого пика носит магнитогидродинамический характер и связана с уменьшением размера центрального плазменного шнура. В варианте УП (см. § 4) пик напряженности электрического поля наблюдается после момента повторного зажигания разряда.

6. Показана устойчивость полученной в расчетах картины разряда по отношению к вариации свойств иопаренного вещества. Параметры варьировались в достаточно широких пределах, так, например, коэффициент, определяющий электропроводность вещества варьировался на два порядка.

В целом рассмотренная модель сильноточного разряда с повторным пробоем соответствует экспериментальной картине и содержит ряд "тонких" качественных эффектов, наблюдаемых реально.

Авторы благодарны И.Ф.Кварцхава, Ю.В.Матвееву, Г.Г.Зукакишвили за полезные обсуждения постановки задачи и результатов расчетов.

Литература

- [1] Л.А.Арцимович. Управляемые термоядерные реакции, 1963, Физматгиз, Москва.
- [2] А.М.Андрианов, О.А.Базилевская, Ю.Г.Прохоров. Сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций". т.П, 185, 1958, Изд-во АН СССР, Москва.
- [3] Н.А.Борзулов, Д.В.Орлинский, С.М.Осовец. Атомная энергия. 4, 1958, 149.
- [4] I.F. Kvartskhava, Yu.V. Matveev.
Nuclear Fusion, II, 1971, 385.
- [5] I.F. Kvartskhava, Yu.V. Matveev, E.Vu. Khautiev,
Nuclear Fusion, II, 1971, 349.
- [6] С.И.Браинский, И.М.Гельфанд, Р.П.Федоренко. Сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций". т.IV, 1958, 201, Изд-во АН СССР, Москва.
- [7] Н.Н.Калиткин, Л.В.Кузьмина, В.С.Рогов. Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. Москва, препринт ИИМ АН СССР, 1972.
- [8] А.Ф.Никифоров, В.Б.Уваров. Коэффициенты поглощения света в плазме. Москва, препринт ИИМ АН СССР, № 36, 1969.
- [9] В.Я.Гольдин и др. Исследование задач магнитной радиационной гидродинамики численными методами на ЭВМ, Москва, препринт ИИМ АН СССР, № 36, 1971.
- [10] П.П.Волосевич и др. Некоторые стадии сильноточного разряда в плазме. Москва, препринт ИИМ АН СССР, № 40, 1971.
- [11] П.П.Волосевич и др. Численный расчет сильноточного разряда в литиевой плазме. Сб. докладов IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Бухарест, 1969, 348.

- [12] А.А.Самарский и др. Магнитогидродинамическая модель нестационарного ускорения плазмы. ДАН СССР, 1972, т.206, № 2, 307-310.
- [13] А.А.Самарский и др. Метод конечных разностей для решения одномерных нестационарных задач магнитной гидродинамики, ЖВМ МФ, 1968, 8, № 5, 1025-1038.
- [14] Ю.П.Попов, А.А.Самарский. Полностью консервативные схемы, ЖВМ МФ, 1969, 9, № 4, 953-958.
- [15] Ю.П.Попов, А.А.Самарский. Полностью консервативные схемы для уравнений магнитной гидродинамики, ЖВМ МФ, 1970, 10, № 4, 990-998.
- [16] Р.Д.Рихтмаейр. Разностные методы решения краевых задач, ИИЛ, Москва, 1960.
- [17] В.Я.Гольдин, Б.Н.Четверушкин. Эффективный метод решения уравнения переноса излучения в низкотемпературной плазме. ДАН СССР, 1970, 195, № 2.
- [18] Б.Н.Четверушкин. Об одном методе совместного решения уравнения энергии и уравнения переноса излучения, ЖВМ МФ, 1970, 10, № 5, 1290.
- [19] Ю.П.Попов. Расчет электротехнических цепей в задачах магнитной гидродинамики, ЖВМ МФ, 1971, 11, № 2, 449-461.
- [20] И.Ф.Кварцхава, Ю.В.Матвеев, Н.Г.Решетняк "К вопросу о механизме ускорения заряженных частиц в динамическом Z -пинче" Письма в ЖЭТФ, т.15, вып. 10, 1972, стр. 619-622.