81

ПРЕПР.
0 75

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

И.С. Гущин, Ю.П. Попов, В.В. Савичев, А.А. Самарский.

ОСОБЕННОСТИ НЕСТАЦИОНАРНОГО УСКОРЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ЭРОЗИОННОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ УСКОРИТЕЛЕ

Препринт № 81 за 1977г.

Москва.

С О Д Е Р Ж А Н И Е

стр.

Введение 3

§ I. Постановка и метод решения задачи 4

§ 2. Анализ результатов расчета разряда колебательного типа 9

§ 3. Анализ результатов расчета разряда апериодического типа и сравнение с колебательным разрядом 21

§ 4. Сравнение результатов расчетов с данными экспериментов 25

Заключение 29

Литература 31

Введение

Исследование процессов, происходящих в эрозионных электромагнитных ускорителях плазмы импульсного действия, является сложной задачей. Изучению этих процессов посвящено значительное число экспериментальных и теоретических работ (см., например, [I-II]). Эффективное решение задачи теоретического исследования процессов в ускорителях в настоящее время может быть осуществлено только с использованием современных вычислительных методов. Существенным элементом, который следует учитывать при численном моделировании процессов в ускорителях рассматриваемого типа, является термическое разложение (эрозия) диэлектрика, из которого образуется плазма, представляющая собой рабочее вещество ускорителя.

Настоящая работа является продолжением теоретических исследований, начатых в [I2-I3] . В рамках одномерной магнитогидродинамической модели с учетом нелинейного характера электропроводности и теплопроводности плазмы проведено численное исследование процесса ускорения плазмы с учетом разложения плазмообразующего диэлектрика. Выявлен характер "испарения" диэлектрика, его зависимость от параметров задачи и влияние его на процесс ускорения в целом. Получена картина динамического изменения плотности, температуры, скорости и других параметров плазмы при нестационарном движении плазмы в ускорителе. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с имеющимися в литературе экспериментальными данными [I-3, 2I-27] .

§ I. Постановка и метод решения задачи

I.I. Постановка задачи.

Схему ускорителя упрощенно можно представить в виде параллельных плоских полубесконечных электродов, которые подключены к электрической цепи, содержащей конденсатор, индуктивность и сопротивление. В межэлектродном пространстве находится диэлектрический изолятор и образующая в процессе его разложения плазма, которая слева граничит с диэлектриком, а справа – с вакуумом.

Процесс ускорения плазмы рассматривается в одномерном нестационарном, одножидкостном магнитогидродинамическом приближении [6]. Учитывается нелинейный характер электропроводности и теплопроводности плазмы. При расчете используются лагранжевы массовые координаты, которые удобны при анализе процессов вблизи диэлектрика, где велико изменение плотности.

Расчет начинается с момента замыкания электрической цепи, когда в межэлектродном пространстве уже находится небольшое количество газа (в реально действующих установках он получается при срабатывании вспомогательного устройства, масса этого газа значительно меньше массы плазмы, образующийся при абляции диэлектрика в одном разряде).

Справа, на границе газа с вакуумом, задается давление, равное нулю. Левая граница – неподвижная стенка. На левой границе задается значение напряженности магнитного поля, закон изменения которого во времени вычисляется из электротехнического уравнения для внешней цепи. Справа магнитное поле поддерживается равным нулю. Такое условие означает, что ток, текущий во внешней цепи ускорителя, целиком замыкается через плазму.

Рассматриваемая система считается теплоизолированной, т.е.

на левой и правой границах потоки тепла отсутствуют.

Соответствующая система уравнений имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{\rho}\right)=\frac{\partial v}{\partial s}, \qquad \frac{\partial x}{\partial t}=v,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}=-\frac{\partial p}{\partial s}+F, \qquad F=\frac{jH}{\rho}=-\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{H^2}{8\pi}\right),$$

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

(I)

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}=-p\frac{\partial v}{\partial s}+Q-\frac{\partial W}{\partial s}, \quad Q=jE/\rho, \quad W=-\lambda\rho\frac{\partial T}{\partial s},$$

$$p=p(\rho,T), \quad \varepsilon=\varepsilon(\rho,T),$$

$$\lambda=\lambda(\rho,T), \quad \sigma=\sigma(\rho,T).$$

Здесь t – время, x – эйлерова координата, $s\,(ds=\rho\,dx)$ – лагранжева массовая переменная (если ρ имеет размерность г/см^3, то размерность s – г/см^2), v – скорость, ρ – плотность, p – давление, ε – внутренняя энергия, T – температура, H и E – напряженности соответственно магнитного и электрического поля, j – плотность электрического тока, F – электромагнитная сила, Q – джоулево тепло, W – поток тепла, λ – коэффициент теплопроводности, σ – коэффициент электропроводности; производная по времени лагранжева.

Задача (I) решается в области $0\le s\le M$, $t\ge 0$, где M – масса вещества в ускорителе, отнесенная к единице площади поперечного сечения ускорителя. Ускоритель с площадью поперечного

сечения I см^2 называется "единичным ускорителем" (см. [6,12]).

Граничные условия, описанные выше, формулируются следующим образом

$$v(0,t)=0, \qquad \rho(M,t)=0,$$

$$W(0,t)=0, \qquad W(M,t)=0,$$

$$H(0,t)=-4\pi I(t), \qquad H(M,t)=0,$$

$$L_0\frac{dI(t)}{dt}+R_0 I(t)-U(t)+E(0,t)=0,$$

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

где $I(t)$ – ток в цепи ускорителя, $U(t)$ – напряжение конденсатора, U_0 – начальное напряжение конденсатора L_0, R_0, C_0 – электротехнические параметры внешней цепи, соответственно: индуктивность, сопротивление, емкость. Электротехнические параметры цепи даны для "единичного ускорителя".

Начальные распределения газодинамических величин: скорости, плотности, давления и температуры, соответствуют тому, что в области $0 \leq S \leq M_0$ межэлектродного пространства находится диэлектрический изолятор, имеющий плотность ρ_1 (M_0 – исходная масса диэлектрика), в области $M_0 < S \leq M$ – газ плотности ρ_0, температура и давление в газе и диэлектрике одинаковы ($T_0 = T_1$, $\rho_0 = \rho_1$). Предполагается, что при $t=0$ среда неподвижна: $v(S,0)=0$, магнитные и электрические поля отсутствуют: $H(S,0)=0$, $E(S,0)=0$ при $0 \leq S \leq M$.

I.2. Метод расчета.

Метод решения задачи основан на применении разностных схем сквозного счета для уравнений магнитной гидродинамики [I4] в области, содержащей как конденсированную, так и газообразную фазы вещества [I3]. Система уравнений (I) аппроксимируется полностью консервативной разностной схемой [I5]. Применение такой схемы обеспечивает выполнение разностных аналогов законов сохранения во всех точках сетки, в том числе и на границе раздела фаз. Использование единых выражений для уравнений состояния позволяет не выделять явно границу раздела фаз.

В расчетах используется следующая форма уравнений состояния (см. [I3]):

$$p = 0.5\Big\{c^2(\rho\varphi - \rho_*) + (1-\varphi)\frac{R}{\mu}\rho T + \tag{2}$$

$$+\Big(\Big[c^2(\rho\varphi-\rho_*)+(1-\varphi)\frac{R}{\mu}\rho T\Big]^2 + 4c^2\rho_*(1-\varphi)\frac{R}{\mu}\rho T\Big)^{1/2}\Big\},$$

$$\varepsilon = \varphi C_1 T + (1-\varphi)(C_0 T + C_*),$$

где c^2 – квадрат скорости звука конденсированного вещества, ρ_* – значение плотности конденсированного вещества при нормальных условиях, R – газовая постоянная, μ – молекулярный вес, C_1, C_0 – теплоемкости конденсированной и газовой фаз, соответственно, C_* – константа, учитывающая изменение внутренней энергии при переходе из одного фазового состояния в другое, φ – функция, характеризующая концентрацию конденсированной фазы. Функция $\varphi(s,t)$ определяется из уравнения Аррениуса

$$\frac{\partial \ln\varphi}{\partial t} = -Z e^{-E_*/RT}$$

Здесь Z – множитель, зависящий от материала диэлектрика, E_* – энергия активации.

Формула (2) описывает непрерывное изменение давления двухфазной среды в зависимости от ее термодинамических характеристик. В частности при $\varphi=0$ (газовая фаза) (2) переходит в уравнение для идеального газа, при $\varphi=1$ (конденсированная фаза) – в уравнение для конденсированного вещества.

Коэффициенты электропроводности, σ и λ задаются выражениями

$$\sigma(\rho, T)=\begin{cases} 0 & \text{если } \varphi \geq 0.5 \\ \sigma_0 T^{3/2}, & \text{если } \varphi < 0.5 \end{cases}$$

$$\lambda(\rho, T)=\begin{cases} \lambda_k, & \text{если } \varphi \geq 0.5 \\ \lambda_0 T^{5/2}, & \text{если } \varphi < 0.5 \end{cases}$$

где константы σ_0, λ_0, λ_k, характеризуют электропроводность и теплопроводность газа и конденсированного вещества. Приведенные зависимости σ и λ от ρ и T являются в известной степени модельными, однако рассмотренный метод расчета допускает использование и более сложных зависимостей σ и λ от параметров плазмы, заданных, например, в форме таблиц [16], которые правильнее отражают физику явлений.

Система разностных уравнений решалась методом последовательных прогонок с итерациями [17]. Для обеспечения возможности сквозного расчета ударных волн в систему вводилась искусственная вязкость [18]. Решение уравнений для электротехнической цепи проводилось с помощью безитерационного метода [19].

I.3. Параметры рассчитанных ускорителей плазмы.

В работе приводятся результаты численного решения двух наиболее характерных вариантов поставленной задачи, которые отличаются значениями электротехнических параметров цепи. Они приведены в таблице, где $E_0 = 0{,}5\, C_0 U_0^2$ – энергия, запасенная первоначально в конденсаторе.

Таблица

№ варианта	L_0 (нгн)	R_0 (10^{-3}ом)	C_0 (мкф)	U_0 (кв)	E_0 (дж)	M (мкг)	T_0 (эв)	ρ_0 (мкг/см^3)
I	200	I.0	50	I.2	36	50	0.03	0.3
2	20	5.0	50	I.2	36	50	0.03	0.3

В варианте I разряд имеет колебательный характер. Этот вариант позволяет детально проследить за процессами в плазме. Во втором варианте разряд близок к апериодическому, что обычно имеет место в реально действующих устройствах [3] .

§ 2. Анализ результатов расчета разряда колебательного типа

2.I. Общая характеристика разряда. Образование токовых слоев.

В рассматриваемом варианте разряд имеет периодический, затухающий характер. Период составляет 20.25 мксек. Результаты расчета электротехнических и интегральных характеристик разряда приведены на рис. I–2 для двух периодов тока. Максимальное значение тока достигается в первом полупериоде при t = 4.5 мксек и составля-

ет I5.25 ка/см (для "единичного ускорителя"). За каждые полпериода ток затухает приблизительно в I.5 раза.

Поступление вещества в плазму в результате теплового разложения диэлектрика носит неравномерный характер (см. рис.I). Скорость "испарения" наибольшая в моменты близкие к максимуму разрядного тока. "Испарение" прекращается в конце каждого полупериода, когда ток становится меньше некоторого критического значения. Вычисляя отношение величин массы плазмы m, поступавшей в разряд к концу каждого полупериода (i = I,2,3,4 - номер полупериода): m_2/m_1 = I.4I, m_3/m_2 = I.I6, m_4/m_3 = I.08 и сравнивая их с отношениями энергии электромагнитного поля, $E_p(t) = \frac{1}{4\pi}\int_0^t E(0,\tau)H(0,\tau)d\tau$, поступившей в плазму к соответствующим моментам времени: E_{p2}/E_{p1} = I.35, E_{p3}/E_{p2} = I.I2, E_{p4}/E_{p3} = I.05, можно заключить, что в среднем масса вещества, перешедшая в газ, пропорциональна энергии электромагнитного поля, вложенной в разряд. Как будет видно в дальнейшем, "испарение" диэлектрика оказывает существенное влияние на процессы в ускорителе.

С момента замыкания электрической цепи при t =0 до t = I.5 мксек "испарения" нет. Магнитное поле свободно проникает через диэлектрик, где электропроводность σ = 0 и, диффундируя в проводящий газ, уменьшается до нуля. Ток с самого начала процесса сосредотачивается в узкой зоне у границы газа с диэлектриком (рис.3). Взрывоподобное выделение джоулева тепла ведет в этом месте к интенсивному росту температуры, распределение которой приобретает форму пика, локализованного по массе (рис.6). Поток тепла из плазмы нагревает диэлектрик.

Под действием силы Лоренца плазма приходит в движение. Электромагнитные силы сосредоточены в узком слое плазмы, который действуя как поршень на остальной газ ускоряет его в направлении границы плазмы с вакуумом, в результате чего образуется ударная

волна. Интенсивное выделение энергии в виде джоулева тепла, сопровождающееся ростом температуры (от начала разряда до t = I.5 мксек температура газа возрастает от 0.03 до I2 эв) усиливает эту волну. Ударная волна выходит на границу газа с вакуумом к моменту t =2.5 мксек. После этого по газу влево распространяется волна разрежения.

К моменту t = I.5 мксек диэлектрик нагревается до критической температуры ($\approx$ 0.07 эв), при которой начинается его интенсивное разложение. В результате "испарения" граница газа и диэлектрика начинает перемещаться влево, в сторону диэлектрика. К началу "испарения" газ в области протекания больших токов имеет вследствие значительного возрастания температуры настолько высокую электропроводность, что магнитное поле оказывается практически "вмороженным" в вещество.

Оценку "глубины проникновения" магнитного поля (в лагранжевых массовых переменных) можно сделать по формуле (см. [20])

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho_0^2}{4\pi\sigma_0\omega}},$$

где ρ_0, σ_0 - характерные значения плотности и электропроводности плазмы, ω - частота колебаний тока, Для разряда с периодом T_0 = 20.25 мксек и параметрами среды ρ_0 = 0.3 мкг/см^3, σ_0 = 0.24·I0^3 (ом см)$^{-I}$ эта оценка дает значение δ = 0.42 мкг/см^2, что в несколько раз меньше "толщины" слоя, занимаемого газовой фазой в начальный момент времени (в лагранжевых массовых переменных она составляет I.5 мкг/см^2). В дальнейшем по мере "испарения" вещества размеры области, занятой газом, возрастают в десятки раз, и эта разница становится еще больше.

Графики распределения H/ρ в различные моменты времени (рис.7) показывают, что всюду за исключением ударных волн отноше-

ние H/ρ не зависит от времени. Это свидетельствует о "вмороженности" магнитного поля в вещество.

Соответствующие оценки показывают, что в условиях задачи вследствие того, что "глубина проникновения" магнитного поля в плазму значительно меньше характерных размеров области, занятой плазмой, основная часть плотности тока из-за эффекта скинирования будет сосредоточена у границы газа с диэлектриком в виде "токового слоя". Это мы и наблюдаем на графиках распределения плотности тока (рис.3).

Распределение магнитного поля имеет вид двух ступенек: оно постоянно в диэлектрике, резко уменьшается вблизи границы плазмы с диэлектриком в зоне "токового слоя", а далее почти постоянно в газе в области "вмороженности" и затем у границы плазмы с вакуумом спадает до нуля (рис.8).

Основное ускорение и нагревание плазмы происходит у границы плазмы с диэлектриком, там, где сосредоточен ток: скорость плазмы в этом месте растет от нуля до нескольких десятков км/сек, температура - от 0.07 до 5-6 эв (рис.6). Ускорение происходит, главным образом, за счет электромагнитных сил. Энергия, выделившаяся в виде джоулева тепла, благодаря теплопроводности газа поступает в диэлектрик и вызывает его разложение. В области токового слоя происходит резкое расширение "испарившегося" вещества: объем его увеличивается в 10^4-10^6 раз.

Токовый слой у границы газа с диэлектриком экранирует основную часть плазмы от электромагнитных полей. Вне этого слоя токи, а, следовательно, и электромагнитные силы и джоулев нагрев малы. Поэтому теплопроводность и силы газодинамического давления вне токового слоя сглаживают неоднородности температуры и давления. В результате образуется область с малыми градиентами газоди-

намических и электромагнитных величин – "зона распределенного разряда" (см. рис.3). В этой области температура и давление почти постоянны, значение отношения H/ρ постоянно, магнитное поле "вморожено" в вещество. В рассматриваемой зоне наблюдается дополнительное ускорение плазмы, однако, оно невелико, т.к. электрические токи, а, следовательно, и электромагнитные силы здесь малы.

В результате расширения плазмы в зоне распределенного разряда ее плотность, а также напряженность "вмороженного" магнитного поля со временем уменьшаются.

2.2. Возникновение обратных токов и токовых структур.

Активное разложение диэлектрика происходит только, когда плотность тока у границы газа с диэлектриком выше некоторого порогового значения, составляющего приблизительно 3–4 ка/см^2, поэтому с момента времени t = 8 мксек, когда ток становится меньше этой критической величины, "испарение" диэлектрика практически прекращается. По мере замедления "испарения" ускоренный газ по инерции отходит от диэлектрика, и в этой зоне плотность постепенно падает. В силу "вмороженности" образуется провал и в распределении магнитного поля. Его градиент в месте провала становится отрицательным, что соответствует появлению токов, направление которых противоположно направлению полного разрядного тока через ускоритель. В одномерной модели появление обратных токов можно трактовать как образование токовых петель, хорошо прослеживаемых в экспериментах с импульсными плазменными ускорителями [21].

В первом полупериоде магнитное поле всюду в плазме имеет одно и то же направление. Образование области, в которой токи имеют направление, противоположное общему току в цепи, вызывает появление в этом месте электромагнитных сил, тормозящих плазму. При этом энергия отбирается у плазмы. С момента образования обратных токов

и до начала следующего полупериода электромагнитная энергия, поступающая в плазму, $E_p(t)$, уменьшается. В ускорителе наряду с областью, в которой плазма уокоряется, появляется зона, где происходит торможение плазмы, и энергия у нее отбирается, причем в рассматриваемые моменты времени преобладает второй процесс, т.е. ускоритель работает в режиме МГД-генератора. Увеличение кинетической энергии плазмы в это время происходит в основном за счет энергии магнитного поля, запасенной в плазме (см.рис.2).

Следует отметить, что в конце первого полупериода, когда общий ток через ускоритель равен нулю, плотность тока в плазме не обращается в нуль: около изолятора формируется заметный отрицательный ток, в области, примыкающей к границе газа с вакуумом, плотность тока положительна (см.рис.4).

Обратим внимание на то, что для ускорения плазмы первый полупериод играет определяющую роль: в этом полупериоде наибольшее приращение имеет импульс плазмы, "испаряется" большая часть массы вещества, в плазму поступает большая часть энергии внешней электрической цепи.

Во втором полупериоде ток в цепи изменяет направление, и в соответствии в этим изменяется знак напряженности магнитного поля на левой границе расчетной области и вблизи нее. В плазме же, образовавшейся в первом полупериоде при разложении диэлектрика, вмороженное магнитное поле сохраняет прежний знак: в результате образуются две области, в которых напряженность магнитного поля имеет противоположные знаки, а также узкая промежуточная переходная зона, в которой значение магнитного поля проходит через ноль (рис.8). Магнитное давление в этом промежуточном слое меньше чем в соседних областях, поэтому магнитные силы интенсивно сжимают плазму в этом слое до тех пор, пока возрастающее газокинетическое давле-

ние не скомпенсирует магнитное давление. Образуется сгусток плазмы с высоким газодинамическим давлением и плотностью, сжатый внешними электромагнитными силами (рис. 8, 9).

В результате роста тока во внешней электрической цепи напряженность магнитного поля на левой границе растет по величине, и, следовательно, увеличивается магнитное давление в плазме у диэлектрика слева от образовавшегося сгустка. Возрастая, оно становится больше, чем давление вмороженного магнитного поля справа от сгустка. Под действием разности этих давлений сгусток плазмы начинает двигаться направо, сжимая перед собой подобно поршню газ. В газе возникает ударная волна магнитогидродинамического характера (рис.8). На ее фронте магнитное поле испытывает изменение и как следствие этого здесь сосредоточены электрические токи.

Таким образом, после возобновления интенсивного "испарения" диэлектрика сформировавшийся к этому времени пик плотности тока разделяется на три (рис.4). Один пик, как и в первом полупериоде, представляет собой токовый слой у границы газа с диэлектриком и перемещается вместе с ней влево. Второй находится на фронте образовавшейся ударной волны и перемещается направо. В зоне между ними, где магнитное поле изменяет знак, остается третий пик плотности тока. В отличие от первых двух, перемещающихся по массе, он локализован по массе. Третий пик плотности тока является своеобразной "меткой", фиксирующей массу, которая "испарилась" к концу первого полупериода.

Процесс, аналогичный описанному, имел место в начале первого полупериода, но четко выражены были только два пика, левый и центральный, т.к. в отличие от второго полупериода, когда справа уже имеется нагретая плазма с вмороженными магнитным полем, в первом полупериоде справа от сгустка был вакуум, и магнитное поле

равнялось нулю.

Полный ток в ускорителе во втором полупериоде имеет при t = 15 мксек максимальное значение, а при t = 18 мксек плотность тока у границы плазмы с диэлектриком уменьшается до критического значения, и "испарение" прекращается. В результате уноса по инерции ускоренного "испаренного" газа, вблизи диэлектрика вновь, как и в первом полупериоде, образуется область разрежения, а в распределении магнитного поля, "вмороженного" в вещество, образуется провал. При этом опять генерируются обратные токи и силы, тормозящие плазму. В конце второго полупериода, когда ток в цепи равен нулю, плотность тока в плазме не обращается в нуль: около изолятора, на фронте ударной волны и в плазменном сгустке, образовавшемся в первом полупериоде, текут положительные токи; в плазменном сгустке, образовавшемся во втором полупериоде, течет отрицательный ток (рис.5).

В третьем и четвертом полупериодах процессы также повторяются. Ток в цепи и магнитное поле на левой границе в каждом полупериоде меняют знак. Образуются области с противоположным направлением магнитного поля. Магнитное давление сжимает плазму в слое, где поле H меняет направление. В каждом полупериоде при этом образуется еще по одному сгустку плазмы (рис.8).

В начале третьего и четвертого полупериодов также, как и раньше, температура около изолятора резко возрастает. Ее распределение имеет вид пика (рис.6).

Каждый раз после начала "испарения" пик плотности тока у диэлектрика распадается на три. Вместе с границей газ-диэлектрик движется токовый слой, за ним образуется зона распределенного разряда.

Приблизительно в середине промежутка времени между моментом

максимума тока в цепи и концом соответствующего полупериода формируются обратные токи и электромагнитные силы, тормозящие плазму.

Таким образом, изменение во времени скорости "испарения" диэлектрика, связанное с периодическим изменением величины тока в электрической цепи, ведет к образованию в плазме квазипериодической пространственной структуры, которая представляет собой систему токовых слоев (с различным направлением тока) как неподвижных по лагранжевой массовой координате (в областях, где магнитное поле изменяет знак), так и подвижных по массе (токовый слой около диэлектрика и фронты ударных волн). Структуры, неподвижные по лагранжевой координате, сохраняются в течение всего времени разряда. Джоулево тепло, выделяющееся в них, значительно повышает их температуру и поддерживает ее в течение длительного времени. Правда, теплопроводность и перенос энергии ударными волнами приводит к "размытию" со временем температуры этих образований и их постепенному остыванию. По мере общего расширения плазмы "вмороженное" магнитное поле, заполняющее все больший объем по обе стороны от этих структур, уменьшается. В связи с этим уменьшается магнитное давление их отабилизирующее. Плотность устойчивых образований и токи в них уменьшаются, что также снижает их температуру. Распределение температуры и плотности в плазме в эйлеровых переменных на развитой стадии разряда показано на рис.10.

Траектории движения структур, фиксированных по массовой координате, изображены на рис.11. В процессе своего образования эти структуры движутся ускоренно, а затем - по инерции почти с постоянной скоростью. Скорость каждого предыдущего образования выше, чем последующего, т.к. действующие на них силы убывают со временем.

Отметим, что рассматриваемые неподвижные по массе образо-

вания, хотя они и связаны с локализацией электрических токов и выделением джоулева тепла отличаются от Т-слоев (см. [22]), возникновение которых в процессе электродинамического ускорения плазмы отмечено в [6-9] . Природа самоподдерживающегося Т-слоя связана прежде всего с нелинейным характером зависимости электропроводности среды от температуры. Неподвижные по массе токовые структуры, наблюдаемые в рассматриваемом случае, представляют собой зоны изменения направления магнитного поля, которые сохраняются достаточно долго во времени из-за высокой электропроводности среды, обуславливающей слабую диффузию магнитного поля ("вмороженность магнитного поля"). Как следствие указанных особенностей в этих образованиях различаются распределения плотности: в Т-слое газ разрежен, он выталкивается отсюда высоким газокинетическим давлением, в нашем же случае плотность высока, т.к. большое магнитное давление в соседних областях сжимает газ.

2.3. Перераспределение энергии в процессе ускорения

Рассмотрение энергетического баланса в электрической цепи ускорителя показывает, что в начале разряда запасенная в конденсаторе энергия $E_C(t)=0.5C_0V^2(t)$ переходит в энергию индуктивности внешней цепи $E_L(t)=0.5L_0I^2(t)$, а также в виде потока электромагнитной энергии $E_P(t)=\frac{1}{4\pi}\int_0^t E(0,\tau)H(0,\tau)d\tau$ поступает в плазму (см.рис.2). В середине первого полупериода, когда разрядный ток близок к максимуму, E_L также имеет максимальное значение, а затем энергия из индуктивности внешней цепи и еще не полностью разрядившегося конденсатора поступает в плазму. В середине второй четверти первого полупериода конденсатор полностью разряжается, и начинается его перезарядка. В начале второго полупериода энергия конденсатора вновь достигает максимума, энергия индуктивности внешней цепи, следуя поведению разрядного тока, обращается в

нуль.

Дальнейшее перераспределение энергии, во втором и следующих полупериодах, происходит так же как и в первом: в каждом полупериоде энергия перекачивается из конденсатора в индуктивность, часть ее при этом отдается плазме, в результате чего максимумы энергии в конденсаторе и индуктивности внешней цепи в каждом полупериоде уменьшаются.

Зависимость от времени электромагнитной энергии, поступающей в плазму, носит ступенчатый характер (рис.2): участки интенсивного роста E_p чередуются с участками, где E_p постоянна или даже несколько уменьшается. В каждом полупериоде заметный рост E_p наблюдается примерно через I.5 мксек после прохождения тока через нуль, затем E_p быстро растет, а приблизительно за I.5 мксек до конца полупериода поступление энергии в плазму практически прекращается. В течение этого времени и еще в течение I.5 мксек в следующем полупериоде величина E_p несколько падает, что указывает на отток энергии из плазмы. Механизм обратного преобразования энергии в ускорителе описан выше. Неравномерный характер поступления энергии в плазму, как показано выше, существенно влияет на процессы в ускорителе.

Энергия из внешней цепи поступает в плазму только в виде потока электромагнитной энергии E_p. Далее она перераспределяется в плазме между отдельными видами энергии: ее кинетической энергией $E_K(t)=\int_{M_0}^{M} 0.5\, v^2(s,t)\,ds$, внутренней $E_\varepsilon(t)=\int_{M_0}^{M} \varepsilon(s,t)\,ds$ и энергией магнитного поля в плазме $E_H(t)=\int_{M_0}^{M} \frac{H^2(s,t)}{8\pi\rho(s,t)}\,ds$. В качестве одного из механизмов преобразования энергии E_p в энергию плазмы можно указать джоулев нагрев, его полная величина дается выражением: $E_Q(t)=\int_0^t\int_0^M Q(s,\tau)\,ds\,d\tau$.

До начала "испарения" энергия E_p переходит в основном в энергию магнитного поля в плазме (рис.2). Остальные виды энергии

малы. С началом "испарения" энергия, поступающая в плазму, идет уже в основном на увеличение кинетической энергии плазмы: через 2 мксек после начала разряда E_K превосходит все другие виды энергии. Кинетическая энергия быстро растет при интенсивном "испарении" диэлектрика и замедляет свой рост во время прекращения "испарения". Доминирующая роль кинетической энергии в энергетическом балансе связана со значительным увеличением массы плазмы в результате "испарения" диэлектрика.

Энергия магнитного поля в плазме E_H возрастает в начале разряда и к середине второй четверти первого полупериода достигает своего максимального значения, а затем падает, стремясь в середине первой "четверти" второго полупериода к минимуму. После этого она снова растет и достигает нового локального максимума и т.д. Значения максимумов и минимумов E_H со временем уменьшаются. Характер изменения энергии магнитного поля указывает на то, что часть поступающей в плазму энергии запасается в среде в виде энергии магнитного поля, "вмороженного" в вещество, которая затем при расширении вещества трансформируется в кинетическую энергию плазмы.

Внутренняя энергия плазмы E_ε, имея максимумы и минимумы (см.рис.2), в целом растет за очет "испарения" и нагревания все новых и новых масс вещества. Однако, во время пауз в "испарении" происходит ее уменьшение из-за охлаждения плазмы в результате расширения. Затем при увеличении тока через плазму внутренняя энергия снова возрастает в результате выделения джоулева тепла. Заметим, что величина внутренней энергии плазмы играет малую роль в энергетическом балансе.

2.4. Импульс и эффективность ускорения плазмы

На рис.I приведены графики импульса $p(t)=\int_{M_0}^{M} v(s,t)\,ds$

эффективности ускорения плазмы $\zeta(t) = \frac{E_K(t)}{E_0 - E_c(t)}$

Изменение импульса плазмы во времени имеет неравномерный характер. Величина импульса быстро растет во время интенсивного "испарения" диэлектрика и слабо изменяется, когда "испарение" прекращается. Это позволяет сделать вывод о сильном влиянии возрастания массы плазмы в результате "испарения" диэлектрика на характер изменения импульса плазмы.

Величина эффективности ускорения плазмы имеет четко выраженные максимумы: она быстро растет в первом полупериоде и имеет к концу этого полупериода максимум, затем уменьшается и в середине второго полупериода имеет новый максимум и т.д. Максимумы ζ совпадают по времени с максимумами $E_c(t)$, а минимумы ζ несколько сдвинуты относительно минимумов $E_{c,MN} = 0$ из-за значительного роста в эти моменты кинетической энергии. Заметим, что эффективность ускорения плазмы в данном варианте расчета высокая.

§ 3. Анализ результатов расчета разряда "апериодического" типа и сравнение с колебательным разрядом

3.I. Отличия в процессе ускорения плазмы при "апериодическом" и колебательном разрядах.

Параметры ускорителя для рассматриваемого ниже варианта приведены в таблице § I (вариант 2). При одинаковой величине запасаемой в конденсаторе электрической энергии индуктивность внешней цепи здесь уменьшена на порядок, а активное сопротивление увеличено в 5 раз. Это и обуславливает "апериодический" характер разряда в цепи.

Характерные черты процесса ускорения плазмы для этого слу-

чая проиллюстрированы рис.I2-I4. Видно, что основными особенностями, отличающими данный разряд от рассмотренного ранее, является меньшая длительность разряда (период T_0 составляет 8.35 мксек) и значительно большая интенсивность первого полупериода по сравнению со вторым (максимум разрядного тока в первом полупериоде в 6.64 раза больше, чем во втором).

В соответствии с изменением значений параметров внешней электрической цепи ускорителя изменяется и характер перераспределения энергии между ее отдельными элементами. "Перекачки" энергии из индуктивности в конденсатор и обратно, как это было при колебательном разряде практически не наблюдается (см. рис.I3). В начале разряда энергия конденсатора резко уменьшается, преобразуясь в энергию плазмы E_p и энергию индуктивности внешней электрической цепи E_L. В момент достижения разрядным током максимума энергия E_L также имеет максимум. После этого она уменьшается, и к концу полупериода ее роль в балансе энергии становится пренебрежимо малой. Это объясняется значительным (в I0 раз) уменьшением внешней индуктивности по сравнению с первым вариантом.

К середине второй "четверти" первого полупериода конденсатор полностью разряжается, его энергия обращается в нуль. В дальнейшем, во время перезарядки конденсатора, она снова возрастает за счет ее поступления из плазмы. Электромагнитная энергия, вкладываемая в разряд, в это время уменьшается. Отметим, что энергия перезарядившегося конденсатора невелика.

Во втором варианте в отличие от первого практически вся энергия, поступающая в плазму, вкладывается в первом полупериоде. Такой характер поступления в плазму энергии существенно влияет на характер ее перераспределения между отдельными видами. При колебательном разряде кинетическая энергия испытывает приращения во вре-

мя каждого полупериода (правда, эти приращения постепенно уменьшаются). При "апериодическом" разряде практически все увеличение кинетической энергии ограничивается первым полупериодом. Зависимости от времени энергии магнитного поля и внутренней энергии плазмы в случае "апериодического" разряда также отличаются от аналогичных зависимостей для колебательного разряда: E_H и E_ε имеют только по одному максимуму. Максимумы E_H и E_ε достигаются в середине второй "четверти" первого полупериода. В дальнейшем E_H и E_ε уменьшаются. Таким образом, часть энергии, поступающей в плазму в виде потока электромагнитной энергии, сначала запасается в виде энергии магнитного поля, "вмороженного" в вещество, и внутренней энергии плазмы, а затем в результате расширения вещества переходит в кинетическую энергию. Отметим, что значения энергии магнитного поля плазмы и ее внутренней энергии при "апериодическом" разряде выше, чем при колебательном.

"Одноразовое" поступление энергии в плазму "апериодического" разряда влияет и на временной ход величин, характеризующих ускорение плазмы: импульс быстро растет до середины второй "четверти" первого полупериода, и после этого имеет постоянное значение, точно так же ведет себя и эффективность ускорения плазмы (рис.I2). Напомним, что для колебательного разряда график зависимости η от t имел несколько максимумов и минимумов.

3.2. Общие особенности ускорения плазмы при "апериодическом" и колебательном разрядах

Из графиков, приведенных на рис.I4 видно, что основные особенности процесса ускорения плазмы, отмеченные выше для колебательного разряда, качественно повторяются и для "апериодического" разряда. При разряде "апериодического" типа пик плотности

тока, образующийся у границы газ-диэлектрик, на развитой стадии разряда также разделяется на три. Около диэлектрика образуется токовый слой. Вблизи того места, где до "испарения" находилась граница газ-диэлектрик, под действием разности магнитных даглений формируется плазменное образование, имеющее более высокое, чем у окружающей плазмы температуру, плотность и газодинамическое давление. От этого плазменного сгустка в сторону вакуума по газу начинает распространяться ударная волна. Между токовым слоем и плазменным сгустком располагается зона с равномерным распределением параметров плазмы.

После прохождения разрядным током максимума, в середине второй "четверти" первого полупериода, разложение диэлектрика прекращается, с этого момента в плазме появляются обратные токи. С началом новой полуволны тока процессы в плазме повторяются, но во втором полупериоде рассматриваемого разряда они протекают гораздо слабее (рис.I4). Роль первого полупериода в ускорении плазмы в данном случае существенно выше, чем для разряда, описанного в § 2. Отметим, что число возникающих в плазме образований при "апериодическом" типе разряда меньше, чем при колебательном.

Энергия E_0, запасенная первоначально в конденсаторе, в обоих вариантах одинакова (см. таблицу в § I), но как уже указывалось выше, характер поступления ее в плазму разный: при "апериодическом" разряде она вся вкладывается в первом полупериоде за промежуток времени во много раз меньший, чем при колебательном разряде. Поэтому при "апериодическом" разряде процессы в плазме протекают значительно интенсивнее. Это можно видеть при сравнении рис.3-5 и I4. Следует обратить внимание на разные масштабы графиков на этих рисунках.

При "апериодическом" разряде в результате более резкого рос-

та тока через ускоритель диэлектрик нагревается до критической температуры быстрее и "время задержки испарения" в этом случае меньше (t_3 = 0.I мксек против I.5 мксек в варианте I). Плотность тока в местах ее сосредоточения в 4 раза выше. В соответствии с этим больше выделяющееся в плазме джоулево тепло и электромагнитные силы, ускоряющие плазму. Поэтому скорость, приобретаемая плазмой, оказывается в данном случае тоже больше. В несколько раз выше и значения параметров плазменного сгустка, образовавшегося в первом полупериоде (температуры - почти в 2 раза, плотности - в 3 раза, газодинамического давления - в 6 раз). Между тем в зоне распределенного разряда существенных отличий в значениях температуры для рассматриваемых разрядов не наблюдается. Это можно объяснить тем, что более интенсивное энерговыделение, имеющее место при "апериодическом" разряде, компенсируется затратами энергии на более быстрое "испарение" диэлектрика. Расход энергии на единицу "испаренной" массы $K = E_p/m$ к концу разряда составляет 0.66 дж/мкг в первом варианте и 0.95 дж/мкг - во втором.

§ 4. Сравнение результатов расчетов с данными экспериментов

В литературе, посвященной экспериментальным исследованиям эрозионных импульсных плазменных ускорителей имеются данные, которые можно сопоставить с результатами расчетов.

Так, в работе [23] рассмотрены эрозионные ускорители рельсовой и коаксиальной геометрии, имеющие следующие параметры (данные приведены только для ускорителей рельсовой геометрии, в скобках указаны значения соответствующих параметров, пересчитанные для "единичного ускорителя"): емкость конденсатора 600 мкф (C_0 =229мкф)

начальная индуктивность 80 нгн (L_0 = 212 нгн), начальное напряжение на конденсаторе 1.9 кв (U_0 = 0.45 кв/см), диэлектрик - фторопласт-4. В указанной работе отмечены следующие особенности ускорения плазмы, зарегистрированные на СФР-граммах. Пробой развивается в виде тонкого шнура. На последующих стадиях разряд сформирован в виде яркого переднего фронта и зоны неподвижного свечения вблизи поверхности диэлектрика. Передний фронт перекошен и со временем распадается. Зона неподвижного свечения наблюдается в течение всего разряда. Указанные качественные особенности разряда согласуются с результатами расчета: передний фронт плазмы соответствует плазменному сгустку, зона неподвижного свечения - токовому слою вблизи диэлектрика (см. рис.3,14). Измеренные экспериментальные значения температуры, плотности и средней скорости также согласуются с расчетными: измеренная средняя температура 4.3 эв - рассчитываемая 5-6 эв, среднее значение плотности плазмы в экспериментах 0.3 мкг/см^3 - в расчетах 0.3 -0.8 мкг/см^3, среднее значение скорости в экспериментах 74 км/сек, что тоже соответствует рассчитываемым данным (рис.6). Отметим, что значения средней температуры, плотности и скорости, приведенные в других экспериментальных работах (некоторые из них указаны ниже), близки вышеприведенным.

Важный материал для сравнения результатов расчета с экспериментом дают работы [24-26] . В них исследовано распределение тока в импульсном эрозионном ускорителе рельсового типа,, имеющем следующие параметры: C = 824 мкф (C_0 = 315 мкф), L =8.5 нгн (L_0 = 22.3 нгн), U = 2 кв (U_0 = 0.475 кв/см), диэлектрик - фторопласт-4. Разряд при этих значениях параметров - апериодический. В экопериментах установлено существование двух токовых фронтов, распространяющихся вне ускорителя, с которыми связано

два последовательно вылетающих из ускорителя сгустка – быстрый и медленный. Ток, который несет быстрый сгусток, составляет около 5–8% от максимального разрядного тока и уменьшается лишь, когда полный разрядный ток становится меньше 5–8% максимального. Это позволяет авторам высказать предположение о "вмороженности" магнитного поля в плазму быстрого сгустка. В работе [26] уточнена структура быстрого сгустка – он состоит из трех отдельных сгустков. Авторы считают, что генерацию этих трех сгустков можно связать с тремя последовательными полупериодами поджигной "пушки", т.к. сгустки генерируются через I мксек, а полупериод разряда "пушки" также равен I мксек. Результаты расчетов, приведенные в настоящей работе, соответствуют этому предположению: в начале каждого полупериода при колебательном затухающем характере разряда рождается по сгустку плазмы (рис.Ю).

В экспериментах регистрируется также медленный сгусток. Величина тока, захваченная этим сгустком, значительно больше. Исследования распределения плотности тока позволили построить гистограммы распределения тока по длине ускорителя для различных моментов времени. В работе [25] описано распределение тока в ускорителе: "в течение первых двух мксек весь ток сосредоточен в зоне I5 мм от поверхности диэлектрика, после чего выделяется токовый слой, который несет постоянный ток 35–40 ка. В момент вылета токового слоя их рельсотрона (6–7 мксек) скорость переднего фронта 35 мк/сек. Этот слой можно отождествить с медленным сгустком. После отделения медленного сгустка от примыкающего к диэлектрику токового слоя ток в этом слое поддерживается на уровне 80 ка до 5 мксек, а затем начинает падать. К I2 мксек область повышенной плотности тока вблизи диэлектрика исчезает. Между медленным сгустком и токовым слоем у диэлектрика создается зона распре-

деленного разряда с постоянной плотностью тока. При движении медленного сгустка протяженность этой зоны непрерывно увеличивается, погонный ток в ней держится около 3 ка/см до 12 мксек, после чего исчезает область повышенной погонной плотности тока у диэлектрика, и равномерно распределенный разряд занимает всю область между диэлектриком и сгустком". На рис.15 показано распределение тока по длине ускорителя в расчете и эксперименте. Видно, что результаты расчета и эксперимента качественно хорошо согласуются.

При анализе расчетов указывалось, что наличие неподвижного токового слоя вблизи диэлектрика ведет к тому, что основное ускорение плазмы происходит у диэлектрика. Это наблюдается и в экспериментах. Например, в работе [27] указывается, что ускорение плазмы происходит в основном на расстоянии 1-2 см от поверхности диэлектрика, в дальнейшем скорость плазмы остается почти неизменной.

Расчеты, приведенные выше, показывают, что в плазме на определенной стадии разряда возникают токи, направление которых противоположно току в цепи. Подобное явление отмечено и в экспериментах. Так, в работе [21] отмечается, что после прохождения тока через максимум в плазме возникают замкнутые токовые петли. Появление после прохождения разрядным током максимума обратных токов в плазме, обнаруженное в расчетах, в случае одномерной модели можно интерпретировать, как образование петли тока. Природа наблюдаемых в эксперименте петель тока и получающихся в расчетах обратных токов аналогична. Как отмечают авторы работы [21], образование петли тока вызвано тем, что вследствие высокой электропроводности плазмы ($T \sim$ 3-5 эв) магнитное поле, "вмороженное" в электронную компоненту, оказывается не в состоянии "следить" за быстрым изменением тока. Как следствие сохранения магнитного поля в плазме на прежнем уровне в ней возникают замкнутые токовые петли.

Таким образом, приведенное выше сравнение результатов расчетов с имеющимися в литературе экспериментальными данными показывает их хорошее качественное, а в ряде случае при совпадении электротехнических и других параметров ускорителей и количественное соответствие.

Заключение

Приведенные результаты расчетов показывают, что движение плазмы в эрозионных импульсных ускорителях имеет ряд особенностей.

Интенсивное "испарение" вещества и рост вследствие нагревания электропроводности образовавшейся плазмы в сочетании с периодическим изменением направления разрядного тока приводит к образованию в плазме ускорителя квазипериодической структуры в виде последовательных токовых слоев, подвижных и неподвижных в лагранжевых массовых координатах. Разрядный ток через ускоритель сосредоточен в основном в узком токовом слое у границы газа с диэлектриком, где и происходит основное ускорение, нагревание и расширение плазмы.

Периодическое изменение направления магнитного поля приводит к возникновению в начале каждого полупериода сжатых плазменных слоев там, где магнитное поле, изменяя направление, проходит через нуль. Это ведет к возникновению в плазме фиксированных по массе образований, имеющих более высокое чем у окружающей плазмы газокинетическое давление, температуру и плотность.

Электромагнитные силы, сосредоточенные в основном в узких слоях плазмы, ускоряет возникающие сгустки, и те в свою очередь, действуя на остальной газ подобно поршням, сжимают и ускоряют его. В результате в плазме возникают магнитогидродинамические ударные

волны, на фронте которых текут токи. Значительное выделение джоулева тепла в этих слоях ведет к усилению ударных волн.

Температура в плазме распределена неоднородно. Фиксированные по массе сгустки плазмы имеют более высокую чем у окружающей плазмы температуру. За счет теплопроводности и переноса энергии ударными волнами образующиеся в месте сгустков пики температуры размываются.

Между токовым слоем и плазменным сгустком каждый раз образуется зона распределенного разряда. Параметры плазмы в этой области меняются медленно, токи невелики.

Прекращение "испарения" к концу каждого полупериода и отток вещества в условиях вмороженного в плазму магнитного поля приводит к генерации обратных токов и сил, тормозящих плазму.

Отмеченные при анализе расчетов особенности ускорения плазмы соответствуют таким наблюдаемым в экспериментах явлениям, как: образование головного сгустка плазмы, локализации основной части разрядного тока в узкой зоне в окрестности диэлектрика, ускорение плазмы в основном вблизи поверхности изолятора, образование областей изотермии, возникновение зоны распределенного разряда, появление в плазме токов, имеющих направление, противоположное направлению полного разрядного тока. Имеется и хорошее количественное совпадение с результатами экспериментов рассчитываемых значений таких параметров плазмы, как: средняя скорость, температура, плотность – а также интегральных характеристик ускорителя.

Проведенный в работе анализ результатов расчетов показывает, что "испарение" диэлектрика в эрозионных ускорителях является фактором во многом определяющим как интегральные характеристики, так и локальный характер процессов в плазме, в том числе структуру плазменного потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Плазменные ускорители (под ред. Арцимовича Л.А.). "Машиностроение", М., 1973.
2. Физика и применение плазменных ускорителей (под.ред. Морозова А.И.). "Наука и техника", Минск, 1974.
3. Грищин С.Д., Лесков Л.В., Козлов Н.П. Электрические ракетные двигатели. "Машиностроение", М., 1975.
4. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю., Подгорный И.М., Чуватин С.А. Электродинамическое ускорение сгустков плазмы. ЖЭТФ, 1957, 33, № 1.
5. Вихрев В.В., Земсков А.И., Прут В.В., Храбров В.А. Моделирование процесса разряда на ЭВМ. В сб. "Вопросы физики низкотемпературной плазмы", "Наука и техника", Минск, 1970, стр. 276.
6. Беляев С.А., Гольдина Д.А., Лесков Л.В., Куликов Ю.Н., Курдюмов С.П., Попов Ю.П., Савичев В.В., Самарский А.А., Филиппов С.С. Расчет нестационарного ускорения плазмы в одномерном приближении. Препринт ИПМ АН СССР, М., 1969.
7. Беляев С.А., Данилова Г.В., Лесков Л.В., Куликов Ю.Н., Курдюмов С.П., Попов Ю.П., Савичев В.В., Самарский А.А., Филиппов С.С., Царева Л.С. Расчет нестационарного ускорения плазмы в одномерном приближении. Препринт ИПМ АН СССР, М., № 36, 1970.
8. Самарский А.А., Курдюмов С.П., Куликов Ю.Н., Лесков Л.В., Попов Ю.П., Савичев В.В., Филиппов С.С. Магнитогидродинамическая модель нестационарного ускорения плазмы. ДАН СССР, 1972, 206, № 2, стр.307.
9. Данилова Г.В., Дородницын В.А., Курдюмов С.П., Попов Ю.П.

Самарский А.А., Царева Л.С. Взаимодействие сгустка плазмы с магнитным полем в канале рельсотрона. Препринт ИПМ АН СССР, М., № 62, 1973.

10. Савичев В.В. К расчету скорости уноса массы диэлектрика в импульсном разряде. В сб. "Вопросы физики низкотемпературной плазмы", "Наука и техника", Минск, 1970.

11. Алексеев Ю.А., Казеев М.Н., Кисула В.В. Численное моделирование ускорения плазмы в импульсном ускорителе с эрозией диэлектрика. ЖТФ, 1973, 13, вып. 7.

12. Гущин И.С., Попов Ю.П., Савичев В.В. Расчет нестационарного ускорения плазмы с учетом абляции диэлектрика. Физика плазмы, 1976, 2, вып.5, стр. 742-749.

13. Гущин И.С., Попов Ю.П., К расчету задач магнитной гидродинамики с испарением диэлектрика. ЖВМ и МФ, 1977, 17, № 5.

14. Самарский А.А., Волосевич П.П., Волчинская М.И., Курдюмов С.П. Метод конечных разностей для решения одномерных нестационарных задач магнитной гидродинамики. ЖВМ и МФ, 1968, 8, № 5.

15. Попов Ю.П., Самарский А.А. Полностью консервативные разностные схемы для уравнений магнитной гидродинамики. ЖВМ и МФ, 1970, 10, № 4, 990-998.

16. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В., Рогов В.С. Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. ИПМ АН СССР, М., 1972.

17. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. "Наука", М., 1975.

18. Самарский А.А., Арсенин В.Я. О численном решении уравнений газодинамики с различными типами вязкости. ЖВМ и МФ, 1961, 1, № 2, стр.357-360.

19. Попов Ю.П. Расчет электротехнических цепей в задачах магнитной гидродинамики. ЖВМ и МФ, 1971, 11, № 2.

20. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Гос. изд. тех.-теор. литературы, М., 1957, стр. 241.

21. Калмыков А.А., Лесков Л.В., Пергамент М.И. Импульсные ускорители плазмы. В сб. [2], стр. 183.

22. Тихонов А.Н., Самарский А.А., Заклязьминский Л.А., Волосевич П.П., Дегтярев Л.М., Курдюмов С.П., Попов Ю.П., Соколов В.С., Фаворский А.П. Нелинейный эффект образования самоподдерживающегося высокотемпературного слоя газа в нестационарных процессах магнитной гидродинамики. ДАН СССР, 1967, 173, № 4, стр. 808-811.

23. Балагуров А.Я., Гришин С.Д., Левтов В.Л., Лесков Л.В., Михалев В.Г., Петров А.М., Савин А.Ф., Савичев В.В., Чивелев В.А. Особенности разгона плазмы в электромагнитных ускорителях с эрозией диэлектрика. ЖТФ, 1970, 40, № 3, стр.450.

24. Калыгин А.Г., Козлов Н.П., Лесков Л.В., Саенко В.В. Исследование распределения тока в импульсном ускорителе плазмы с эрозией диэлектрика. ЖТФ, 1970, 40, № 3, стр. 462.

25. Калыгин А.Г., Козлов Н.П., Корещенко Н.А., Лесков Л.В., Саенко В.Б. Об энергетических характеристиках импульсных ускорителей плазмы с эрозией диэлектрика. ЖТФ, 1970, 40, № 6, стр. 1202.

26. Калыгин А.Г., Козлов Н.П., Корещенко Н.А., Лесков Л.В., Саенко В.Б. Исследование параметров импульсного эрозионного ускорителя плазмы. ЖТФ, 1971, 41, № 10, стр.2084.

27. Андрианов А.А., Алексеев Ю.А., Казеев М.Н., Кисула В.В. Получение мощных импульсных потоков плазмы в коаксиальном ускорителе с эрозией диэлектрика. В сб. [2], стр.198.

Интегральные характеристики ускорителя (вариант 1)

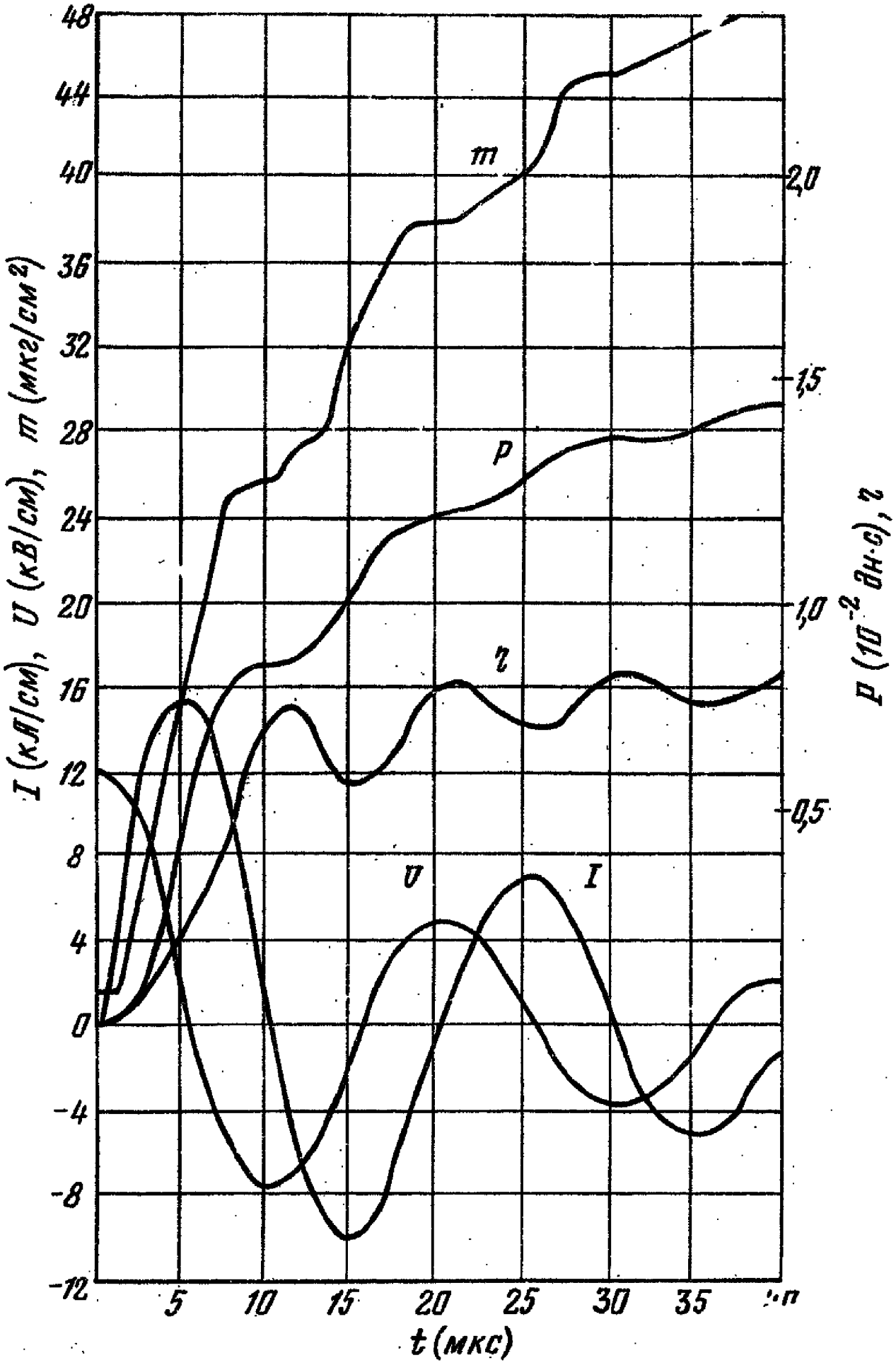


Рис.1

Энергетические характеристики ускорителя (вариант 1)

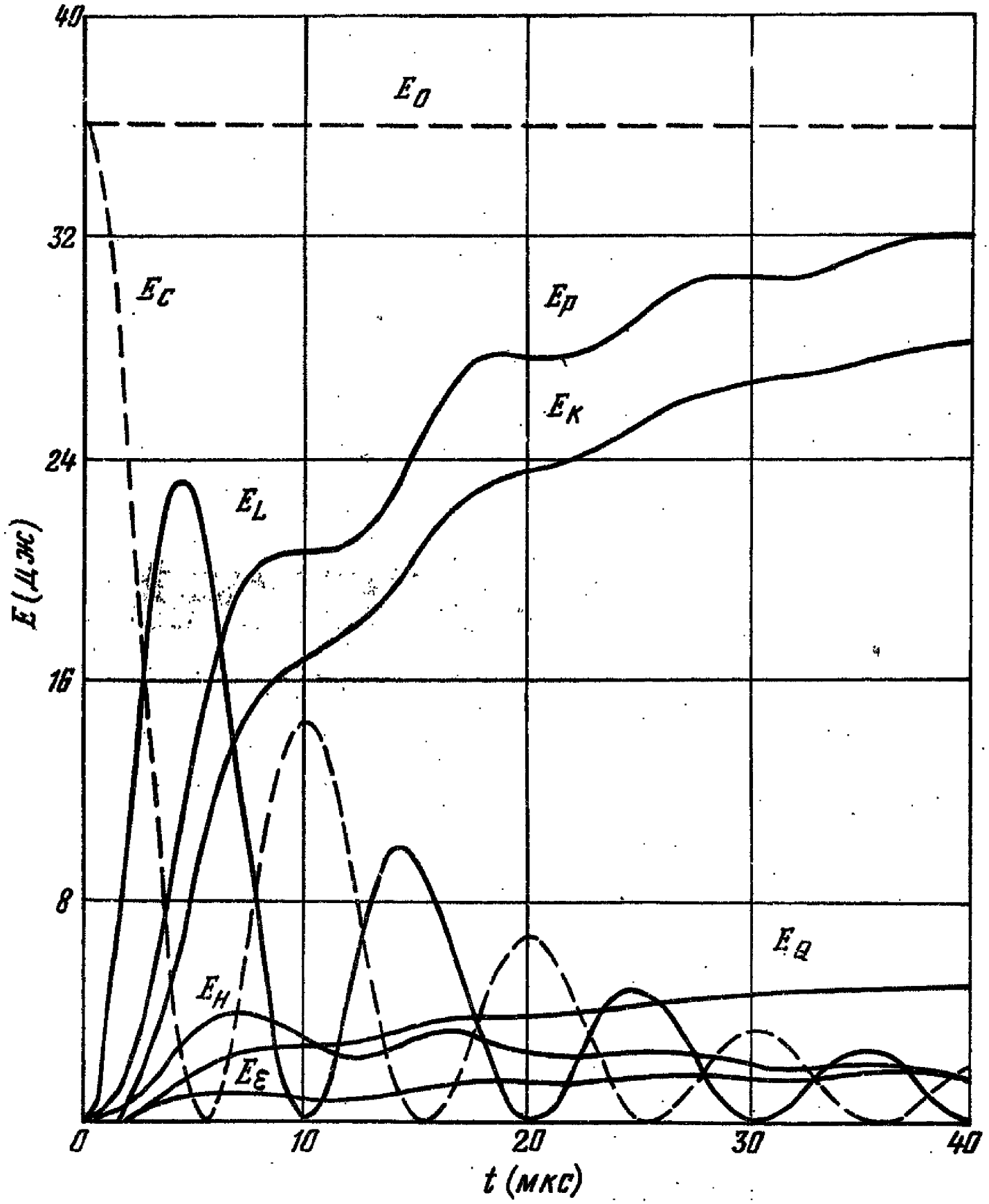


Рис.2

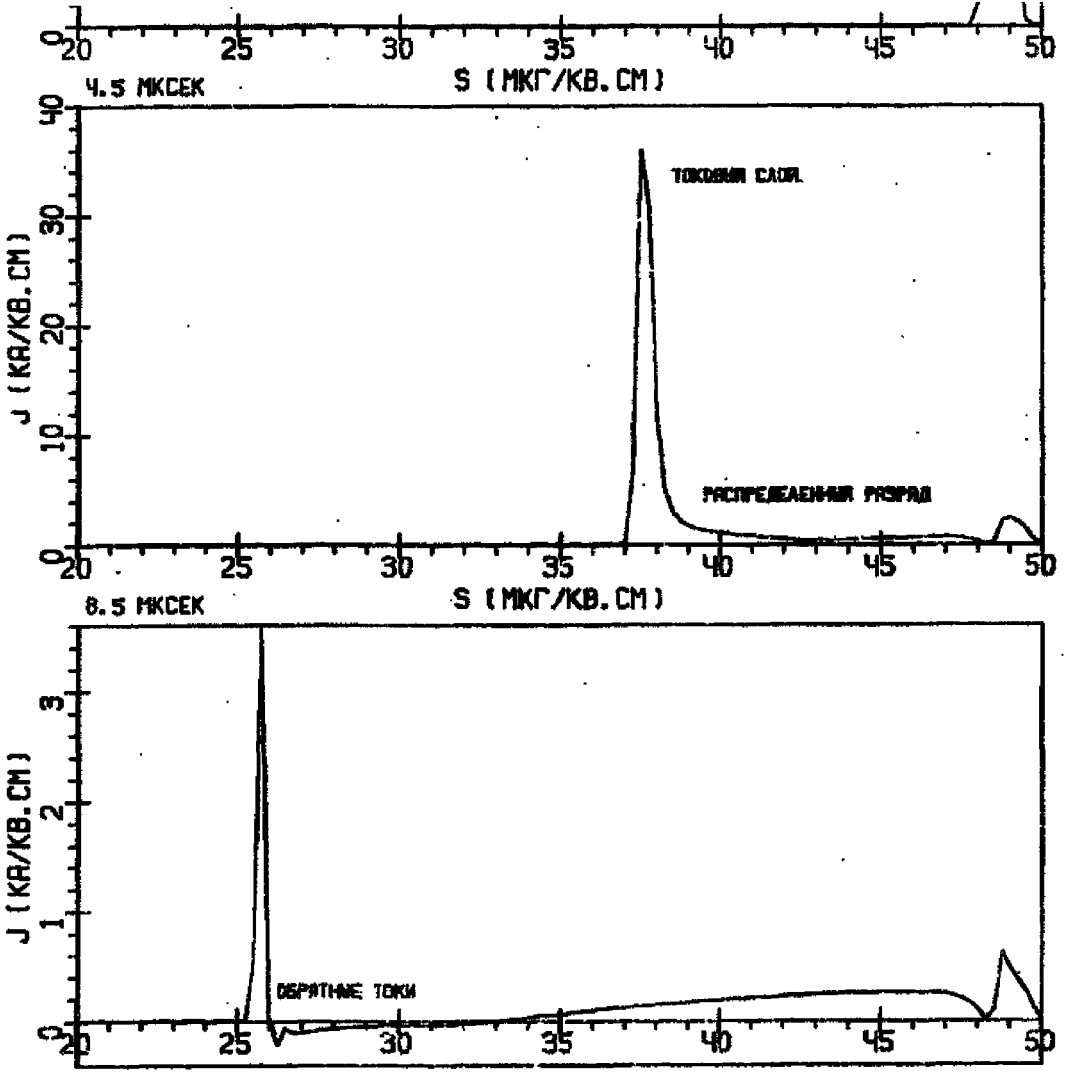
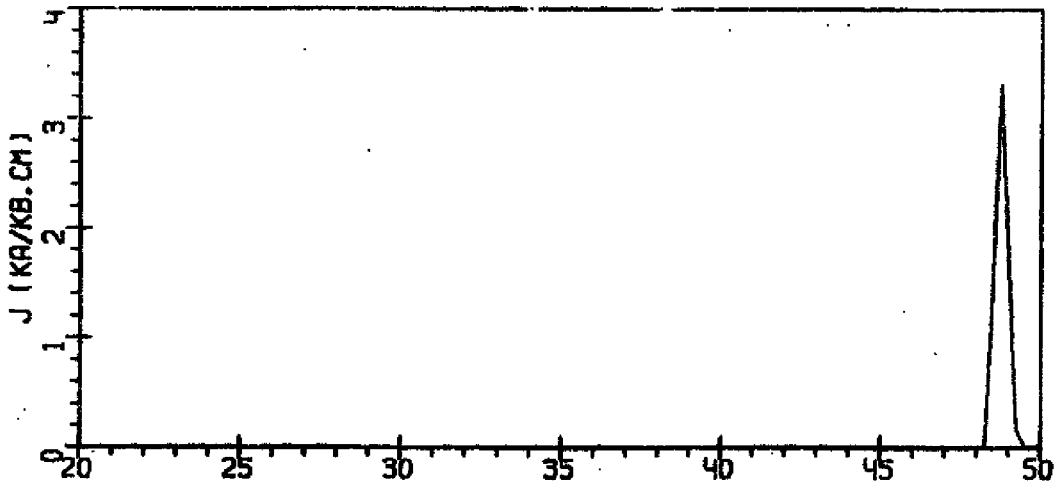

4.5 МКСЕК
S (МКГ/КВ.СМ)
J (КА/КВ.СМ)
ТОКОВЫЙ СЛОЙ
РАСПРЕДЕЛЕННЫЙ РАЗРЯД
8.5 МКСЕК
S (МКГ/КВ.СМ)
J (КА/КВ.СМ)
ОБРАТНЫЕ ТОКИ

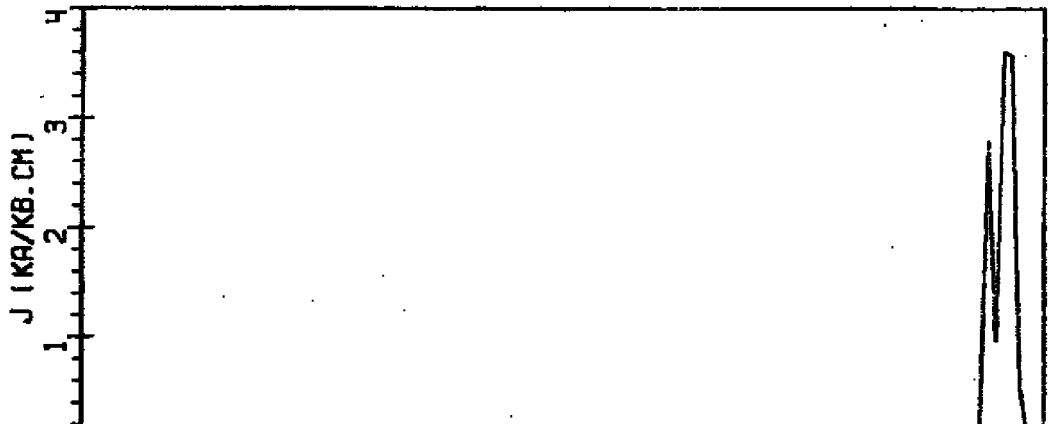
Рис. 3.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА В ПЛАЗМЕ

1 МКСЕК



1.5 МКСЕК



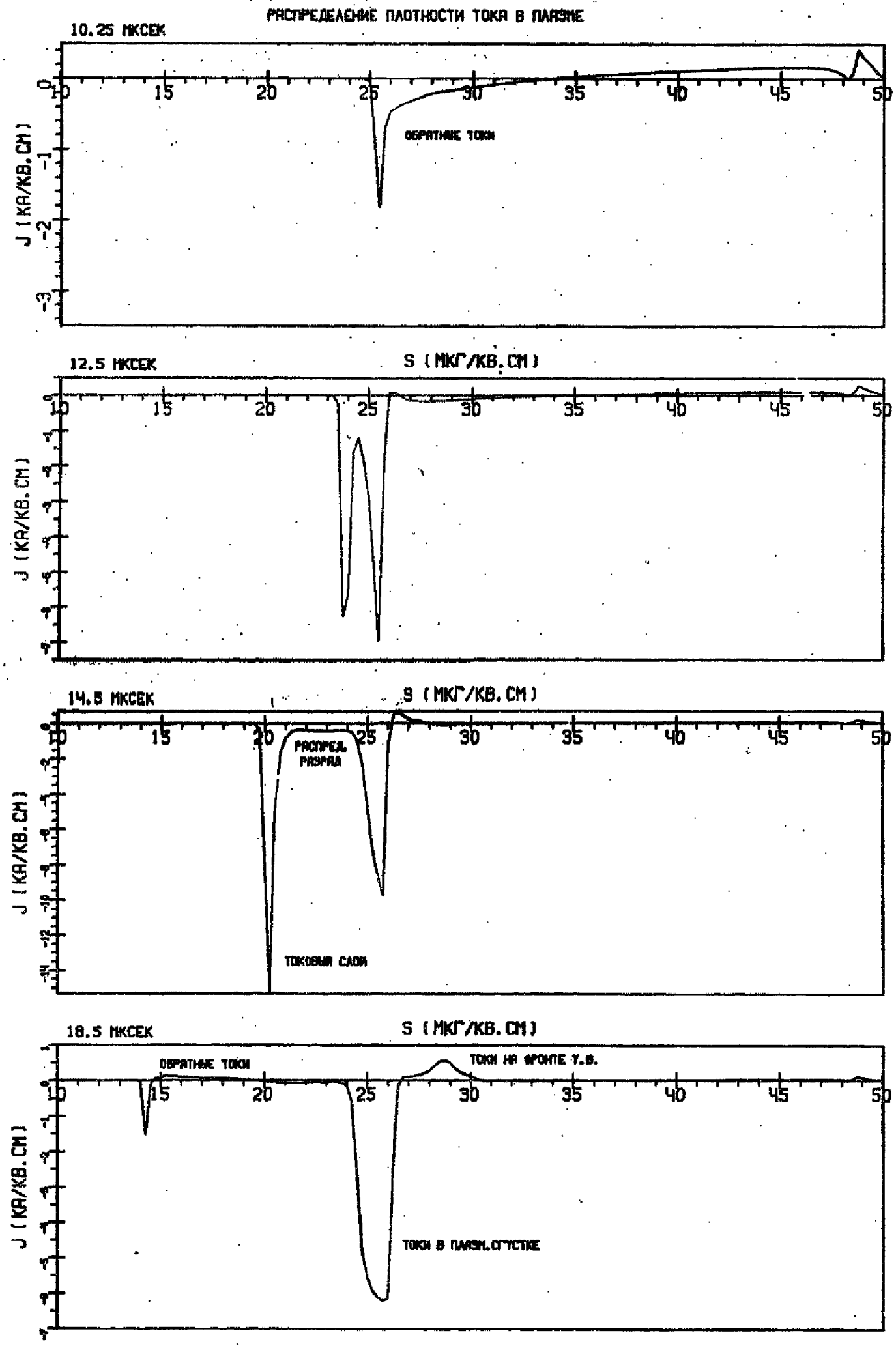

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА В ПЛАЗМЕ
10.25 МКСЕК
J (КА/КВ.СМ)
ОБРАТНЫЕ ТОКИ
12.5 МКСЕК
S (МКГ/КВ.СМ)
J (КА/КВ.СМ)
14.5 МКСЕК
S (МКГ/КВ.СМ)
J (КА/КВ.СМ)
РАСПРЕД. РАЗРЯД
ТОКОВЫЙ СЛОЙ
18.5 МКСЕК
S (МКГ/КВ.СМ)
J (КА/КВ.СМ)
ОБРАТНЫЕ ТОКИ
ТОКИ НА ФРОНТЕ Т.В.
ТОКИ В ПЛАЗМ.СГУСТКЕ

Рис.4.

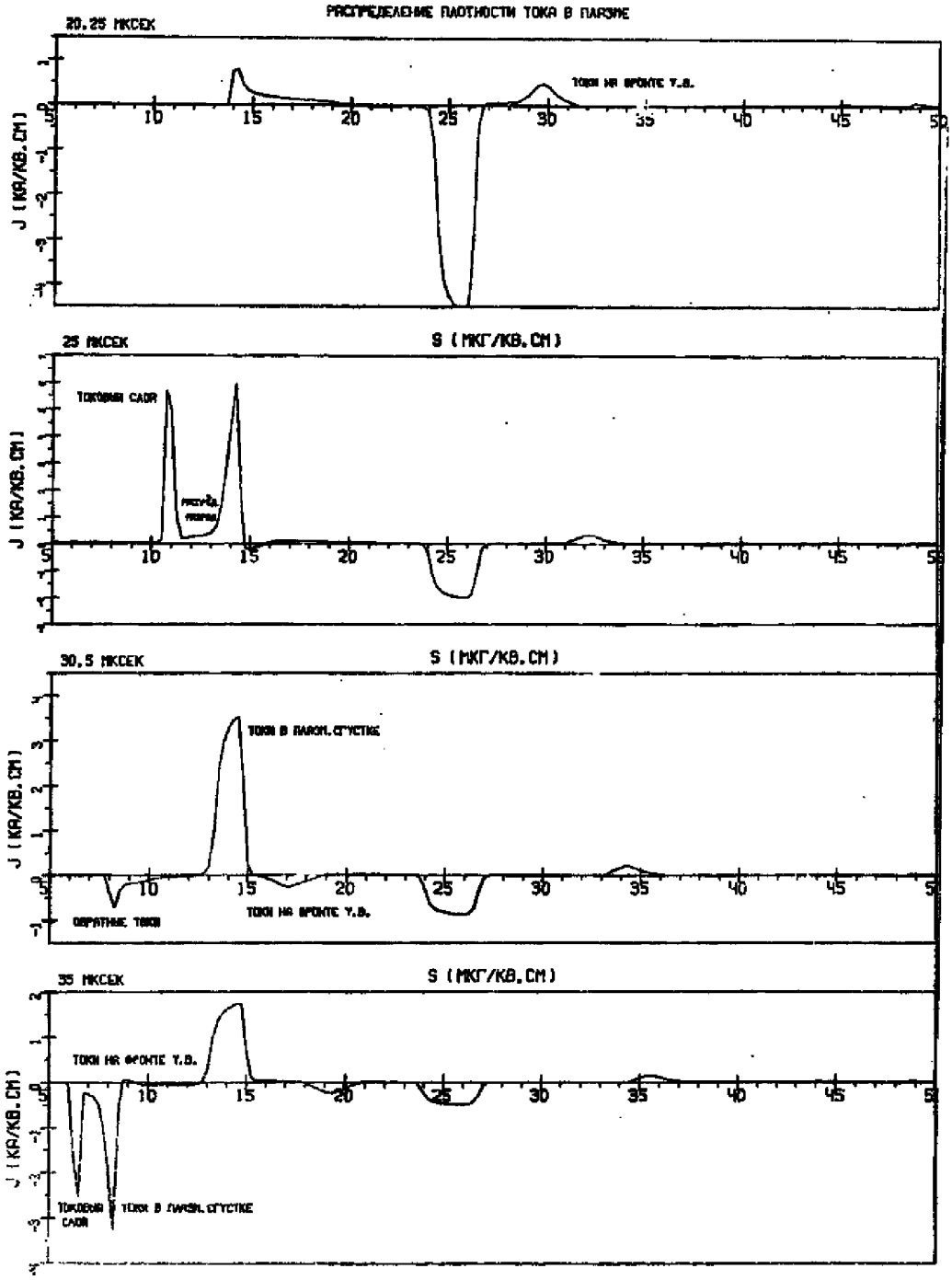

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА В ПЛАЗМЕ
20.25 МКСЕК
ТОКИ НА ФРОНТЕ Т.В.
J (КА/КВ.СМ)
25 МКСЕК
S (МКГ/КВ.СМ)
ТОКОВЫЙ САОР
J (КА/КВ.СМ)
30.5 МКСЕК
S (МКГ/КВ.СМ)
ТОКИ В ПЛАЗМ.СГУСТКЕ
J (КА/КВ.СМ)
ОБРАТНЫЕ ТОКИ
ТОКИ НА ФРОНТЕ Т.В.
35 МКСЕК
S (МКГ/КВ.СМ)
ТОКИ НА ФРОНТЕ Т.В.
J (КА/КВ.СМ)
ТОКОВЫЙ САОР
ТОКИ В ПЛАЗМ.СГУСТКЕ

Рис.5.

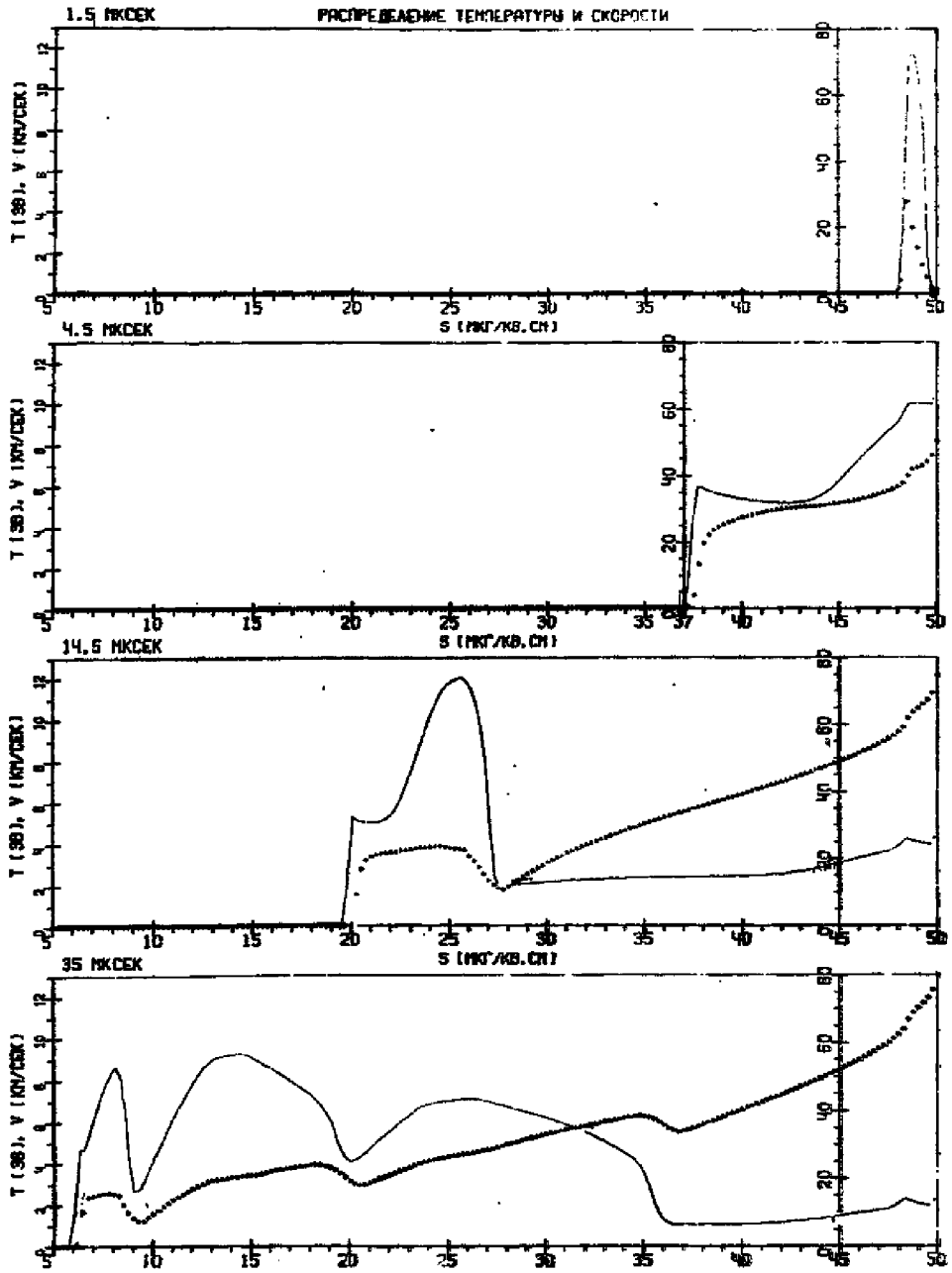


Рис. 6.

Обозначения: красная линия – температура, пунктир – скорость.

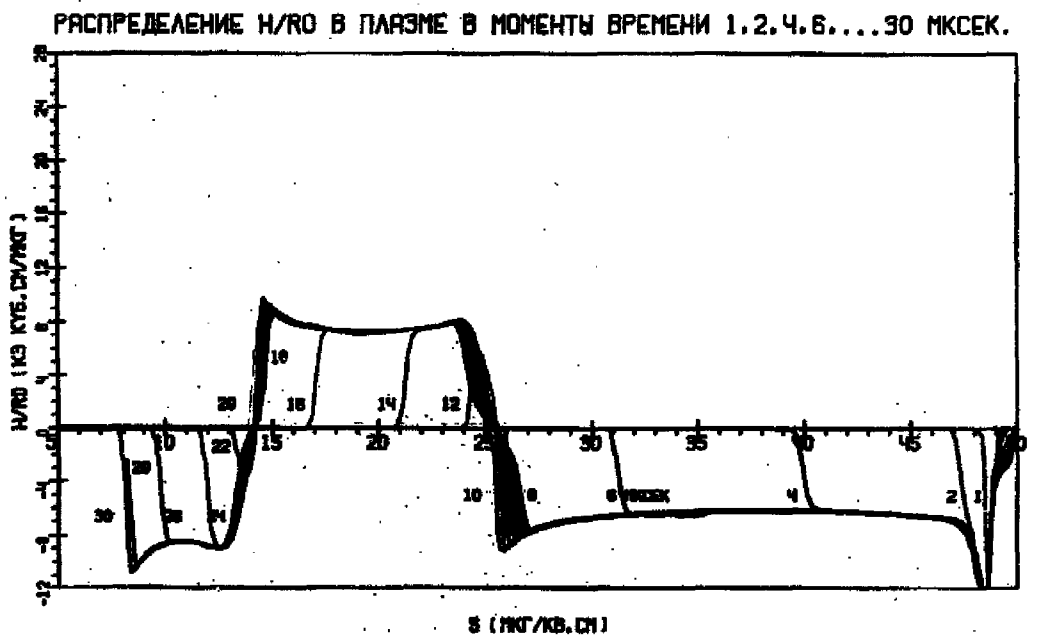

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ H/RO В ПЛАЗМЕ В МОМЕНТЫ ВРЕМЕНИ 1.2.4.6....30 МКСЕК.
H/RO (КЭ КУБ.СМ/МКГ)
S (МКГ/КВ.СМ)

Рис. 7.

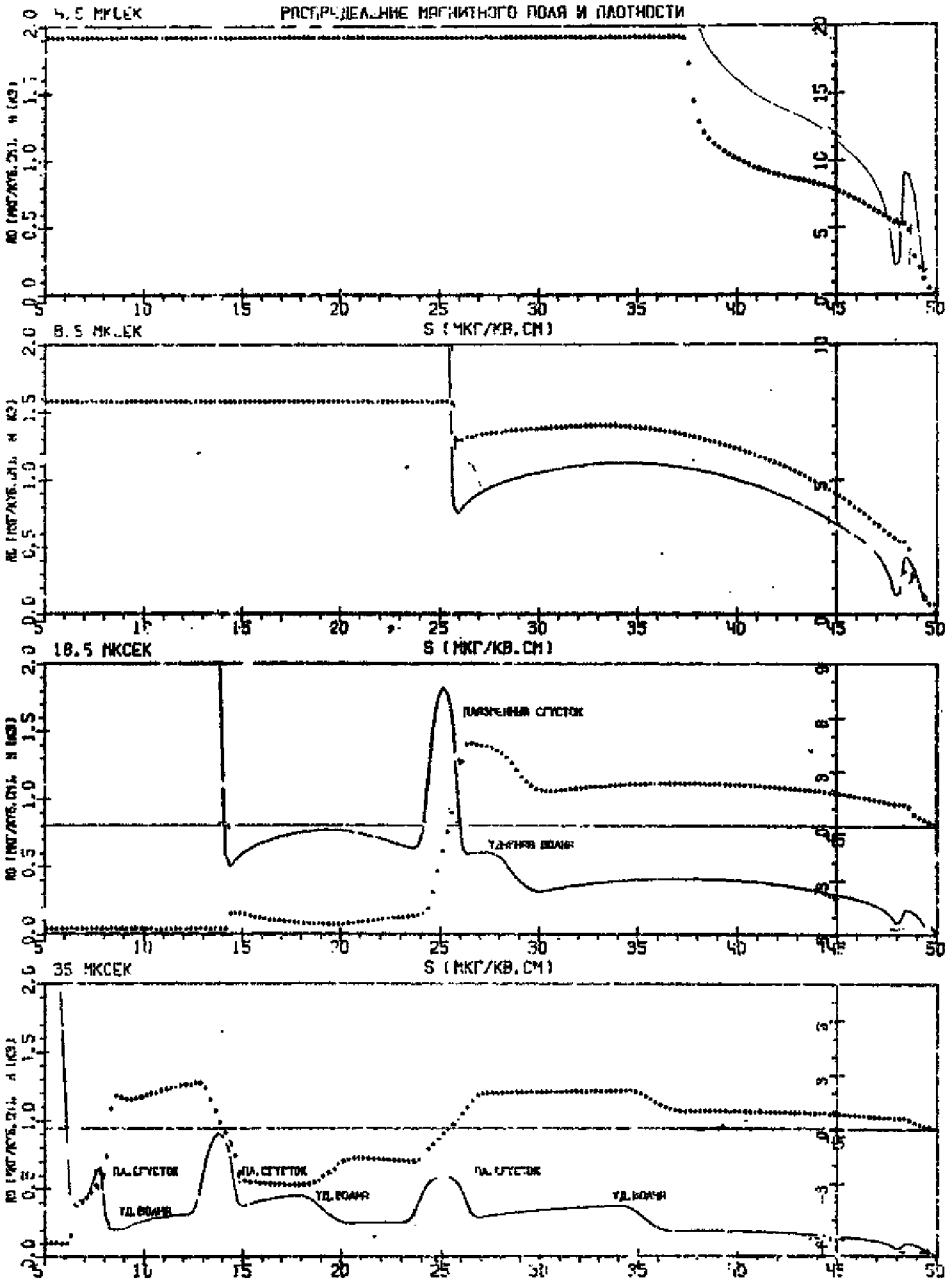


Рис 8.

Обозначения: красная линия – плотность,
пунктир – напряженность магнитного поля.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛ И ПЛОТНОСТИ В ПЛАЗМЕ

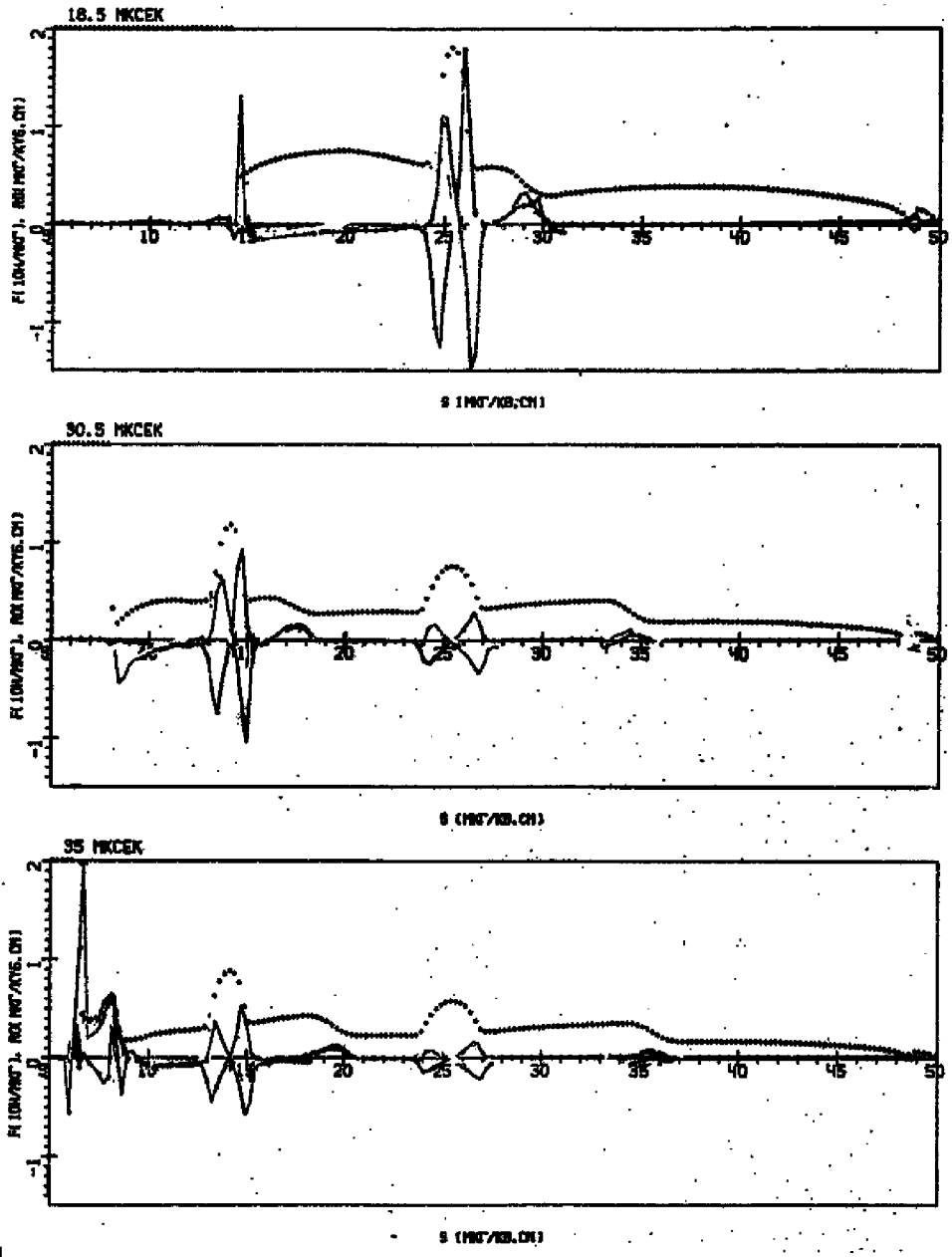


Рис. 9.

Обозначения: красная линия - электромагнитные силы, черная линия - газодинамические силы, пунктир - плотность.

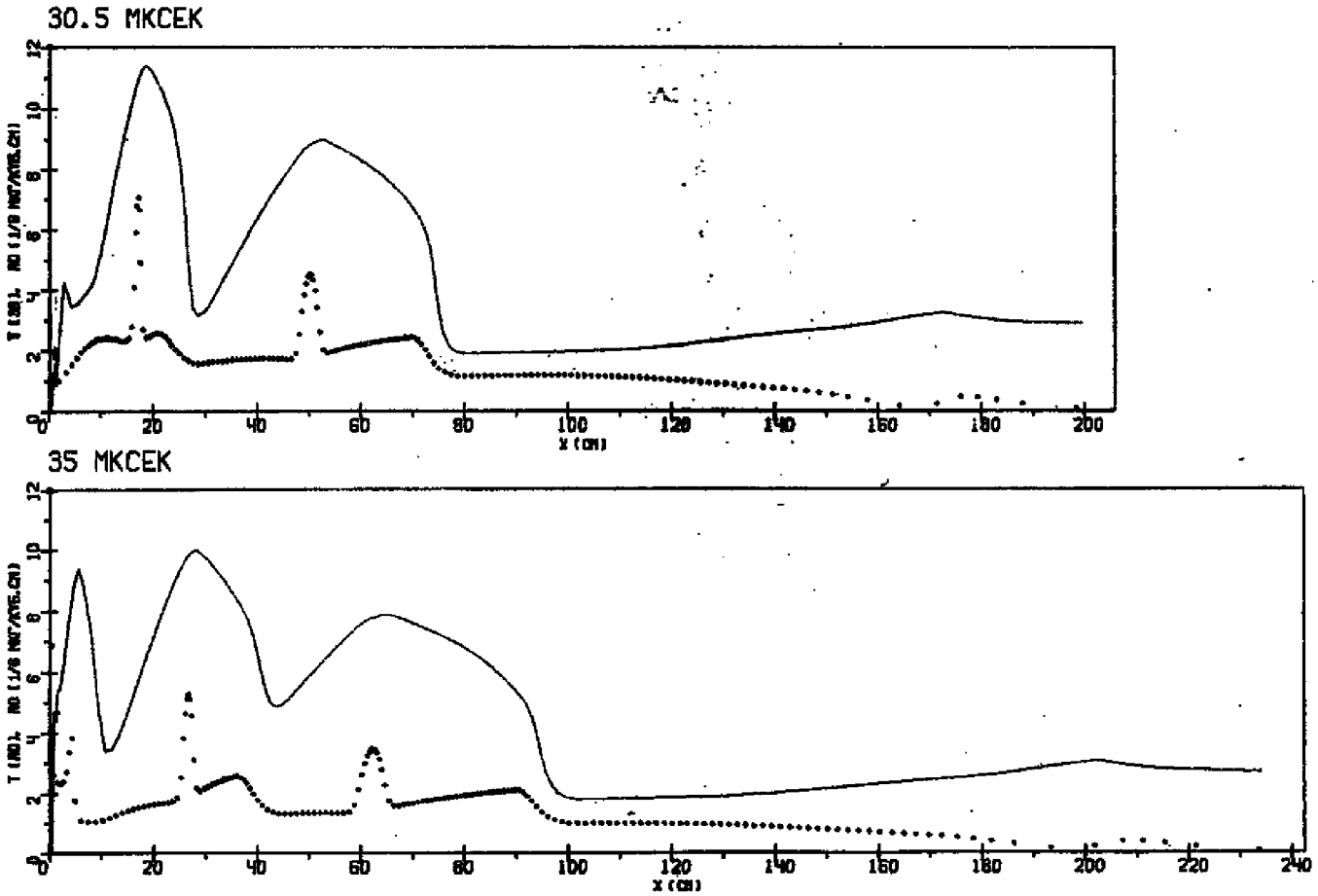


Рис. 10.

Обозначения: красная линия – температура, пунктир – плотность.

Траектории плазменных сгустков и ударных волн

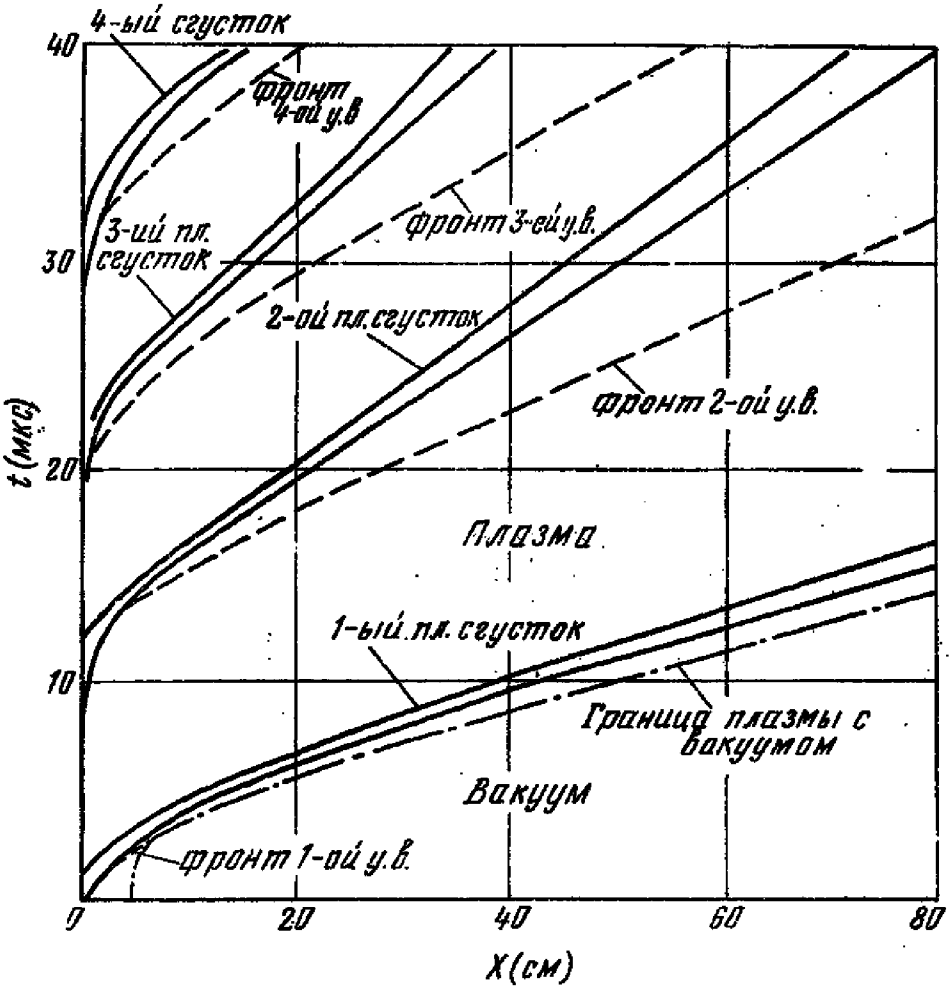


Рис. 11

Интегральные характеристики ускорителя (вариант 2)

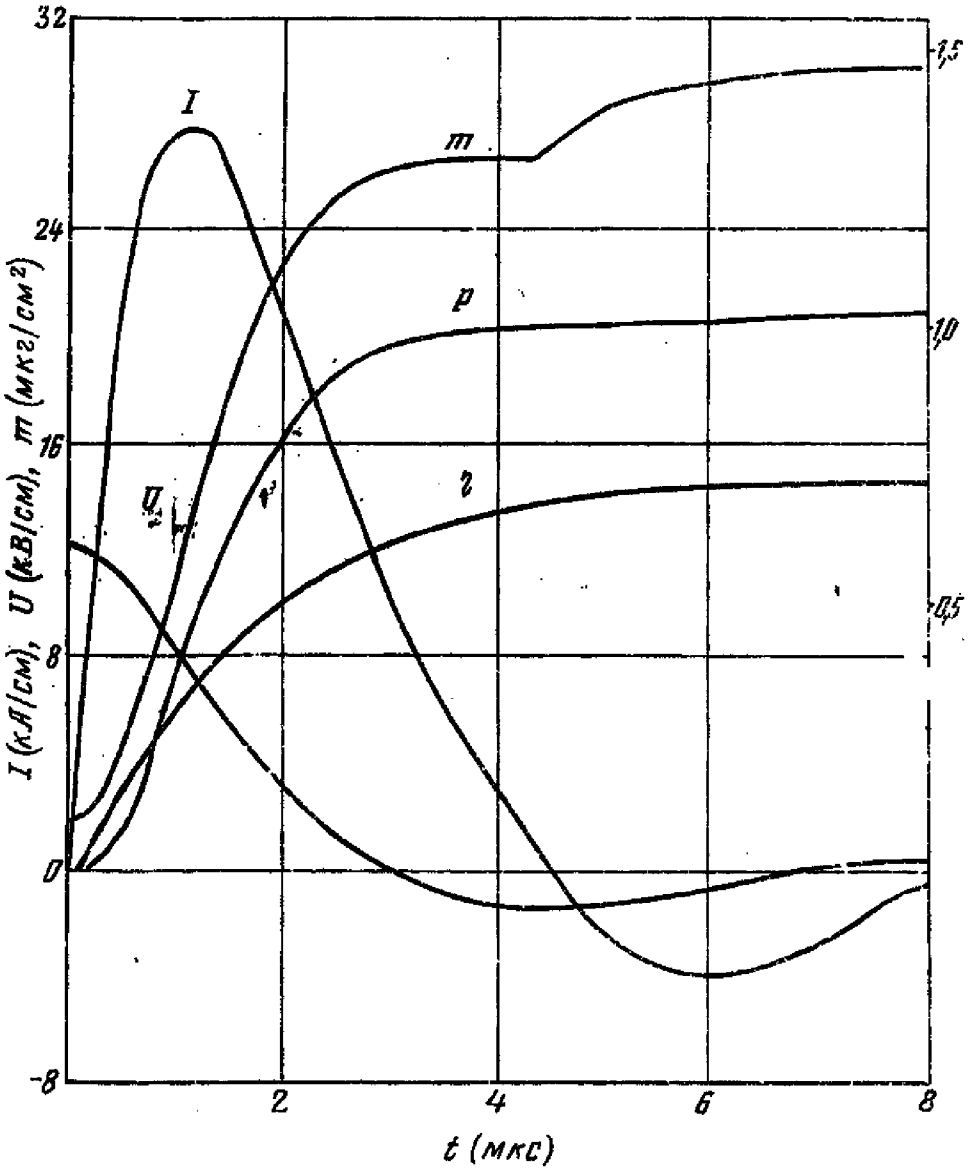


Рис. 12

Энергетические характеристики ускорителя (вариант 2)

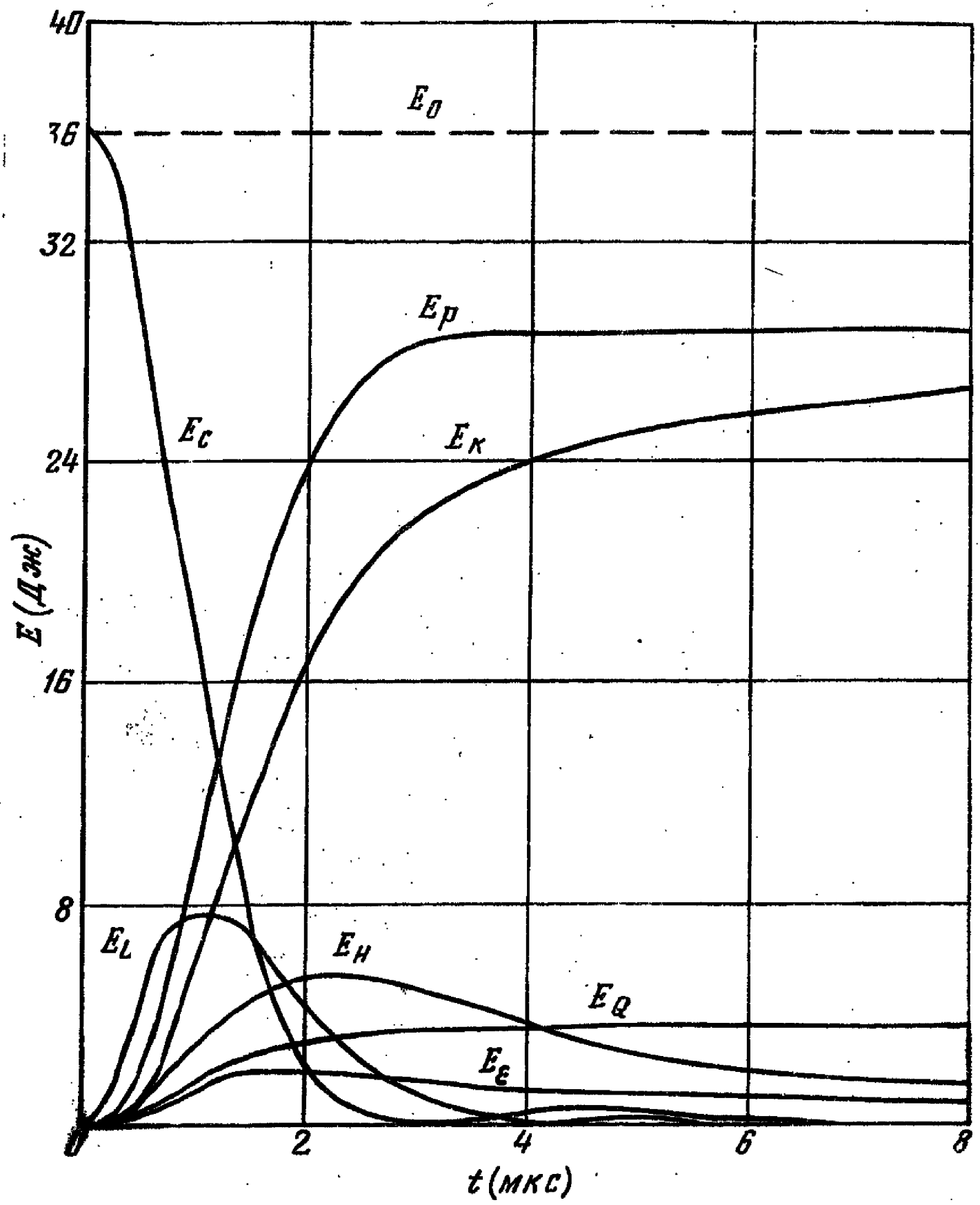


Рис.13

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА В ПЛАЗМЕ

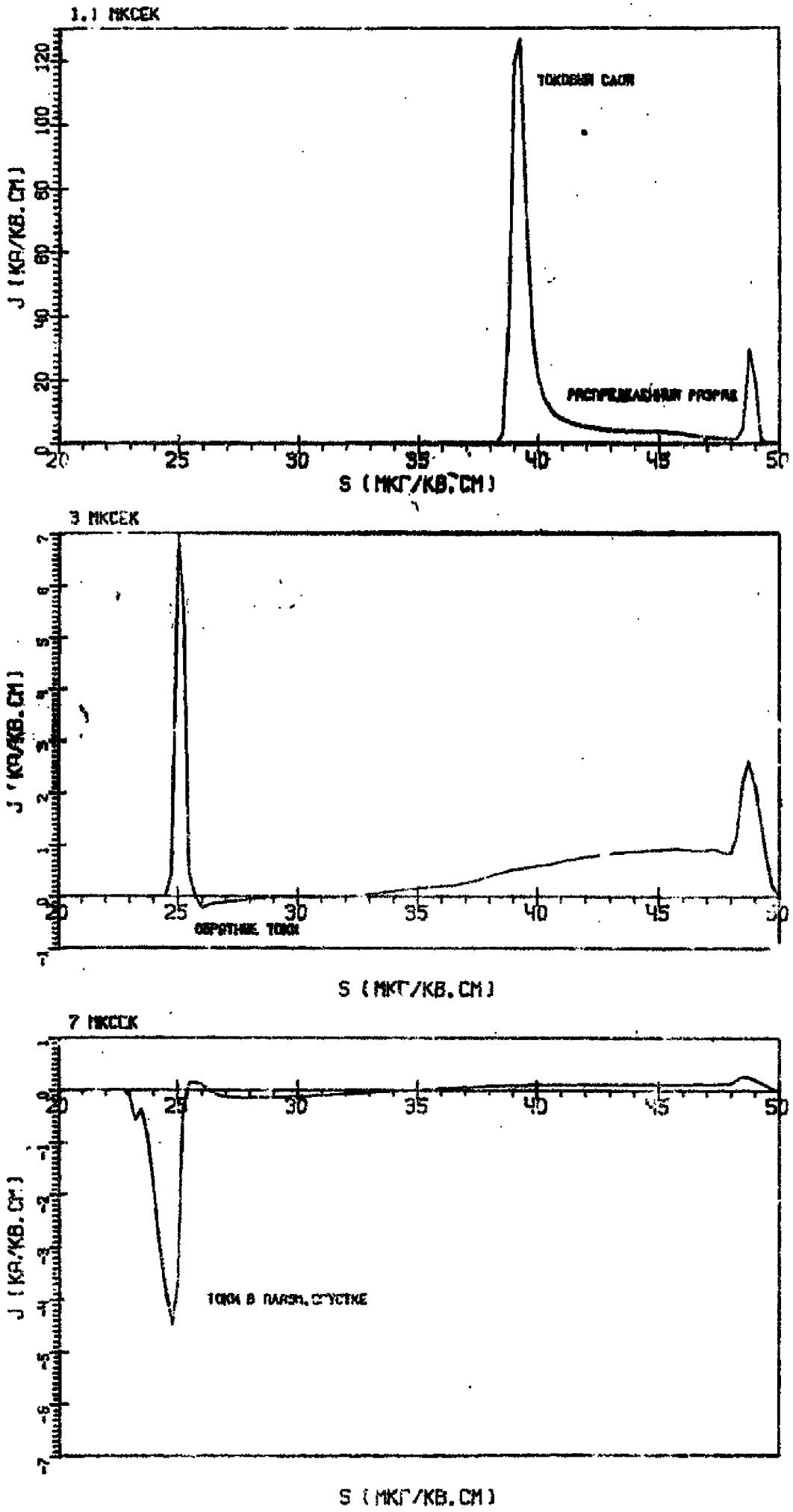
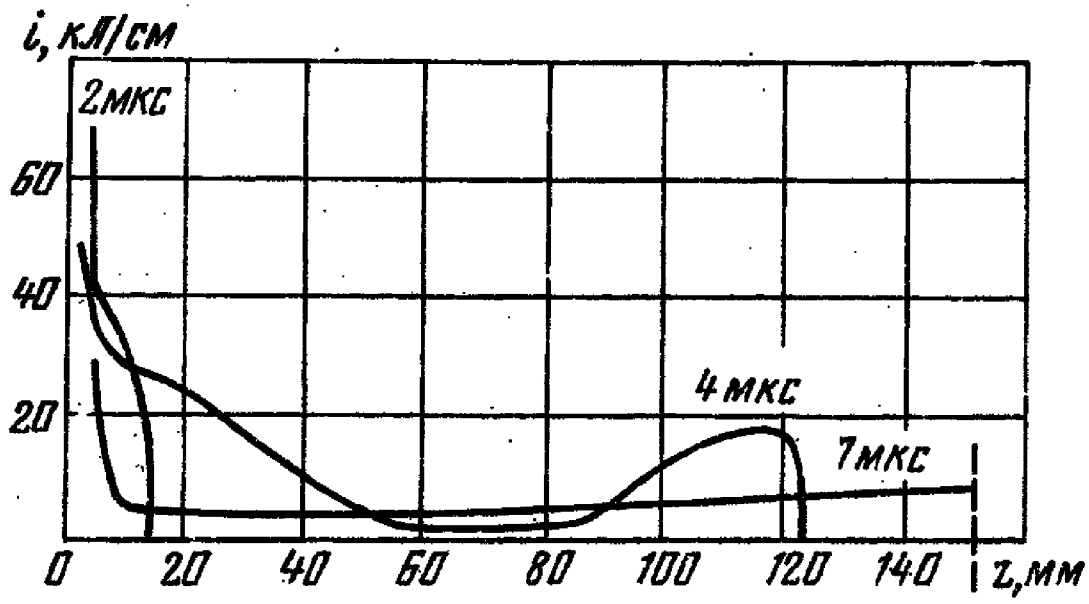
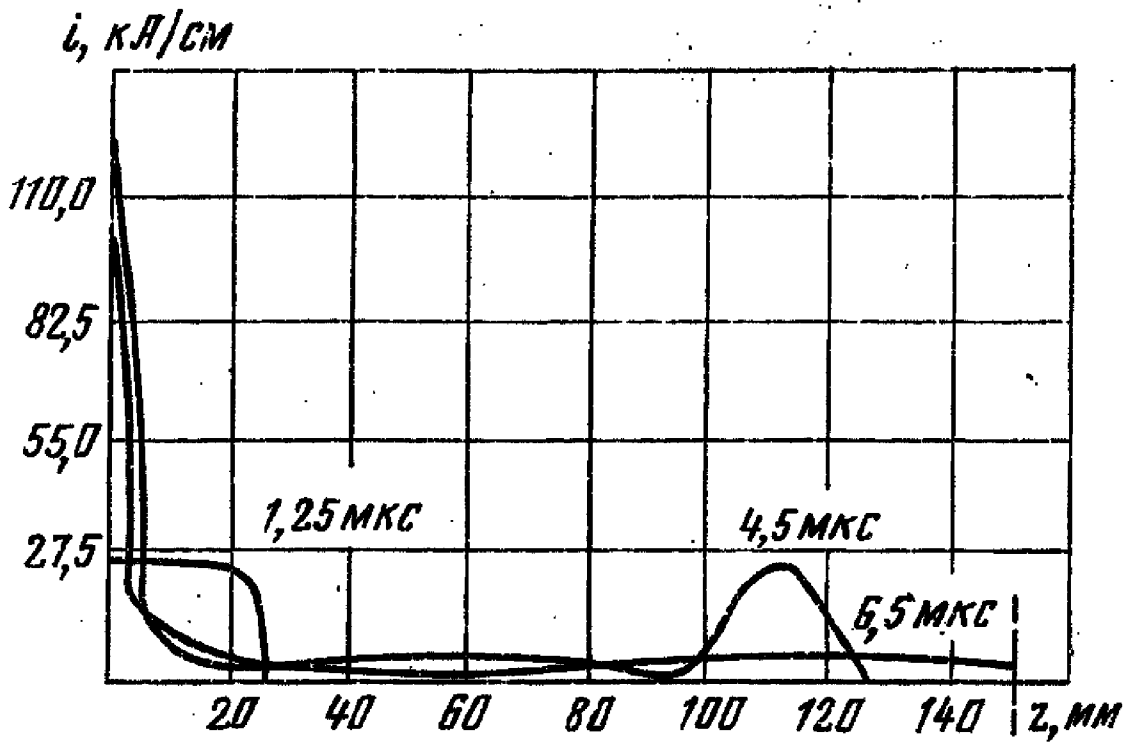


Рис 14.

Распределение плотности тока по длине рельсового ускорителя (пунктиром обозначен срез электродов)



а. Экспериментальные результаты из работы [25]



б. Результаты расчета

Рис. 15