

10. 71

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ОРДЕНА ЛЕНИНА

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

имени П. Н. ЛЕБЕДЕВА

4591

Препринт № 72

A.F. ALEKSANDROV, V.V. ZOSIMOV, A.A. RUKHADZE,  
А.Ф. Александров, В.В. Зосимов, А.А. Рухадзе,

В.И. Савоскин, И.Б. Тимофеев

V.I. SAVOSKIN, I.B. TIMOFEEV

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ПРЯМЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ РАЗРЯДОВ В ВАКУУМЕ

Theoretical and experimental investigation of direct  
high-current discharges in a vacuum.

Москва - 1971

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00062601

Препринт № 72

А.Ф.Александров, В.В.Зосимов, А.А.Рухадзе,  
В.И.Савоскин, И.Б.Тимофеев

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ПРЯМЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ РАЗРЯДОВ В ВАКУУМЕ

Москва - 1971

## СОДЕРЖАНИЕ

I. <u>ВВЕДЕНИЕ</u> . . . . .	I
II. <u>ВАКУУМНЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ Z -ПИНЧ (ТЕОРИЯ)</u> . . . . .	2
§ 1. Сильноточный самосжатый разряд в плотной оптически непрозрачной плазме . . . . .	4
§ 2. Вакуумный Z -пинч в оптически прозрачной плазме . . . . .	II
§ 3. Вакуумный Z -пинч в оптически "серой" плазме . . . . .	17
а) Постановка задачи и основные уравнения	-
б) Равновесие "серого" разряда . . . . .	23
в) Устойчивость "серого" разряда . . . . .	27
г) Заключение . . . . .	32
III. <u>ВАКУУМНЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ Z -ПИНЧ (ЭКСПЕРИМЕНТ)</u>	
§ 4. Экспериментальная установка и методика ис- следований . . . . .	34
§ 5. Общая картина разряда в вакууме . . . . .	40
§ 6. Исследование стадии удержания. Критические токи . . . . .	43
§ 7. Устойчивость оптически непрозрачного разряда	46
IV. <u>ЛИТЕРАТУРА</u>	

## I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время вновь возрос интерес к исследованиям сильноточных разрядов. Эти разряды, по-видимому, мало перспективные с точки зрения их использования в термоядерных установках из-за подверженности быстроразвивающимся неустойчивостям различного типа, в последнее время вновь являются предметом тщательного изучения. Этот интерес обусловлен достаточно очевидным фактом, заключающемся в возможности использования таких разрядов в качестве мощных источников излучения для энергетической "накачки" оптических квантовых генераторов (ОКГ). При этом, однако, следует сразу же оговориться, что параметры плазмы сильноточных разрядов, используемых в качестве источников излучения, должны существенно отличаться от параметров высокотемпературной "термоядерной" плазмы. Действительно, поскольку обычно для накачки ОКГ необходимо обеспечить максимум излучения в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра, то излучение плазмы должно быть близким к излучению абсолютно черного тела с температурой излучающей поверхности около  $3 \div 10$  эв. Поэтому плотность плазмы в таких разрядах ("пинчах") должна быть достаточно высокой, температура, а следовательно, проводимость, достаточно низкой. При этом излучение должно играть определяющую роль в динамике развития разряда. Указанные особенности делают неприменимой по отношению к таким разрядам развитую для высокотемпературных пинчей теорию и требуют их тщательного как теоретического, так и экспериментального исследования.

Ниже излагаются основные результаты теоретического и экспериментального исследования динамики, равновесия и устойчивости сильноточных разрядов в плотной низкотемпературной плазме, выполненных, в основном, на физическом факультете МГУ.

По физике процессов рассматриваемые разряды естественным образом делятся на два больших класса:

I) разряд в плазме с ограниченным полным числом частиц или, в другой терминологии, вакуумный разряд (разряд с ограниченным числом частиц проще всего осуществить путем электрического взрыва проводников в вакууме);

II) сильноточный разряд в неограниченной газовой среде или электрический взрыв проводников в газе (при осуществлении разряда в достаточно длинных промежутках инициирование разряда при достаточно низких напряжениях может быть осуществлено предварительным взрывом закорачивающего разрядный промежуток тонкого металлического проводника). Этот класс разрядов часто называют "взрывом проводника в атмосфере", либо просто "атмосферным разрядом".

## II. ВАКУУМНЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ Z - ПИНЧ (ТЕОРИЯ)

В этой части приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования динамики сильноточных самосжатых разрядов в плотной плазме в условиях, когда излучение играет определяющую роль в энергетическом балансе разряда. При этом рассматривается плазменный шнур в вакууме, число частиц в котором постоянно в процессе разряда. Экспериментально такой разряд может быть осуществлен электрическим взрывом металлических

проволочек в вакууме. При этом число частиц, захваченных в разряд фиксировано и определяется размерами взрываеваемой проволочки.

С теоретической точки зрения рассматриваемые вакуумные разряды можно, в свою очередь, условно разделить на три класса:

1. Разряды в оптически непрозрачной плазме, когда размер разряда (радиус плазменного шнура)  $r_0$  значительно больше Росселандова пробега квантов  $\ell_p$  и излучение выходит только с поверхности плазмы.

2. Разряды в оптически прозрачной плазме, когда  $\ell_p \gg r_0$  и излучение, в основном, носит объемный характер.

3. Разряды в оптически "серой" плазме, когда  $\ell_p \sim r_0$  и излучение выносится длинными квантами с поверхности плазмы, а короткими - из объема. Естественно, что этот класс является наиболее общим и в принципе должен содержать как предельные случаи первые два класса. Однако он является и самым трудным для изучения, в силу чего строгое его аналитическое описание в целом является невозможным. Поэтому мы и выделили его в самостоятельный класс, некоторые характерные черты которого исследованы ниже.

Рассмотрим каждый из описанных классов вакуумного разряда в отдельности. Первые два типа детально исследовались в работах [1-6], поэтому мы здесь кратко приведем основные полученные к настоящему времени результаты в наиболее удобной для практических применений форме, укажем пределы их применимости и сделаем некоторые численные оценки. Результаты, относящиеся к "серому" разряду, будут изложены более подробно, следуя работе [7].

§ I. Сильноточный самосветный разряд в плотной оптически непрозрачной плазме.

Такой разряд подробно изучался в работах [1, 2] (см. также [3, 4] и цитированную там литературу). При этом делались следующие предположения:

1) На всех стадиях разряда плазма является достаточно плотной, так что выполнено условие "черноты" излучения и применимости приближения лучистой теплопроводности:

$$\tau_0(t) \gg \ell_p(N, T) \quad (1)$$

2) Гидродинамический поток тепла мал по сравнению с потоком тепла вследствие лучистой теплопроводности:

$$\frac{\tau_r^2}{\tau_0^2} \frac{c^2}{6 \nu_s \tau_0} \gg 1 \quad (2)$$

Здесь  $\sigma = \frac{\alpha}{2} T^{3/2}$  - проводимость плазмы,  $\nu_s = \sqrt{\frac{2T}{M(1+Z)}}$  - скорость изотермического звука в ней, а  $\tau_r$  - характерный размер неоднородности температуры в разряде.

3) Для эффективности работы источника света необходимо также потребовать выполнение условия

$$\tau_r \gg \tau_0 \quad (3)$$

Только при выполнении такого неравенства температура плазмы в разряде однородна по сечению и излучение с поверхности плазмы соответствует максимальной температуре.

4) Наряду с условием (3), при исследовании формирования разряда, мы требовали также выполнения неравенства

$$\frac{c^2}{6v_s t_0} \gg 1 \quad (4)$$

Это соответствует предположению об однородности разрядного тока по сечению разряда (отсутствию сканирования). Очевидно, что неравенства (3) и (4) обеспечивают (2).

5) Наконец, мы предполагали, что характерное время изменения разрядного тока (полупериод разрядного контура) больше гидродинамического времени изменения параметров разряда, т.е.

$$T \gg \frac{r_0}{v_s} \quad (5)$$

Это условие обеспечивает квазистационарность формирования разряда, которое определяется полным разрядным током  $J(t)$  и полным числом частиц  $N_n$ , захваченных в разряд

$$N_n = \int_0^{r_0} 2\pi r dr N(r, t) = \text{Const} \quad (6)$$

В указанных выше ограничениях плотность тока и его собственное магнитное поле определяются очевидными соотношениями:

$$j(t) = \frac{J(t)}{\pi r_0^2(t)} ; \quad B(t) = \frac{2J(t)}{c} \frac{r}{r_0^2(t)} \quad (7)$$

Это магнитное поле обеспечивает силовое равновесие разряда (равенство кинетического и магнитного давления), а омический нагрев плазмы током компенсируется черным излучением с поверхности разряда. В результате для распределений плотности, температуры и характерного размера (радиуса) плазмы получаем:

$$N(r, t) = \frac{2N_n}{\pi r_0^2} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right),$$



$$T(t) = \frac{J^2(t)}{2c^2 \alpha (1+z) N_n} = 3,6 \cdot 10^{13} \frac{J^2(t)}{(1+z) N_n} \text{ (}^\circ\text{K)}$$

$$\tau_0(t) = \frac{[2\alpha c^2]^{1/6} (1+z)^{1/6} z^{1/3}}{(2\pi \hat{\sigma} \alpha)^{1/3}} \frac{N_n^{1/6}}{J^3(t)} =$$

$$= 8,15 \cdot 10^{-21} z^{1/3} (1+z)^{1/6} \frac{N_n^{1/6}}{J^3(t)} \text{ (см)}$$
(8)

Здесь  $\alpha$  - постоянная Больцмана,  $\hat{\sigma}$  - постоянная Стефана-Больцмана. Численные коэффициенты вычислены для случая, когда  $N_n$  измеряется в см<sup>-1</sup>, а  $J(t)$  в амперах. Как видно, все основные величины, характеризующие разряд, выражаются через внешние параметры  $N_n$  и  $J(t)$ , которые обычно хорошо известны из эксперимента.

Посредством выражений (7) и (8) легко вычислить все остальные характеристики разряда. В частности, для активного сопротивления плазменного шнура и вводимой в разряд мощности имеем следующие выражения:

$$R(t) = 5,1 \cdot 10^{23} \frac{z^{1/3}}{(1+z)^{13/6}} \frac{J^3(t)}{N_n^{13/6}} \ell \text{ (ом)}$$

$$W(t) = 5,1 \cdot 10^{23} \frac{z^{1/3}}{(1+z)^{13/6}} \frac{J^5(t)}{N_n^{13/6}} \ell \text{ (Вт)}$$
(9)

где  $\ell$  - длина разряда в см.

Приведем теперь условия применимости этих формул в соответствии с принятыми выше ограничениями (I) - (5).

Условия (I) и (3) ограничивают полный разрядный ток с двух сторон:

$$130 \text{ кА} < J < 420 \text{ кА}$$

$$2,8 \cdot 10^6 \text{ а} \approx 14 \cdot 10^6 \frac{1+z}{z} \text{ а} < J < 4,3 \cdot 10^6 \frac{1+z}{z} \approx 8,3 \cdot 10^6 \text{ а}$$
(10)

$$2,6 \cdot 10^5 a \approx 1,3 \cdot 10^5 \frac{1+z}{z} a < J < 4,2 \cdot 10^5 \frac{1+z}{z} a \approx 8,4 \cdot 10^5 a$$

соответственно для случая многократно ионизованных атомов, тормозного механизма поглощения и веществ типа лития с одним ионизационным уровнем. При нарушении левого неравенства (т.е. нижнего предела тока) плазма в разряде перестает быть "черным" телом (становится "серым" или даже оптически прозрачным телом), а при нарушении правого неравенства (т.е. при токах, больших верхнего предела), хотя условие "черноты" плазмы и соблюдается, но распределение температуры по сечению разряда становится неоднородным в такой же мере, как и плотность. Формулы (8) перестают быть справедливыми, не говоря уж о том, что при этом резко падает эффективность излучения (т.е. КПД использования энергии разряда).

На применимость формул (8) накладывает ограничение также и условие отсутствия скинирования разрядного тока в плазме (4). Оно приводит к неравенству

$$N_n^{1/6} \gg N_{кр}^{1/6} \sim 5,9 \cdot 10^{-2} \frac{(1+z)^{1/3}}{z^{2/3}} \cdot \frac{J(t)}{A^{1/3}} \quad (II)$$

где  $A$  - атомный вес ионов плазмы, а  $J$  - измеряется в амперах. При нарушении условия (II) нарушается однородность распределения разрядного тока вследствие его скинирования в плазме в процессе формирования разряда, а вместе с ней и однородность распределения температуры. В результате, неприменимыми оказываются формулы (8), (9).

Теперь, когда известно равновесное состояние разряда, обсудим вопрос об его устойчивости. Хорошо известно, что сильнооточный самосжатый разряд подвержен целому ряду силовых (изгибы и перетяжки) и перегривной неустойчивостям. Силовые неустойчивости приводят к искажению поверхности и формы разряда, что существенным образом может сказаться на оптических характеристиках источника излучения. Более того, неустойчивости типа перетяжек могут даже привести к обрыву тока в разряде. Не менее опасной является и перегривная неустойчивость, которая приводит к расслоению плазмы в разряде на перегретые и пересохлажденные области и тем самым резко снижает эффективность импульсного источника света, не говоря уж о том, что перегривная неустойчивость может существенно исказить также и спектральные характеристики излучателя. В связи со сказанным, исследование устойчивости равновесного состояния разряда является весьма важной и необходимой задачей.

Анализ устойчивости равновесного состояния сильнооточного самосжатого разряда в оптически непрозрачной плазме показал, что крупномасштабная перегривная неустойчивость с размером больше средней длины свободного пробега квантов при условии (2) в разряде развиваться не может. Большая лучистая теплопроводность успевает выравнивать температуру плазмы в разряде, прежде чем флуктуационно-возникшее возмущение температуры успевает заметно нарасти. Однако мелкомасштабная перегривная неустойчивость с размером меньше длины свободного пробега квантов (плазма в таких мелкомасштабных возмущениях оказывается прозрачной) в целом оптически непрозрачном разряде может развиваться, при-

чем инкремент ее развития равен

$$\gamma_n = \frac{2}{3} \frac{j^2}{\epsilon P} \quad (12)$$

где  $P = (1+z)N \times T$  - давление плазмы, а  $j$  - плотность разрядного тока. Используя соотношения (8), легко показать, что инкремент развития перегретной неустойчивости  $\gamma_n \sim \frac{c^2}{\epsilon \tau_0^2}$  и при выполнении неравенства (4) намного превосходит обратное гидродинамическое время формирования разряда  $\frac{v_2}{\kappa_0}$ .

Таким образом, перегретная неустойчивость развивается довольно быстро. Тем не менее, в случае в целом оптически непрозрачного разряда, с нашей точки зрения, являются силовые неустойчивости, в особенности, неустойчивости типа перетяжки, инкремент нарастания длинноволновой основной поверхностной моды которой равен

$$\gamma_c = \sqrt[4]{12} \alpha^2 \frac{v_3}{\tau_0} \quad (13)$$

где величина  $\alpha^2 = k_z^2 \tau_0^2$  является малым параметром теории, т.е.  $\alpha^2 \ll 1$ . Инкремент нарастания также весьма опасных длинноволновых изгибных мод неустойчивостей в непрозрачном разряде в  $(\sqrt{\alpha})^{-1}$  раз меньше. Таким образом наиболее опасной из всех является неустойчивость типа перетяжки с инкрементом (13).

Наконец напомним, что коэффициент использования изучения непрозрачного разряда (отношение энергии, излучаемой в нужном спектральном диапазоне  $\nu_0, \nu_0 + \Delta \nu_0$  к полной излучаемой энергии) равен

$$\eta_n = \frac{2h\nu_0^3}{c^2 8 T^4} \frac{\Delta\nu_0}{e^{h\nu_0/2T} - 1} \quad (14)$$

и является величиной весьма малой.

Оценим теперь некоторые основные параметры излучателя, который представляет собой непрозрачный разряд. В качестве значения необходимой величины температуры возьмем  $T = 3ev$ ,

$\nu_0 = 2000 \text{ \AA}$  и  $\nu_0 + \Delta\nu_0 = 3000 \text{ \AA}$  ( $\Delta\nu_0 = 1000 \text{ \AA}$ ). Основными параметрами, характеризующими излучатель, будут время жизни разряда, определяемое величиной  $\Gamma = \gamma c^{-1}$ , где  $\gamma$  определяется выражением (13), вводимая за это время в разряд энергия

$$\mathcal{E} = \int_0^{\tau} W(t) dt \quad (15)$$

и величина коэффициента использования излучения  $\eta$ .

Прежде всего отметим, что время жизни тем больше, чем тяжелее ионы плазмы. Поэтому выберем  $A = 200$ . В соответствии с (10) возьмем среднее значение силы разрядного тока  $\mathcal{J} = 150 \text{ ка}$ . Наконец, положим, что при заданной температуре в  $3ev$   $z \approx 2$ .

Тогда из выражения (8) для  $\Gamma$  можно получить, что  $\mathcal{N}_n$  должно быть равно  $\sim 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-1}$ . (отметим, что при этом условии (11) начинает немного нарушаться). Теперь можно оценить величину  $\lambda_0$  и время жизни  $\tau = \frac{\lambda_0}{v_s}$ . Подставляя в выражение (8) для  $\lambda_0$  значения  $\mathcal{J} = 150 \text{ ка}$  и  $\mathcal{N}_n = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , находим  $\lambda_0 = 1 \text{ см}$  и  $\tau = \frac{1 \text{ см}}{2 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}} = 5 \text{ мксек}$ , т.е. время

жизни разряда по отношению к развитию перетяжки весьма мало даже в случае разряда в атмосфере наиболее тяжелых элементов.

Будем считать, что во время всего процесса  $\varepsilon = \int_0^{\tau} w(t) dt$  и положим также, что длина разряда  $l = 100 \text{ см.}$  Тогда из (15) следует, что для наших условий  $\varepsilon = W\tau = 25 \text{ кдж.}$  Наконец, величина  $\eta = 20\%$ , т.е. полезный выход излучения составит всего около 5 кдж.

§ 2. Вакуумный З-пинч в оптически прозрачной плазме.

Как уже отмечалось выше, при малых разрядных токах, меньших, чем определенные неравенством (9), низких плотностях и высоких температурах, условия применимости приближения лучистой теплопроводности и оптической непрозрачности плазмы в разряде нарушаются; плазма становится оптически прозрачной. Поэтому было предпринято исследование равновесия и устойчивости сильно-точного самосжатого разряда в оптически прозрачной плазме в следующих предположениях [5, 6]:

1) Плазма в разряде прозрачна, так что пробегаем квантов значительно превышает характерный размер (радиус) разряда

$$l_p \gg r. \quad (16)$$

В этом случае подавляющая часть излучения выносится из разряда квантами, пробеги которых больше размеров разряда; излучение носит объемный характер;

2) В энергетическом балансе разряда основную роль играет излучение, которое компенсируется омическим нагревом плазмы

$$\frac{d}{\delta} = \eta_s(\lambda, T) = 1.5 \cdot 10^{-27} \sqrt{T} z^3 N^2 \quad (17)$$

Здесь  $q_s(N, T)$  - поток энергии излучения, причем последнее равенство относится к чисто тормозному механизму излучения.

3) Предполагается, что сканирование тока отсутствует, т.е. электрическое поле в разряде считается однородным по сечению плазмы вследствие условия (4)

$$\frac{c^2}{6U_s r_0} \gg 1 \quad (4)$$

Распределение тока, однако, может быть неоднородным вследствие неоднородности температуры плазмы в разряде. При объемном излучении квантов лучистая теплопроводность отсутствует, а электронная слишком мала, чтобы выравнять температуру по сечению.

4) Наконец, мы предполагали, что выполнено условие квазистационарности разряда, которое обеспечивается условием (5)

$$T \gg \frac{r_0}{U_s} \quad (5)$$

Наиболее характерной особенностью, отличающей разряд в прозрачной плазме от непрозрачного разряда, является высокая степень неоднородности температуры, такая же как и степень неоднородности плотности. Распределение основных параметров плазмы по радиусу в прозрачном разряде определяется формулами

$$\begin{aligned} P &= \frac{P(0)}{\left(1 + \frac{r^2}{r_0^2}\right)^2} ; & T &= \frac{T(0)}{\left(1 + \frac{r^2}{r_0^2}\right)^{4/3}} ; \\ N &= \frac{N(0)}{\left(1 + \frac{r^2}{r_0^2}\right)^{2/3}} ; & B &= \sqrt{8\pi P(0)} \frac{\frac{r_0}{U_s}}{1 + \frac{r^2}{r_0^2}} ; \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь  $P(o)$ ,  $N(o)$  и  $T(o)$  - давление, плотность частиц и температура на оси разряда, а  $\lambda_0$  - характерный размер (радиус) разряда, который для различных механизмов излучения определяется разными формулами (здесь мы их не будем приводить).

Другой весьма существенной особенностью прозрачного разряда является ограниченность полного разрядного тока сверху

$$J \leq J_{кр} \quad (19)$$

$J_{кр}$  удается явно вычислить для газа с многократно ионизованными ионами:  $J_{кр} \leq 100$  ка и для чисто тормозного механизма излучения:  $J_{кр} < 500$  ка; примерно такого же порядка  $J_{кр}$  (несколько меньше) и для вещества типа лития с одним ионизационным уровнем. Естественно, что верхний предел разрядного тока в прозрачном разряде меньше нижнего предельного тока в случае непрозрачного разряда, определенного неравенствами (9). Таким образом, прозрачный самосжатый разряд осуществляется при меньших разрядных токах, чем непрозрачный.

Прежде чем перейти к обсуждению устойчивости равновесия прозрачного разряда, отметим условия применимости формул (18) исходя из указанных выше ограничений. Кроме условия (19) следует отметить условия прозрачности (16) и пренебрежения электронной теплопроводностью, которые приводят к неравенствам.

$$10^{-10} T(o)^{13/6} \geq \epsilon \geq 10^{-20} T(o)^{7/2} \quad (20)$$

Отсюда, в частности, следует, что для справедливости формул



(18) температура должна быть ограничена сверху  $T < 10^7 \text{°K}$ . Заметим, что ограничения (10) строго справедливы для тормозного механизма излучения и для газа с многократно ионизованными атомами, однако приближенно они пригодны также и для веществ типа лития с одним ионизационным уровнем.

В заключение заметим, что в формулах (18) все равновесные величины выражены через их значения на оси разряда. Чтобы последние выразить через полный разрядный ток и полное число захваченных частиц в разряде, нужно вычислить интеграл

$$2\pi \int_0^{\infty} N(r) r dr = N_n \quad (21)$$

Этот интеграл, как легко видеть, расходится. Расходимость однако слабая и с хорошей степенью точности интегрирование можно распространить только до  $r_0$  <sup>x)</sup>. В результате получим

$$3\sqrt[3]{2} \pi r_0^2 N(0) = N_n \quad (22)$$

Используя это соотношения для температуры плазмы в разряде, получаем

$$T(0) = \frac{3J^2(t)}{\sqrt[3]{4} c^2 x (1+z) N_n} \quad (23)$$

---

x) Такое обрезание интегрирования обосновывается при рассмотрении обратного пинча с  $R \gg r_0$ , когда зависимость равновесных величин от  $r$  носят экспоненциальный характер и интегрирование в (21) автоматически обрезается на  $r = r_0$  (см. [6]).

Из сравнения выражения (23) с формулой (8) следует, что зависимость температуры от разрядного тока и полного числа захваченных частиц в случае прозрачной плазмы примерно такая же как и для непрозрачной плазмы. Однако, разрядный ток в прозрачной плазме меньше, в следовательно, полное число захваченных в разряде частиц должно быть существенно меньше, чем в непрозрачной плазме, для получения той же необходимой температуры излучения.

Перейдем теперь к обсуждению устойчивости самосжатого разряда в прозрачной плазме. Прежде всего отметим, что прозрачный разряд в отличие от непрозрачного подвержен очень быстро развивающейся перегревной неустойчивости, если

$$\frac{3}{2} \frac{j^2}{\delta} = \frac{3}{2} b \epsilon_0^2 > T \left( \frac{\partial q}{\partial T} \right)_n \quad (24)$$

При слабой зависимости  $Z(T)$  это соотношение выполняется в интересующей нас области температур, по-видимому, для многих механизмов излучения. Поэтому нам кажется, что перегревная неустойчивость, обусловленная невозможностью компенсации прироста температуры плазмы вследствие возрастания омического нагрева при флуктуациях температуры за счет выноса тепла из плазмы объемным излучением, в прозрачном разряде должна проявляться практически всегда. При этом весьма существенно, что неустойчивость эта оказывается крупномасштабной, а инкремент ее развития, определяющийся выражением (12), весьма велик:

$$\gamma_n \approx \frac{3}{2} \frac{j^2}{\delta P} \sim \frac{c^2}{\delta \tau_0^2} \gg \frac{U_2}{\tau_0} \quad (12)$$

Это означает, что в прозрачном разряде при выполнении неравенства (24), за очень короткое время  $\tau \ll \frac{r_0}{v_s}$  вследствие развития перегривной неустойчивости плазма должна расщепляться на перегретые и переохлажденные области в виде токовых нитей или слоев. При численном решении задачи формирования разряда в прозрачной плазме (предел малой теплопроводности) перегривная неустойчивость проявляется в виде, так называемых, Т-слоев.

Что касается силовых неустойчивостей, то разряд в прозрачной плазме обладает даже некоторым преимуществом по сравнению с непрозрачным разрядом. Дело в том, что основная поверхностная мода неустойчивости типа перетяжек с инкрементом нарастания (I3) в прозрачном разряде вследствие его размытой (не резкой) границы развиваться не может. Объемные же моды длинноволновых перетяжек, так же как и изгибные неустойчивости обладают инкрементом

$$\gamma_c \approx \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \alpha \frac{v_s}{r_0}; \quad \alpha = |k_z r_0| \ll 1 \quad (25)$$

что в  $(\sqrt{\alpha})^{-1}$  раз меньше, чем (I2). Это означает, что в прозрачном разряде изгибы должны проявляться одновременно с перетяжками. Следует иметь, однако, в виду, что обе эти силовые неустойчивости реально могут проявляться либо в условиях, когда перегривная неустойчивость вследствие мелкомасштабности не наблюдаема, либо она не развивается из-за нарушения условия (24).

Сделаем теперь одну численную оценку, а именно, оценим время жизни разряда по отношению к развитию перегретной неустойчивости. Предварительно отметим, что, как ясно из общих физических соображений, для ввода максимальной энергии в разряд следует работать при максимальном разрядном токе прозрачного разряда. Тогда, полагая  $j \sim 10 \frac{\text{а}}{\text{см}^2}$ ;  $N_0 \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ;  $T = 3 \text{ эВ}$  получим:  $\tau_n = \frac{\delta P_0}{j^2} = \frac{2 N_0 \lambda T_0^{3/2}}{j^2} \sim 10^{-2} \text{ сех}$  т.е. время жизни такого разряда по отношению к развитию крупномасштабной перегретной неустойчивости настолько мало, что вряд ли стоит делать более точные оценки, поскольку параметры разряда в условиях развитой перегретной неустойчивости являются непредсказуемыми.

### § 3. Вакуумный $\Sigma$ -пинч в оптически "серой" плазме

#### а) Постановка задачи и основные уравнения.

Как следует из результатов предыдущих параграфов разряд в оптически непрозрачной плазме обладает сравнительно низким коэффициентом преобразования излучения  $\eta$ , однако значительно более устойчив по сравнению с прозрачным разрядом, который может обладать хорошей селективностью излучения (т.е. высоким  $\eta$ ), однако подвержен быстроразвивающейся крупномасштабной перегретной неустойчивости. Таким образом ни черный, ни прозрачный разряды не обладают необходимым сочетанием устойчивости и достаточно большого  $\eta$  (т.е. КПД). Поэтому оптимальным с точки зрения использования в качестве источника излучения представляется оптически "серый" разряд, близкий

к черному в нужной области относительно длинных волн и прозрачный для более коротковолнового излучения. При этом можно ожидать, что длинноволновое излучение обеспечит необходимую для устранения перегрешной неустойчивости лучистую теплопроводность. Естественно, что для обеспечения высокого КПД в "сером", как и в "черном" разряде следует потребовать однородности температуры по сечению плазмы. Исследование такого "серого"

2-пинча проведено нами в работе [7]. Дальнейшее изложение ведется, следуя результатам этой работы.

Решение поставленной задачи проведено на основе решения системы уравнений магнитной гидродинамики для полностью ионизованной плазмы с изотропными коэффициентами переноса и учетом лучистого потока тепла, так же как это сделано в работах [1, 6]. Однако при учете "серости" возникает необходимость в точном решении уравнения переноса излучения совместно с системой уравнений магнитной гидродинамики. Как уже неоднократно указывалось, эта задача является чрезвычайно сложной с математической точки зрения. Поэтому для случая "серого" тела в качестве простейшего приближения производилось деление общего потока излучения на две части  $\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2$ , где  $\vec{S}_1$  - поток излучения длинноволновых квантов с частотами  $\nu < \nu_0$ , для которых плазма полностью непрозрачна, и  $\vec{S}_2$  - поток излучения коротковолновых квантов с частотами  $\nu > \nu_0$ , для которых среда прозрачна. Здесь  $\nu_0$  - некоторая граничная частота, которую естественно определить из условия

$$\tau = \alpha'_j(\nu_0) \tau_0 = 1 \quad (26)$$

где  $\tau$  - оптическая толщина разряда,  $\alpha'_\nu$  - спектральный коэффициент поглощения с учетом переизлучения (см. [8]), а  $r_0$  - равновесный размер (радиус) плазменного цилиндра, который будет определен ниже.

Вычислим потоки  $\vec{S}_1$  и  $\vec{S}_2$  для случая тормозного излучения, когда [8]

$$\alpha'_\nu = \frac{4,1 \cdot 10^{-23} N^2}{z^3 T^{3/2} \chi^3} \quad (27)$$

где  $\chi = \frac{h\nu}{\alpha T}$ . Для  $\vec{S}_1$  согласно [2] имеем

$$\vec{S}_1 = \int_0^{\chi_0} d\nu \vec{S}\nu = - \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha T}{h} \int_0^{\chi_0} \frac{\nabla I_{\nu p}}{\alpha_\nu} dx = - \frac{\beta_0 T_0^{13/2} f(\chi_0) z^3 T}{N^2} \quad (28)$$

где  $I_{\nu p} = \frac{2(\alpha T)^3 \chi^3}{c^2 h^2 e^{\chi-1}}$  - интенсивность излучения абсолютного черного тела,  $\beta_0 = 2,8 \cdot 10^{17}$ , а  $f(\chi_0) = \int_0^{\chi_0} \frac{e^{2\chi} \chi^7}{(e^\chi - 1)^3} dx$

Для  $\vec{S}_2$  получим согласно [6]

$$\operatorname{div} \vec{S}_2 = \int_0^{\infty} d\nu \int d\vec{\Omega} \alpha'_\nu I_{\nu p} = \gamma_0 N^2 \sqrt{T} z^3 e^{-\chi_0} \quad (29)$$

где  $\gamma_0 = 1,4 \cdot 10^{-27}$ ,  $\vec{\Omega}$  - единичный вектор направления распространения квантов света.

Тоже с учетом однородности распределения электрического поля  $E_0$  в равновесном состоянии уравнения, описывающие равновесное стационарное распределение давления, температуры и плотности будет иметь вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB) = \frac{4\pi}{c} \phi_0 E_0 = \frac{4\pi}{c} \frac{\alpha}{z} T^{3/2} E_0 ;$$

$$\frac{\partial P_0}{\partial r} + \frac{1}{4\pi r} B_0 \frac{\partial}{\partial r} (r B_0) = 0 ;$$

$$P_0 = \frac{(1+z) \alpha \rho_0 T_0}{M} ;$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left\{ -\frac{c^2}{16\pi^2} \frac{B_0}{\partial_0 r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_0) - \frac{\beta_0 T_0^{13/2} f(x_0) M^2}{z^3 \rho_0^2} \frac{\partial T_0}{\partial r} \right\} + \frac{\alpha \rho_0 \sqrt{T_0} z^3 e^{-x_0}}{M^2} = 0 \quad (30)$$

Для того, чтобы полностью замкнуть задачу, как обычно, будем считать заданными полный ток разряда  $J$  и полное число частиц, захваченных в разряд (на единицу длины)  $N_h$ . Кроме того запишем баланс энергии на поверхности разряда:

$$S(r_0) = \frac{r_0}{2} \partial_0 E_0^2 = \frac{J^2 z}{2\pi^2 \alpha T_0^{3/2} r_0^3} \quad (30a)$$

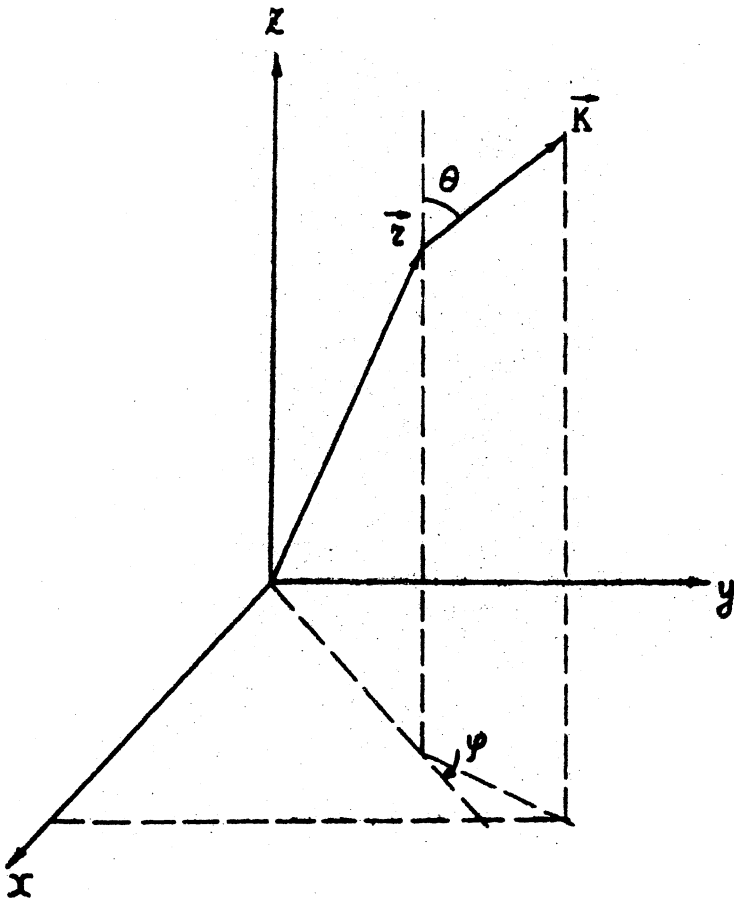
Интегральный поток излучения в направлении цилиндрического радиуса  $S$  связан определением [8]

$$S = \int_0^\infty d\nu \int d\vec{\Omega} (\vec{\Omega} \vec{n}_r) I_\nu \quad (31)$$

со спектральной интенсивностью  $I_\nu$ , которая в свою очередь находится из решения стационарного уравнения переноса

$$\vec{\Omega} \frac{\partial I_\nu}{\partial r} = \alpha'_\nu (I_{\nu p} - I_\nu) \quad (32)$$

Здесь  $\vec{\Omega} = \frac{\vec{k}}{k}$  - единичный вектор в направлении вылета квантов,  $\vec{n}_r$  - единичный вектор вдоль цилиндрического радиуса, так что  $(\vec{\Omega} \vec{n}_r) = \cos \varphi \sin \theta$ , где  $\varphi$  и  $\theta$  - азимутальный и полярный углы направления вылетающих квантов (см. рис.1).



**FIG. I.**



Запишем уравнение переноса (32) в цилиндрических координатах:

$$\sin \theta \left\{ \cos \varphi \frac{\partial I_{\nu}}{\partial r} - \frac{\sin \varphi}{r} \frac{\partial I_{\nu}}{\partial \varphi} \right\} = \mathcal{X}'_{\nu} (I_{\nu p} - I_{\nu}) \quad (33)$$

где

$$\begin{aligned} 0 &\leq \theta \leq \pi \\ -\pi &\leq \varphi \leq \pi \\ 0 &\leq r \leq r_0 \end{aligned}$$

Уравнение (33) необходимо дополнить граничными условиями на внешней поверхности и на оси разряда. Будем считать интенсивность излучения, падающего извне (например, из вакуума) на цилиндр, равной нулю:

$$I_{\nu}(r_0, \cos \varphi \leq 0, \theta) = 0 \quad (34)$$

а на оси примем условие зеркального отражения

$$I_{\nu}(0, \cos \varphi > 0, \theta) = I_{\nu}(0, \cos \varphi < 0, \theta) \quad (35)$$

Поток излучения из цилиндра определяется формулой (31), в правой части которой следует подставить значение  $I_{\nu}$  на поверхности  $r = r_0$  для квантов, летящих наружу:  $\cos \varphi > 0$ . Граничные условия (34) и (35) позволяют получить следующее решение уравнения переноса  $I_{\nu}(r_0, \cos \varphi > 0, \theta)$  при произвольной зависимости  $\mathcal{X}'_{\nu}(r)$  и однородной температуре  $T_0$ :

$$I_{\nu}(r_0, \varphi, \theta) = I_{\nu p} \left\{ 1 - \exp \left[ - \frac{2}{\sin \theta} \int_{r_0 / \sin \varphi}^{r_0} \frac{\kappa' dr' \mathcal{X}'_{\nu}(r')}{\sqrt{r'^2 - r_0^2} \sin^2 \varphi} \right] \right\} \quad (36)$$

Рассмотрим тормозной механизм излучения, когда  $\mathcal{X}_{\nu}$  определяется формулой (27). Тогда, подставив (36) в (31),

получим

$$S = \frac{2\pi(xT_0)^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \left\{ 1 - \frac{4}{\pi} \int_1^\infty \frac{dy}{y^3 \sqrt{y^2 - 1}} \int_0^1 \frac{\mu d\mu}{\sqrt{1 - \mu^2}} e^{-\frac{16}{15} y \mu^5 x_0' r_0} \right\} \quad (37)$$

Вычисление этого интеграла возможно только приближенно. Для интересующего нас случая "серого" разряда разобьем его на два, считая, что в длинноволновой области от 0 до  $\lambda_0$  разряд излучает как черное тело, т.е.  $T = x_0' r_0 \gg 1$ , а при  $\lambda > \lambda_0$  разряд прозрачен, т.е.  $T = x_0' r_0 \ll 1$ . В результате (37) запишется в виде

$$S = \frac{2\pi(xT_0)^4}{c^2 h^3} \left\{ \int_0^{\lambda_0} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} + \int_{\lambda_0}^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \left[ 1 - \frac{4}{\pi} \int_1^\infty \frac{dy}{y^3 \sqrt{y^2 - 1}} \int_0^1 \frac{\mu d\mu}{\sqrt{1 - \mu^2}} \left( 1 - \frac{16}{15} y \mu^5 x_0' r_0 \right) \right] \right\} \quad (38)$$

Здесь первый член в фигурных скобках описывает излучение длинноволновых квантов и в пределе  $\lambda_0 \rightarrow \infty$  дает известное выражение  $\hat{\epsilon} T_0^4$ , где  $\hat{\epsilon}$  - постоянная Стефана-Больцмана. Второй член описывает излучение коротковолновых квантов, причем при его получении экспонента была разложена в ряд, что возможно, т.к. в этой области  $x_0' r_0 \ll 1, \mu \leq 1$  и вклад в интеграл дает область значений  $y$ , близких к 1. Интегрируя (38), получим после несложных преобразований:

$$S = \frac{2\pi(xT_0)^4}{c^2 h^3} \left[ \varphi(x_0) + \frac{2}{3} \psi(x_0) \right] \equiv \frac{2\pi(xT)^4}{c^2 h^3} f(x_0) \quad (40)$$

где  $\varphi(x_0) = \int_0^{x_0} \frac{x^3}{e^x - 1} dx$ ,  $\psi(x_0) = \frac{x_0^3}{e^{x_0} - 1}$

б) Равновесие "серого" разряда

Точное решение системы (30) возможно лишь численно, подобно тому, как это сделано в работе Брагинского [73] для разряда в высокотемпературной термоядерной плазме. В нашем случае в точном решении этой системы нет необходимости, поскольку как и в случае черного разряда (см. § I и [1]) в силу однородности температуры по сечению разряда первые три уравнения этой системы решаются отдельно и дают с учетом выражения для  $N_n$  распределение давления, магнитного поля и значение температуры на оси разряда, определяемые старыми выражениями типа распределений (8):

$$\begin{aligned} P_0(r, t) &= N(r, t) T x (1+z) = P_0(0) \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \\ B_0 &= \sqrt{4\pi P_0} \frac{r}{r_0} \\ T_0(0) &= \frac{y^2}{2c^2 x (1+z) N_n} \end{aligned} \quad (41)$$

Точное распределение температуры по сечению разряда определяется из четвертого уравнения системы (30) при подстановке в него выражений (41). Имеем:

$$T_0(r) = T_0(0) \cdot \left\{ 1 + \frac{A_0 r^2}{4C_0 T_0(0)} \left[ 1 - \frac{3}{2} \frac{r^2}{r_0^2} + \frac{10}{9} \frac{r^4}{r_0^4} - \frac{15}{12} \frac{r^6}{r_0^6} + \frac{r^8}{15r_0^8} \right] - \frac{B_0 r^2}{2C_0 T_0(0)} \left( 1 - \frac{r^2}{r_0^2} + \frac{r^4}{3r_0^4} \right) \right\} \quad (42)$$

где  $A_0 = \gamma_0 N_0^2 \sqrt{T_0(0)} r^3 e^{-\chi_0}$

$$B_0 = \frac{P_0(0) T_0(0)^{13/2} f(\chi_0)}{2\pi b_0 r_0^2}$$

$$C_0 = \frac{\beta_0 T_0(0)^{13/2} f(\chi_0)}{r^3 N_0^2(0)}$$

Отсюда сразу же вытекает условие применимости принятого предположения об однородности температуры плазмы по сечению разряда

$$A_0 r_0^2, 2B_0 r_0^2 \ll 4C_0 T_0(0) \quad (43)$$

Далее, равновесный радиус  $r_0$  легко рассчитывается из граничного условия (31). Подставляя выражение (8) для  $T_0$  и выражение (40) для потока  $\vec{S}$  в равенство (31), получаем:

$$r_0^3 = \frac{6,7 \cdot 10^{25}}{f(\chi_0)} r^2 (1+r)^{1/2} \frac{N_n^{1/2}}{f^3} \quad (44)$$

выражение, аналогичное последнему из соотношений (8).

Теперь можно определить величину  $\chi_0$ , а следовательно — функции  $\xi(\chi_0)$ ,  $f(\chi_0)$ ,  $\varphi(\chi_0)$  и  $\Psi(\chi_0)$ .

С учетом выражения (42), а также формул (41) и (27) уравнение (26) для определения  $\chi_0$  запишется в виде

$$1,8 \cdot 10^{-30} \left( \frac{z}{1+z} \right)^2 \xi(x_0) \frac{1-e^{-x_0}}{x_0^3} \gamma^2 = 1 \quad (45)$$

Из этого уравнения можно определить величину граничного кванта  $X_0$  при заданном разрядном токе, а, следовательно,  $z_0$  и пространственное распределение всех равновесных величин в разряде. Что касается распределения температуры в разряде, то необходимо исследовать условия (43), при которых температуру можно считать почти однородной по радиусу. При  $A_0 < 2B_0$  температура спадает от оси, а при выполнении обратного неравенства нарастает к краям.

Рассмотрим сначала первое из неравенств (43). Оно легко приводится к виду

$$0,7 \cdot 10^{30} \left( \frac{z}{1+z} \right)^2 \frac{\xi^2(x_0)}{f(x_0)} \gamma^2 \ll 1 \quad (46)$$

Исключив отсюда разрядный ток  $\gamma$  с помощью (45), найдем, что величина  $X_0$  при условии однородности температуры должна удовлетворять неравенству

$$\xi(x_0) \ll 2,6 \frac{1-e^{-x_0}}{x_0^3} f(x_0) \quad (47)$$

Проанализируем это неравенство. На рис. 2 приведены графики функций, стоящей в правой и левой частях этого неравенства. Видно, что область возможных значений  $X_0$ , которые удовлетворяют неравенству (47), заключена в некоторых пределах

$2 \approx X_{0min} < X_0 < X_{0max} \approx 12$ . Второе из неравенства (43) записывается в виде

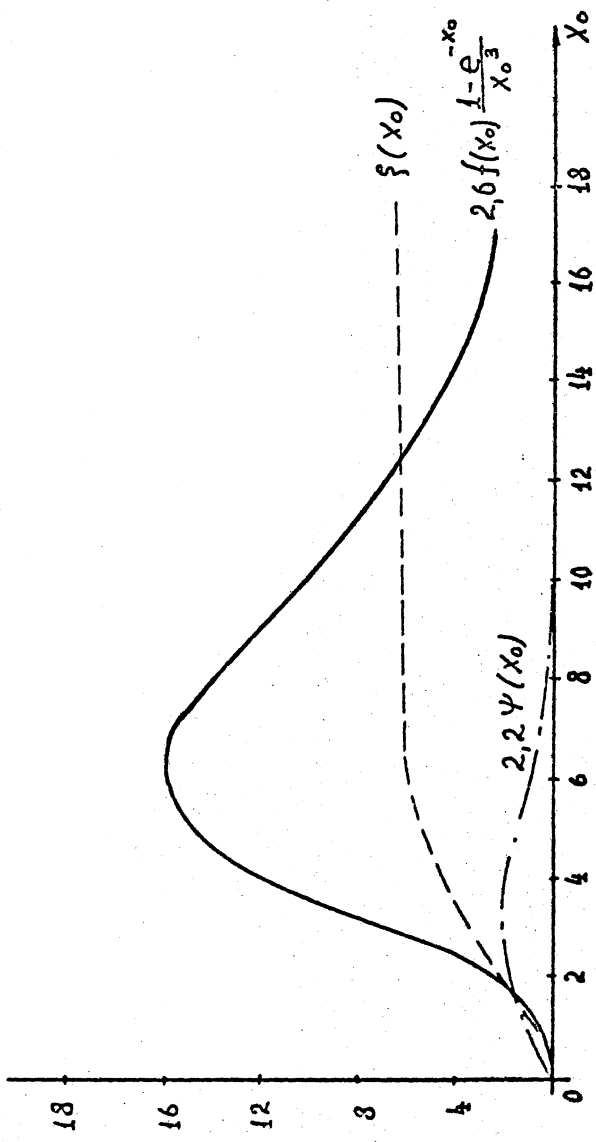


Рис. 2.

$$2,2 \psi(x_0) \ll 2,6 \frac{1 - e^{-x_0}}{x_0^3} f(x_0) \quad (48)$$

На рис.2 видно, что это неравенство не накладывает новых ограничений на  $x_0$ , т.к.  $x_{0min}$  по-прежнему  $\approx 2$ ,  $x_{0max} \rightarrow \infty$ . Таким образом, температуру плазмы можно считать однородной по сечению при выполнении неравенства

$$2 \approx x_{0min} < x_0 < x_{0max} \approx 12 \quad (49)$$

Если мы теперь подставим предельные значения  $x_0$  в уравнение (45), то получим, что величина разрядного тока может меняться в пределах (в амперах):

$$5,3 \cdot 10^5 \left( \frac{1+\xi}{2} \right) < J < 4,2 \cdot 10^6 \left( \frac{1+\xi}{2} \right) \quad (50)$$

В полностью непрозрачной плазме (см. неравенства (10)) величина разрядного тока ограничивалась неравенствами

$$1,4 \cdot 10^6 \left( \frac{1+\xi}{2} \right) < J < 4,3 \cdot 10^6 \left( \frac{1+\xi}{2} \right) \quad (51)$$

Отсюда видно, что верхняя граница в пределах точности расчета не изменилась. Это и естественно, поскольку верхняя граница тока соответствует  $x_{0max} \approx 12$ , т.е. вблизи верхней границы плазма является непрозрачной практически во всем спектральном диапазоне. В то же время нижняя граница величины разрядного тока значительно уменьшилась. Это является следствием того, что однородность температуры в разряде, т.е. необходимую величину лучистой теплопроводности, способны обеспечить длинноволновые кванты в диапазоне от 0 до  $x_{0min}$ .

Рассмотрим теперь условие  $A_0 < 2B_0$ , соответствующее спадению температуры от оси разряда к периферии:

$$\zeta(x_0) \frac{1 - e^{-x_0}}{x_0^2} > 2e^{-x_0} \quad (52)$$

Как следует из рис.3, оно может нарушаться только при  $x_0 < 2$ , т.е. вне области применимости нашего рассмотрения.

В заключение сделаем замечание относительно общего выхода излучения "серого" разряда. Отношение полного потока излучения черного разряда к потоку излучения "серого" разряда дается следующим выражением

$$\eta = \frac{S_{\text{чёрп}}}{S_{\text{сер}}} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}}{\zeta(x_0)} \approx \frac{6,5}{\zeta(x_0)} \quad (53)$$

Отсюда видно, что это отношение зависит от  $x_0$ , т.е. от силы разрядного тока. При больших  $x_0$ , т.е. при значениях тока, близких к  $J_{\text{max}}$ ,  $\eta \rightarrow 1$  и "серый" разряд ведет себя как абсолютно черный. При малых разрядных токах, близких к  $J_{\text{min}}$ , величина  $\eta$  уже существенно отлична от 1 и ее максимальное значение равно

$$\eta_{\text{max}} = \frac{6,5}{\zeta(x_{0\text{min}})} \approx 3$$

Это значит, что при разрядном токе, близком к  $J_{\text{min}}$ , "серый" разряд в нужной области спектра обладает большим КПД, чем черный, примерно в 3 раза. Полагая  $z = 1$ , найдем  $J_{\text{min}} = 1,1 \cdot 10^6$  а. Напомним, что в черном разряде при  $z = 1$   $J_{\text{min}} = 2,8 \cdot 10^6$  а.

#### в) Устойчивость "серого" разряда

Перейдем теперь к исследованию устойчивости полученного нами равновесного состояния разряда в "серой" плазме. Следуя общему методу исследования устойчивости, рассмотрим малые



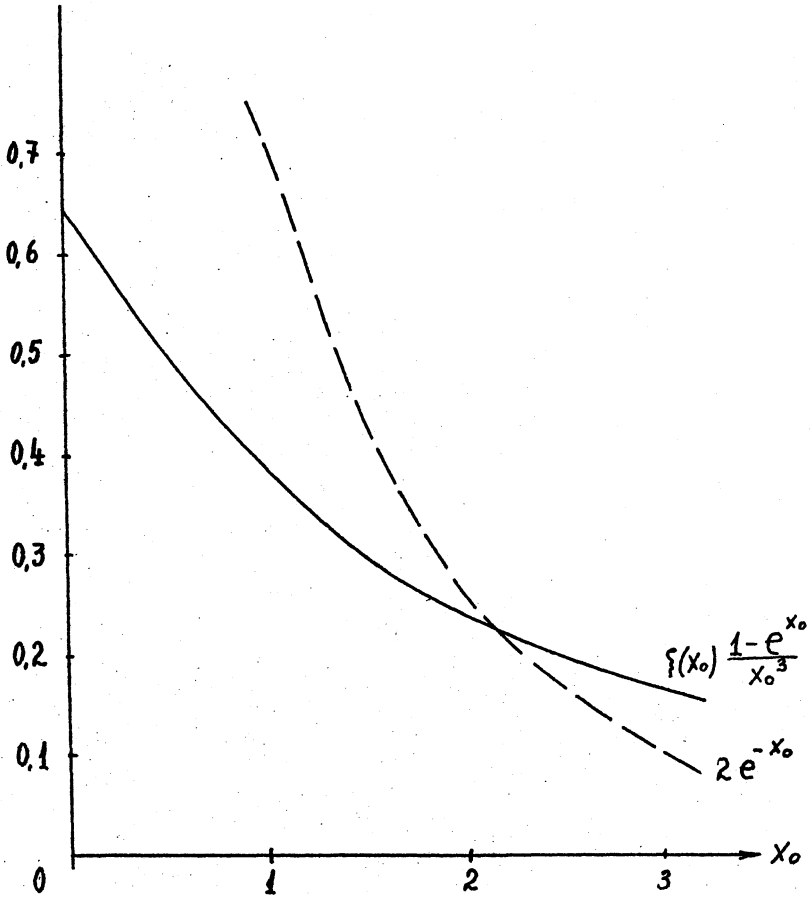


Рис. 3.

отклонения величин от их равновесных значений -

$$\rho \rightarrow \rho_0 + \rho_1, \quad T \rightarrow T_0 + T_1, \quad P \rightarrow P_0 + P_1, \quad B \rightarrow B_0 + B_1$$

Учитывая при этом цилиндрическую симметрию задачи, зависимость возмущенных величин от времени и координат представим в виде

$$f(r) e^{-i\omega t + im\varphi + ik_z z}$$

Тогда линеаризованная система уравнений, описывающая малые колебания плазмы запишется в виде [4]:

$$-i\omega\rho_1 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\rho_0 V_r) + (i\frac{m}{r} V_\varphi + ik_z V_z) \rho_0 = 0,$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r B_{1r} + \frac{im}{r} B_{1\varphi} + ik_z B_{1z} = 0,$$

$$i\omega\rho_0 V_z = \frac{\partial}{\partial r} (P_1 + \frac{B_0 B_{1\varphi}}{4\pi}) + \frac{B_0 B_{1r}}{2\pi r} - i\frac{m}{4\pi r} B_0 B_{1\varphi},$$

$$i\omega\rho_0 V_\varphi = i\frac{m}{r} P_1 - \frac{B_{1r}}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial r} r B_0,$$

$$i\omega\rho_0 V_z = ik_z (P_1 + \frac{B_0 B_{1\varphi}}{4\pi}) - \frac{im}{4\pi r} B_0 B_{1\varphi},$$

$$\omega B_{1r} + \frac{m}{r} V_z B_0 - \frac{ic^2}{4\pi b_0} (\Delta B_{1r} - \frac{B_{1r}}{r^2} - \frac{2im}{r^2} B_{1\varphi}) + \frac{3mc^2}{8\pi r^2} \frac{T_1}{b_0 T_0} \frac{\partial}{\partial r} r B_0 = 0$$

$$\omega B_{1\varphi} - k_z V_z B_0 + i \frac{\partial}{\partial r} (V_z B_0) - \frac{ic^2}{4\pi b_0} (\Delta B_{1\varphi} - \frac{B_{1\varphi}}{r^2} + \frac{2im}{r^2} B_{1r}) -$$

$$- \frac{ic^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{b_0} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r B_{1\varphi} - \frac{im}{r} B_{1r} \right) \right] + \frac{ic^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{T_1}{b_0 T_0} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r B_0 \right) = 0$$

$$\omega B_{1z} + \frac{m}{r} V_z B_0 - \frac{ic^2}{4\pi b_0 \omega} \Delta B_{1z} + \frac{ic^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{b_0} (ik_z B_{1z} - \frac{\partial B_{1r}}{\partial r}) \right] = 0$$

$$P_1 = \frac{\alpha(1+\alpha)}{M} (\rho_0 T_1 + \rho_1 T_0), \quad (55)$$

$$\frac{\rho_0 T_0 \alpha(1+\alpha)}{M} \left[ i\omega \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} - \frac{3}{2} \frac{T_1}{T_0} \right) + V_z \frac{\partial}{\partial r} \ln \frac{T_0}{\rho_0} \right] = \frac{3}{2} \frac{c^2}{16\pi} \frac{T_1}{b_0 T_0} \left( \frac{4\pi}{c} j_0 \right)^2 +$$

$$\frac{c}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} j_0 \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r B_{1\varphi} - \frac{im}{r} B_{1r} \right) - j_0 e^{-\chi_0} \frac{3}{2} N_0^2 \sqrt{T_0} \left( 2 \frac{\rho_1}{\rho_0} + \frac{1}{2} \frac{T_1}{T_0} \right) +$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r C_0 (\rho_0, T_0) \left[ \frac{\partial T_1}{\partial r} + \left( \frac{13}{2} \frac{T_1}{T_0} - 2 \frac{\rho_1}{\rho_0} \right) T_0 \right] \right\} = 0$$

где  $C_0(P_0, T_0)$  определено выше.

Прежде всего заметим, что в рассматриваемом нами случае "серого" разряда с однородной температурой силовые неустойчивости (перетяжки и изгибы) должны развиваться совершенно так же, как и в случае разряда в оптически непрозрачной плазме. Дело в том, что для исследования силовых неустойчивостей уравнение баланса тепла, в котором и содержится вся специфика "серости" плазмы, можно вообще не принимать во внимание. Поэтому весь анализ, проведенный в [2] сохраняет силу и в рассматриваемом случае: максимальное значение инкремента нарастания силовых неустойчивостей

$$\gamma_{max} \leq \frac{U_s}{2\sigma} \quad (56)$$

Что касается перегретной неустойчивости, то в оптически непрозрачной плазме такая неустойчивость вообще не развивается. Покажем, что в "сером" разряде перегретная неустойчивость, обусловленная омическим нагревом, также стабилизирована лучшей теплопроводностью длинноволновых квантов. Для этого положим  $m = \kappa_2 = 0$  (полностью симметричные моды) и проанализируем предел коротких длин волн (по радиусу) колебаний:  $\kappa r_0 \gg 1$ , описываемых в рамках нулевого приближения геометрической оптики. В этом пределе система уравнений колебаний приводится к следующему уравнению эйконала

$$\begin{aligned} & \omega^2 \left( \omega^2 + i \frac{c^2 \kappa^2}{4\pi \epsilon_0} \omega - \kappa^2 U_A^2 \right) - \frac{5}{3} \kappa^2 U_s^2 \left( \omega^2 + i \frac{c^2 \kappa^2}{4\pi \epsilon_0} \omega \right) + \\ & + \frac{c^2 \kappa^2 j_0^2}{6\pi \epsilon_0 P_0} (\omega^2 - 3\kappa^2 U_s^2) - \frac{2}{3} \frac{C_0 T_0 \kappa^2}{P_0} \left[ \frac{c^2 \kappa^2}{4\pi \epsilon_0} (\omega^2 - \kappa^2 U_s^2) - \right. \\ & \left. - i\omega (\omega^2 - \kappa^2 U_A^2 - \kappa^2 U_s^2) \right] = 0 \end{aligned} \quad (57)$$

Это уравнение включает в себя как предельный случай прозрачной плазмы [6], когда последний член мал, так и случай непрозрачной плазмы, когда мал предпоследний член. Напомним, что в случае прозрачной плазмы корень этого уравнения, соответствующий аperiodически неустойчивым колебаниям, равен

$$\omega = i \frac{2j_0^2}{6_0 P_0} \frac{1}{\alpha} \quad (58)$$

где

$$\alpha = \begin{cases} 3 & \text{при } \omega \gg \kappa U_S \\ \frac{5}{3} & \text{при } \omega \ll \kappa U_S \end{cases}$$

В случае же непрозрачной плазмы перегретой неустойчивости вообще не возникает и решение уравнения (57) имеет вид

$$\begin{aligned} \omega_1 &= -i \frac{c^2 \kappa^2}{4\pi 6_0} \\ \omega_2 &= -i \frac{16}{3} \frac{\hat{\delta} T_0^4 \ell_0 \kappa^2}{P_0} \frac{1}{\beta} \end{aligned} \quad (59)$$

где

$$\beta = \begin{cases} \frac{3}{2} & \text{при } \omega \gg \kappa U_S \\ \frac{5}{2} & \text{при } \omega \ll \kappa U_S \end{cases}$$

В общем случае уравнение (57) по-прежнему имеет один большой корень, соответствующий затуханию во времени колебаниям и описывающий проникновение поля в плазму (первый корень (58)), и малый корень, соответствующий неустойчивым колебаниям:

$$\omega_2 = \begin{cases} i \frac{2}{3P_0} \left( \frac{j_0^2}{6_0} - \kappa^2 C_0 T_0 \right) & \text{при } \omega \gg \kappa U_S \\ i \frac{2}{5P_0} \left( \frac{3j_0^2}{6_0} - \kappa^2 C_0 T_0 \right) & \text{при } \omega \ll \kappa U_S \end{cases} \quad (60)$$

Заметим, что решение (60) включает в себя решения (58) и (59) как два предельных случая. В перегретой природе рассмотренной выше неустойчивости можно наглядно убедиться, записав уравнение переноса тепла в разряд в виде

$$\rho T \frac{\alpha(1+\alpha)}{M} \left[ \frac{\partial}{\partial t} + (\bar{v} \bar{\nabla}) \right] \ln \frac{T}{\rho} = \epsilon E^2 - j_0 N \sqrt{T} e^{-\frac{\alpha}{2}} + \text{div} C_0 v T_0 \quad (61)$$

Нас интересует область высоких частот  $\omega \gg \kappa U_0$ , так как перегретая неустойчивость, если она вообще имеет область существования в силу (56) может проявиться только в этой области. В условиях, когда

$$\frac{c^2 \kappa^2}{4 \pi \epsilon_0} \gg \omega \gg \kappa U_0 \quad (62)$$

электрическое поле в плазме в процессе колебаний температуры успевает выравниваться по сечению разряда, а плотность, напротив, не успевает заметно измениться. Кроме того, можно пренебречь вторым членом в левой части уравнения (61). В результате получим уравнение для колебаний температуры

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{2}{3 P_0} \left( \frac{j_0^2}{\epsilon_0} - \kappa^2 C_0 T_0 \right) T, \quad (63)$$

которое и приводит к инкременту (60).

Из выражения (60) видно, что высокочастотная перегретая неустойчивость в "сером" разряде возможна лишь для достаточно длинноволновых возмущений, т.е. при

$$\kappa^2 < \frac{j_0^2}{\epsilon_0 C_0 T_0} \quad (64)$$

С другой стороны, в силу требований геометрической оптики  $\kappa r_0 \gg 1$ . Таким образом, получаем для  $\kappa$ :

$$\frac{1}{\kappa^2} < \kappa^2 < \frac{j_0^2}{\delta_0 C_0 T_0} \quad (65)$$

Чтобы эти неравенства были непротиворечивы, необходимо, чтобы  $\frac{1}{\kappa^2} \ll \frac{j_0^2}{\delta_0 C_0 T_0}$ . Выразив все входящие сюда величины через известные функции от  $X_0$ , получим

$$f(X_0) \frac{1 - e^{-X_0}}{X_0^3} \ll 1,5 \varphi(X_0) \quad (66)$$

В области допустимых значений  $X_0$  (от 2 до 12) это неравенство выполняется с очень малым запасом, так как правая и левая части его — одного порядка. С другой стороны, при подстановке (60) в неравенства (62) вообще приходим к противоречию. Таким образом, в выражении (60) для  $\omega$  оба члена оказываются одного порядка, следовательно,  $\omega$  близка к нулю, т.е. высокочастотная перегревная неустойчивость не проявится.

### г) Заключение

Подводя итог проведенному рассмотрению равновесия и устойчивости линейного сильноточного разряда в оптически "серой" плазме с однородной температурой, подчеркнем характерные особенности такого разряда.

Прежде всего следует отметить, что равновесное распределение плотности, давления, магнитного поля и температуры в "сером" разряде имеет такой же вид, как и в непрозрачном. При этом условие однородности температуры по сечению выполняется в гораздо более широком диапазоне изменения величины разрядного тока (см. (50) и (51)).

Во-вторых, "серый" разряд является, по-видимому, оптимальным в энергетическом отношении, так как он обладает интенсивностью непрозрачного разряда в нужной для накачки ОКГ длинноволновой области и прозрачен для коротковолнового излучения. При разрядном токе порядка  $10^6$  а КПД "серого" разряда в 3 раза превышает КПД черного.

Наконец, в "сером" разряде быстрая перегревная неустойчивость, характерная для прозрачного разряда, стабилизирована лучшей теплопроводностью. Силовые же неустойчивости остаются такими же, как в непрозрачном разряде.

Таким образом, можно сделать вывод, что "серый" разряд является наиболее перспективным в целях его использования для накачки ОКГ, так как он обладает благоприятным сочетанием устойчивости и достаточного большого КПД.

Попытка рассмотреть равновесие "серого" разряда при других механизмах излучения (излучение веществ типа лития и многократно ионизированных атомов) наталкивается на существенные математические трудности из-за сложной зависимости  $\alpha'$  от плотности и температуры. Качественно, однако, картина не изменится по сравнению с черным разрядом, однако, как это было получено для тормозного механизма, нижнее значение предельного разрядного тока в случае "серого" разряда должно быть существенно ниже, чем в случае "черного". При исследовании же устойчивости механизм излучения вообще не играет никакой роли.

### Ш. ВАКУУМНЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ З - ПИНЧ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

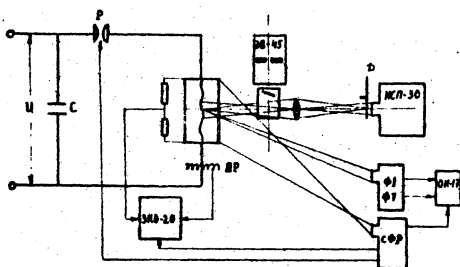
#### § 4. Экспериментальная установка и методика исследований.

В настоящем параграфе мы опишем экспериментальную установку и методы, применявшиеся для изучения параметров разряда, образованного взрывом проводников в вакууме. Основной целью экспериментов являлась проверка теории, изложенной в предыдущих параграфах. Исследования проводились в парах тяжелых элементов и основное внимание было уделено изучению динамики оптически непрозрачного разряда и сопоставлению результатов эксперимента с теорией.

Для исследования разряда, образованного взрывом проволок в вакууме, использовалась типичная экспериментальная установка - разрядный контур с ёмкостным накопителем энергии - батареей конденсаторов типа ИМ-50-3. Принципиальная схема установки показана на рис.4. Разрядная цепь состояла из батареи конденсаторов С, заряжавшейся от высоковольтного выпрямителя до напряжения  $U$ , разрядной камеры и коммутирующего элемента - управляемого разрядника Р. Все соединения были выполнены с помощью коаксиальных кабелей типа РК-50-9-11.

Разрядная камера была достаточно простой и представляла собой два плоских электрода из обычной стали, между которыми натягивалась взрываемая проволока. Электроды помещались внутрь кварцевой цилиндрической колбы диаметром 10 см и высотой 12 см. Кварцевая колба вакуумно плотно зажималась между верхним электродом и металлическим диском, служившим "землей" контура, с помощью медных цилиндрических стяжек, служивших обратным тоководом. Расстояние между электродами не менялось и составляло 5 см. В камере поддерживался вакуум порядка  $10^{-5}$  мм рт. ст.





**Рис.4.** Принципиальная схема установки.  
 С - батарея конденсатора, ПР - пояс Роговского, ЭВ-45 - эталонный источник света, ЗКО-20 - трехлучевой катодный осциллограф, Ф1 и Ф2 - фотоэлементы, ОК-17 - двухлучевой осциллограф, СФР - сверхскоростной фоторегистратор, ИСП-30 - кварцевый спектрограф.

Исследовались разряды, образованные взрывом серебряных, вольфрамовых и молибденовых проволочек, однако основные эксперименты были проведены с использованием серебряных проволочек. Это связано с тем, что после взрывов вольфрамовых и молибденовых проволочек кварцевая колба приходила почти в полную негодность из-за осадения на ней трудно смываемых паров и отдельных частиц металла. Серебряное же напыление легко удалялось промыванием колбы кислотой.

Коммутирующим элементом контура служил разрядник высокого давления  $P$  с азотным наполнением, конструкция и параметры которого подробно описаны в сборнике [9]. Как показала практика эксплуатации такого разрядника, он хорошо выдерживал многократное (до 25 раз) переключение больших токов (до 600 ка), после чего требовалась его разборка, чистка и промывка. Запуск разрядника осуществлялся непосредственно с помощью синхронизирующего импульса сверхскоростного фоторегистратора СФР-2М. При таком запуске запаздывание срабатывания разрядника составляло  $5 \pm 10 \mu s$ , что само по себе весьма велико, однако в наших экспериментах было вполне приемлемым.

Производилось измерение напряжения между электродами камеры и разрядного тока. Разрядный ток измерялся с помощью пояса Роговского, нагруженного на шунт с сопротивлением 0,3 ома, который располагался непосредственно у входных клемм осциллографа с целью уменьшения наводок от разряда. Частотная характеристика пояса была равномерной в диапазоне  $\sim 1 \pm 10^4$  кГц. Напряжение на разрядном промежутке регистрировалось с помощью делителя из активных сопротивлений с коэффициентом деления 84,6. Сигналы с делителя и пояса Роговского с помощью коаксиальных кабелей по-

давались на вход двух каналов трехлучевого осциллографа типа ЭКО-20. На третий канал осциллографа подавался опорный синусоидальный сигнал известной частоты и амплитуды. Поскольку производилась регистрация относительно низкочастотных сигналов никаких специальных мер по согласованию не предпринималось. Точность снятия вольтамперной характеристики разряда составляла около 10%.

Сведения о размерах и форме разрядного шкура получались посредством его съемки с помощью СФР-2М, работающего в режиме кадровый съемки с частотой следования кадров 2 кадра в сек.

Была предусмотрена возможность непосредственного измерения производной разрядного тока с помощью магнитного зонда, представлявшего собой миниатюрную (размером  $3 \times 2 \text{ мм}^2$ ) многослойную катушку, которая помещалась внутри медной трубки диаметром 5 мм вдоль ее диаметра. Магнитный зонд мог ориентироваться как для измерения  $Z$ -вой (продольной), так и  $Y$ -вой (азимутальной) компонент магнитного поля (производной тока), и помещаться в различных точках пространства. В наших экспериментах магнитный зонд ориентировался для измерения производной разрядного тока (т.е.  $Y$ -вой компоненты магнитного поля).

Непосредственное измерение производной разрядного тока оказывается весьма удобным при обработке вольтамперных характеристик разряд. Кроме того, сигнал с магнитного зонда использовался для временного согласования с основным процессом сигналов, поступающих с пьезодатчиков и фотоэлементов (см. ниже).

В работе производилось исследование общего выхода, временного хода и спектрального состава излучения разряда. Регистрация развернутого во времени спектра излучения производилась кварцевым спектрографом ИСП-30. Регистрация излучения разряда в отдельных спектральных интервалах осуществлялась фотозементами Ф-1 и Ф-7 со светофильтрами. Абсолютная калибровка осуществлялась с помощью эталонного источника типа ЭВ-45 [10]. Наконец, полная энергия излучения измерялась калориметром.

Опишем эти методы более подробно (описание аналогичных методов дано также в работе [11]).

Спектральные измерения производились спектрографом ИСП-30, с помощью которого осуществлялась регистрация развернутого во времени спектра излучения центральной части разряда в области длин волн 2000-6000 Å. Излучение центральной области плазменного шнура, находившегося на расстоянии 1300 мм от спектрографа, фокусировалось на входную щель спектрографа кварцевой ахроматической линзой с фокусным расстоянием 150 мм. таким образом, что проектируемый участок разряда имел на входной щели размеры 0,5 x 10 мм<sup>2</sup>. При этом размеры входной щели были следующими: высота - 7 мм, ширина щели - 0,05 + 0,3 мм. Легко видеть, что изображение разряда в плоскости щели спектрографа всегда превышало размеры щели, т.е. коллиматор спектрографа всегда был перезаполнен. При этом яркость изображения, даваемого спектрографом, пропорциональна яркости объекта.

Временная развертка спектра производилась с помощью вращающегося диска с равномерно прорезанными щелями, которые

располагались непосредственно перед входной щелью спектрографа. Расстояние между щелями диска равнялось высоте щели спектрографа. Щель диска имела ширину 0,2 мм, что позволяло производить временную развертку спектра с разрешением до 1 мксек. Вращение диска осуществлялось электромотором постоянного тока. Скорость вращения была тщательно измерена и проградуирована как функция тока, питающего электромотор. Ошибка в установке заданной скорости вращения определялась погрешностью калибровки ( $\sim 10\%$ ) и точностью установки тока питания электромотора ( $\sim 5\%$ ) и составляла около 15%.

Как уже говорилось, для абсолютной калибровки спектра излучения применялся эталонный источник типа ЭВ-45. Излучение от эталонного источника с помощью алюминиевого зеркала подавалась на кварцевую линзу, которая использовалась и для регистрации излучения разряда. Спектр эталонного источника снимался с той же временной разверткой, что и исследуемый спектр разряда. Длительность импульса излучения эталона составляла около  $300 \mu s$ . Поскольку отступление от закона невзаимозаменяемости почернений при различных временах экспонирования происходит либо при временах  $t < 10^{-5}$  сек, либо  $t > 1$  сек, то разница во времени засветки от разряда и эталонного источника в наших экспериментах никак не могла проявиться.

Источник ЭВ-45 использовался также для нанесения марок почернения. Излучение ЭВ-45 фокусировалось при этом таким образом, чтобы коллиматор спектрографа был перезаполнен.

Стабильность температуры источника ЭВ-45 составляет около  $\pm 7\%$  при величине разрядного тока в капилляре источника  $9000 \pm 100$  а.

Спектры снимались на пленку РФ-3 и обрабатывались затем на микрофотометре МФ-4, причем в качестве записывающего устройства использовался потенциометр типа ЭППВ-60. По сплошному спектру излучения определялась яркостная температура разряда путем сравнения почернений, даваемых излучением разряда. Ширина щели спектрографа подбиралась такой, чтобы почернения, даваемые излучением разряда и эталона, находились на линейном участке характеристической кривой фотопленки. Характеристическая кривая строилась по маркам почернений, которые наносились от эталонного источника путем изменения ширины щели спектрографа, что вполне закономерно для источника сплошного спектра. Для определения относительных интенсивностей  $\frac{J_1}{J_2}$  использовалось известное соотношение:

$$\lg \frac{J_1}{J_2} = \frac{\Delta S}{\gamma} \quad (67)$$

где  $\Delta S$  - разность почернений эталонного источника и разряда, а  $\gamma$  - коэффициент контрастности фотопленки.

Ошибка в сопоставлении яркостей определялась, в основном, точностью установки ширины щели спектрографа ( $\sim 20\%$ ), погрешностью эталонного источника ( $\sim 7\%$ ) и погрешностью фотометрирования ( $\sim 3\%$ ) и составляла в общей сложности около 30%.

Для исследования зависимости яркости разряда от времени в различных спектральных интервалах использовались фотоэлементы Ф-1 и Ф-7 со светофильтрами. Сигнал с выхода фотоэлемента поступал на катодный повторитель, а затем на вход осциллографа типа ОК-17. Калибровка измерительного тракта: фо-

тоэлемент - катодный повторитель-осциллограф осуществлялась следующим образом.

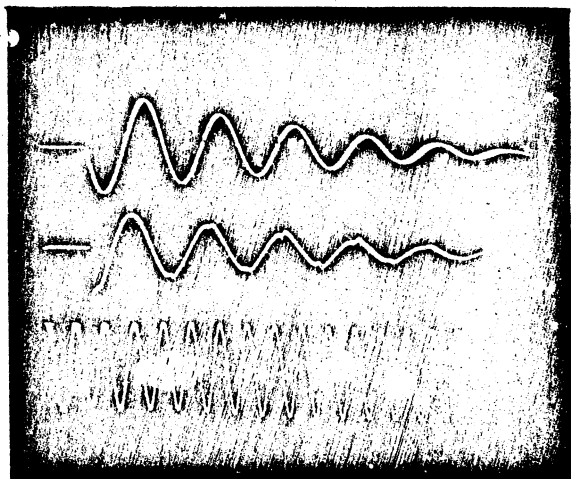
Кривые спектральной чувствительности системы светофильтр-фотоэлемент получались по паспортным данным путем умножения их спектральных характеристик. Абсолютная калибровка фотоэлемента со светофильтром и всего измерительного тракта производилась с помощью эталона ЭВ-45. Поток излучения  $S$ , идущий от ЭВ-45, рассчитывался по формуле излучения абсолютно черного тела с температурой  $39000^{\circ}\text{K}$ . При этом яркость источника ЭВ-45 принималась постоянной в рассматриваемом спектральном интервале.

Период разрядного контура во всех экспериментах составлял около  $25 \mu\text{S}$ . Исследования проводились при зарядных напряжениях 15, 20 и 30 кв.

#### § 5. Общая картина разряда в вакууме

Опишем кратко общие закономерности и характерные особенности, наблюдавшиеся при взрыве серебряных проволочек в вакууме. Как уже говорилось, длина проволочек составляла 5 см, а диаметр был равен или 0,09 мм (тонкая проволочка) или 0,38 мм (толстая проволочка).

На рис.5 приведены типичные осциллограммы тока и напряжения на разрядном промежутке для случая взрыва тонкой проволочки при зарядном напряжении 30 кв. Видно, что разряд носит почти периодический характер. Декремент затухания для приведенного случая равен  $\sim 0,28$ . Максимальная амплитуда тока (в первом максимуме) составляла при этом около 380 ка. При зарядном напряжении  $U = 15$  кв она составляла  $\sim 160$  ка, а



**Рис.5.** Типичные осциллограммы тока и напряжения на разрядном промежутке для случая взрыва тонкой серебряной проволоочки в вакууме.

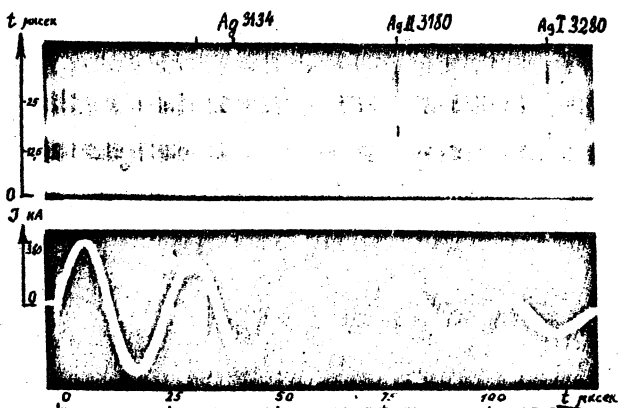


при  $U = 20$  кв - около 210 ка. Таким образом видно, что в эксперименте был перекрыт почти весь диапазон токов, определяемых первым из неравенств (10).

Результаты исследования сверхскоростных фотографий разряда показали наличие достаточно длительной стадии удержания вблизи первого максимума тока. В экспериментах подробно исследовалась именно эта стадия разряда. Форма разряда при этом оказывалась очень близкой к идеальной цилиндрической без видимого наличия каких-либо неустойчивостей. Мелкомасштабные возмущения поверхности проявлялись лишь на более поздних стадиях.

Подробно изучался характер изменения спектра излучения во времени. На рис. 6 изображен в увеличенном масштабе участок спектра в диапазоне длин волн от  $\lambda = 3100 \text{ \AA}$  до  $\lambda = 3400 \text{ \AA}$ . Справедливость такого способа также проверялась как с помощью контрольных экспериментов с ФЭУ, так и фотометрированием спектра. Как видно из рисунка, основная доля излучения выделяется в первом полупериоде в виде непрерывного спектра. Далее через промежутки времени, равные полупериоду тока, наблюдаются все более слабые максимумы интенсивности излучения, причем в этих областях излучение является почти непрерывным. В промежутке между этими полосами непрерывного излучения спектр имеет более сложный характер: на слабый непрерывный спектр наложен сложный линейчатый спектр.

Во всех спектрах излучения разряда, полученных при взрывах проволок различного материала и диаметра при различных начальных напряжениях на контуре наблюдается характерная группа из шести линий поглощения, между  $2551$  и  $2501 \text{ \AA}$ , принадлежащая кремнию. Момент появления этих линий трудно определить



**Рис.6.** Участок временной развертки спектра излучения разряда в вакууме в интервале длин волн 3100-3400А. Диаметр проволоочки равнялся 0,09 мм, напряжение 30 кв.

точно, но они появляются практически одновременно (с точностью  $\sim 2$  мксек) с током разряда и далее существуют во все время экспозиции. По-видимому, за появление этих линий на спектрограммах ответственны холодные пары кремния у стенок кварцевой колбы. Эти пары появляются за счет нагревания колбы излучением разряда. Поведение этих линий во времени не зависит от периодичности разрядного тока. Ширина этих линий поглощения растет во времени, особенно для линии  $2516 \text{ \AA}$ . Т.е. во время экспозиции ( $70 + 80$  мксек) пристеночный холодный слой кремния не вовлекается в разряд. Потенциал возбуждения этих линий одинаков и порядка  $\sim 5$  эв. В спектре много линий, принадлежащих  $Fe I$  и  $Fe II$ , появляющиеся в разряде из электродов.

В спектре много также линий серебра, причем линий нейтрального серебра в спектре не обнаружено. Наблюдаются линии  $Hg II$  и  $Hg III$ . Отсутствие линий нейтрального серебра указывает, очевидно, на полную ионизацию плазмы. Наблюдаются линии ионов серебра, например линия  $Hg II$   $3280 \text{ \AA}$ , для которых во втором максимуме интенсивности имеется сильное поглощение и видны они на фоне непрерывного спектра в виде линий поглощения. Это говорит, по-видимому, о том, что во 2-м полупериоде существует холодный поверхностный слой серебра. В первом полупериоде такого поглощения не наблюдается.

Таким образом, по результатам спектральных измерений можно установить, что во времени разряд развивается следующим образом: в центральной части разряда в первом полупериоде образуется "шнур" из полностью ионизованного серебра, по которому течет ток и который дает непрерывное излучение. Причем этот шнур окружен сравнительно холодным слоем паров кремния у сте-

нок кварцевой колбы. Во втором полупериоде появляется существенный градиент температуры вблизи поверхности разряда. Отметим, что в общих чертах такое поведение спектра разряда весьма схоже с описанным в работе [12] для случая взрыва литиевой проволоочки.

#### § 6. Исследование стадии удержания. Критические токи.

Проанализируем теперь более детально результаты, относящиеся к ранним стадиям разряда в течение первого полупериода тока.

На рис.7 а), б) и в) представлены полученные из обработки СФР-грамм зависимости радиуса разрядного канала от времени для случая взрыва тонкой проволоочки при различных напряжениях. На рис.8 изображена аналогичная кривая для случая взрыва толстой проволоочки. Экспериментальные точки представлены кружками. Хорошо видно наличие области, где радиус разряда перестает расти со временем (а следовательно и с ростом силы тока примерно до  $6 \mu S$ ) и даже начинает уменьшаться. Наличие этой стадии естественно связать с эффектом пинчевания разряда, т.е. наличием области, где гидродинамическое давление плазмы уравнивается магнитным.

Температуру разряда можно было вычислить по проводимости разряда, исходя из его вольт-амперных характеристик. Соответствующие значения температуры, вычисленные для момента времени, соответствующего первому максимуму тока, приведены на рис.9 и 10 в виде треугольников. Наконец, исходя из спектральных данных определялась яркостная температура разряда. Соответствующие результаты приведены на рис.9 и 10 кружочками, а

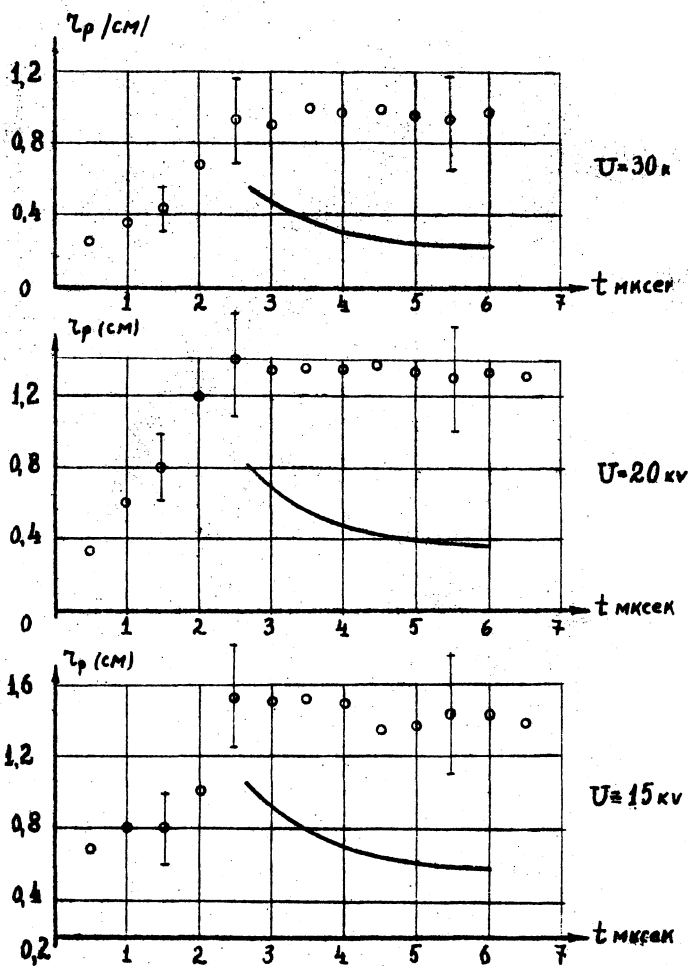


Рис. 7. Зависимость радиуса разрядного канала от времени для случая варыва тонкой серебряной проволоочки.

а)  $U_0 = 15 \text{ kV}$       б)  $U_0 = 20 \text{ kV}$

в)  $U_0 = 30 \text{ kV}$

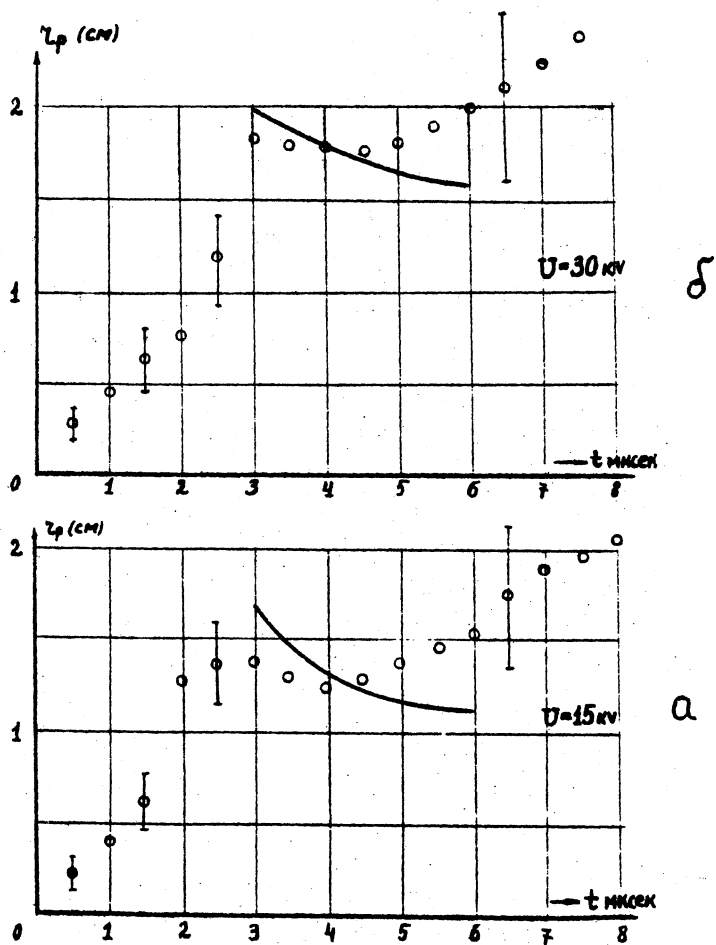


Рис.8. Зависимость радиуса разрядного канала от Времени для случая взрыва толстой серебряной проволочки  
 а)  $U_0 = 15 \text{ кV}$     б)  $U_0 = 30 \text{ кV}$

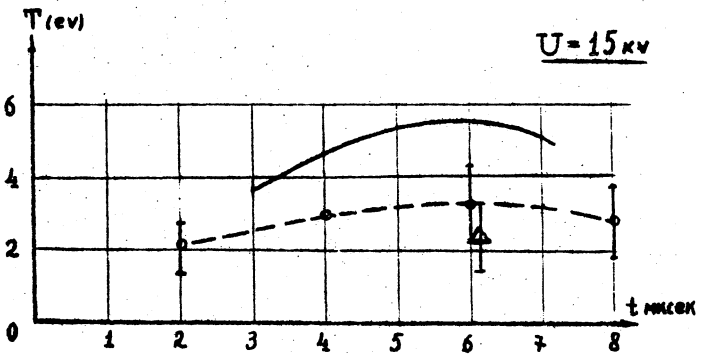
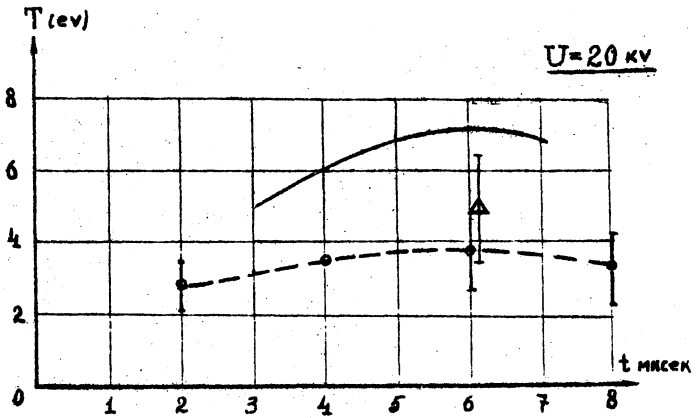


Рис. 9а. Зависимость яркостной температуры разряда, образованного взрывом тонкой серебряной проволоочки в вакууме, от времени для различных значений начального напряжения  $U$ , на конденсаторной батарее.

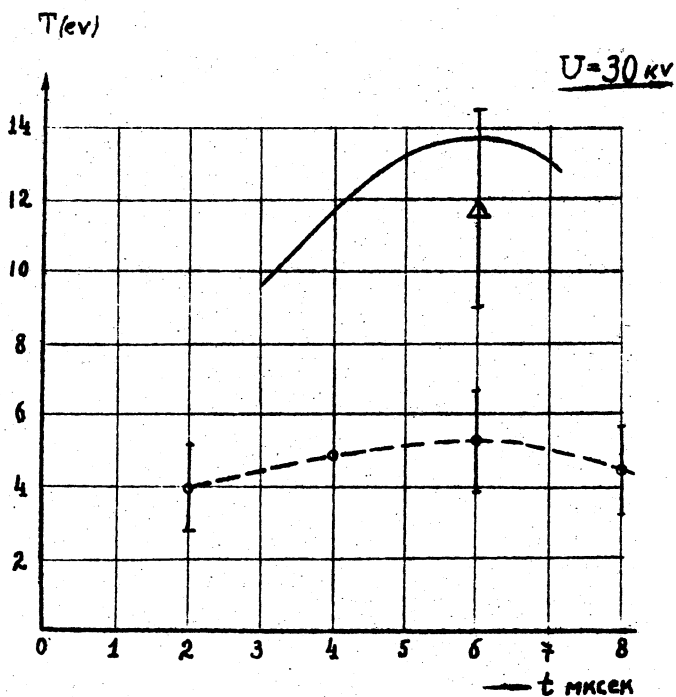


Рис. 96. Зависимость яркостной температуры разряда, образованного взрывом тонкой серебряной проволоочки в вакууме, от времени  $U_0 = 30$ .



соответствующая экспериментальная кривая - пунктиром.

Из сопоставления данных о температуре следует, что оптические измерения дают значения температуры, согласующиеся с результатами других методов, только при малых зарядных напряжениях, а следовательно и малых разрядных токах. Особенно хорошо это видно из сравнения рис. 9 а) и 9 б).

Иследуем теперь вопрос о зависимости от длины волны температуры разряда, определенной спектральным методом. На рис. II приведены зависимости яркостной температуры  $T$  от длины волны для случая взрыва тонкой и толстой проволочек при напряжении 15 кв для различных моментов времени, а следовательно, различных значений силы разрядного тока. Как можно видеть из этих рисунков как для тонкой, так и для толстой проволочек, для моментов времени, больших некоторого  $t_0$ , зависящего от начального напряжения, яркостная температура не зависит от длины волны, т.е. разряд излучает как черное тело. Для описания разряда при  $t > t_0$  можно, следовательно, пользоваться результатами теории, изложенной в § I.

Как следует из результатов § I, разряд в парах тяжелых элементов, когда излучение происходит многократно ионизованными ионами, является черным только тогда, когда полный разрядный ток больше некоторого значения  $I_{кр\ min}$ . Поэтому ток, соответствующий моментам времени  $t_0$ , который легко определяется из осциллограмм тока, естественно отождествить с  $I_{кр\ min}$ . Экспериментальное значение  $I_{кр\ min}$ , определенное таким способом, меняется в зависимости от изменения условий эксперимента (начальное напряжение, размер проволочки и ее материал) в пределах от 100 до 140 ка, т.е. прекрасно

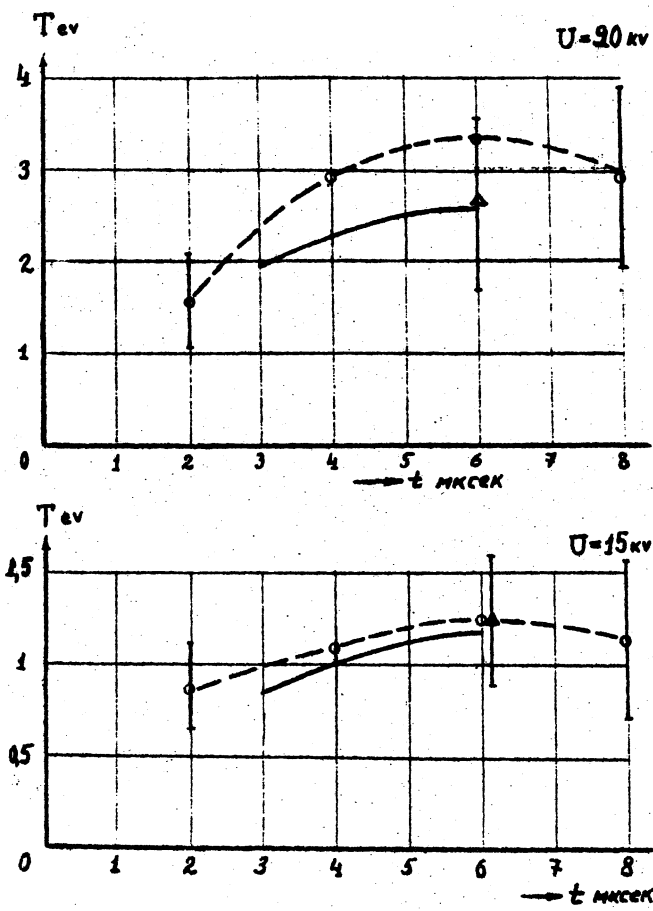


Рис. 10. Зависимость яркостной температуры разряда, образованного взрывом толстой серебряной проволоочки, в вакууме, от времени  
 а)  $U_0 = 15 \text{ kV}$       б)  $U_0 = 30 \text{ kV}$ .

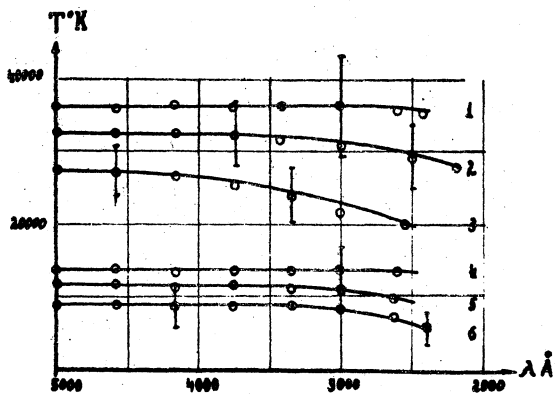


Рис. II Зависимость яркостной температуры разряда в вакууме от длины волны при взрыве тонкой (кривые 1, 2, 3) и толстой (4, 5, 6) проволочек при  $U = 15$  кв. Кривые соответствуют таким временам после начала процесса: 1 и 4-6 мксек; 2 и 5-4 мксек, 3 и 6-2 мксек.

согласуется с теоретическим значением  $J_{кр\ min} = 190$  ка и универсальностью этого значения (см. также [14]).

Теперь для моментов времени  $t > t_0$  можно построить теоретические зависимости  $r_p$  и  $T$  от времени, пользуясь выражениями (8) для оптически непрозрачного разряда, подставляя туда экспериментальные значения  $J(t)$  и значения  $N_n$ , соответствующие полному захвату частиц проволоочки в разряд (для тонкой проволоочки  $N_n = 3,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-1}$ , для толстой  $N_n = 6,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-1}$ ). Легко видеть, что для серебра ( $A=108$ ) неравенство (II) хорошо выполняется только для толстой проволоочки, для тонкой же оно выполняется на пределе для малых токов, а для больших даже нарушается. Тем не менее мы будем пользоваться формулами (8), учитывая при этом, что условие квазистационарности формирования разряда (5) было хорошо выполнено.

Рассчитанные согласно теории непрозрачного разряда кривые зависимости  $r_p(t)$  и  $T(t)$  приведены на рис. 7-10 сплошными линиями. Видно хорошее согласие теоретических и экспериментальных значений радиуса разряда при всех напряжениях, прекрасное согласие теоретических значений  $T$  и экспериментальных значений  $T$ , полученных по данным о проводимости, при всех значениях  $J > J_{кр\ min}$  и сильное расхождение с яркостной температурой при больших разрядных токах (больших  $U$ ). Однако теперь становится понятной природа такого расхождения. Действительно, при  $U = 30$  кв максимальное значение разрядного тока достигает 380 ка, что близко к верхнему предельному значению тока  $J_{кр\ max} \approx 420$  ка, даваемому неравенствами (10). Физический же смысл  $J_{кр\ max}$  заключается в том, что

при таких токах температура в разряде должна становиться столь же неоднородной по сечению разряда, как и плотность, т.е. должна сильно убывать к поверхности разряда. Вспоминая далее, что яркостная температура соответствует температуре поверхности разряда, легко понять значительное завышение усредненного значения  $T$ , даваемого расчетом или вычисляемого из измерений усредненных по сечению разряда величин (проводимость) по сравнению с истинным значением поверхностной температуры, измеряемой оптическим методом.

§ 7. Устойчивость оптически непрозрачного линейного разряда.

При проведении описанных выше исследований равновесного состояния сильноточных разрядов, образованных взрывом сравнительно коротких проволочек, был проведен анализ и эволюции формы разрядного канала. При этом, как правило, на основной стадии развития разряда (практически в течение всего первого периода) форма разрядного канала либо очень слабо отличалась от цилиндрической, либо происходило медленное развитие сужения канала посреди разрядного промежутка. Такое поведение разряда говорит об его относительно высокой устойчивости и, возможно, связано с его малой длиной и, как следствие этого, стабилизирующим влиянием электродов. Поэтому для исследования устойчивости разряда необходимо было провести изучение формы и параметров разрядов, образованных взрывом более длинных проволочек, таких, что  $l \gg r_p$ , где  $l$  - длина проволочки, а  $r_p$  - равновесный радиус плазменного канала.

Эксперименты по исследованию устойчивости вакуумного  $Z$ -пучка проводились на описанной выше установке, только ём-

кость разрядного контура была увеличена до 72 мкф, а длина разрядного промежутка - до 25 см. Как будет видно из дальнейшего, условие  $e \gg z_p$  при этом хорошо выполнялось, а плазменный шнур в экспериментах был подвержен быстроразвивающимся неустойчивостям. Производился взрыв алюминиевых, медных, серебряных и вольфрамовых проволок диаметром  $\sim 0,14 + 0,15$  мм. Разрядный контур заряжался до напряжений 11, 15 и 20 кв, при этом в последнем случае амплитуда разрядного тока достигала 160 ка.

Из СФР-грамм и спектрохронограмм разряда определялась зависимость среднего радиуса разряда  $z_p$  и его яркостной температуры от времени. Соответствующие кривые приведены на рис.12. Видно, что в качественном отношении они полностью аналогичны соответствующим зависимостям, полученным для коротких проволок (см. рис. 7), в частности, вблизи момента первого максимума тока имеется достаточно хорошо выраженная стадия магнитного удержания плазмы. Изучение характера неустойчивости разрядного канала проводилось именно для этих моментов времени.

На рис.13 представлена типичная фотография разрядного канала с сильно развитой неустойчивостью, полученная при взрыве алюминиевой проволоки. На фотографии прекрасно видно, что разрядный канал сильно изогнут, скручен и имеет волнистую поверхность. Здесь сразу же следует отметить, что наблюдаемый на фотографии сильный общий изгиб разрядного шнура не связан ни с возможными начальными возмущениями в самой проволочке и несимметрией включения разрядной камеры, что установлено специальными многократными экспериментами. Такой внешний вид разряда полностью соответствует предсказаниям теории (см. § 1) о том, что

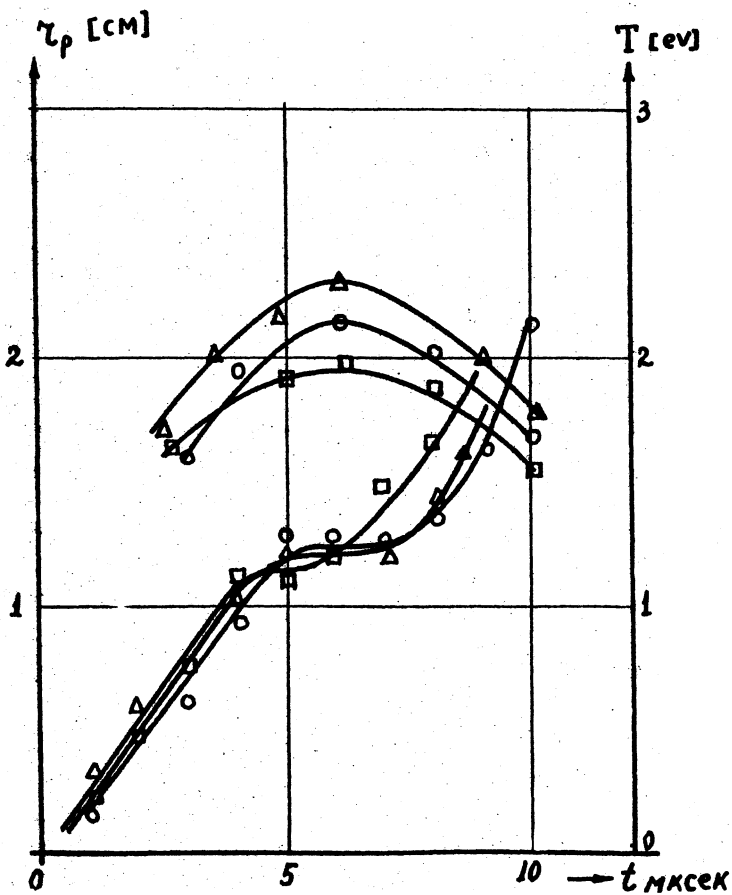


Рис.12. Зависимость радиуса и яркостной температуры разрядного канала от времени. Длина взрываемых проволочек  $l = 25$  см, начальное напряжение  $U = 20$  кв. Экспериментальные точки:  $\Delta$  - вервь проволоки из  $Cu$ , диаметром  $d = 0,14$  мм,  $O - W$ ,  $d = 0,2$  мм,  $\square - Al$ ,  $d = 0,14$  мм.

в линейном  $Z$ -плече возможно развитие перетяжечной ( $m=0$ ) и винтовой неустойчивостей ( $m \neq 0$ ). При этом, как следует из рисунка 2, вид винтовой неустойчивости должен соответствовать  $m=1$ . Далее производилось отделение винтовых (изгибных) возмущений от перетяжечных. Возможность такого отделения непосредственно связана с тем очевидным обстоятельством, что перетяжечные возмущения симметричны относительно оси разряда (ось  $Z$ ), а винтовые возмущения вызывают смещения самой оси разряда, т.е. приводят к несимметричным относительно оси  $Z$  возмущениям. Обработка СФР-грамм производилась для моментов времени, соответствующих 4 + 7 мксек, когда разрядный канал находится в равновесии. Обработка заключалась в снятии зависимости радиального положения границ разряда  $Z$  относительно оси камеры (ось  $Z$ ) и выделении из этой зависимости симметричной и несимметричной относительно оси  $Z$  частей возмущения цилиндрической формы разрядного канала. Затем полученные таким образом функции  $Z(Z)$  с помощью анализатора Мадера разлагались в ряд Фурье, причем имелась возможность вычислять до 25 коэффициентов этого ряда. Разложение велось по гармоникам пространственного периода, равного удвоенной длине разрядного промежутка. Как видно из фотографии разряда рис.13 на электродах разрядного промежутка располагаются пучности перетяжечной неустойчивости и узлы винтовой. Поэтому разложение в ряд Фурье аксиально симметричных (перетяжки) возмущений велось по косинусам (коэффициенты разложения  $B_n$ ), а для изгибных (винтовых) возмущений - по синусам (коэффициенты разложения  $A_n$ ). Помимо приведенного физического обоснования справедливость такого разложения подтвердил и полный Фурье-анализ нескольких выборочных СФР-грамм.





**Рис. 13. Типичный внешний вид разрядного канала с развитой неустойчивостью.**

На рис. 14 представлена зависимость величин  $A_n/A_n \text{ макс.}$  (для изгибов) и  $B_n/B_n \text{ макс.}$  (для перетяжек) от безразмерного параметра  $k_z \tau_p$  ( $k_z$  - волновое число для соответствующей гармоники,  $\tau_p$  - как обычно равновесный радиус плазменного шнура для момента времени, соответствующего 5-ой микросекунде. Аналогичные кривые можно получить и для других моментов времени (нами производилась обработка СФР-грамм для 6-ой и 7-ой микросекунд, соответствующих стадии магнитного удержания разряда). Из приведенных кривых видно, что неустойчивость типа перетяжек имеет максимальную амплитуду для гармоник, соответствующих  $k_z \tau_p \approx 1,07 \div 0,9k_1$ . Для винтовых неустойчивостей максимальная амплитуда возмущений с  $k_z \tau_p \approx 0,15$ , что соответствует  $k_z \approx \frac{\pi}{e}$ , т.е. длине волны возмущений, равной удвоенной длине разрядного промежутка.

Из сравнения величины амплитуд максимальных гармоник для различных моментов времени рассчитывались инкременты развития  $\delta$  соответствующих мод неустойчивостей. Полученные из СФР-грамм взрывов алюминиевых, медных, серебряных и вольфрамовых проводочек инкременты представлены на рис. 14 как функции атомного веса элемента взрываемой проволоочки. Экспериментальные точки обозначены кружочками, а соответствующие кривые - пунктиром; при этом кривая 1 соответствует перетяжкам, а кривая 2 - изгибам. Из кривых следует, что инкременты развития неустойчивостей падают примерно пропорционально  $\sqrt{A}$ , т.е.  $\sqrt{M}$  ( $M$  - масса иона), а следовательно они пропорциональны скорости звука. Это находится в хорошем согласии с предсказаниями теории. Для количествен-

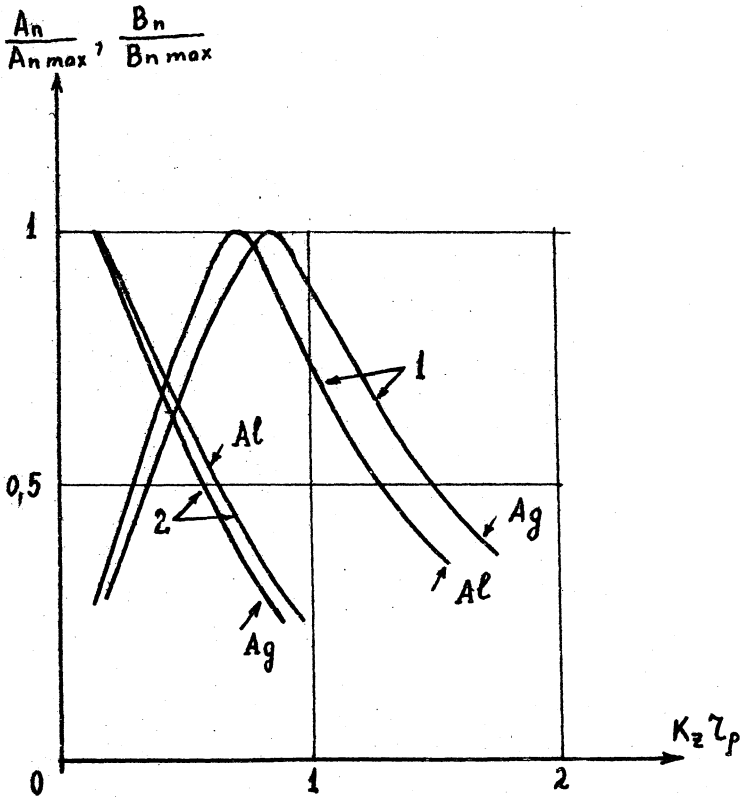


Рис. 14. Распределение амплитуд Фурье-компонент гармоник перетяжной /кривые 1/ и винтовой /кривые 2/ мод возмущения разрядного канала в зависимости от параметра  $K_z \tau_p$ .

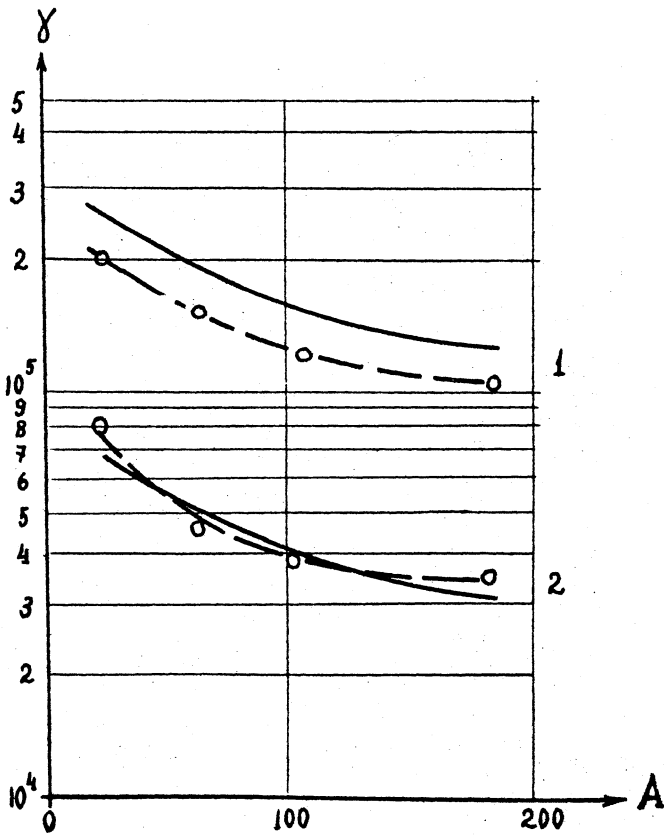


Рис. 15. Зависимость инкремента  $\gamma$  перетяжечной /кривые 1/ и винтовой /кривые 2/ мод неустойчивости разрядного канала от атомного веса элемента взрывающейся проволоочки. Пунктир - эксперимент, сплошные кривые - теория.

ного сравнения результатов эксперимента с теорией вычислялись теоретические значения  $\gamma$  по формуле (13. )

$$\gamma = \sqrt{k_z z_p} \frac{v_s}{z_p} \approx \frac{v_s}{z_p}$$

для перетяжек и

$$\gamma = k_z v_s$$

для винтовой неустойчивости. Соответствующие результаты представлены на рис.4 сплошными линиями. Видно очень хорошее совпадение экспериментальных и теоретических кривых.

Резюмируя, можно сказать, что проведенный анализ устойчивости линейного  $Z$ -пинча в оптически непрозрачной плазме показал, что максимальным инкрементом обладают неустойчивости типа перетяжек, соответствующие значению  $k_z z_p \approx 1$ . Винтовые неустойчивости обладают меньшим (более, чем в 3 раза) инкрементом, чем перетяжечные, причем наиболее быстро развивается мода с  $k_z z_p \approx 0,15 \ll 1$ , т.е. длинноволновые возмущения. Экспериментальные результаты полностью подтверждают правильность выводов теории.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.Ф.Александров, А.А.Рухадзе, С.А.Тригер, Труды IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Бухарест /1969/.
2. А.А.Рухадзе, С.А.Тригер, ПМТФ, № 3, II/1968/, препринт ФИАН №68 /1968/.
3. В.Б.Розанов, А.А.Рухадзе, Обзорный доклад на IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Бухарест /1969/ препринт ФИАН № I32, /1969/.
4. С.А.Тригер, Автореферат диссертации, ФИАН, 1969.
5. В.Б.Розанов, А.А.Рухадзе, С.А.Тригер, ПМТФ №5, I8/1968/.
6. А.А.Рухадзе, С.А.Тригер, препринт ФИАН № 26/1969/.
7. А.Я.Александров, Е.Каминская, А.А.Рухадзе, ПМТФ, №1, 33/1971/.
8. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, "Наука", Москва, 1966.
9. Сб. "Инженерные вопросы магнитной гидродинамики", М. "Мир", 1865.
10. Н.Н.Огурцова, И.В.Подмошенский, В.М.Шелемина, Оптика и спектроскопия I6, 949 /1964/.
11. А.А.Вехов, Г.В.Михайлов, Ф.А.Николаев, Ю.П.Свириденко, ЖПС, I2, 979 /1970/; А.Д.Клементов, Г.В.Михайлов, ЖПС, 9, 756/1968/.
12. А.Д.Клементов, Г.В.Михайлов, Ф.А.Николаев, В.Б.Розанов, Ю.П.Свириденко, Т.ВТ, 9, 736 /1970/, Труды IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Бухарест /1969/.
13. С.И.Брегинский, В сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций", I, II5/1958/.
14. А.Ф.Александров, В.В.Зосимов, А.А.Рухадзе, В.И.Совоскин, Краткие сообщения по физике, №6, 58, 1970.