

ПЛАЗМЕННЫЙ ЛИВЕНЬ ИЗ МНОГОПРОВОЛОЧНОЙ СБОРКИ

В.В.Александров, Е.В.Грабовский, М.В.Зурин, К.Н.Митрофанов, С.Л.Недосеев, Г.М.Олейник, И.Ю.Порофеев, А.А.Самохин, П.В.Сасоров*, В.П.Смирнов, М.В.Федулов, И.Н.Фролов.

ФГУП ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований (ТРИНИТИ), г. Троицк, Московской обл.

**ФГУП ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ), Москва.*

Введение.

В течение ряда лет на установке «Ангара-5-1» мы изучаем сверхтераваттные самосжатые разряды, в том числе, Z-пинчи многопроволочныхборок ($I \sim 2-5$ МА, $dI/dt \sim (0,5-1) \cdot 10^{14}$ А/с). Все наши эксперименты, как, впрочем, и аналогичные эксперименты в других лабораториях, проводились при «холодном старте» разряда, то есть, в условиях, когда фазовые превращения плазмообразующего вещества происходят в результате действия основного импульса разрядного тока. На основании полученных экспериментальных результатов мы пришли к выводу, что в этих условиях пространственная структура плазмы, как на стадии ее создания, так и при сжатии, столь неоднородна, что ни о какой цельной сжимающейся плазменной оболочке речи быть не может. В этих условиях рассмотрение сжатия Z-пинча на основе формализма Релей-Тейлоровской неустойчивости, равно как и на основании классических моделей лайнера и "снежного плуга", является некорректным [1-5].

Для описания динамики Z-пинча, соответствующего эксперименту, мы предлагаем другую модель. Ключевые понятия модели: холодный старт, затянутое, пространственно неоднородное плазмообразование, препинч, прорыв магнитного потока, МГД-турбулентный нагрев и радиационное охлаждение сжимаемой, пространственно неоднородной плазмы, пинч как элемент разрядной цепи. Мы дали этой модели название «радиальный плазменный ливень» [5]. В докладе дается краткое феноменологическое описание модели.

Свойства «плазменного ливня»

Неизбежное следствие холодного старта – плазмообразование, затянутое практически на весь период нарастания разрядного тока. Наиболее важное проявление затянутого плазмообразования состоит в том, что действие сил $[jH]$ становится определяющим в динамике генерируемой плазмы до завершения полного перехода плазмообразующего вещества в ускоряемую плазму. На первой стадии плазмообразования (до $\sim 80-90$ нс от начала тока) пространство внутри многопроволочной сборки заполняется плазмой с током, образуя препинч – устойчивый плазменный столб на оси сборки. На Рис.1 приведена кадровая обскурограмма ($t_{\text{exp}}=2$ нс, $\varepsilon > 200$ эВ) пинча многопроволочной вольфрамовой сборки, снятая на 77 нс после начала тока. Хорошо виден препинч, устойчивость которого есть следствие неподвижности внешней границы плазмообразующей среды. Неподвижность внешней границы обеспечивается достаточной подачей плазмообразующего вещества для ионизации и ускорения. Оценка скорости плазмообразования, необходимой для поддержания стационарного радиального истечения вольфрамовой плазмы из плазмообразующей среды с неподвижной внешней границей, $dM/dt \sim 0.2(I_{MA}/R_{cm})^{1.8}$ мг/(см²·нс), где M - линейная масса плазмы, подаваемой в пространство, ограниченное сборкой, R - радиус многопроволочной сборки [3,4].

На завершающей стадии плазмообразования происходит нарушение локального баланса между подачей плазмообразующего вещества и его ионизацией с одной стороны, и сносом силами $[jH]$ из зоны плазмообразования, с другой стороны.

Вследствие этого происходит пространственно неоднородный прорыв магнитного потока сквозь разрушенную плазмообразующую зону с захватом части созданной плазмы. С этого момента начинается интенсивное сжатие внешней границы пинча. В результате прорыва магнитного потока образуется «радиальный плазменный ливень» - хаотичная плазменная структура в виде радиально вытянутых сгустков плазмы, имеющих сравнительно малые поперечные размеры [5]. На Рис.2 показана интегральная во времени обскурораграмма Z-пинча двойной многопроволочной сборки (внешняя сборка диаметром 12 мм из Al, внутренняя, диаметром 6 мм, из W). Хорошо виден «ливень» алюминиевой плазмы от внешней сборки.

По мере стягивания к препинчу на оси сборки, струи ливня уменьшают свой радиальный размер и в ряде случаев сливаются в отдельные плазменные токовые волокна, вытянутые, в основном, вдоль оси разряда. Интегральная во времени обскурораграмма на Рис.3 иллюстрирует это явление для многопроволочной сборки из Al. Плазменные волокна отмечены стрелками.

Пространственная неоднородность плазменного ливня сохраняется и в момент интенсивного рентгеновского излучения Z-пинча. Прорвавшийся азимутальный магнитный поток увлекает за собой плазму, в которую он вморожен. Масса этой плазмы может составлять лишь часть остаточной массы плазмообразующего вещества. Прорыв магнитного потока опережает последующее стягивание плазмы. Вследствие этого, вспышка рентгеновского излучения может наступать раньше, чем произойдет окончательное сжатие всей плазмы как целого. Это хорошо видно на Рис.4, где кадровые обскурораграммы пинча синхронизованы с осциллограммой интенсивности рентгеновского излучения вольфрамовой плазмы. Первый кадр соответствует завершению первой стадии плазмообразования и началу прорыва магнитного потока. На нем еще различим препинч, свечение которого на втором кадре перекрыто мощной вспышкой излучения «плазменного ливня», заполняющего в этот момент почти всё пространство внутри сборки. Вторым и третьим кадрами соответствуют максимальной интенсивности мягкого рентгеновского излучения из пинча. Интервал между кадрами 2 и 3 составляет ~10 нс. За это время струи плазменного ливня практически успевают «вылиться» в приосевую зону, а интенсивность излучения переходит через максимум и начинает спадать. Отметим, что на кадре 4 изображение плазмы, разлетающейся после сжатия, имеет более четкие, сглаженные контуры, чем контуры турбулизированных струй «плазменного ливня» на кадрах 2 и 3.

Оценка величины разрядного тока I_{cr} , при превышении которой магнитный поток прорвется внутрь лайнера через кольцевой зазор с аксиальной длиной d :

$$I_{cr[A]} \sim 3 \cdot 10^{21} \frac{\sqrt{D} R \Delta}{\sigma d^2}.$$

Здесь D - плотность плазмы, σ - ее проводимость плазмы, Δ - толщина плазменного слоя, R - радиус лайнера. В числах, при $D \sim 10^{-4}$ г/см³, $\sigma \sim 10^{14}$ ед. CGSE, $\Delta \sim d \sim 0,1$ см, $R \sim 1$ см, $I_{cr} \sim 3$ МА.

При стагнации пинча осуществляется перевод энергии магнитного поля тока в МГД-турбулентное движение ионной компоненты сжатой плазмы. Происходит ее конвективное перемешивание с магнитным полем, нагрев, передача энергии от ионов к электронам и излучение сжатой плазмы. Оценка для мощности МГД-турбулентного нагрева $W_{turb} \sim 0,5 I^3 / (r M^{1/2})$ ТВт/см [6,7]. Здесь ток I - в МА, M - в мкг/см, r - в мм. Для плотной плазмы пинча время передачи энергии от ионной компоненты к электронам мало по сравнению со временем джоулевого нагрева электронов. В условиях нашего эксперимента излучение практически всегда играет определяющую роль в энергетическом балансе при сжатии пинча.

При тщательном подборе начальных параметров многопроволочныхборок удается получать её сжатое состояние весьма высокого геометрического качества.

Такой случай представлен на рентгенограммах Рис.5. При сжатии композиции, состоящей из двух вольфрамовых коаксиальных многопроволочных сборок, диаметром 12 мм и 6 мм и длиной 15 мм получен пинч, диаметр изображения которого в квантах с энергией $>1,5$ кэВ не превышает 400 микрон, что соответствует степени сжатия 30, считая от начального диаметра внешней сборки. Полный разрядный ток в этом опыте был ~ 3 МА, длительность рентгеновского импульса на полувывсоте ~ 6 нс, активная мощность в разрядной цепи около 4 ТВт.

Поток магнитной энергии в плазме Z-пинча.

Как элемент электрической цепи, Z-пинч представляет собой нестационарный нелинейный импеданс, потребляющий энергию магнитного поля, которое создается генератором в накопителе – междуэлектродном зазоре концентратора тока с магнитной самоизоляцией. В начальной стадии плазмообразования при неподвижной внешней границе тока, определяемой радиусом плазмообразующего вещества, магнитная энергия накапливается, в основном, вне области, ограниченной этим радиусом. После прорыва магнитного потока внутрь этого пространства, в приосевую зону, энергия тратится на сжатие и нагрев токонесущей, радиационно охлаждаемой плазмы пинча. В этот период времени, при заданном токе I через пинч в приосевой зоне, мощность диссипации магнитной энергии в нем определяется произведением $I^2 Z_{act}$, где Z_{act} - значение активного импеданса пинча. Диссипируемая энергия доставляется в приосевую зону через плазму с массовой плотностью $D(r)$, распределенную по междуэлектродному зазору. Профиль плотности плазмы может быть достаточно сложным. Примерный профиль $D(r)$ показан на Рис.6. В приосевой зоне, где течет ток I , плотность максимальна. Другой, локальный максимум плотности может находиться на радиусе плазмообразующего вещества r_0 . В области магнитно изолированного междуэлектродного зазора $r > r_0$ также может находиться плазма. Она возникает вследствие поверхностного токового взрыва токонесущих электродов.

Плазма в зазоре при $r < r_0$ вморожена в магнитное поле, создаваемое током I . Поэтому, в МГД-приближении скорость движения магнитной энергии и вмороженной плазмы в приосевую зону $V(r)$ можно считать близкой к Альфвеновской $V \sim V_A = I / 5r(4\pi D)^{1/2}$, $[I]=A$. Тогда мощность, которая может проникнуть через междуэлектродный зазор высотой d , заполненный плазмой с плотностью $D(r)$ будет

$$W(r) \sim \left(\frac{H^2}{8\pi} + \frac{DV^2}{2} \right) (2\pi r r d) V \approx 4 \cdot 10^{-10} I^3 \frac{d}{r^2 \sqrt{4\pi D}}, \text{ Вт, при } r < r_0 \quad (1)$$

Уравнение (1) можно представить в виде:

$$W = I^2 Z_{act}, \text{ где } Z_{act}(I, r, D, d) = 4 \cdot 10^{-10} I \frac{d}{r^2 \sqrt{4\pi D}} \text{ Ом} - \text{ активный нелинейный}$$

импеданс плазмы пинча с бесконечной электропроводностью, но сжимаемой с Альфвеновской скоростью.

Критерием применимости МГД-приближения служит условие $c/(\omega_{pi} d) \ll 1$ (c – скорость света, ω_{pi} - плазменная ионная частота). В противоположном случае, когда $c/(\omega_{pi} d) \gg 1$, движение азимутального магнитного поля, определяемого током I , будет описываться в ЭМГ-приближении [8]. В этом приближении скорость проникновения волнового фронта магнитного поля через плазму оценивают как $V_A(c/(\omega_{pi} d))$, а движением ионов пренебрегают. ЭМГ-приближение характерно для области зазора $r > r_0$. В этой области электромагнитная мощность, которую может пропустить зазор на радиусе r , будет:

$$W(r) \approx 2 \cdot 10^{-10} I^3 \frac{d(1 + c/(\omega_{pi} d))}{r^2 \sqrt{4\pi D}}, \text{ Вт, при } r > r_0 \quad (2)$$

Анализируя в данной работе поток энергии в «плазменном ливне», то есть, в области $r < r_0$, зафиксируем в уравнении (1) значение мощности $W(r) = W_{tr} = const$. Мощность W_{tr} будет, фактически, пропускной способностью зазора при $r < r_0$. Для параметров эксперимента $I = 3$ МА, $W = 3$ и 5 ТВт получим из уравнения (1) оценки для радиального распределения плотности плазмы в зазоре $D(r)$, значения которых нельзя превысить. Они показаны на Рис.6. Положим, для примера, что на стартовом радиусе модельного плазмообразующего вещества, равном $r_0 \sim 0,6$ см, имеется локальный максимум плотности $D(r_0) \sim 15$ мкг/см³ (линия 1 на Рис.6). Это значение плотности превышает допустимое для мощности $W_{tr} = 5$ ТВт, которая не пройдет далее вглубь пинча. В случае отсутствия локального максимума (линия 2 на Рис.6) мощность 5 ТВт пройдет до приосевой плазмы. Мощность 3 ТВт проникнет до приосевой плазмы без проблем для обоих случаев. Таким образом, остаточная плазма на стартовом радиусе пинча r_0 , имея сравнительно малую плотность, ограничивает уровень мощности, которая могла бы быть доставлена в приосевую зону пинча. Конечно, рассматриваемая модельная ситуация не может претендовать на количественную точность, прежде всего, потому что профиль плотности пинча выбран произвольно для произвольного же момента времени. Кроме того, в реальном эксперименте профиль плотности сжимаемой плазмы имеет сильную аксиальную неоднородность. Но приведенная картина объясняет, почему максимум интенсивности излучения пинча не совпадает с максимумом степени его сжатия. Доставляемый в пинч поток энергии диссипирует там, куда он может проникнуть.

Заключение.

Мы дали предлагаемой модели наименование «плазменный ливень» с тем, чтобы подчеркнуть отличительные особенности динамики сжатия плазмы при холодном старте разряда, которые не учитываются в классических моделях Z-пинча. Собственно «плазменный ливень» есть лишь одна из составляющих сложной последовательности явлений, происходящих в мощном самосжатом излучающем разряде с холодным стартом. Все ключевые понятия модели: холодный старт, затянутое, пространственно неоднородное плазмообразование, препинч, прорыв магнитного потока, МГД-турбулентный нагрев и радиационное охлаждение сжимаемой, пространственно неоднородной плазмы, находятся в тесной причинно – следственной связи. Кроме того, излучающий Z-пинч сверхтераваттной мощности можно осуществить только в условиях его сильной связи с генератором, используя для этого транспортирующую линию с магнитной самоизоляцией. Эффективность работы линии зависит от величины разрядного тока и от плотности плазмы, заполняющей междуэлектродный зазор во время нарастания тока.

Сомнительно, что в ближайшее время удастся сформулировать единое аналитическое описание такого разряда, так как в нем происходят фазовые превращения, динамика сжатия плазмы трехмерная, геометрия разряда пространственно неоднородна, а основной продукт разряда, мягкое рентгеновское излучение, поддается лишь численным расчетам.

Благодарности.

Авторы благодарны коллективу установки "Ангара-5-1" за инженерно-техническое обеспечение экспериментов. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 02-02-17200.

Литература

1. А.В.Браницкий, С.А.Данько, А.В.Герусов и др. *Физика плазмы*, (1996), том 22, № 4, с. 307-317.
2. А.В.Браницкий, В.В.Александров, Е.В.Грабовский и др. *Физика плазмы*, (1999), том 25, № 12, с.1060-1078.

3. В.В.Александров, А.В.Браницкий, Г.С.Волков и др. *Физика плазмы*, (2001), том 27, № 2, с. 99-120.
4. V.V.Alexandrov, I.N.Frolov, M.V.Fedulov et al., *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 30, No.2, April 2002, p.559-566.
5. В.В.Александров, Е.В.Грабовский, Г.Г.Зукакишвили и др. *ЖЭТФ*, (2003), том 124, вып.10, с.829.
6. Lovberg R.H., Raily R.A., Shlachter J.S. *AIP Conf. Proc. 299, Dense Z-pinches*, 3rd Intern. Conf., London, UK, (1993), P.59.
7. L.I.Rudakov, A.L.Velikovich, J.Davis et al., *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, No. 15, p. 3326, 10 April 2000.
8. А.С.Кингсеп. Введение в нелинейную физику плазмы/ Москва, Издательство МФТИ, 1996 г.,с. 207.

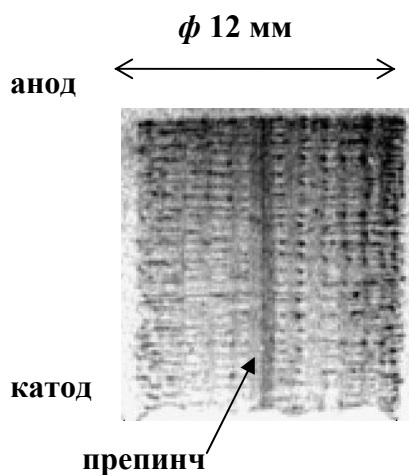


Рис.1.
Завершение первой стадии
плазмообразования

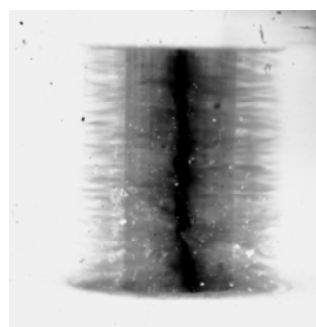


Рис.2
Обскурограмма плазменного
ливня

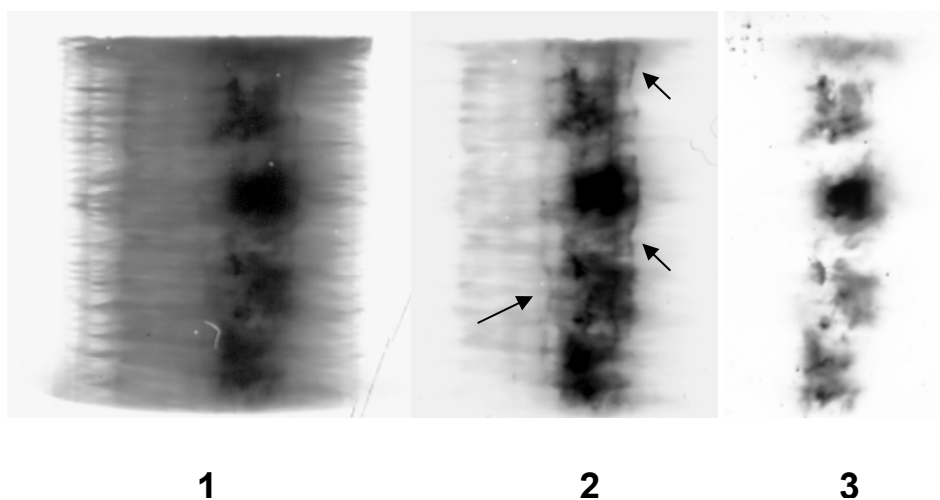


Рис.3.
Интегральная во времени обскурограмма Z-пинча многопроволочной
сборки из Al. 1- $\varepsilon > 150$ эВ, 2- $\varepsilon > 1000$ эВ, 3- $\varepsilon > 2000$ эВ. Стрелки указывают на
излучающие волокна .

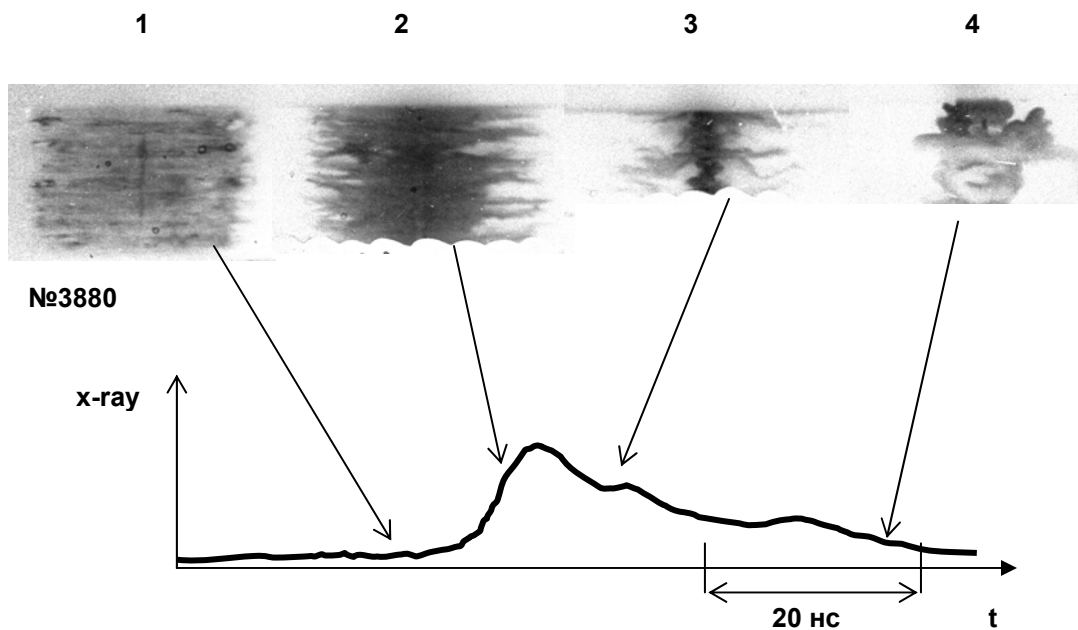


Рис.4

Покадровые обскурограммы пинча, синхронизованные с осциллограммой интенсивности рентгеновского излучения плазмы. Выстрел 3880. Сборка диаметром 12 мм из 60 вольфрамовых проволок диаметром 8 мкм. На кадрах 3 и 4 прикатодная часть изображения пинча не зарегистрирована. Время экспозиции кадра ~ 2 нс.

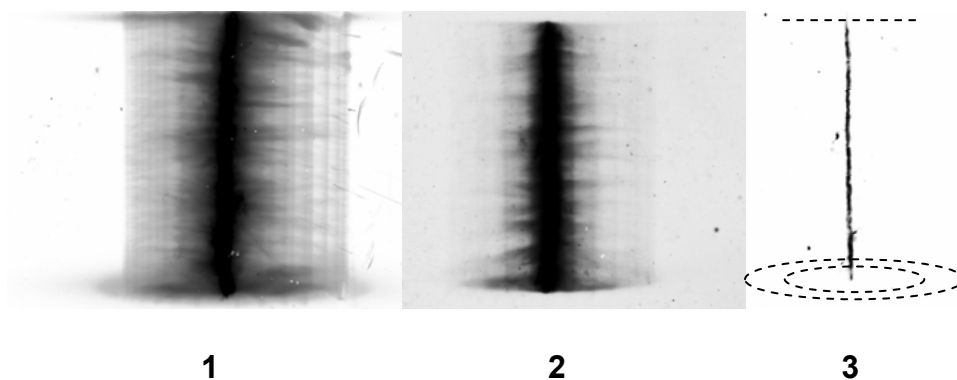


Рис.5

Интегральная во времени обскурограмма Z-пинча двойной многопроволочной сборки из W. 1- $\varepsilon > 150$ эВ, 2- $\varepsilon > 1000$ эВ, 3- $\varepsilon > 1500$ эВ.

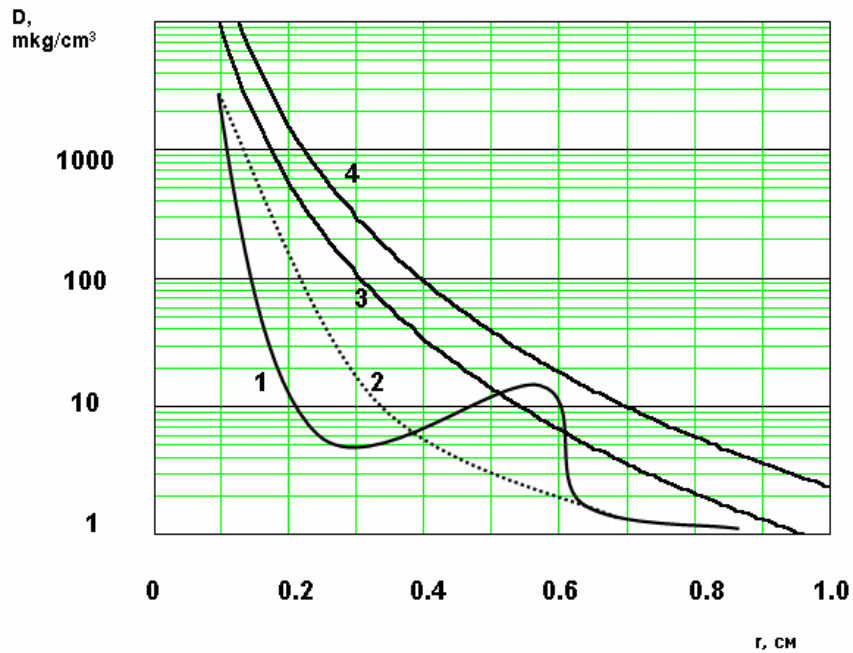


Рис.6.

Оценки для радиального распределения плотности плазмы в зазоре $D(r)$, значение которой нельзя превысить при заданной мощности транспортировки W_{tr} .

Стартовый радиус модельного плазмообразующего вещества, $r_0 \sim 0,6$ см, $I = 3$ МА.

1, 2- модельные профили плотности плазмы пинча. 3,4 – зависимости $D(r)$, соответственно, для $W_{tr} = 5$ и 3 ТВт.