



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 17 за 2010 г.



Орлов Ю.Н., Суслин В.М.

Расчет воздействия
микровзрыва на первую
стенку реактора ИТС ZP

Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Орлов Ю.Н., Суслин В.М. Расчет воздействия микровзрыва на первую стенку реактора ИТС ZP // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2010. № 17. 23 с. URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2010-17>

1. Особенности камеры реактора ИТС на основе Z-пинча

В данной работе анализируется воздействие потоков энергии на первую стенку гипотетического термоядерного реактора, использующего в качестве инициирования DT-реакции Z-пинч [1, 2].

Реакторная камера должна обеспечить ряд условий, ни один из которых не может быть исключен. Эти условия следующие:

- возможность ввода термоядерного мишенного узла;
- возможность инициирования термоядерного микровзрыва;
- удержание энергии и продуктов микровзрыва;
- утилизация энергии микровзрыва;
- переработка материалов, вводимых в камеру при инициировании и удержании микровзрыва;
- частотный режим повторения цикла всех операций;
- длительное время работы камеры и других систем реактора, в том числе, генератора иницирующего импульса.

Для инициирования микровзрыва Z-пинчевым драйвером требуется транспортировка электромагнитного импульса по вакуумной транспортирующей линии (ВТЛ) с магнитной самоизоляцией. Следовательно, при каждом взрыве значительная часть ВТЛ (та, что находится непосредственно в камере) уничтожается. Поэтому каждый новый микровзрыв требует ввод в камеру не только собственно мишени, но и уничтожаемых каждый раз механизмов, обеспечивающих подвод энергии.

Другой особенностью данной схемы является большой расход энергии на инициацию мишени, что требует, в свою очередь, большой энергии микровзрыва для того, чтобы схему можно было рассматривать как модель реактора, т.е. энергетической установки. Большая энергия единичного взрыва приведет к длительному периоду релаксации камеры, т.е. к относительно низкой частоте микровзрывов. Это вызовет высокие поверхностные и объемные импульсные термомеханические воздействия на стенки камеры и внутрикамерные узлы.

Важно также предохранять от воздействия нейтронного излучения интерфейс «генератор – ВТЛ». Для этой цели должна быть использована динамическая защита, помещаемая в камеру и уничтожаемая при каждом взрыве, которая окружала бы взрываемую мишень и поглощала потоки энергии.

Принятая в ранней концептуальной схеме реактора ZP жидкосолевая толстостенная защита стенок реакторной камеры от нейтронного импульса эффективно снижает термомеханические напряжения в материале стенок. Однако изохорический мгновенный нейтронный нагрев жидкого флайба в защитной завесе и бассейне приводит к генерации крупномасштабных перемещений жидкости в камере, слабо затухающих в течение временного интервала, предусмотренного для смены ВТЛ с криогенной термоядерной мишенью.

В реакторе с драйвером на основе Z – пинча применение толстых защитных слоев вблизи микровзрыва с энерговыделением 3 ГДж порождает ряд проблем. Главная проблема состоит в том, что макроскопические потоки взорванной защитной массы губительны для генератора.

Возможны три вида бланкетов для поглощения и утилизации энергии микровзрыва – бланкет уничтожаемый (БУ), бланкет промежуточный (БП) и бланкет стационарный (БС). Параметры бланкетов определяются на основании трехмерных расчетов нейтронного энерговыделения. При этом оценивается динамика разлета БУ и рассчитываются термомеханические импульсные напряжения в БП и БС.

Бланкет БУ может состоять из свинца или эвтектики «свинец-литий». Он предназначен для теневой нейтронной защиты интерфейса «генератор-ВТЛ» и располагается как можно ближе к микровзрыву.

Бланкет БП предназначен для теневой нейтронной защиты интерфейса «генератор-ВТЛ», близкорасположенных участков стенок реакторной камеры, внутрикамерных узлов. Он располагается как завеса между микровзрывом и конструкционным материалом первой стенки.

Бланкет БС представляет собой стационарную защиту первой стенки в виде, например, жидкой пленки.

В данной работе изучается воздействие микровзрыва на бланкет БУ, который представляет собой свинцовую «шайбу», окружающую мишень.

2. Начальные условия

Для расчетов приняты следующие начальные условия и упрощающие предположения.

- материал мишени и защитной шайбы: свинец;
- внутренний радиус шайбы: 0,1 м;
- внешний радиус шайбы: 0,28 м;
- масса шайбы: 256,3 кг;
- масса мишени: 0,1 кг;
- радиус мишени: 0,013 м;
- начальная температура шайбы: точка плавления свинца 327 °С;
- расстояние от центра камеры до торца электрода: 2 м;
- радиус камеры: 5 м;
- энергия фаербола (α -частицы, поглощенные в самой мишени): 700 МДж;
- энергия, выделившаяся в защитной шайбе от потока нейтронов: 200 МДж;
- длительность импульса энерговыделения: 5 нс;
- начальное давление в камере: 0 Па;
- начальные плотности однородны по фаерболу и шайбе;
- начальные давления в средах определяются по реальному уравнению состояния [3] для свинца.

3. Аналитические оценки параметров разлета мишени

В упрощенной постановке задача сводится к сферически симметричной модели разлета толстостенной сферы из свинца или лития под действием заданного пространственного и временного нейтронного энерговыделения в ее оболочке.

Считаем, что в начальный момент возмущения в среде отсутствуют, а все теплофизические параметры в шайбе отвечают равновесному состоянию. На внутренней и внешней границах шайбы ставится условие нулевого потока тепла. Первая стенка камеры расположена на расстоянии 5 м от центра сферы.

Оценим импульс, передаваемый фаерболом первой стенке камеры. Для этого используем решение о сферическом разлете в вакуум (Л.И. Седов, [4]). Это не в полной мере отвечает исходной задаче, но может считаться базовым тестом для сравнения с ним последующих численных расчетов.

В начальный момент сфера имела радиус r_0 (характерный размер шайбы) и массу M , энергия взрыва E_0 . Плотность ρ_0 постоянна по радиусу, давление распределено по радиусу согласно формуле

$$p(r,0) = \frac{5}{2}(\gamma - 1) \frac{E_0}{V_0} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где $V_0 = 4\pi r_0^3 / 3$. Уравнение состояния отвечает идеальному классическому газу с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$. В начальный момент начинается изэнтропический разлет газа с нулевой начальной скоростью: $u_0 = 0$. При указанных начальных условиях задача имеет аналитическое решение:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{10E_0}{3Mr_0^2} t^2 \right)^{3/2}}, \quad u = \sqrt{\frac{10E_0}{3M}} \frac{r}{r_0} \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}} \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma-1}}, \quad (2)$$

$$p = \frac{5}{2}(\gamma - 1) \frac{E_0}{V_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \left[1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Граница разлетающейся сферы движется по закону $R = R(t)$:

$$\frac{R}{r_0} = \sqrt{1 + \frac{10E_0}{3Mr_0^2} t^2}. \quad (4)$$

Решение (2-4) имеет следующую асимптотику при $t \rightarrow \infty$, т.е. при $R \gg r_0$:

$$R = \sqrt{\frac{10E_0}{3M}} t = Ut, \quad U = \sqrt{\frac{10E_0}{3M}}, \quad (5)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{r_0}{R}\right)^3 = \frac{1}{(Ut/r_0)^3}, \quad u = U \frac{r}{R} = \frac{r}{t}, \quad (6)$$

$$p = \frac{5}{2}(\gamma - 1) \frac{E_0}{V_0} \left(\frac{r_0}{R}\right)^{3\gamma} \left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right] = \frac{5}{2}(\gamma - 1) \frac{E_0}{V_0} \frac{1}{(Ut/r_0)^{3\gamma}} \left[1 - \left(\frac{r}{Ut}\right)^2\right]. \quad (7)$$

Импульс набегающего потока равен

$$I = \frac{4\pi}{S} \int_0^R \rho u r^2 dr = 4\pi \frac{\rho U}{RS} \int_0^R r^3 dr = \frac{3MU}{16\pi R^2}. \quad (8)$$

Подставляя в эти формулы значения из п.2, получаем скорость разлета вещества шайбы $U = 1,6 \cdot 10^3$ м/с, а импульс, передаваемый первой стенке, $I = 1,1 \cdot 10^3$ Па·с. Для фаербола эти оценки соответственно равны $U = 1,5 \cdot 10^5$ м/с, $I = 35,8$ Па·с.

4. Расчет воздействия разлетающейся защитной шайбы на торец кольцевого электрода

Численная модель разлета мишени подробно описана в наших предыдущих работах [5, 6]. Она представляет собой систему уравнений газовой динамики с излучением [7, 8] (в атмосфере камеры) и гидродинамики и теплопроводности в веществе защиты стенки.

Расчетная область содержит 101 ячейку, которые являются сферическими слоями. Первая (центральная) ячейка содержит собственно фаербол. Остальная область (шайба) разбита на 100 слоев равной толщины (и, соответственно, увеличивающейся массы).

Расчет показал, что в принятом одномерном приближении разлет шайбы состоит из пяти выраженных фаз: испарение внутренней части шайбы и сжатие ее центральной области; выход ударной волны на поверхность шайбы; дефрагментация шайбы в волне разрежения; формирование асимптотических профилей скорости, плотности, давления и температуры; движение фрагментов шайбы с установившимися скоростями до столкновения с кольцевым электродом. Далее приводятся результаты расчетов по этим фазам.

4.1. Первая фаза: отклик шайбы на воздействие фаербола. Эта фаза длится 1 мкс. За это время испаренное вещество внутренней поверхности шайбы сходится к центру камеры, отражается от него, после чего формируется ударная волна, идущая по шайбе к ее внешней границе. Эта фаза показана на Рис. 1-4. На графиках приведены также расчетные значения параметров в первой ячейке (фаербол).

Расчеты проведены в лагранжевых (массовых) координатах, нормированных на полный телесный угол 4π .

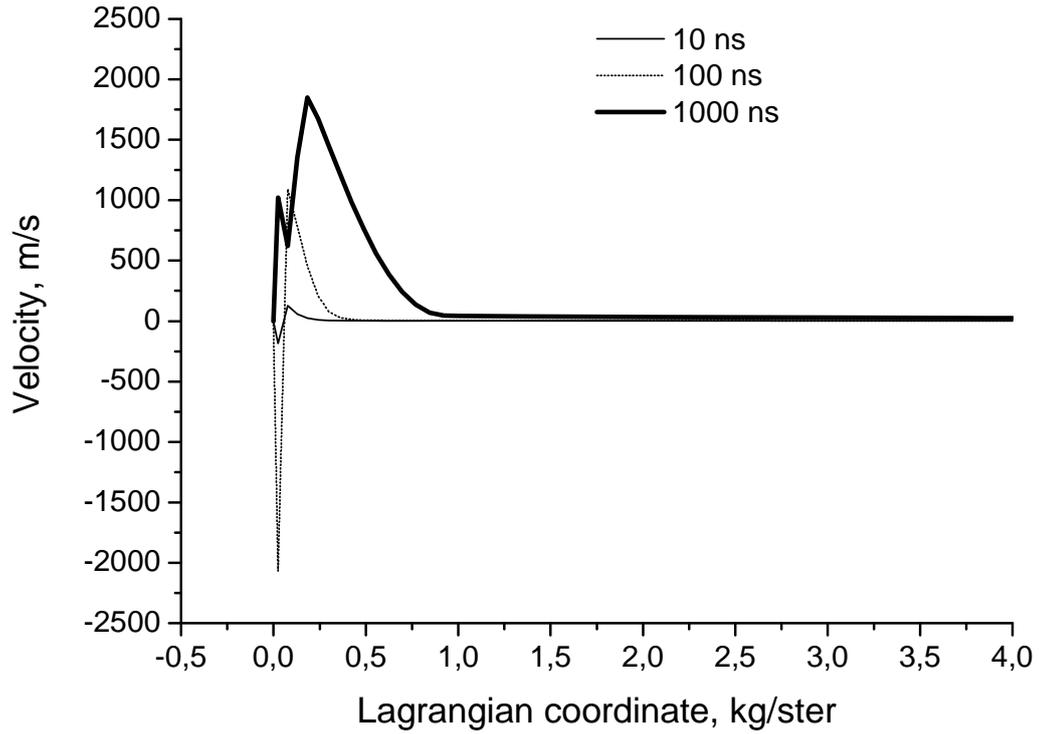


Рис. 1. Распределение скоростей в начальной фазе разлета шайбы.

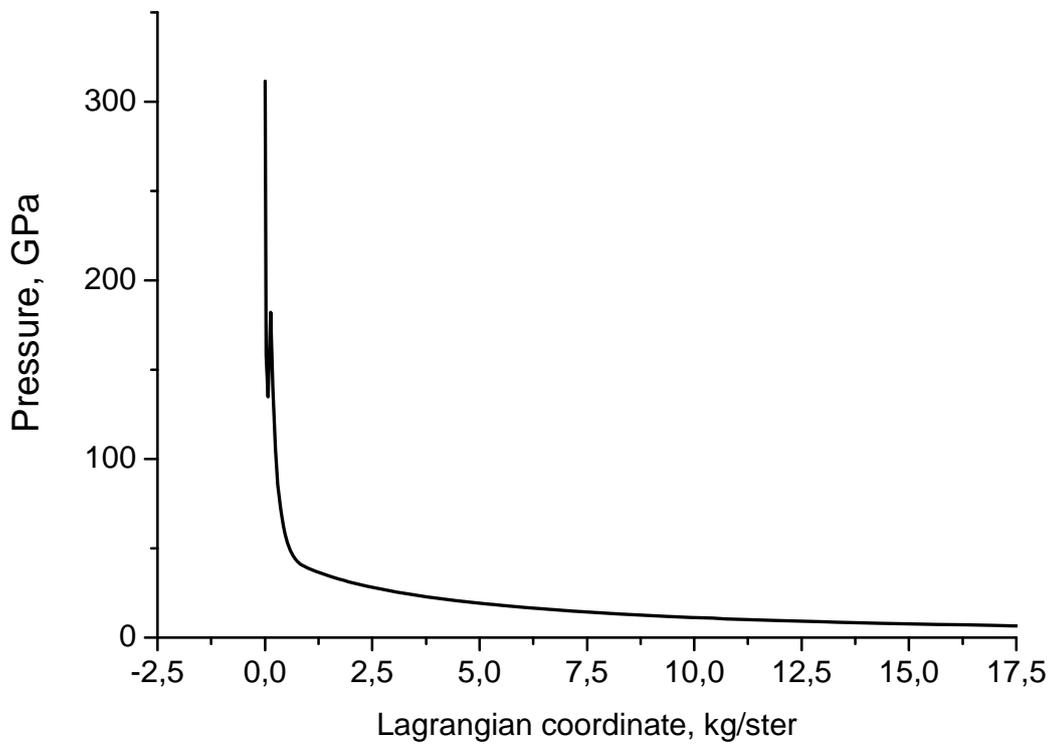


Рис. 2. Распределение давления в шайбе через 1 мкс после взрыва.

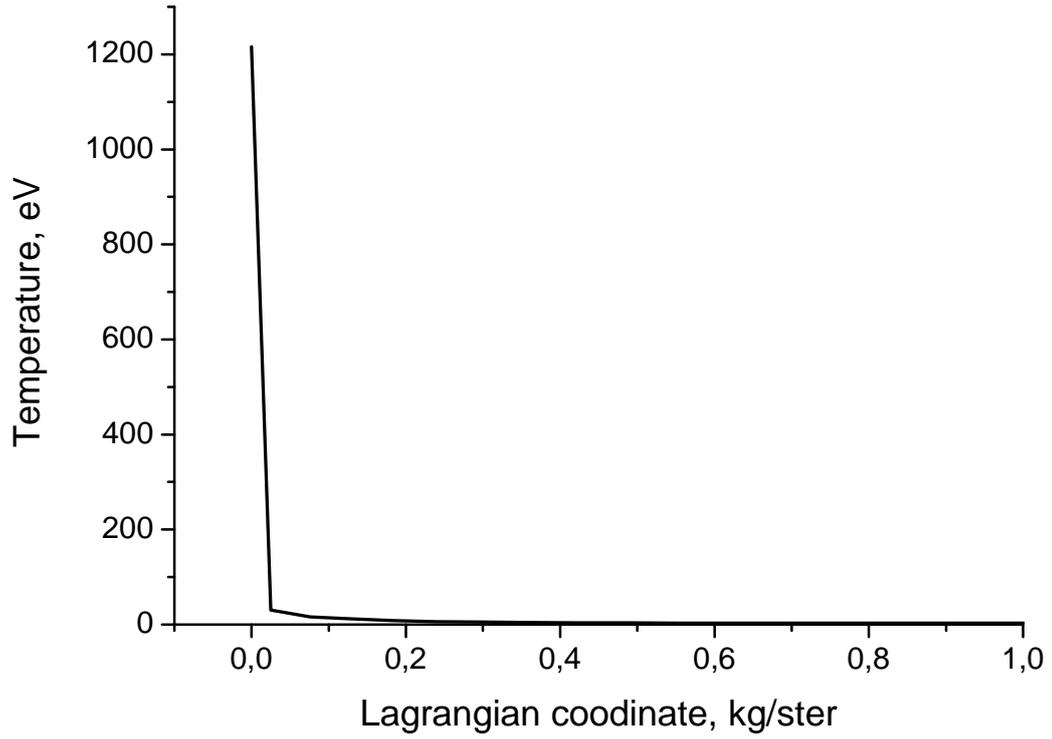


Рис. 3. Распределение температуры через 1 мкс после взрыва.

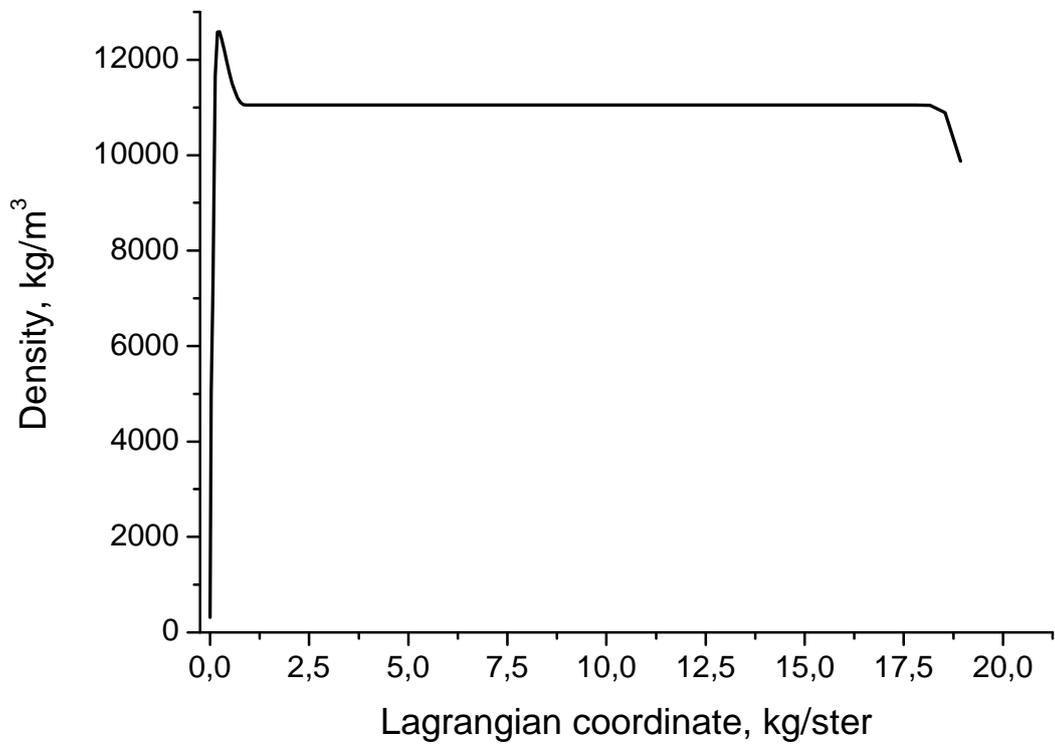


Рис. 4. Распределение плотности в шайбе через 1 мкс после взрыва.

4.2. Вторая фаза: выход ударной волны на внешнюю поверхность шайбы через 45 мкс после взрыва (Рис. 5-7).

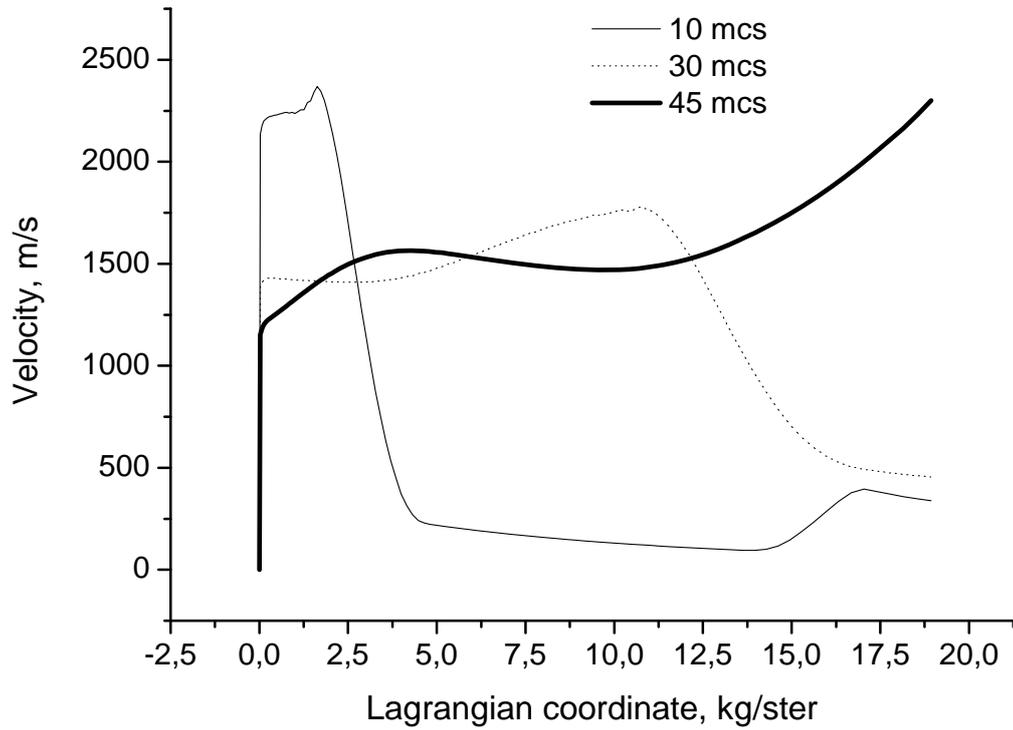


Рис. 5. Распределение скоростей в шайбе.

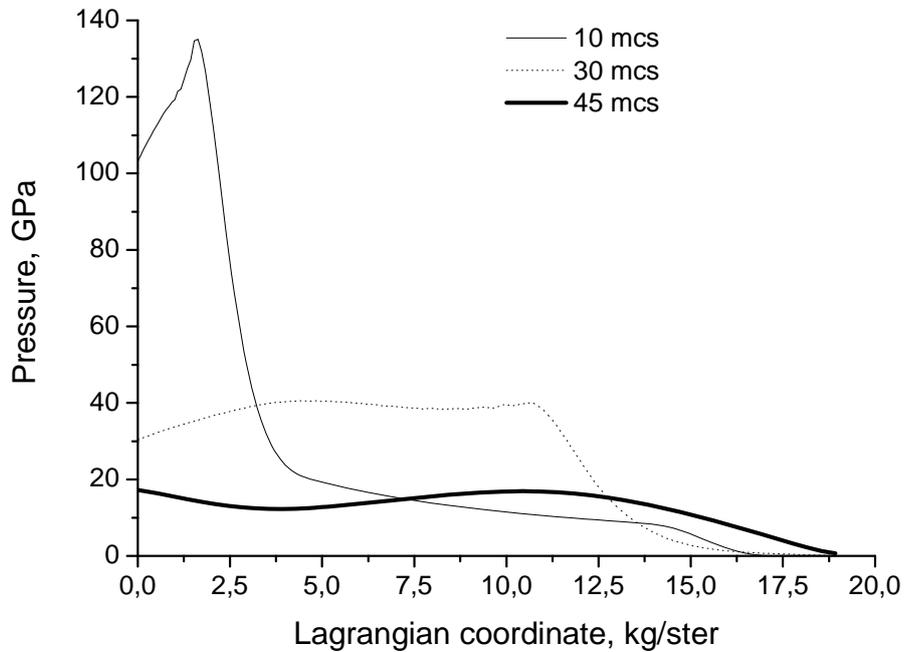


Рис. 6. Распределение давления в шайбе.

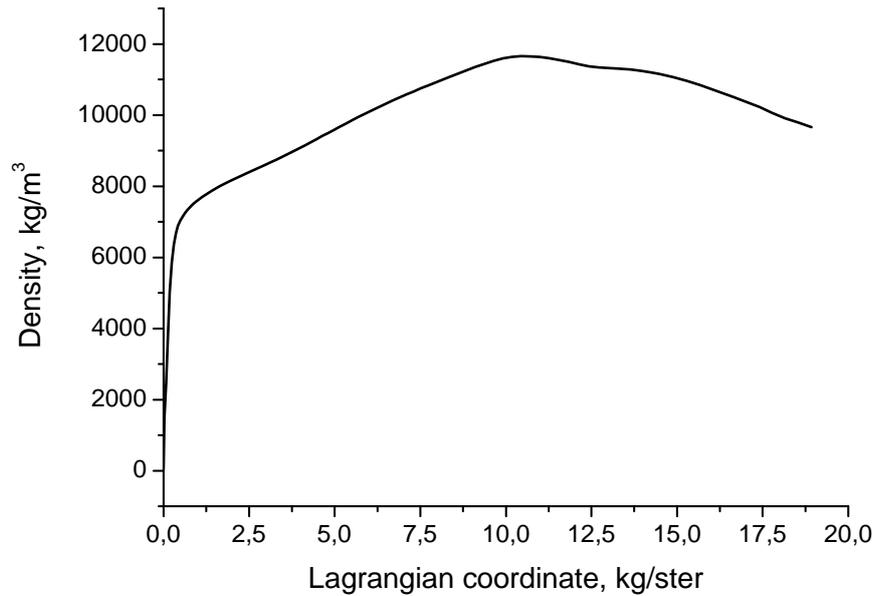


Рис. 7. Распределение плотности в шайбе в момент 45 мкс.

4.3. Третья фаза: отражение ударной волны от свободной поверхности и откол шайбы. Разделение шайбы на две жидких «капли», разделенных газообразной прослойкой, происходит через 100 мкс после взрыва (Рис. 8-10).

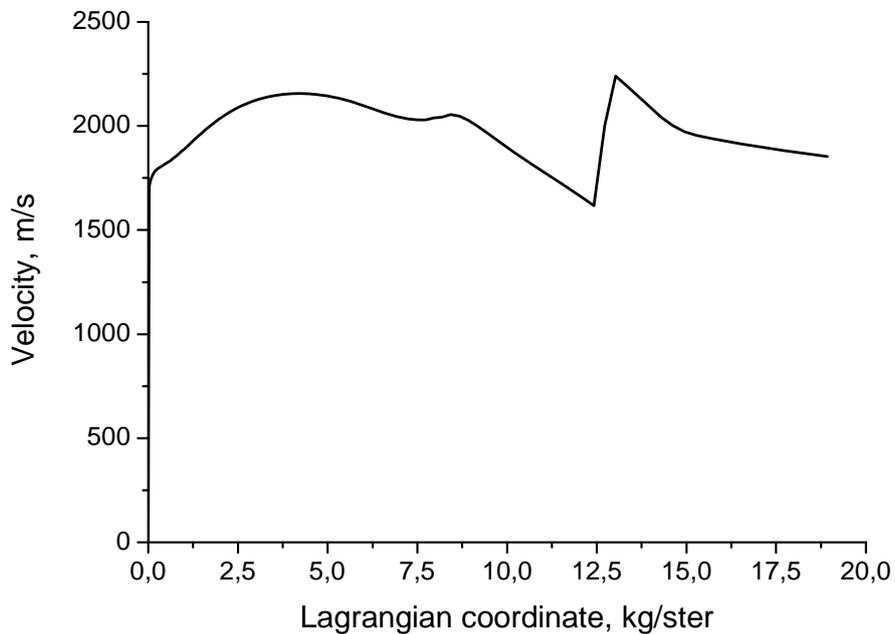


Рис. 8. Распределение скоростей в шайбе через 100 мкс.

На Рис. 8 виден разрыв в профиле скорости, характерный для движения двух фрагментов, на которые распалось тело. Первый фрагмент имеет массу 88 кг, оставшаяся часть шайбы – 168 кг.

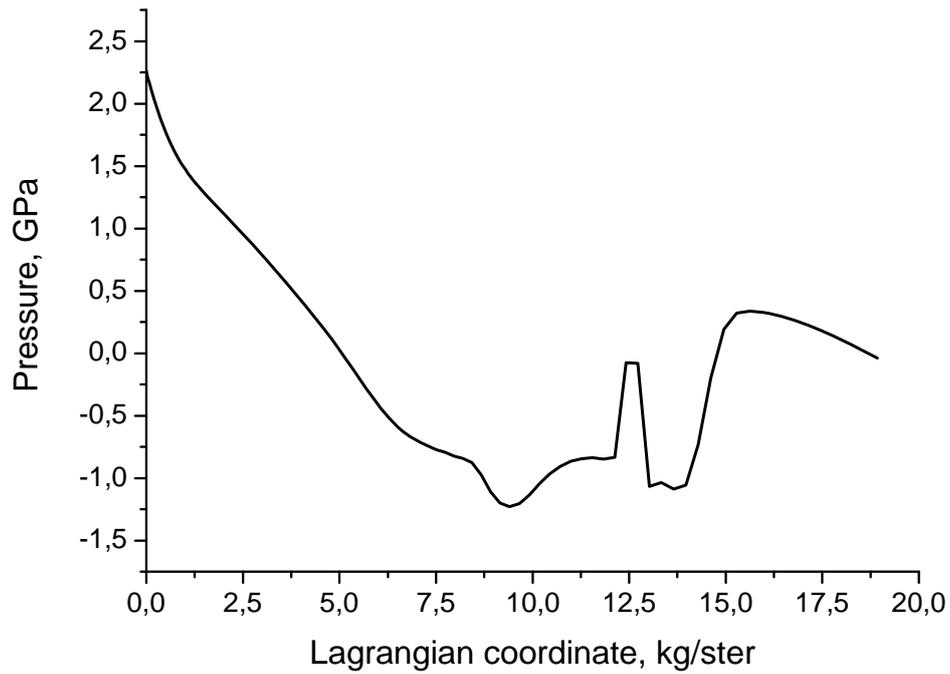


Рис. 9. Распределение давлений в шайбе через 100 мкс.

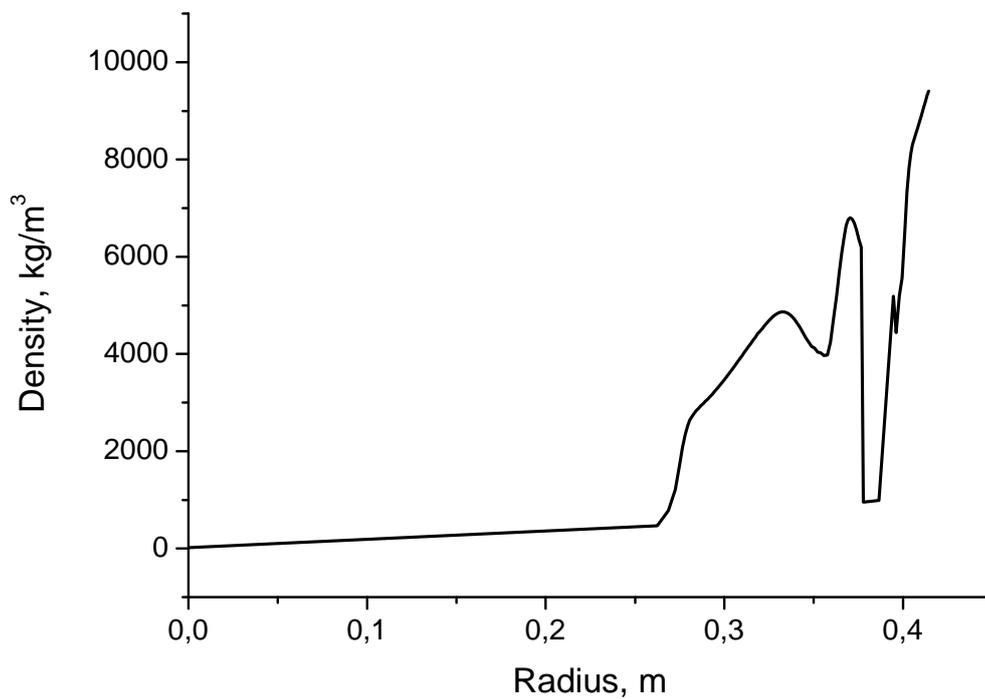


Рис. 10. Радиальное распределение плотности в шайбе через 100 мкс.

4.4. Четвертая фаза: установление в шайбе квазистационарных профилей скорости, давления, плотности и температуры. Эта фаза заканчивается к моменту времени 300 мкс (Рис. 11-14).

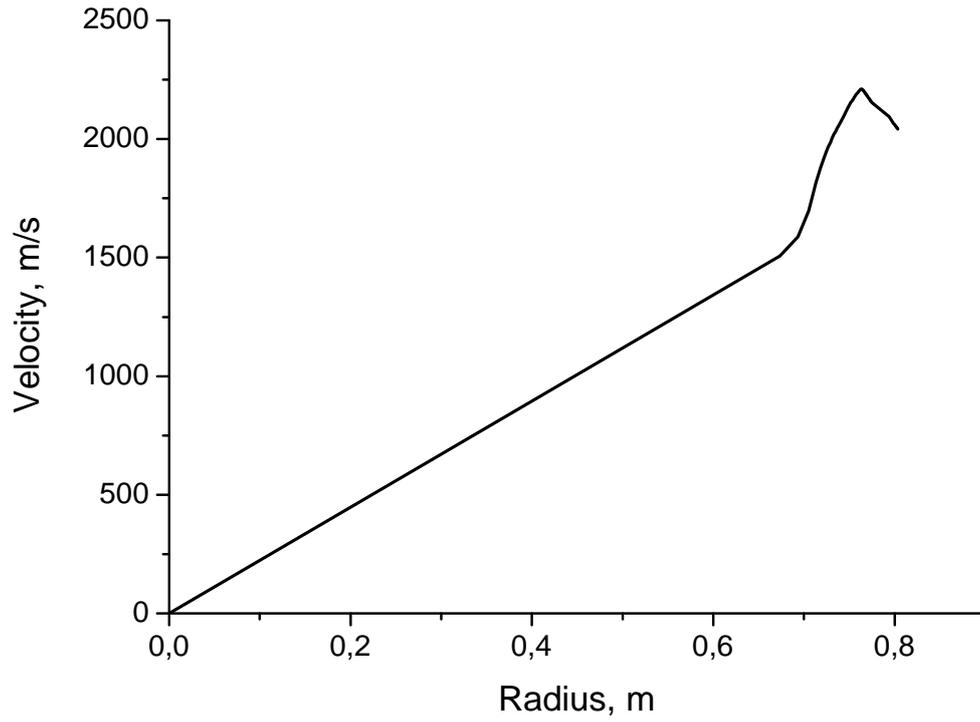


Рис. 11. Радиальное распределение скоростей в шайбе к моменту 300 мкс.

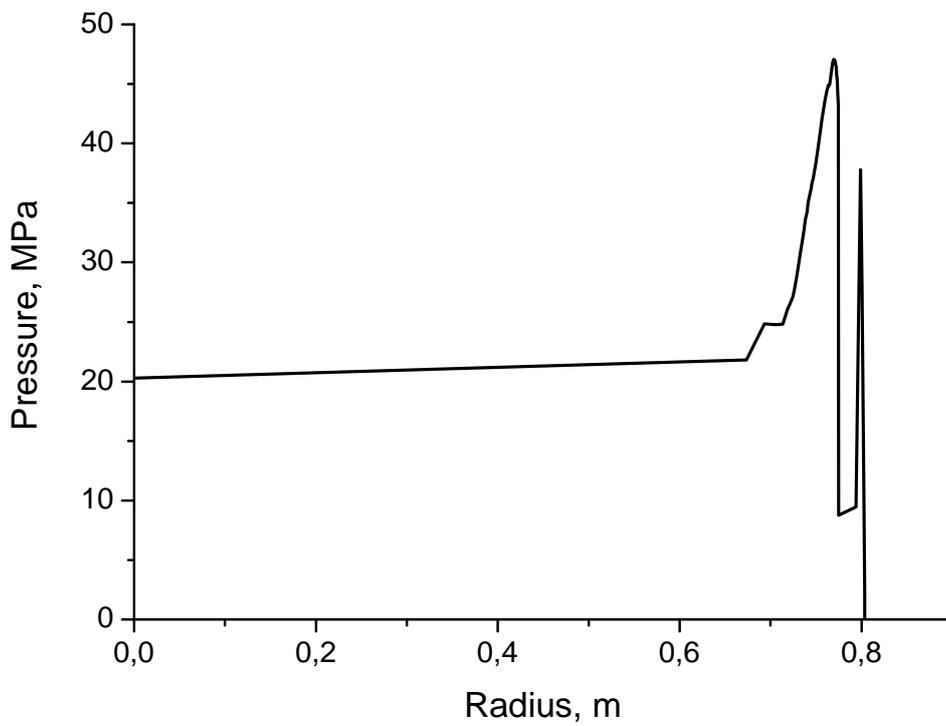


Рис. 12. Радиальное распределение давления в шайбе к моменту 300 мкс.

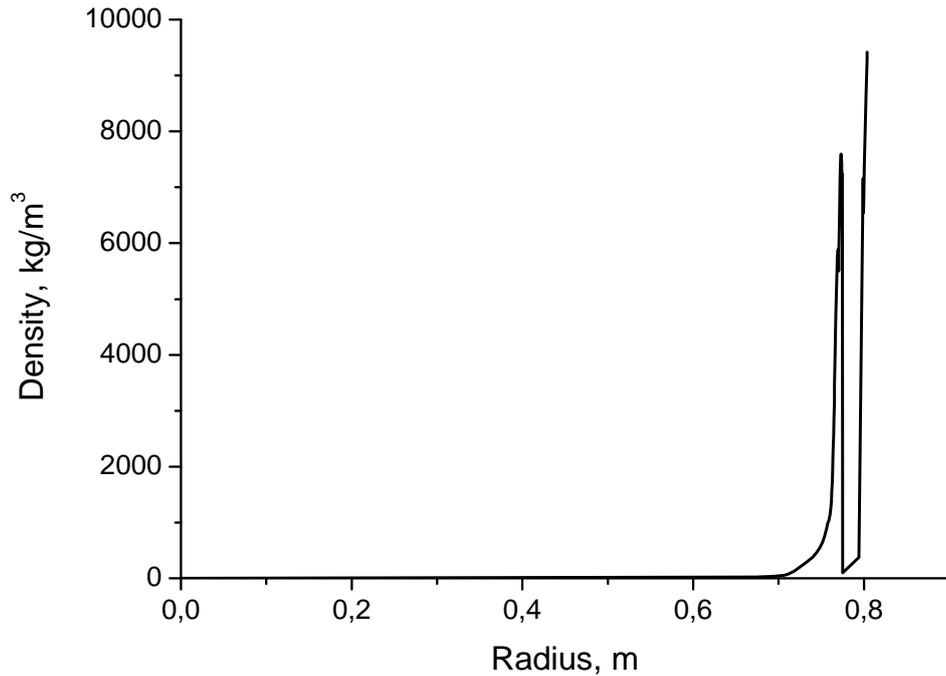


Рис. 13. Радиальное распределение плотности в шайбе к моменту 300 мкс.

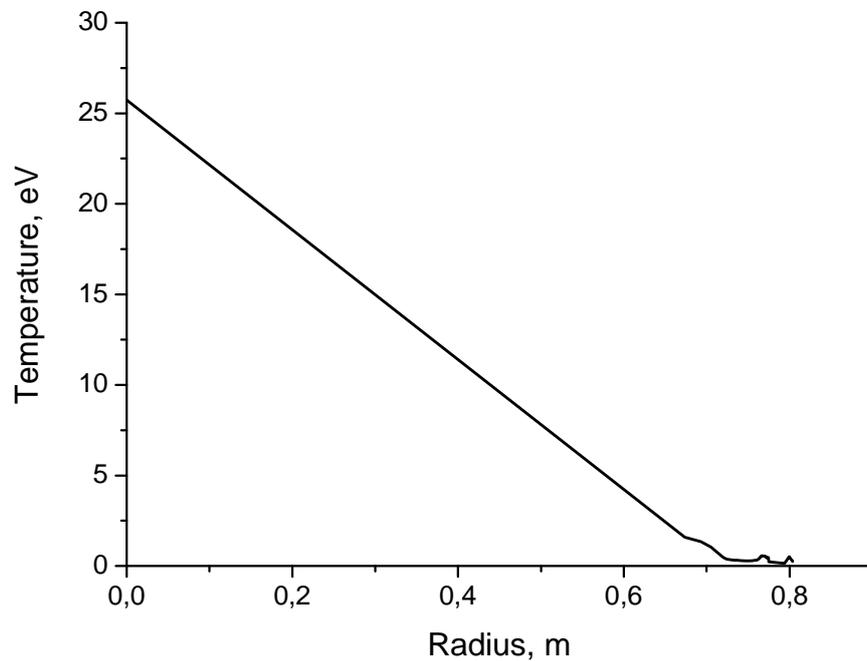


Рис. 14. Радиальное распределение температуры в шайбе к моменту 300 мкс.

4.5. Пятая фаза: разлет шайбы с сохранением квазистационарных профилей скорости, плотности и давления. Шайба продолжает прогреваться, хотя качественно форма распределения температуры не меняется (линейное падение с ростом расстояния от центра). Эта фаза длится до соударения

шайбы с кольцевым электродом в момент 840 мкс (Рис. 15-23). Сам процесс соударения происходит в течение приблизительно 160 мкс.

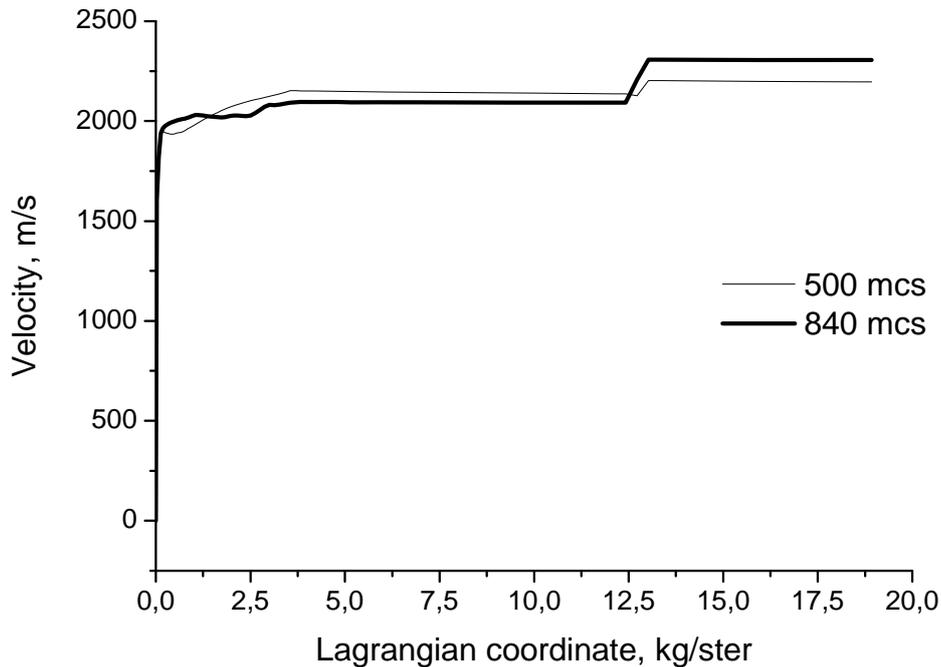


Рис. 15. Распределение скоростей в шайбе в различные моменты времени.

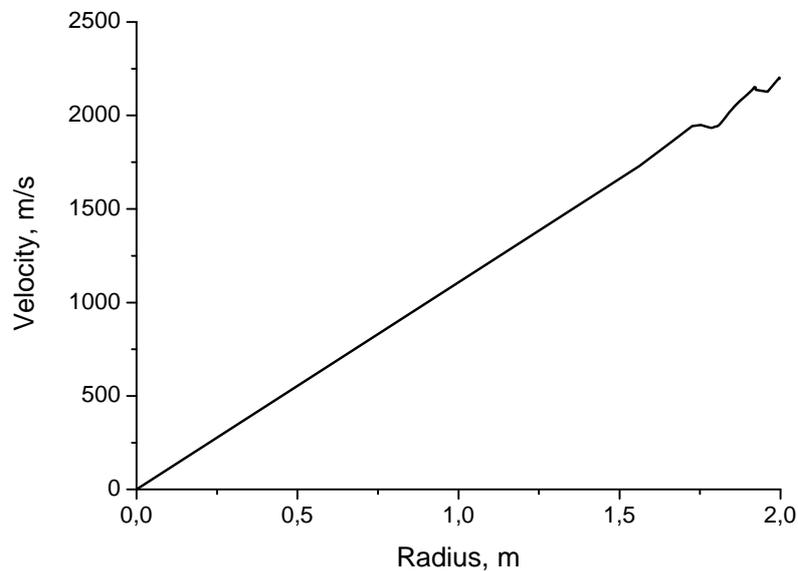


Рис. 16. Радиальное распределение скоростей в шайбе в момент столкновения с преградой.

Из Рис. 16 следует, что скорость разлета практически полностью удовлетворяет асимптотической формуле (линейная зависимость от расстояния до центра взрыва). Численное значение скорости вблизи преграды составило 2,3 км/с.

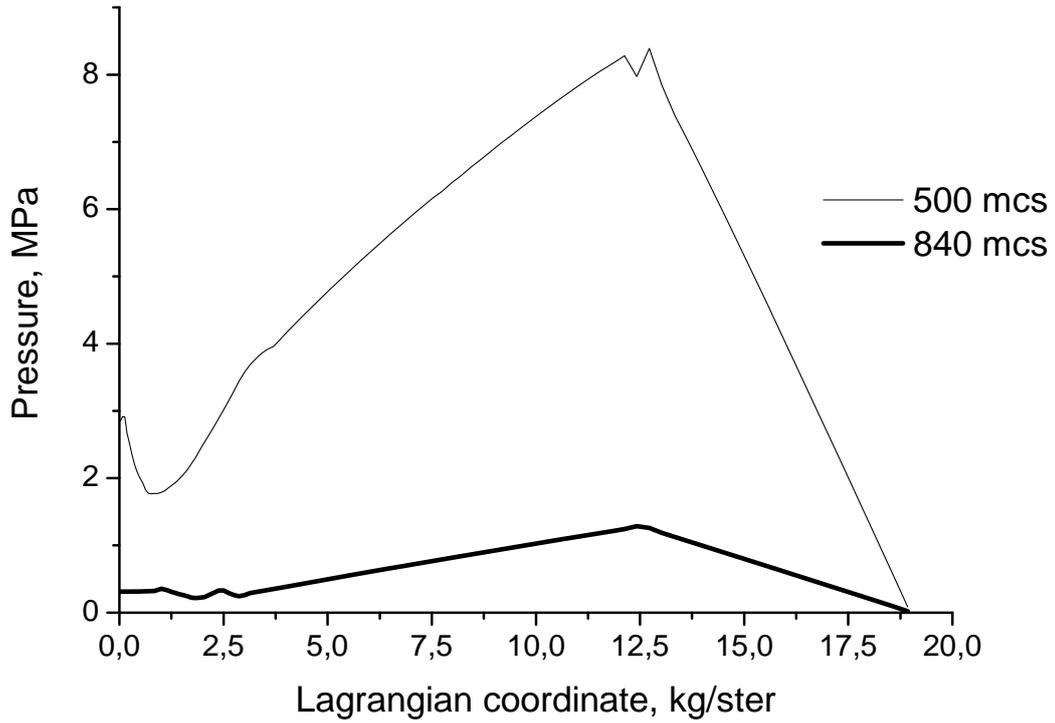


Рис. 17. Распределение давления в шайбе в различные моменты времени.

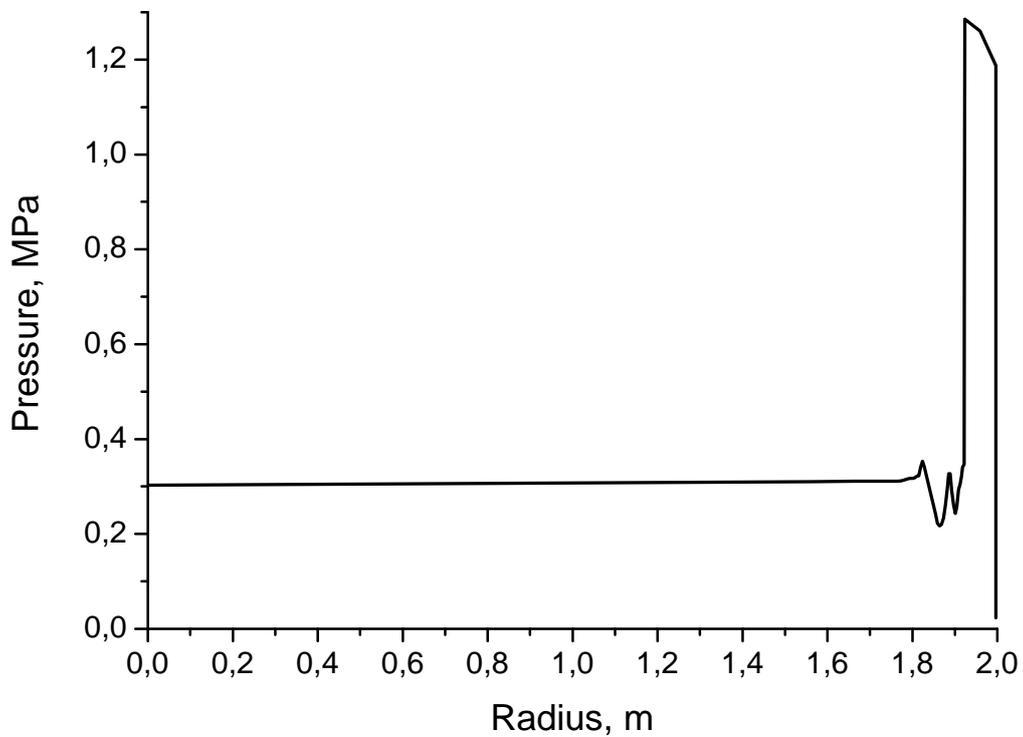


Рис. 18. Радиальное распределение давления в шайбе в момент столкновения с преградой.

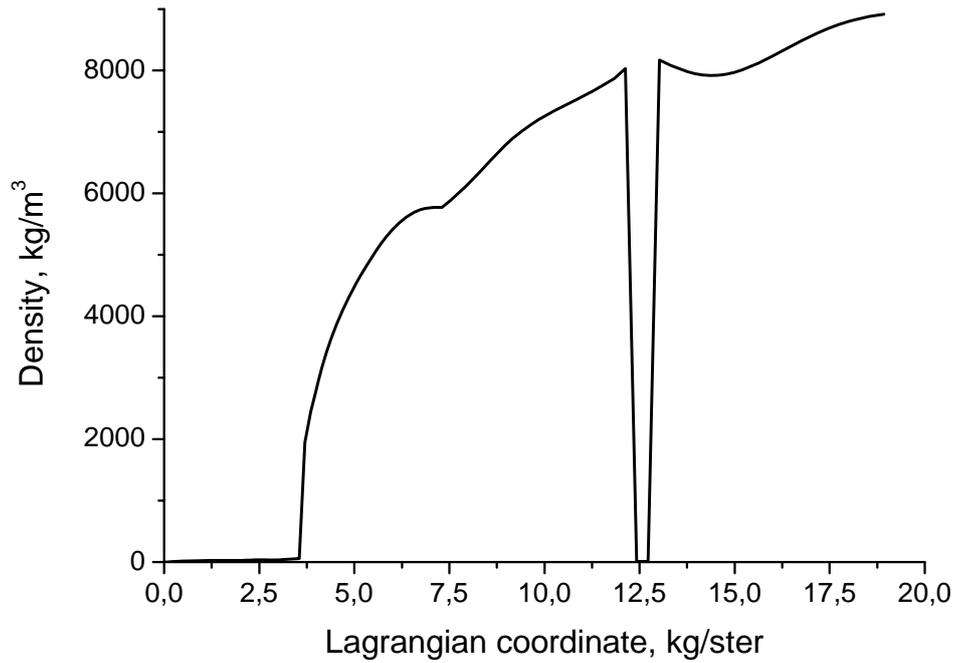


Рис. 19. Распределение плотности в шайбе в момент столкновения с преградой.

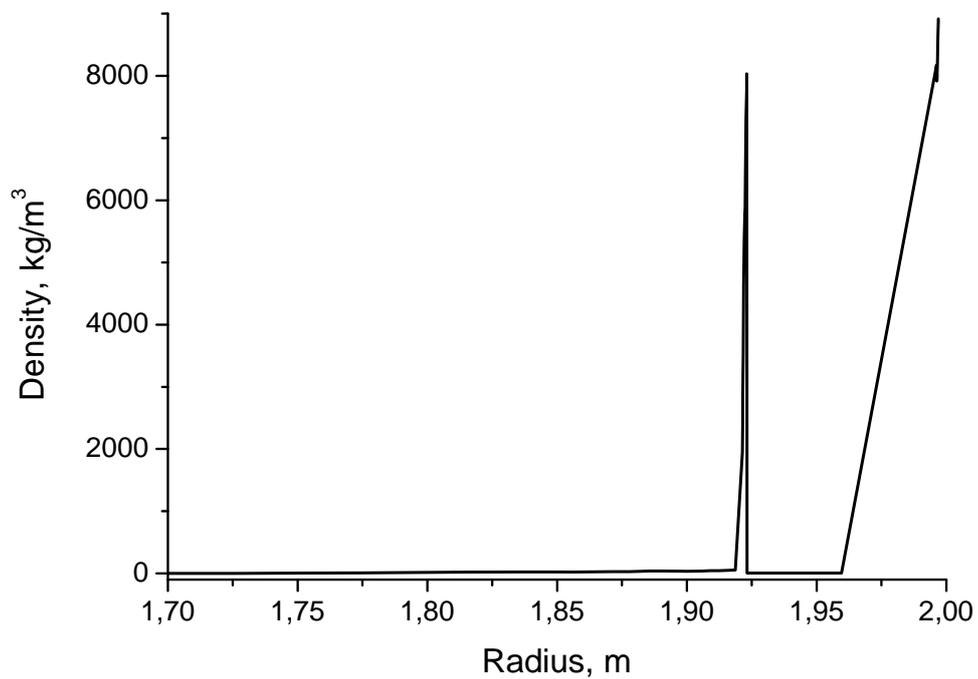


Рис. 20. Радиальное распределение плотности в шайбе в момент столкновения с преградой.

Из Рис. 20 следует, что удар по электроду наносится веществом, находящимся в жидкой фазе. Шайба в момент удара представляет собой два

слоя массой 88 и 74 кг соответственно, которые разделены слоем пара свинца массой 6 кг. Центральная часть шайбы заполнена паром массой 88 кг.

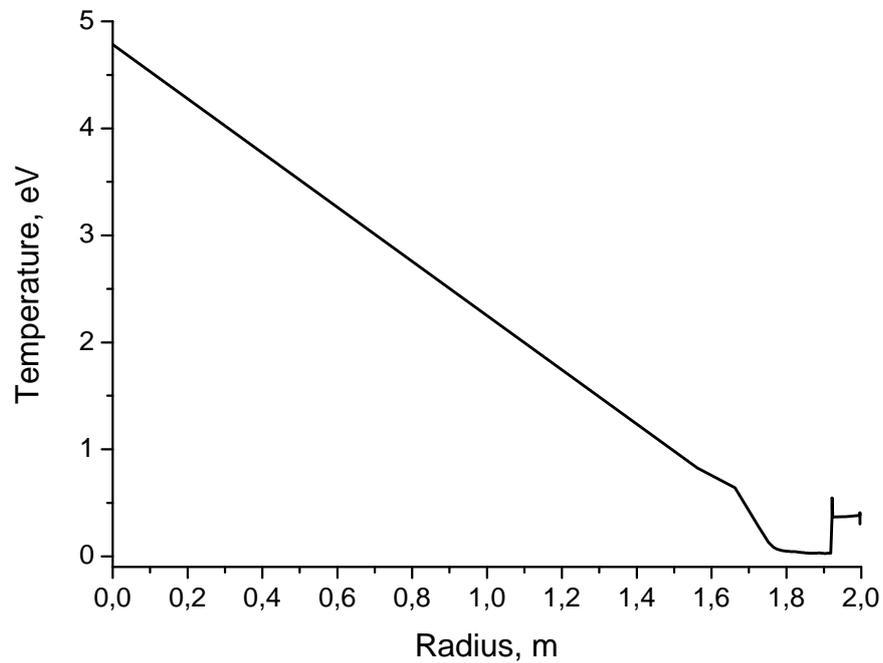


Рис. 21. Радиальное распределение температуры в шайбе в момент столкновения с преградой.

Скачок температуры перед вторым жидким фрагментом шайбы объясняется тем, что в этом месте вещество находится в виде пара.

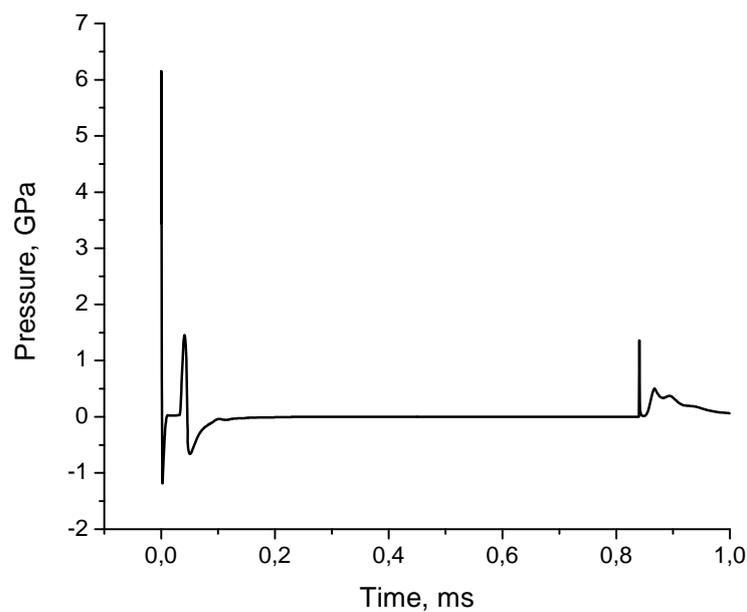


Рис. 22. Зависимость давления в последней (внешней) ячейке от времени.

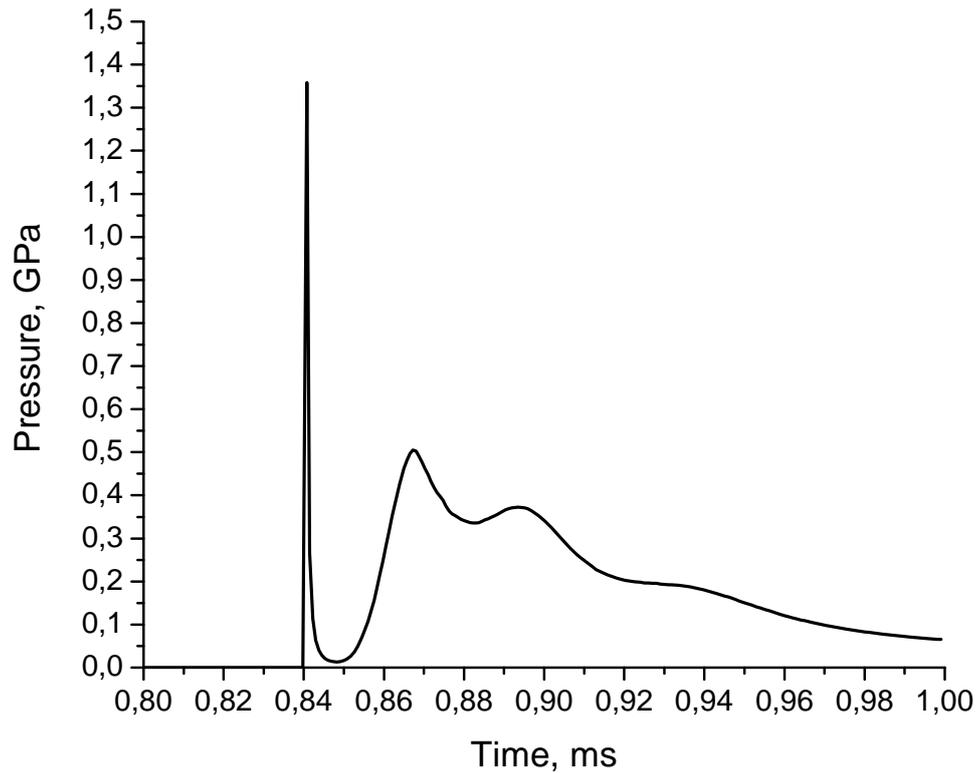


Рис. 23. Зависимость давления на кольцевой электрод от времени.

Давление в процессе удара меняется периодически, в соответствии с приходом к преграде более плотных слоев вещества. Импульс, передаваемый конструкции за время соударения (160 мкс), равен 6500 Па·с. Следует отметить, что почти весь этот импульс передается в течение первых 5 мкс столкновения. Даже этой однократной нагрузки более чем достаточно для механического разрушения электрода.

5. Расчет воздействия разлетающегося фаербола на первую стенку камеры

Расчетная область содержит 100 ячеек (сферических слоев). Энерговыведение предполагается однородным по фаерболу. В модели камеры предполагалось, что шайба закрывает мишень кольцевым слоем в горизонтальной плоскости. Тогда в плоскости осевой симметрии камеры разлет мишени происходит беспрепятственно. Для простоты мы будем рассматривать свободный разлет фаербола в приближении сферической симметрии, пренебрегая воздействием шайбы, занимающей сравнительно небольшой объем.

Для фаербола выделяются две фазы движения.

Первая фаза разлета. Формирование асимптотического профиля скорости и температуры к моменту 1 мкс (Рис. 24-26).

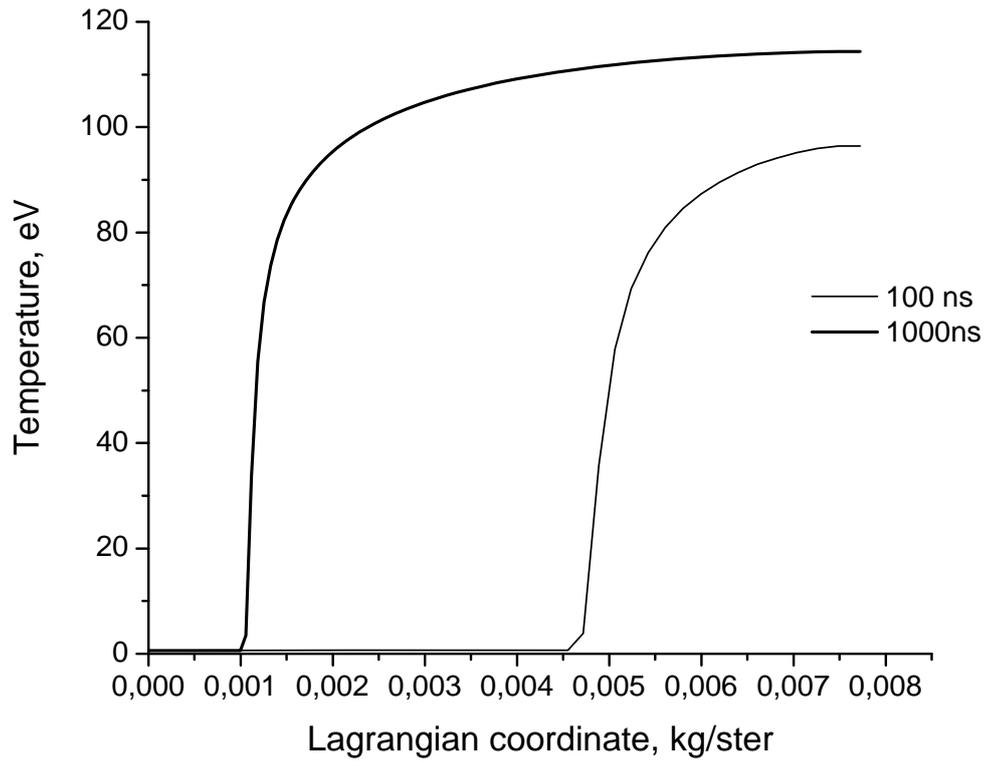


Рис. 24. Распределение температуры по расчетным ячейкам.

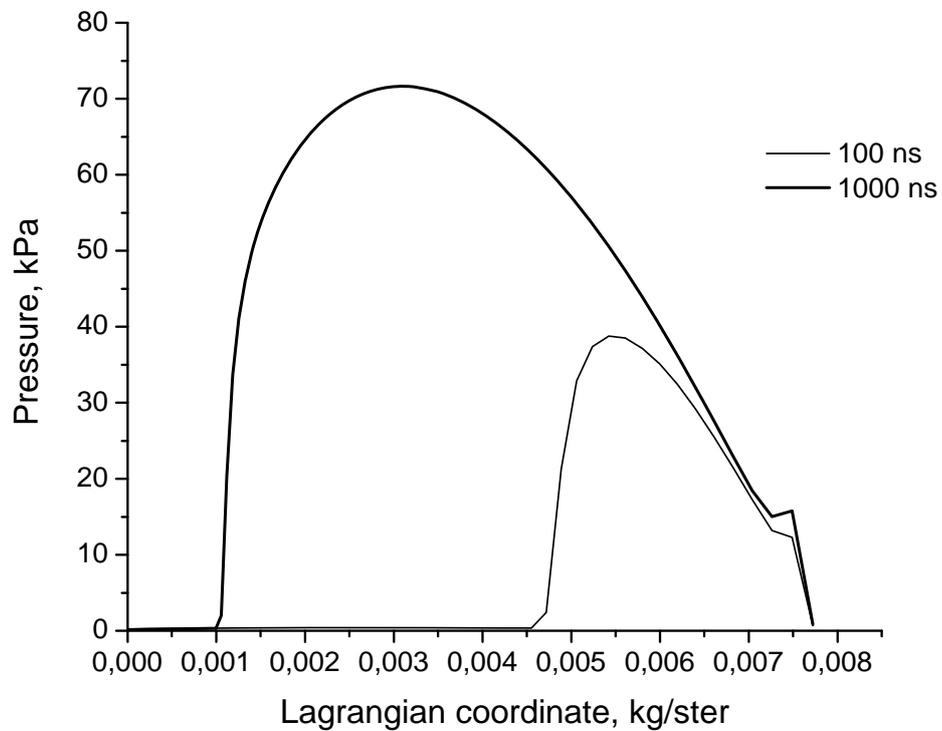


Рис. 25. Распределение давления по расчетным ячейкам.

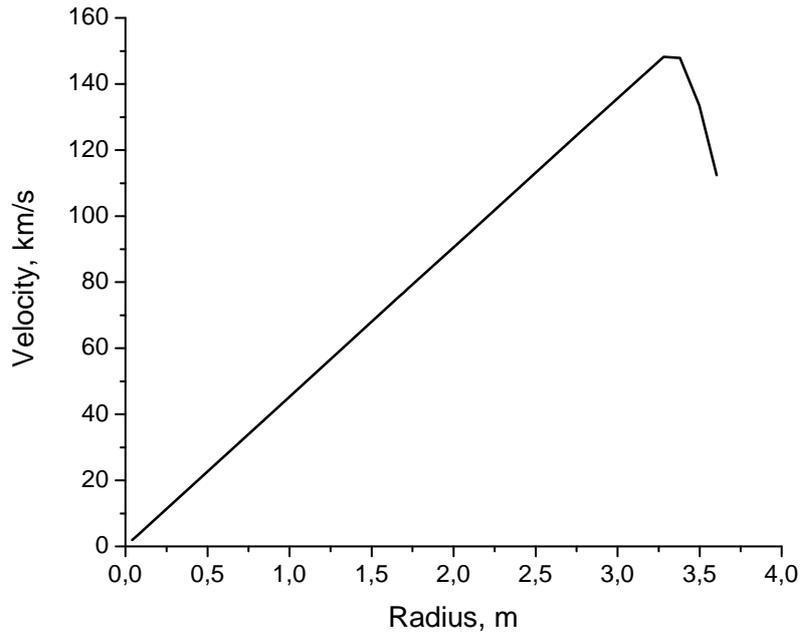


Рис. 26. Радиальное распределение скорости в момент 1 мкс.

Вторая фаза разлета. Разлет с сохранением сформировавшихся профилей скорости и температуры. Соударение со стенкой камеры происходит через 46 мкс после взрыва (Рис. 27-31). В этот момент скорость последней ячейки положена равной нулю.

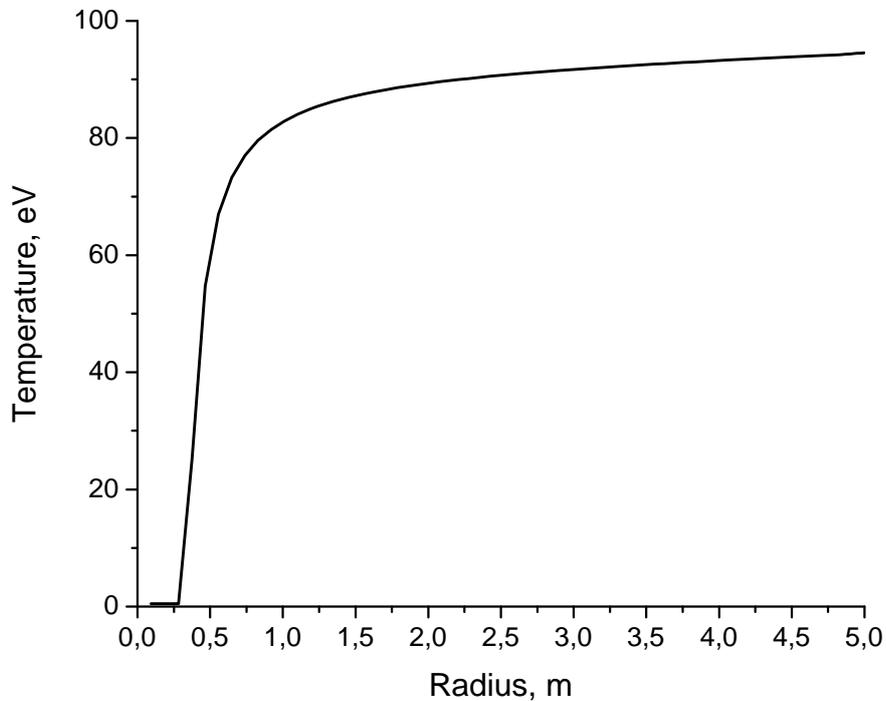


Рис. 27. Радиальное распределение температуры фаербола через 50 мкс.

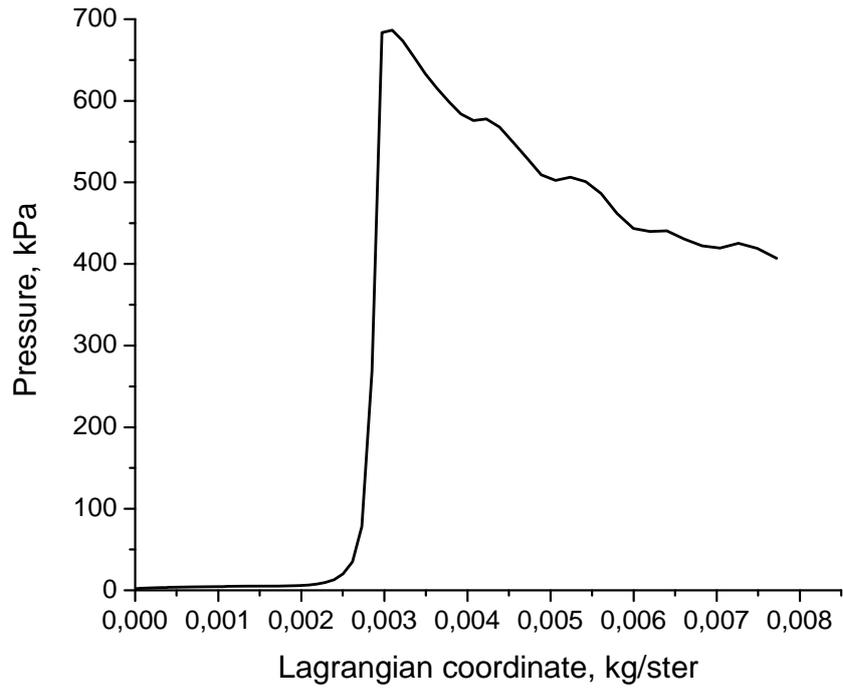


Рис. 28. Давление внутри фаербола в момент 50 мкс.

В лагранжевых координатах профиль плотности повторяет профиль давления:

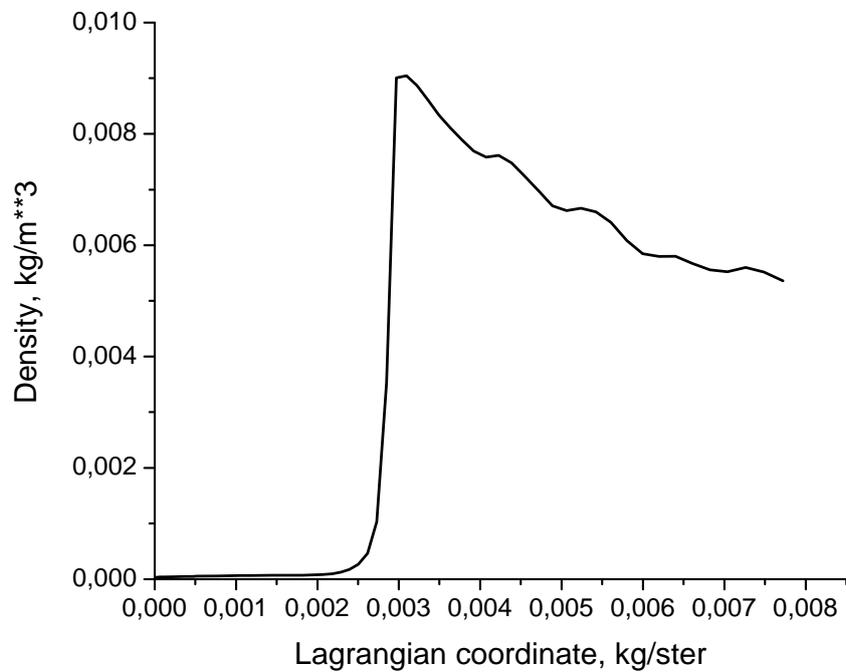


Рис. 29. Распределение плотности фаербола в момент 50 мкс.

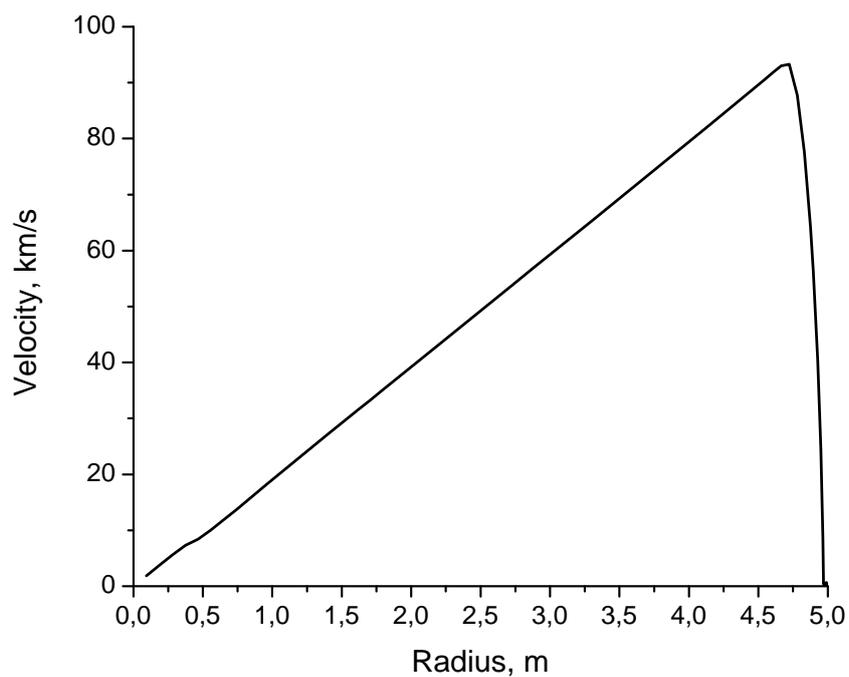


Рис. 30. Радиальное распределение скорости в момент столкновения со стенкой.

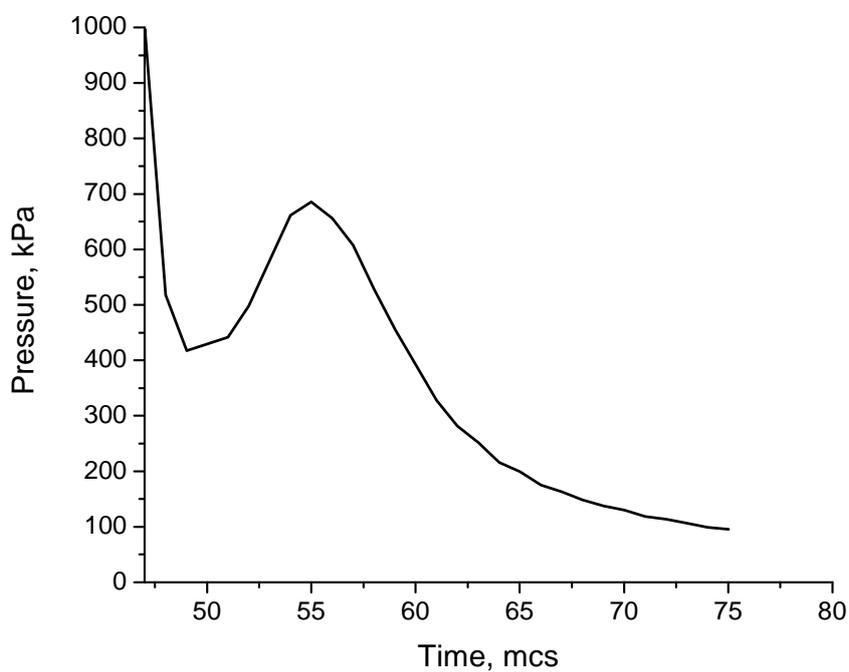


Рис. 31. Зависимость давления на первую стенку камеры от времени.

Скорость вещества у первой стенки составила 95 км/с. Суммарный передаваемый импульс стенке составил 27,7 Па·с.

6. Заключение

Проведенный расчет показал, что предлагаемые в настоящее время методы защиты первой стенки и конструкционных элементов камеры реактора ИТС для Z-пинча не обеспечивают необходимого уровня защиты. Динамический бланкет сам становится тем элементом конструкции, от которого надо защищать первую стенку и кольцевой электрод.

Расчетная модель, разработанная авторами в [5, 6], показала возможность гибкой адаптации к задачам аналогичного характера, возникающих для других макетов реакторных камер и способов поджига мишени.

Благодарности

Авторы выражают признательность академику В.П. Смирнову за многочисленные плодотворные обсуждения затрагиваемых вопросов.

Мы также благодарим докторов физико-математических наук М.В. Масленникова, С.А. Медина и С.Л. Недосеева за критические замечания, полезные советы и ценные замечания по работе в ходе дискуссий на научных семинарах по проблемам ИТС.

Литература

1. Slutz S.A., Olson C.L., Peterson P. Low mass recyclable transmission line for Z-pinch driven inertial fusion. // *Physics of Plasmas*, 2002. V.10, p.429.
2. Rochau G.E., Morrow Ch.W., Pankuch P.J. A concept for containing inertial fusion energy pulses in a z-pinch driven power plant. // *Fusion science and technology*, 2003. V. 43, p. 286.
3. Медведев А.Б. Модификация модели Ван-дер-Ваальса для плотных состояний. / В сб.: Ударные волны и экстремальные состояния вещества. Под ред. В.Е. Фортова, Л.В. Альтшулера, Р.Ф. Трунина и А.И. Фунтикова. М.: Наука, 2000.
4. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981.
5. Медин С.А., Орлов Ю.Н., Суслин В.М., Паршиков А.Н. Моделирование отклика первой стенки камеры и бланкета реактора ИТС на микровзрыв. / Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, № 41, 2004.
6. Медин С.А., Орлов Ю.Н., Суслин В.М. Расчет динамики испарения защитной пленки первой стенки камеры реактора ИТС / Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, № 62, 2004. – 28 с.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
8. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980.