

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Ордена Ленина Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша

УДК 517.958

М.П. Галанин, А.П. Лотоцкий, В.Ф. Левашов

**Расчет электродинамического ускорения плоских пластин в лабораторном
магнитокумулятивном генераторе**

Москва-2000

Аннотация

Препринт посвящен разработке физической и математической модели процесса электродинамического ускорения пластинчатого металлического лайнера в устройствах обострения мощности, а также разработке и реализации на персональной ЭВМ вычислительных алгоритмов для численного моделирования указанных процессов. Разрабатываемые программы предназначены для их последующего применения при проведении экспериментов по исследованию механизмов компрессии энергии. Основной целью работы является исследование динамики лайнера в процессе ускорения. Главный вывод из просчитанных вариантов состоит в том, что при полете к центру области лайнер выпрямляется в результате действия тормозящей силы.

M.P. Galanin, A.P. Lototsky, V.F. Levashov

The Calculation of Electromagnetic Acceleration of Flat Plates in Laboratory Magneto - Cumulative Generator.

Abstract

The work is aimed to the development of physical and mathematical models of electromagnetic acceleration process of metallic liners in devices of intensification of power, as well as development and realisation on PC the computing algorithms for numerical simulation of the processes. The constructed programs are intended for their following using at the experiments on the study of energy compression mechanisms. The main purpose of the work is the study of liner dynamics in the process of acceleration. The basic output from the performed calculation variants is the next: the liner straightens at the flying up to the centre of region as a result of the braking force action.

Содержание

Введение и постановка задачи.

§ 1. Физическая модель движения пластинчатого лайнера в электромагнитном компрессоре.

§ 2. Математическая модель движения пластинчатого лайнера в электромагнитном компрессоре.

§ 3. Вычислительный алгоритм для расчета движения пластинчатого лайнера в электромагнитном компрессоре.

§ 4. Введение безразмерных параметров и физические характеристики процесса ускорения.

§ 5. Примеры расчетов.

Заключение.

Литература.

Введение и постановка задачи.

Разработанные конструкции взрывомагнитных генераторов (ВМГ) представляют собой импульсные преобразователи энергии и позволяют получать импульсы тока с амплитудой 10^4 - 10^8 А и мощностью до $5 \cdot 10^{12}$ Вт [1,2]. Полное уничтожение подобного устройства в каждом импульсе препятствует их широкому распространению в практике повседневного физического эксперимента. Это обусловлено не только существенной стоимостью изготовления устройств, но и особыми условиями эксплуатации. Для безопасной работы с ВМГ требуется размещение его в защитной взрывной камере или размещение всей установки на оборудованном полигоне [3]. Вместе с тем ВМГ обладает очень высоким коэффициентом усиления мощности $K_M = 30 - 100$, величина которого определяется отношением времени разгона проводников (см. рис. 0.1) к времени торможения их давлением генерируемого магнитного поля B_1 в выходном сильноточном электрическом контуре. Это свойство ВМГ достаточно привлекательно для реализации в лабораторном усилителе мощности, где можно осуществить разгон проводящей арматуры электродинамическими силами без использования взрывчатки, несмотря на ограниченную энергетику (по сравнению с энергией зарядов взрывчатки) первичного ускоряющего источника, в качестве которого может быть использован индуктивный накопитель или конденсаторная батарея.



Рис. 0.1. Схема работы взрывомагнитного генератора тока. Давление начального магнитного поля с индукцией B_0 мало и не препятствует разгону оболочки с током продуктами взрыва ВВ.

Существует три основных варианта магнитных конфигураций контура сжатия магнитного потока в ВМГ: коаксиальная система проводников (в том числе коническая, спиральная), дисковая система с радиальными токами [2] и система типа полосковой линии. Имея определенный опыт работы с электродинамическим ускорением сжимающихся металлических оболочек - лайнеров [4, 5], авторы проектируемого

лабораторного устройства тем не менее приняли за основу плоскую систему последнего типа, показанную на рис. 0.2. Причины этого следующие:

- поскольку в данном варианте сжатие потока производится двумя движущимися во встречном направлении проводниками, которые подлежат замене в каждом импульсе, то остальные элементы испытывают умеренные нагрузки в сравнительно «мягком» процессе разгона и не разрушаются;

- заменяемые элементы просты и дешевы;

- часть магнитного потока ускоряющего поля пронизывает внутреннюю сжимаемую полость между пластинами и может быть использована как начальный сжимаемый поток, поэтому есть возможность обойтись без специальной системы создания магнитного поля B_0 .

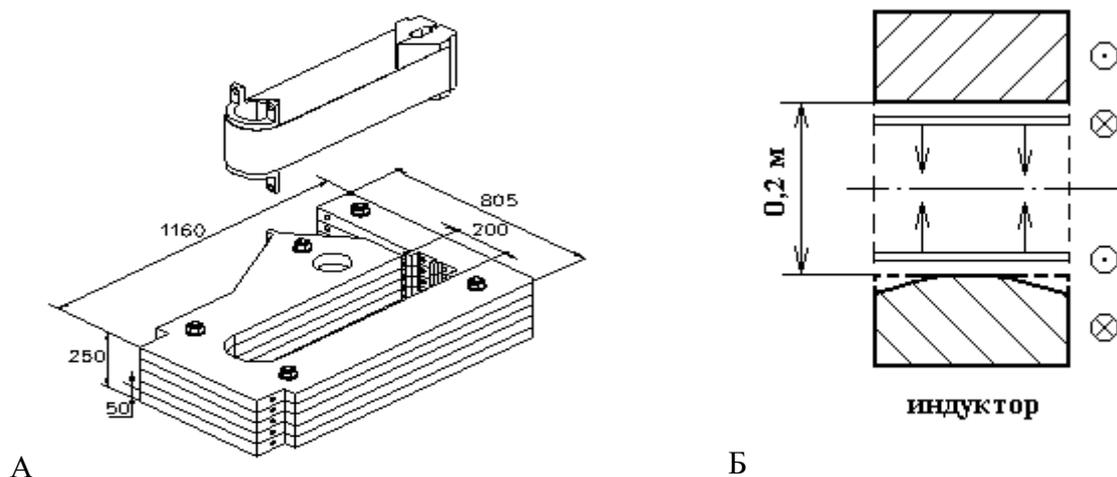


Рис. 0.2. Эскиз основных деталей генератора тока и поперечное сечение собранного устройства: А- ускоряемая плоская лента с натяжным устройством и виток индуктора ускоряющего магнитного поля; Б- поперечное сечение генератора в собранном виде, указано направление протекания токов и направление ускорения.

Отметим особо, что упоминаемые успешные эксперименты со сжатием цилиндрических лайнеров были возможны только при их прецизионном изготовлении, обеспечивающим геометрическую и массовую азимутальную симметрию оболочек, что составляет дополнительные трудозатраты и требует тщательного контроля изделий.

Предполагается, что стоимость ленты-проводника на рис. 0.2 невелика, а ее геометрически строгая установка в устройство может обеспечиваться простым натяжным приспособлением.

Достаточно корректный расчет массовой скорости движения плоского лайнера при питании от исходного «медленного» (100 мкс) источника тока не представляет

особых сложностей в силу относительно малой диффузионной глубины проникновения магнитного поля в индуктор (и малой толщины лайнера) по сравнению с размерами ускоряющего зазора $\Delta X = 0.1$ м и поперечного сечения устройства.

Однако при выбранной плоской геометрии нет гарантии, что ускоряемые пластины будут двигаться плоскопараллельно из-за неоднородностей распределений токов и ускоряющего поля, характерных для торцов полосковой линии [3]. Получение высокой выходной мощности при сжатии потока требует малых искажений плоской геометрии лайнера, т. к. преобразование кинетической энергии лайнера в магнитную энергию должно производиться по возможности одновременно на всей поверхности схлопывающейся щели. Величина Δx отклонений от плоскости должна быть меньше, чем характерная длина торможения $X_{\text{торм}}$ пластины сжимаемым магнитным потоком. Полагая $K_M = 50$, получим, что $\Delta x < X_{\text{торм}} \approx X/K_M = 2$ мм. Искажения формы пластины, по-видимому, можно уменьшить, если профилировать плоскость индуктора, делая ее «выпуклой», как показано на рис. 0.2 (или, если необходимо, с обратной кривизной), и создать в поперечном сечении изначально неоднородную щель, либо предпринять иные действия.

С другой стороны, в силу тех же упомянутых причин искажения формы лайнера, набранные при ускорении, в фазе торможения будут иметь тенденцию к исправлению. Однако на эти процессы значительное влияние оказывает джоулев нагрев проводников, влияние которого неадекватно в фазах ускорения и торможения.

Сказанное выше явилось причиной постановки теоретической задачи и разработки программы для численного моделирования электродинамического ускорения плоских пластин и сжатия магнитного потока в выходном контуре импульсного усилителя мощности перед изготовлением экспериментального устройства.

Авторы благодарны Д.В. Курганову, О.С. Мажоровой и С.И. Мухину за помощь и полезные советы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 00 – 01 - 00169).

§ 1. Физическая модель движения пластинчатого лайнера в электромагнитном компрессоре.

На рис. 1.1 приведена схема электромагнитного ускорителя проводящего лайнера. Показана одна четверть конструкции в сечении $z = \text{const}$. Аналогичная картина в сечении $y = \text{const}$ приведена на рис. 1.2. На нем показано полное сечение с соответствующими электрическими цепями индуктора и лайнера (называемыми так условно, т.к. они коммутируют между собой). Здесь и далее лайнер и индуктор, как и относящиеся к ним величины, помечаются индексами А и В соответственно.

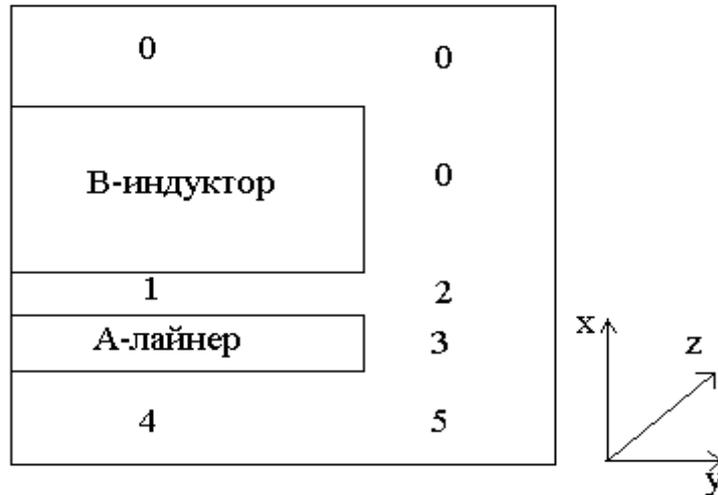


Рис. 1.1. Характерная схема четверти сечения пространственной области, в которой решается задача, плоскостью $z = \text{const}$.

В начальный момент времени конденсатор в цепи индуктора заряжен до некоторого начального напряжения. После замыкания цепи по индуктору (и лайнеру) начинает течь разрядный ток. Созданное им в канале ускорителя магнитное поле взаимодействует с протекающим по лайнеру током, ускоряя лайнер в направлении от индуктора. В некоторый момент времени (возможно, нулевой) замыкается и цепь лайнера. Начальный ток протекает по лайнеру и создает внутри полости лайнера дополнительное магнитное поле. Ускорившись, лайнер сжимает это поле, которое окончательно и выводится из системы в виде импульса тока в цепи лайнера. Требуется по начальным и граничным данным, физическим характеристикам сред рассчитать положения, скорости, плотности и давления в канале ускорителя, скорость и положение ускоряемого лайнера, напряженности электрического и магнитного полей, токи и напряжения во внешних электрических цепях.

Для моделирования процессов, протекающих в электродинамическом ускорителе подобного вида в процессе работы, использована следующая модель.

Задача рассматривается в пространственно двумерном приближении. Все величины считаются зависящими только от координат x и y . В уравнениях производные по z отсутствуют. Это означает формально бесконечную протяженность ускорительной системы в данном направлении. Однако в модели должна учитываться и некая «эффективная» длина системы в z – направлении, в значительной степени определяющая процесс перекачки энергии из внешней электрической цепи в кинетическую энергию лайнера.

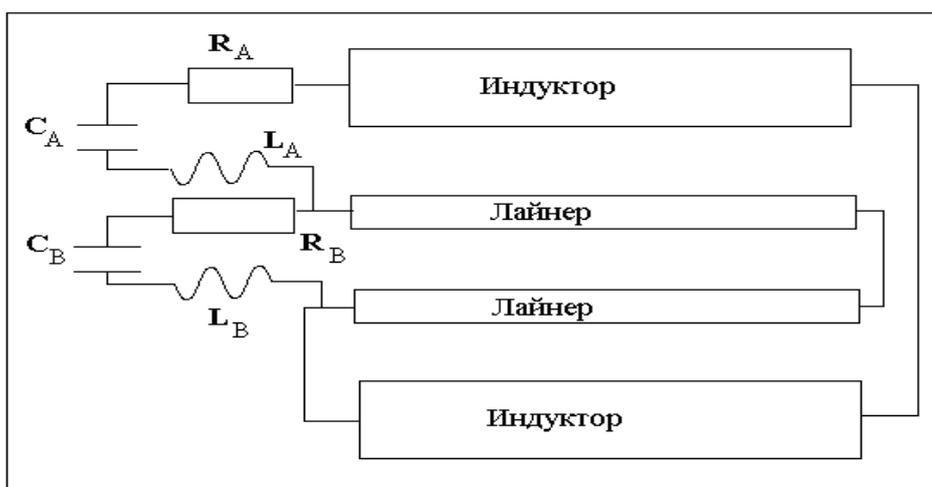


Рис. 1.2. Характерная схема сечения пространственной области, в которой решается задача, плоскостью $y = \text{const}$.

Соответственно скорости имеют ненулевыми только x и y компоненты. Аналогичные ненулевые компоненты имеет и напряженность магнитного поля. Тем самым этот вектор лежит в плоскости рис. 1.1. Векторы напряженности электрического поля и плотности тока имеют по одной ненулевой z компоненте и направлены перпендикулярно плоскости рис. 1.1. Это означает, что в данной системе имеет место электромагнитное поле TE [6] типа.

Параметры внешних электрических цепей предполагаются сосредоточенными, так что для описания цепей можно применять уравнения Кирхгоффа [6-10]. Они являются следствием интегрирования некоторых уравнений из системы уравнений Максвелла по плоскости или контуру данной цепи. Уравнения внешних цепей обязаны быть выбраны в форме, которая бы обеспечивала выполнение сохранения энергии в

системе. Кроме того, математическая модель должна обеспечивать протекание полного тока цепи через заданные сечения.

Индуктор предполагается неподвижным, т.е. сила реакции крепежа соответствует действующей на индуктор силе Лоренца и компенсирует ее. Его форма также является неизменной. Материал индуктора является проводником.

Лайнер предполагается подвижным. Его положение подлежит расчету в зависимости от динамики протекающих процессов. Предполагается, что материал лайнера представляет собой несжимаемую электропроводную вязкую жидкость. Соответственно плотность лайнера остается неизменной. На каждую элементарную частицу лайнера действуют сила Лоренца, гидродинамическое и вязкое давления.

Лайнер и индуктор располагаются в области, ограниченной идеально проводящим кожухом, находящимся от проводников на достаточно большом расстоянии с тем, чтобы его влияние было не слишком существенным. Данный кожух отсутствует в натурной конструкции. Поэтому кожух носит искусственный характер и служит для замыкания системы уравнений. Следовательно, тип его материала и расположение необходимо выбрать так, чтобы получаемое решение было как можно более близким к решению соответствующей задачи в неограниченном пустом пространстве. Поэтому граничные условия на кожухе могут выбираться не обязательно соответствующими идеально проводящему материалу.

§ 2. Математическая модель движения пластинчатого лайнера в электромагнитном компрессоре.

1. Электродинамическая часть.

Приведем для дальнейших ссылок исходную систему уравнений Максвелла в квазистационарном приближении и некоторые ее преобразования (см. [7-9]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} &= \text{rot}([\mathbf{v} \times \mathbf{H}] - \mathbf{E}), \\ \text{rot} \mathbf{H} &= 4\pi\sigma\mathbf{E} = 4\pi\mathbf{j}, \quad \text{div} \mathbf{H} = 0. \end{aligned} \tag{2.1}$$

Здесь \mathbf{E} и \mathbf{H} – напряженности электрического (в системе координат, где вещество покоится) и магнитного полей, \mathbf{j} – плотность тока, $\mathbf{r} = (x, y, z)$ – радиус-вектор, t – время, \mathbf{v} – скорость движения вещества (в данном случае движется лишь лайнер, скорость остальных частиц в данной области равна нулю).

При решении конкретной задачи будем использовать симметрию области и наличие идеально проводящего кожуха. Для решения задачи в рассматриваемой пространственной области введем лагранжевые переменные. Под ними понимаем начальные координаты точек данной области. Тогда $D/Dt = \partial/\partial t + (\mathbf{v}, \nabla)$, где $\partial/\partial t$ – производная при фиксированных эйлеровых переменных, D/Dt – при фиксированных лагранжевых координатах, \mathbf{v} – скорость движения частиц области.

Приведем задачу для определения полей внутри области после введения векторного потенциала \mathbf{A} [7, 8]:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \text{rot} \mathbf{A}, \\ \mathbf{E} &= [\mathbf{v} \times \text{rot} \mathbf{A}] - \frac{D\mathbf{A}}{Dt} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{A}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где \mathbf{A} есть решение задачи:

$$4\pi\sigma \left\{ [\mathbf{v} \times \text{rot} \mathbf{A}] - \frac{D\mathbf{A}}{Dt} + (\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{A} \right\} = \text{rot} \text{rot} \mathbf{A} - \theta(\sigma) \text{grad} \text{div} \mathbf{A}, \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{A}|_{t=0, \mathbf{r} \in G_1} &= 0, \\ (\text{rot} \mathbf{A})_\tau|_{\mathbf{r} \in \Gamma_2} &= \Psi_\tau(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{A}_\tau|_{\mathbf{r} \in \Gamma_1} = 0, \\ \text{div} \mathbf{A}|_{\mathbf{r} \in \gamma_{12}} &= 0, \quad \mathbf{A}_n|_{\mathbf{r} \in \Gamma_{22}} = 0. \end{aligned}$$

Здесь учтена пространственная неоднородность параметров задачи: $\theta(\sigma) = 0$ в G_1 и $\theta(\sigma) = 1$ в G_2 . В (2.3) и далее используем индексы τ для обозначения тангенциальной (по отношению к границе) компоненты вектора, n – нормальной компоненты. $G = G_1 \cup G_2$, G – рассматриваемая область, $G_1 = \{\mathbf{r} \in G: \sigma > 0\}$, $G_2 = \{\mathbf{r} \in G: \sigma = 0\}$, ∂G_1 и ∂G_2 – границы G_1 и G_2 соответственно, $\partial G_{12} = \partial G_1 \cap \partial G_2$, Γ_1 – часть ∂G , на которой задано условие для \mathbf{E}_τ (то есть для \mathbf{A}_τ), Γ_2 – часть ∂G , на которой задано условие для \mathbf{H}_τ (Ψ_τ – известная вектор-функция), $\partial G = \Gamma_1 \cup \Gamma_2$, $\Gamma_{12} = \Gamma_1 \cap \partial G_2$, $\gamma_{12} = \partial G_{12} \cup \Gamma_{12}$.

В данном случае электромагнитное поле имеет TE структуру, т. к. в двумерном случае система уравнений Максвелла разделяется на две независимые [6, с. 203]. Поле TM не создает тока в направлении z , а тем самым оно тождественно равно нулю. В результате $\mathbf{E} = \{0, 0, E_z\}$, $\mathbf{H} = \{H_x, H_y, 0\}$, все производные по z в системе (2.1) равны нулю. В рассматриваемой задаче $\mathbf{v} = \{v_x, v_y, 0\}$. Тогда уравнение (2.3) преобразуется в следующее:

$$-4\pi\sigma \left\{ \frac{D\mathbf{A}}{Dt} \right\} = \text{rot} \text{rot} \mathbf{A} - \theta(\sigma) \text{grad} \text{div} \mathbf{A}, \quad (2.4)$$

Нас интересует решение (2.1) – (2.4), удовлетворяющее заданным начальным и

граничным условиям, а также обеспечивающее протекание заданного тока по каждому из (вообще говоря, N) проводников:

$$\int_{S_k} \sigma E_z dS = I_k, \quad k = 1, 2, \dots, N. \quad (2.5)$$

Видно, что уравнение (2.4) для одной компоненты \mathbf{A} (в нашем случае) полностью совпадает с обычным уравнением для компоненты \mathbf{A} в случае отсутствия движения с единственной заменой временной производной.

В работах [11, 12] на основе выписанной системы уравнений построена модель, обеспечивающая удовлетворение условий (2.5) в двумерном случае.

Всем необходимым условиям на границе раздела сред можно удовлетворить, если допустить скачок E_z при переходе через ∂S_k на величину $\chi_k(t)$, подлежащую определению. В итоге имеем:

$$[\mathbf{H}] = 0, [E_z] = E_z^e - E_z^i = \chi_k(t), 4\pi \int_{S_k} \mathbf{j}_z dS = \oint_{\partial S_k} (\mathbf{H}_l, dl) = 4\pi I_k, \quad k = 1..N. \quad (2.6)$$

Величина χ_k играет роль плотности поверхностных магнитных токов. В этом случае для энергии электромагнитного поля имеем соотношение:

$$\int_G \left[\frac{1}{8\pi} \frac{D}{Dt} (H_x^2 + H_y^2) + \sigma E_z^2 \right] dx dy = \sum_{k=1}^N \frac{1}{4\pi} \int_{\partial S_k} [[\vec{E} \times \vec{H}]_n] dl_n = - \sum_{k=1}^N I_k \chi_k(t), \quad (2.7)$$

при этом интеграл по внешней границе области дает нуль в силу граничных условий.

В рассматриваемом случае $\mathbf{A} = \{0, 0, A\}$ ограниченность \mathbf{H} сразу ведет к условию непрерывности \mathbf{A} при переходе через ∂S_k . Отсюда следует, что для обеспечения скачка (2.6) необходимо взять

$$E_z = - \frac{DA}{Dt} - \chi_k(t) \quad \text{внутри } S_k.$$

А последнее условие (2.6) дает

$$\chi_k(t) = \left(- \int_{S_k} \sigma \frac{DA}{Dt} dS - I_k \right) / \int_{S_k} \sigma dS. \quad (2.8)$$

В результате вместо системы (2.4) имеем:

$$4\pi\sigma \left[\frac{DA}{Dt} - \left(\int_{S_k} \sigma \frac{DA}{Dt} dS + I_k \right) / \int_{S_k} \sigma dS \right] = \Delta A \quad \text{в } S_k, \quad k=1, 2 \dots N, \quad (2.9)$$

$$\Delta A = 0 \quad \text{в } G_2,$$

$$\text{с условиями } A|_{t=0} = 0, [A] = 0 \text{ на } \partial S_k, A|_{\partial G} = 0, \quad (2.10)$$

то есть нулевыми начальными данными, непрерывностью A на ∂S_k и нулевыми граничными условиями для случая области G , ограниченной идеально проводящим кожухом. Левая часть первого уравнения (2.9) представляет из себя $-4\pi j_z$, откуда сразу получаем, что решение (2.9) удовлетворяет последнему условию (2.6), то есть обеспечивает протекание заданного тока.

2. Уравнения внешних электрических цепей.

Параметры внешних электрических цепей предполагаются сосредоточенными, так что для описания цепей можно применять уравнения Кирхгоффа [7-10]. Они являются следствием интегрирования первого уравнения системы (2.1) по плоскости и контуру данных цепей. Интегрирование указанного уравнения дает циркуляцию вектора \mathbf{E} по контуру цепи в соответствии с течением тока. Однако отсутствие поперечной компоненты электрического поля в применяемой модели создает дополнительную сложность в записи уравнений цепи. При этом речь идет о слагаемом, обеспечивающем связь процессов во внешних электрических цепях с процессами внутри ускорителя. Ее отсутствие обесценит модель, т.к. в этом случае модель заведомо не будет описывать процесс перекачки энергии из кинетической энергии лайнера в энергию цепи.

Поэтому поступим следующим образом. Анализ энергетических соотношений в электрических цепях [7] показывает, что соответствующее слагаемое возникает в виде коэффициента в произведении на силу тока в цепи, описывающем обмен электромагнитной энергией между цепью и ускорителем. Как видно из (2.7), таким

обменным слагаемым является $\sum_{k=1}^N I_k \chi_k(t)$. Очевидно, что искомое слагаемое в

уравнениях цепи при вычислении баланса энергии должно давать эту же величину с противоположным знаком. Поэтому естественным образом возникают электротехнические уравнения следующего вида:

$$\begin{aligned} L_A I_{A,t} + R_A I_A - U_A - 2\chi_A l_z &= 0, \\ C_A U_{A,t} &= -I_A. \\ L_B I_{B,t} + R_B I_B - U_B - 2(\chi_B - \chi_A) l_z &= 0, \\ C_B U_{B,t} &= -I_B. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Здесь L, R, C , соответственно, - индуктивность, сопротивление и емкость в цепи, I и U – сила тока и напряжение на обкладках конденсатора. Величина χ дает скачок напряженности электрического поля, фигурирующий в (2.6) - (2.8). В качестве I_k в (2.8) стоят значения токов, протекающих по определенному проводнику. По индуктору это I_B , а по лайнеру - $(I_A - I_B)$ в соответствии с электрической схемой. Индексами А и В помечены величины, относящиеся к лайнеру и индуктору соответственно. Коэффициент 2 в уравнениях цепей появляется из - за существования прямых и обратных направляющих для протекающего тока, l_z - эффективная длина системы в направлении оси z .

Уравнения цепей дополняются очевидными начальными данными:

$$I_A = I_{A0}, U_A = U_{A0}, I_B = I_{B0}, U_B = U_{B0} \text{ при } t = 0.$$

Для простоты они записаны для случая включения (замыкания) цепи лайнера в начальный момент времени.

3. Уравнения гидродинамики.

Для описания движения элементов сплошной среды в соответствии с принятой физической моделью будем использовать систему уравнений Навье – Стокса [13 - 16]:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) = -\text{grad} p + \eta \Delta \mathbf{v} + \mathbf{F}, \quad (2.12)$$

$$\text{div} \mathbf{v} = 0.$$

Здесь ρ – плотность вещества, p – гидродинамическое давление, $\eta = \rho \nu$ – коэффициент динамической вязкости, ν – коэффициент кинематической вязкости, \mathbf{v} – вектор скорости, \mathbf{F} – вектор плотности силы Лоренца, $\mathbf{F} = [\mathbf{j} \times \mathbf{H}]$.

Согласно сделанным предположениям, в данной системе происходит движение только лайнера. Его границы являются свободными. Это дает следующие условия на границах лайнера [16; 14, с. 398]:

$$p_{xx} n_x + p_{xy} n_y = 0, p_{yx} n_x + p_{yy} n_y = 0. \quad (2.13)$$

(«равенство нулю нормальной и смешанной компонент вязкого тензора давлений»).

Здесь $p_{xx}, p_{xy}, p_{yx}, p_{yy}$ - компоненты тензора вязких напряжений [13,14], \mathbf{n} с соответствующими индексами – компоненты вектора внешней нормали.

4. Уравнение энергии.

Протекание электрического тока и движение вязкой жидкости сопровождаются выделением тепла, которое распределяется по веществу с помощью процессов

кинематического переноса и теплопроводности. В качестве уравнения энергии в данном случае будем использовать уравнение теплопроводности следующего вида:

$$\rho c_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) T \right) = \text{div}(\kappa \text{grad} T) + \phi, \quad (2.16)$$

$$\phi = (jE) + \eta \left(2 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v_y}{\partial y} \right)^2 \right).$$

Здесь c_v – удельная теплоемкость вещества, κ – коэффициент теплопроводности, Φ – мощность выделения энергии, включающая в себя джоулево тепло и источник тепла за счет вязкости, T – температура среды.

В начальный момент времени температура вещества считается заданной, на границах лайнера и индуктора тепловой поток равен нулю.

5. Использование симметрии пространственной области.

В силу симметрии пространственной области задачу можно решать в одной четвертой части исходной. При этом на полученных границах симметрии необходимо задать дополнительно какие – то граничные условия. Выберем их в следующем виде:

$$x = 0 : A = 0, \frac{\partial}{\partial n} T = 0, \quad (2.17)$$

$$y = 0 : \frac{\partial}{\partial n} A = 0, \frac{\partial}{\partial n} T = 0, \frac{\partial}{\partial n} \mathcal{V}_\tau = 0, \mathcal{V}_n = 0.$$

§ 3. Вычислительный алгоритм для расчета движения пластинчатого лайнера в электромагнитном компрессоре.

Подробно вычислительный алгоритм будет изложен в последующих публикациях авторов. Укажем пока лишь следующее.

Для численного решения поставленной задачи будем использовать метод конечных элементов (МКЭ) [17 - 19]. Необходимость применения именно этого метода вызвана подвижностью границ лайнера, процессы в котором представляют первостепенный интерес. Для описания явлений в областях с переменными границами удобнее использовать треугольные сетки, точки которой двигаются вместе с веществом в лайнере и являются неподвижными в индукторе. Тем самым в проводниках описание решения задачи является лагранжевым. В области вокруг проводников нет движущейся среды, но есть электромагнитное поле, которое тоже необходимо описывать. Будем делать это на подвижной сетке, которая перестраивается по некоторому алгоритму.

При аппроксимация уравнений электродинамики одновременно производилась дискретизация уравнений внешних электрических цепей, так что явления внутри ускорителя и в цепях описывались одновременно. Учет уравнений цепи привел к необходимости численного решения системы интегро – дифференциальных уравнений.

Особенностью такой задачи является плохая обусловленность соответствующей СЛАУ из – за наличия интегральных членов. Их присутствие ведет к потере единственности решения задачи в отсутствие диффузионных слагаемых. Появление малых временных шагов, изменение характера протекающего тока (знака его производных) или другие причины, ведущие к уменьшению "веса" вторых производных, имеют результатом резкие колебания решения и расходимость итераций. Такие колебания проявляются даже на графиках сосредоточенной информации типа суммарной ускоряющей силы, токов в цепях индуктора и лайнера и др. Подобные нефизические колебания удалось устранить путем задания нулевого электрического тока в центральной части индуктора. В этой области ток пренебрежимо мал и в точной ситуации, так что подобная модификация не сказывается на решении.

По указанным причинам для решения СЛАУ была выбрана полностью неявная (по времени) разностная схема в уравнениях цепи. Для обращения СЛАУ использован прямой метод вида [20] с предобуславливателем.

При расчете кинематической части одновременно аппроксимировались уравнения Навье – Стокса и уравнения, описывающие координаты точек сетки в лайнере. Учет подвижности точек лайнера ведет к существенной нелинейности данной части полной задачи, в отличие от уравнений электродинамики. Поэтому для нахождения решения данной части полной задачи (при заданных силах Лоренца) использовался свой внутренний итерационный процесс.

Первоначально задача решалась в т.н. "естественных" переменных [15], т.е. переменных "давление – скорость". Такой алгоритм представляется наиболее подходящим в данной задаче, т.к. граничные условия (2.13) заданы в терминах таких переменных. Однако в них нет явного уравнения для давления. Его можно получить (см., например, [15, 21]) разнообразными способами из первого уравнения (2.12), используя второе уравнение системы – условие несжимаемости материала лайнера. При этом получается связанная система уравнений, в которой по давлению вычисляются скорости, далее - координаты, потом – давление по скоростям и координатам. В полученной итерационной схеме оказалось очень сложным выдержать условие

несжимаемости $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$. Сравнительно небольшое (по меркам искажения общей площади лайнера) нарушение этого условия мгновенно приводит к расходимости итераций. В результате решение задачи получить не удастся.

Поэтому в данной работе применено решение уравнений Навье – Стокса в естественных переменных p, \mathbf{v} без проведения итераций между уравнениями для скорости и условием несжимаемости, служащим уравнением для давления. Такой метод независимо от данной работы (и наоборот) был применен в [22].

При этом для аппроксимации давления использованы функции, постоянные в пределах каждого сеточного треугольника. Получаемая матрица системы не является симметричной. В результате для ее обращения выбран прямой метод решения с предварительной перестановкой строк и столбцов матрицы. Это в особенности важно из – за того, что искомый вектор неизвестных включает в себя обе компоненты вектора скорости, заданной во всех точках сетки, а также давления, которые задаются на треугольниках. Таким образом, структура данных (их нумерация) является фактически независимой, что резко ухудшает структуру обращаемой матрицы. Выбранный прямой метод позволил найти решения СЛАУ.

§ 4. Физические характеристики процесса ускорения.

Приведем в безразмерном виде некоторые данные о характерных параметрах задачи, заданных в качестве основного набора в данных расчетах.

Начальная температура рельса $T = 1.45$. Длина ускоряемого лайнера по направлению $z - l_z = 8.0$. Начальная скорость лайнера равна нулю.

Далее приведены размеры конструкции в соответствии с рис. 1.1. Высота индуктора равна 1.5, его полуширина – 1.0. Высота лайнера равна 0.02, его полуширина – 1.0. Расстояние между лайнером и индуктором по высоте в начальный момент времени равно 0.02. Начальная высота нижней кромки лайнера равна 0.96.

При расчете электромагнитных полей считается, что на расстоянии 0.5 от краев лайнера или индуктора (в начальный момент времени) находится идеально проводящий экран (в характере его электропроводности возможны варианты).

Параметры материала индуктора взяты равными соответствующим величинам стали: плотность $\rho = 1.95$, теплоемкость $c_v = 9.21$, коэффициент теплопроводности $\kappa = 1.998 \cdot 10^{-5}$, электропроводность $\sigma = 52.9$ при 0°C .

Параметры материала лайнера взяты равными соответствующим величинам алюминия: плотность $\rho = 0.63525$, теплоемкость $c_v = 18.037$, коэффициент теплопроводности $\kappa = 1.035 \cdot 10^{-4}$, электропроводность $\sigma = 40.66$ при 0°C .

Для всех материалов электропроводность взята в виде функции температуры вида $\sigma = \sigma_s / (1 + \alpha_\sigma T)$ с соответствующими параметрами из [23].

Масса ускоряемого лайнера (половина) составила $m = 0.20328$.

Параметры электрической цепи индуктора составили: индуктивность $L_B = 20.0$, емкость $C_B = 3 \cdot 10^{-5}$, сопротивление $R_B = 10^2$. Частота электромагнитных колебаний в свободной цепи с такими параметрами $\omega = 40.82$, коэффициент затухания $\alpha = 2.5$ (см. [9]). Начальное напряжение на обкладках конденсатора взято равным 2000.0 , начальный ток – нулевой.

Параметры электрической цепи лайнера составили: индуктивность $L_A = 20000.0$, емкость $C_A = 3 \cdot 10^{-6}$, сопротивление $R_A = 10$. Частота электромагнитных колебаний в свободной цепи с такими параметрами $\omega = 4.082$, коэффициент затухания $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-4}$. Начальное напряжение на обкладках конденсатора - нулевое, начальный ток – 0.06 .

Отметим, что характерные параметры задачи таковы, что за характерное время процесса в 0.1 диффузионное проникновение магнитного поля в материал лайнера составляет 0.03 , а за $0.025 - 0.015$. Однако более точное значение для глубины проникновения магнитного поля дают формулы [9] для классического скин – слоя, вызванного падением гармонической волны на поверхность проводника. При данных параметрах (частота колебаний соответствует колебаниям в цепи индуктора) такая глубина составляет около 0.01 .

Число точек разностной сетки во всей пространственной области составило 12033 , при этом получено 23593 соответствующих треугольников. Аналогичные числа для одной области лайнера – 1665 и 3167 .

Начальный временной шаг полагался равным десятой части четверти минимального периода колебаний в электрических цепях (или соответствующего времени затухания). В дальнейшем временной шаг должен меняться в соответствии с протекающими в системе процессами.

При расчете решения контролировалось соответствие полного протекающего через сечения тока полному току в соответствующей цепи и площади лайнера ее начальному значению. Величина площади оставалась практически постоянной во время

расчета (с точностью до 5 знаков). Токи передавались с относительной точностью, как правило, не хуже 10^{-3} .

§ 5. Примеры расчетов.

Для решения поставленной задачи создан программный комплекс, состоящий из нескольких программ.

Ниже в безразмерном виде представлены результаты расчетов семи различных вариантов задачи. Приведена графическая информация о решении, позволяющая судить о его качественных и количественных характеристиках. Отличия вариантов представлены в их описании. Основной набор параметров см. выше в § 4.

Вариант 1. Величина кинематической вязкости $\nu = 0.01$.

Расчет проводился до момента времени $t = 0.1121$, в который скорость центра масс лайнера составляла $V = -9.396$, координата его центра масс $x = 0.2098$. Расчет прекращен из за переворота ячеек в лайнере. Это указывает на недостаточность выбранной вязкости для удержания формы лайнера. К концу расчета форма лайнера существенно искажается, что хорошо заметно на представленных рисунках. Правый угол лайнера опережает центр, при этом правая половина расплющивается.

Максимальная (по модулю) величина скорости центра масс лайнера за время ускорения составила $V = -9.449$, максимальная температура - $T = 5.214$, интегральная ускоряющая сила (в направлении x) изменялась от -54.24 до $+1.07$ (знак $+$ соответствует торможению лайнера), ток в цепи лайнера изменялся в пределах от -0.06 до -0.054 , ток в цепи индуктора менялся в пределах от -0.3503 до 1.638 , напряжение на обкладках конденсатора в цепи лайнера менялось от 0.0 до 2143.3 , напряжение на обкладках конденсатора в цепи индуктора менялось от -1197.93 до 2000.0 .

На рис. 5.1 и 5.2 показана расчетная сетка в области лайнера, демонстрирующая его форму на соответствующие моменты времени. Видно очень существенное искажение исходной прямоугольной формы лайнера. Такое искажение сопровождается переносом вещества лайнера вместе с проникшим туда магнитным полем. Линии уровня компоненты H_y на рис. 5.3 показывают наличие зон повышенной напряженности внутри лайнера.

Отметим искажение геометрических масштабов лайнера, проведенное для его графического представления. Истинные размеры лайнера по осям абсцисс и ординат отличаются примерно в 50 раз.

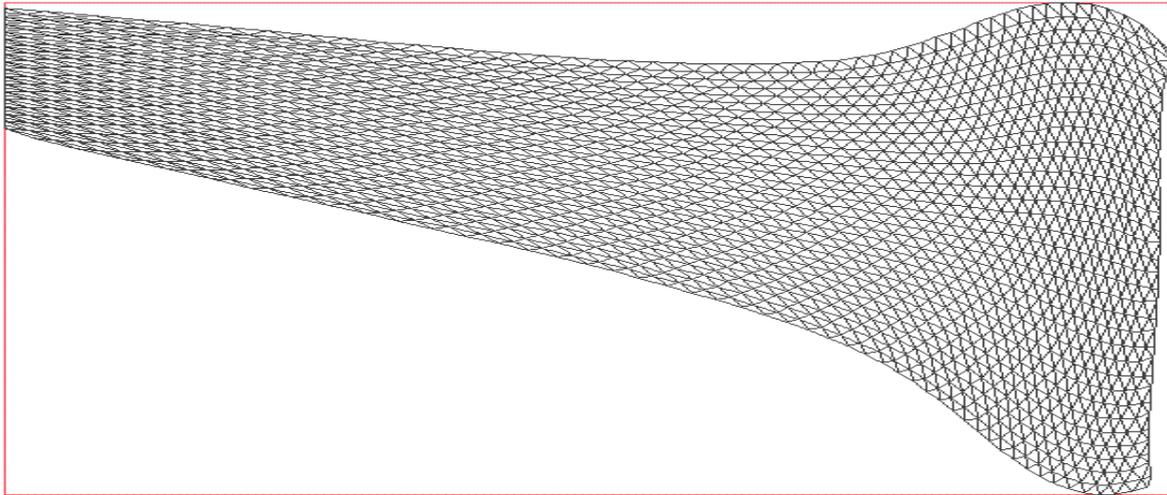


Рис. 5.1. Вар. 1. Конечноэлементная сетка в области лайнера в момент времени $t = 0.09377$.

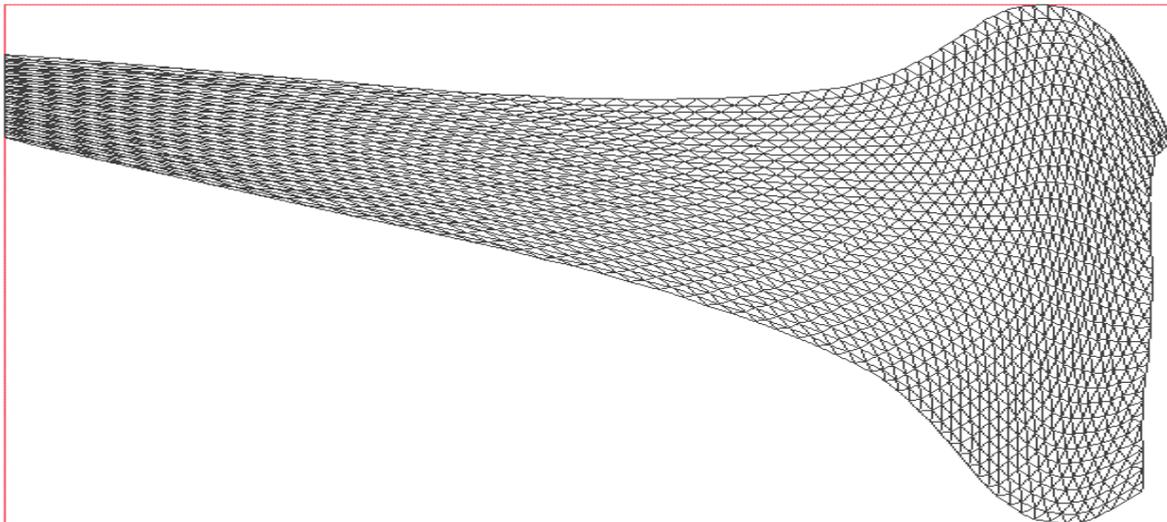


Рис. 5.2. Вар. 1. Конечноэлементная сетка в области лайнера в момент времени $t = 0.1085$.

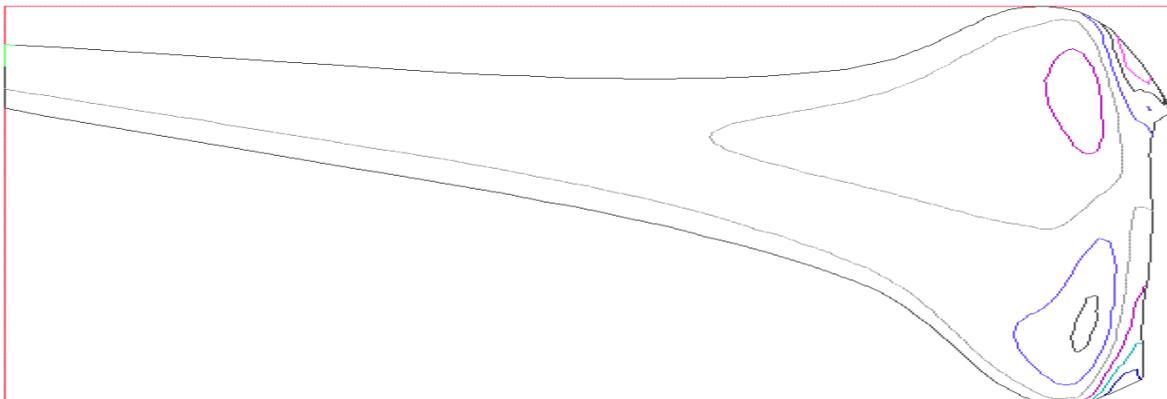


Рис. 5.3. Вар. 1. Распределение компоненты N_y в момент времени $t = 0.1085$.

Вариант 2. Величина кинематической вязкости $\nu = 1.0$.

Расчет проводился до момента времени $t = 0.1307$, в который скорость центра масс лайнера составляла $V = -8.335$, координата его центра масс $x = 0.0453$. К концу расчета форма лайнера меняется, но остается почти прямоугольной. Такая форма скорее всего указывает на избыточность выбранного значения кинематической вязкости. Правый угол лайнера опережает центр.

Максимальная (по модулю) величина скорости центра масс лайнера за время ускорения составила $V = -9.387$, максимальная температура - $T = 6.6$, интегральная ускоряющая сила (в направлении x) изменялась от -54.75 до $+35.98$ (знак $+$ соответствует торможению лайнера), ток в цепи лайнера изменялся в пределах от -0.06 до -0.0518 , ток в цепи индуктора менялся в пределах от -1.171 до 1.639 , напряжение на обкладках конденсатора в цепи лайнера менялось от 0.0 до 2471.4 , напряжение на обкладках конденсатора в цепи индуктора менялось от -1208.99 до 2000.0 .

Амплитудные значения сосредоточенных характеристик в вариантах 1 и 2 в основном совпадают, либо отличаются явно вследствие разного времени расчета ускорения. Однако отметим, что абсолютная величина модуля скорости центра масс в варианте 1 была несколько выше, амплитудные значения модулей компонентов тензора вязких напряжений в варианте 2 выше в 3 – 4 раза.

Вариант 3. Величина кинематической вязкости $\nu = 0.1$.

Расчет проводился до момента времени $t = 0.1403$, в который скорость центра масс лайнера составляла $V = -6.966$, координата его центра масс $x = 0.0456$.

В последний момент времени координаты точек лайнера лежат в следующих пределах: x - от 0.01255 до 0.07194 , y - от 0.0 до 0.7104 . Эти координаты указывают, что искажение начального прямоугольника по высоте составило 0.03939 , т.е. примерно на две начальные высоты, а по ширине – 0.2896 , т.е. примерно на треть.

Максимальная (по модулю) величина скорости центра масс лайнера за время ускорения составила $V = -8.566$, максимальная температура - $T = 6.396$, интегральная ускоряющая сила (в направлении x) изменялась от -43.46 до $+44.71$ (знак $+$ соответствует торможению лайнера), ток в цепи лайнера изменялся в пределах от -0.06 до -0.0505 , ток в цепи индуктора менялся в пределах от -1.204 до 1.484 , напряжение на обкладках конденсатора в цепи лайнера менялось от 0.0 до 2646.8 , напряжение на обкладках конденсатора в цепи индуктора менялось от -1110.83 до 2000.0 .

Отметим, что абсолютная величина модуля скорости центра масс в данном варианте была несколько ниже, чем в вариантах 1, 2, амплитудные значения модулей

диагональных компонент тензора вязких напряжений примерно на 10 % ниже таковых в варианте 2.

Полное сопоставление рассчитанных характеристик в вариантах 1, 2 с вариантом 3 и последующими является некорректным, т. к. в двух первых вариантах в левой нижней граничной точке лайнера дополнительно налагалось условие $p = 0$. Данное граничное условие налагалось с целью улучшения характеристик решаемой системы линейных алгебраических уравнений, но этого не произошло. Указанное условие не оказывает существенного влияния на получаемые величины, но все же искажает их по сравнению со случаем точных граничных условий типа свободной границы, которые использованы в вариантах 3 и далее.

Правый угол лайнера опережает центр, при этом правая половина расплющивается.

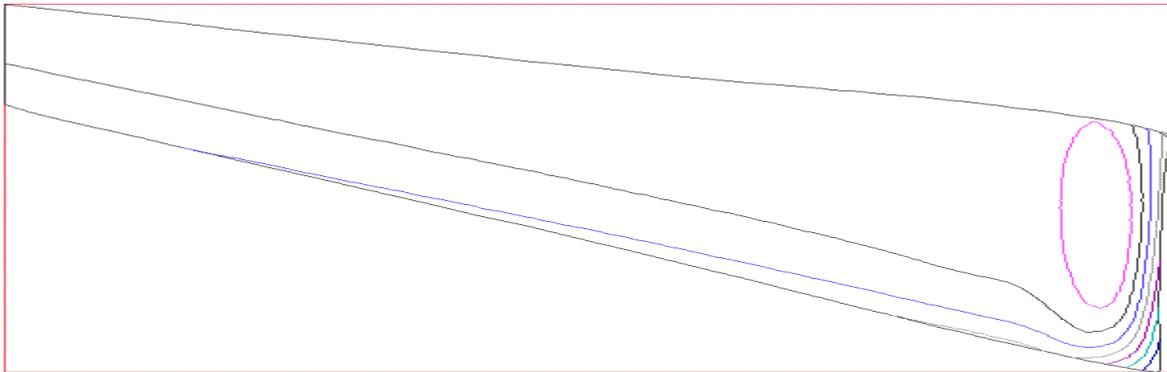


Рис. 5.4. Вар. 3. Распределение A в момент времени $t = 0.1403$.

Рис. 5.4 показывает линии уровня векторного потенциала в конце процесса ускорения, одновременно являющиеся и линиями напряженности магнитного поля. Хорошо видно наличие токового пятна в правой части лайнера.

Вариант 4. Величина кинематической вязкости $\nu = 0.1$. Геометрия области изменена. Половина ширины лайнера в данном варианте на 0.1 меньше полуширины индуктора и равна 0.9. Остальные параметры приведены в § 4. Цель данного расчета – исследование поведения лайнера с измененной геометрией.

Расчет проводился до момента времени $t = 0.1279$, в который скорость центра масс лайнера составляла $V = -8.798$, координата его центра масс $x = 0.05825$. Материал якоря остался прежним. Поэтому уменьшение геометрических размеров привело к уменьшению массы и, соответственно, увеличению скорости.

В последний момент времени координаты точек лайнера лежат в следующих пределах: x - от 0.03186 до 0.09706, y - от 0.0 до 0.5152. Эти координаты указывают, что

искажение начального прямоугольника по высоте составило 0.0452, т.е. более, чем на две начальные высоты, а по ширине – 0.3848, т.е. почти на половину начальной ширины. Правый угол лайнера опережает центр в наибольшей степени из просчитанных вариантов, при этом правая половина расплющивается.

Максимальная (по модулю) величина скорости центра масс лайнера за время ускорения составила $V = -9.341$, максимальная температура - $T = 6.573$, интегральная ускоряющая сила (в направлении x) изменялась от -43.683 до $+20.9$ (знак $+$ соответствует торможению лайнера), ток в цепи лайнера изменялся в пределах от -0.06 до -0.052 , ток в цепи индуктора менялся в пределах от -0.7552 до 1.433 , напряжение на обкладках конденсатора в цепи лайнера менялось от 0.0 до 2433.47 , напряжение на обкладках конденсатора в цепи индуктора менялось от -1085.79 до 2000.0 .

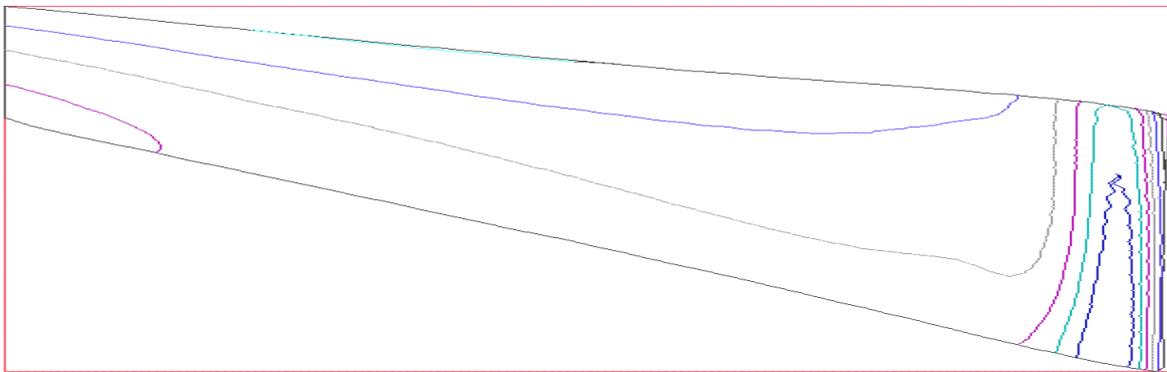


Рис. 5.5. Вар. 4. Распределение E в момент времени $t = 0.07442$.

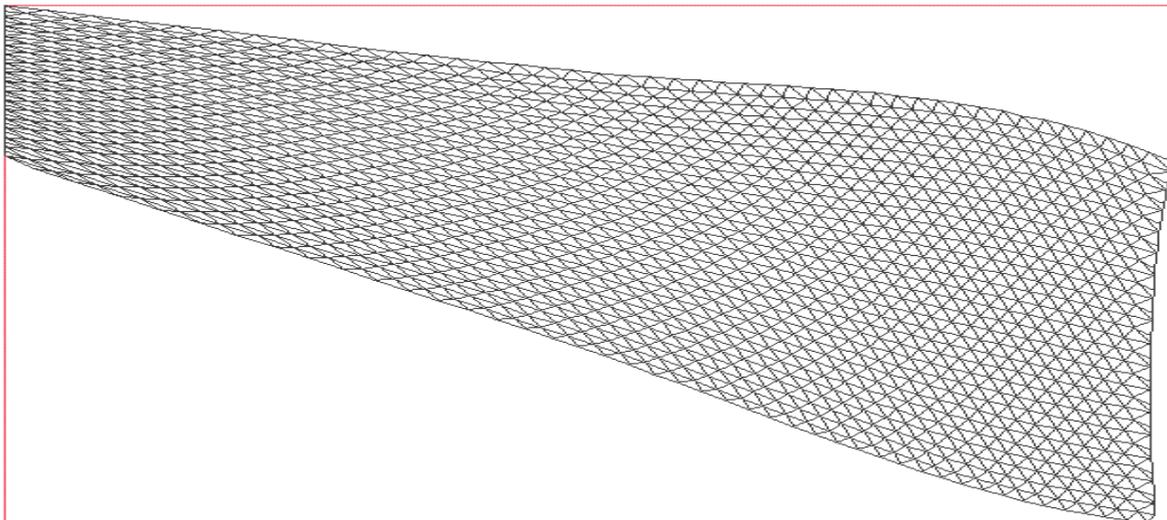


Рис. 5.6. Вар. 4. Конечноэлементная сетка в области лайнера в момент времени $t = 0.127$.

На рис. 5.5 для данного варианта показана картина изолиний напряженности электрического поля, дающая представление о распределении токов по сечению

лайнера. Рис. 5.6 демонстрирует расчетную сетку в лайнере и ее искажение по сравнению с начальной прямоугольной.

Вариант 5. Величина кинематической вязкости $\nu = 0.1$. Геометрия области изменена. Половина ширины лайнера в данном варианте на 0.1 больше полуширины индуктора и равна 1.1. Цель данного расчета – исследование поведения лайнера с измененной геометрией в сопоставлении, в частности, с вариантом 4.

Расчет проводился до момента времени $t = 0.1594$, в который скорость центра масс лайнера составляла $V = -4.505$, координата его центра масс $x = 0.02033$. Материал якоря остался прежним. Поэтому увеличение геометрических размеров привело к увеличению массы и, соответственно, уменьшению скорости.

В последний момент времени координаты точек лайнера лежат в следующих пределах: x - от 0.004682 до 0.04176, y - от 0.0 до 0.8436. Эти координаты указывают, что искажение начального прямоугольника по высоте составило 0.01708, т.е. примерно на начальную высоту, а по ширине – 0.2564, т.е. на четверть начальной ширины.

Максимальная (по модулю) величина скорости центра масс лайнера за время ускорения составила $V = -7.759$, максимальная температура - $T = 5.39$, интегральная ускоряющая сила (в направлении x) изменялась от -42.48 до $+46.14$ (знак $+$ соответствует торможению лайнера), ток в цепи лайнера изменялся в пределах от -0.06 до -0.0478 , ток в цепи индуктора менялся в пределах от -1.283 до 1.529 , напряжение на обкладках конденсатора в цепи лайнера менялось от 0.0 до 2950.45, напряжение на обкладках конденсатора в цепи индуктора менялось от -1138.11 до 2000.0. Эти значения приведены ниже на графиках сосредоточенной информации.

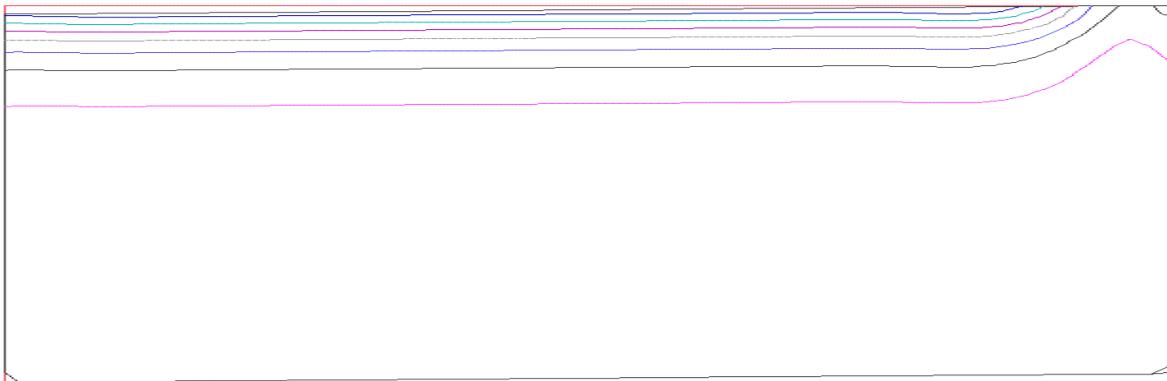


Рис. 5.7. Вар. 5. Распределение компоненты силы Лоренца F_{Lx} в лайнере в момент времени $t = 0.00771$.

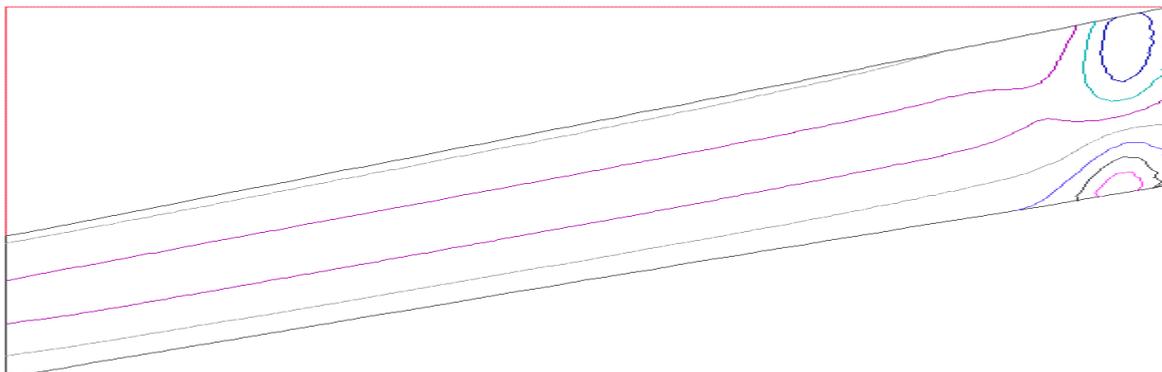


Рис. 5.8. Вар. 5. Распределение компоненты силы Лоренца F_{lx} в лайнере в момент времени $t = 0.07049$.

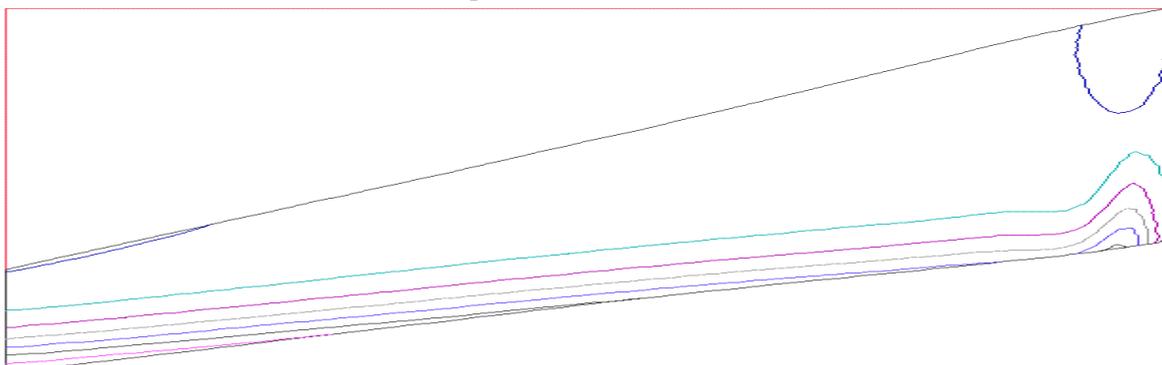


Рис. 5.9. Вар. 5. Распределение компоненты силы Лоренца F_{lx} в лайнере в момент времени $t = 0.1502$.

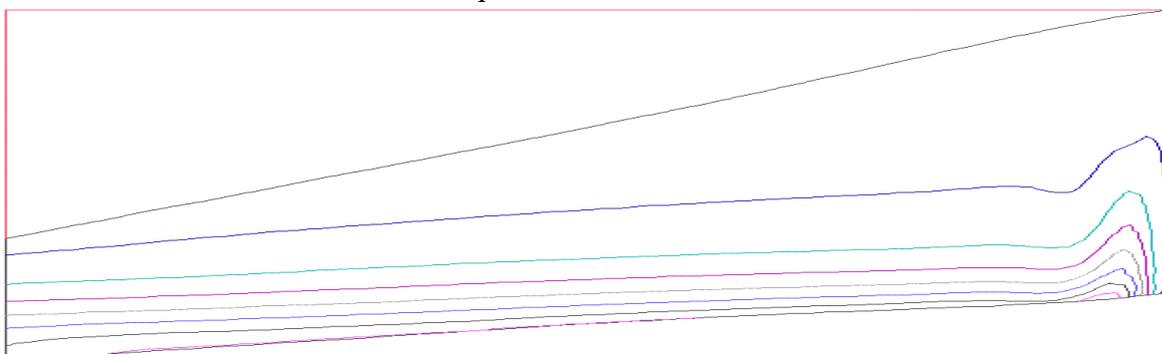


Рис. 5.10. Вар. 5. Распределение компоненты силы Лоренца F_{lx} в лайнере в момент времени $t = 0.1551$.

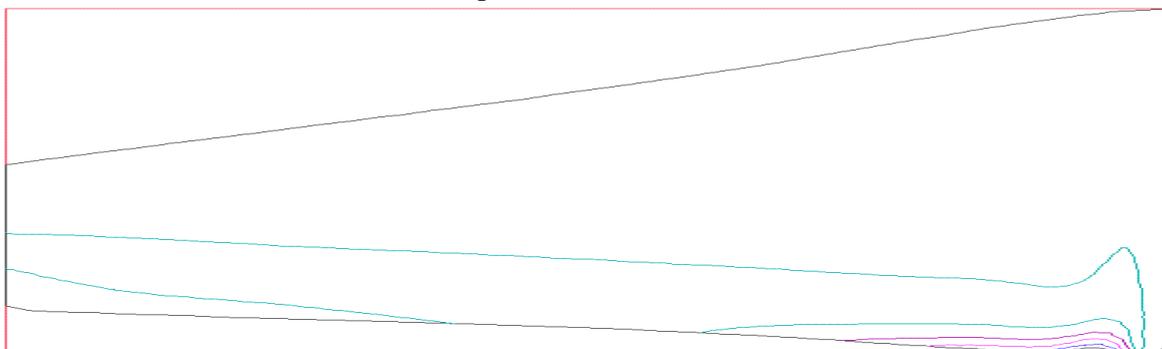


Рис. 5.11. Вар. 5. Распределение компоненты силы Лоренца F_{lx} в лайнере в момент времени $t = 0.1593$.

Наиболее яркое отличие данного варианта от всех ранее просчитанных состоит в ином направлении искажения лайнера во время полета. Правый угол лайнера в данном случае отстает от центра. Такое поведение не наблюдалось ни в одном из вариантов, в которых ширина лайнера не превышала ширины индуктора. Изменение характера искривления лайнера указывает, что в некотором промежуточном варианте лайнер будет лететь практически параллельно оси абсцисс. Приведенные выше на рис. 5.7 – 5.11 изолинии распределений x – ой компоненты плотности силы Лоренца в лайнере на последовательные моменты времени демонстрируют выпрямление нижней границы лайнера при его приближении к оси абсцисс за счет генерации токов в левом нижнем углу и соответствующей тормозящей силы. На рисунках хорошо видно действие ускоряющей силы Лоренца в основном напротив индуктора. В результате правая часть лайнера отстает от центра. На нее действует и прямо тормозящая сила с нижней стороны.

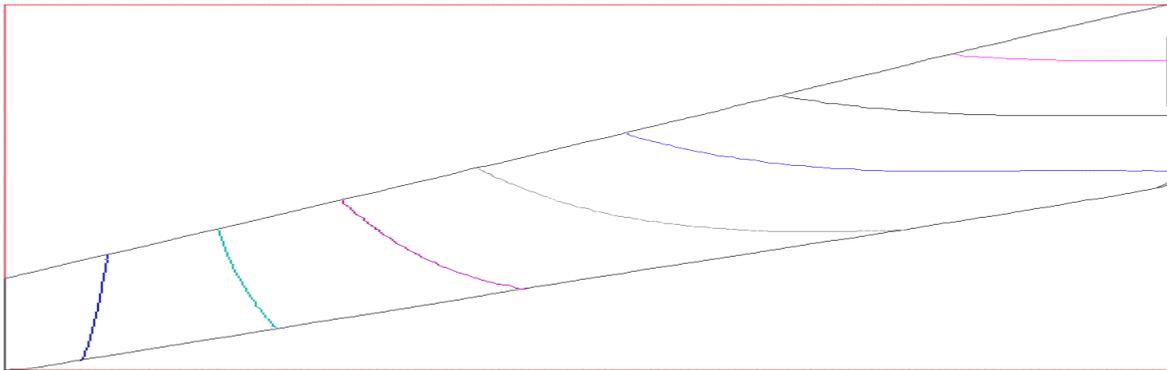


Рис. 5.12. Вар. 5. Распределение компоненты скорости V_x в лайнере в момент времени $t = 0.1215$.

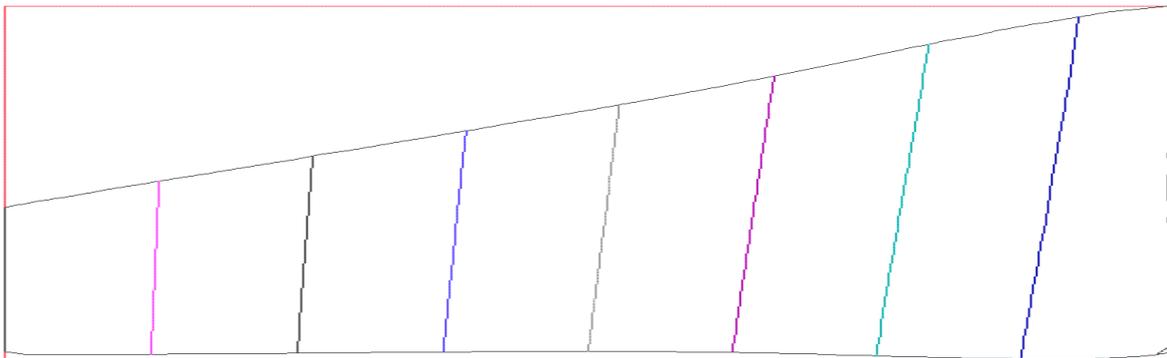


Рис. 5.13. Вар. 5. Распределение компоненты скорости V_x в лайнере в момент времени $t = 0.1579$.

Рис. 5.12 и 5.13 показывают с помощью изолиний распределения компоненты скорости точек лайнера в направлении движения до и после выпрямления его нижней границы.

На рис. 5.14 представлены графики сосредоточенной информации о расчете, характеризующие процесс в целом. Это, соответственно (слева направо и сверху вниз), зависимости от времени полной ускоряющей лайнер силы, тока в цепи лайнера, координаты центра масс лайнера, скорости центра масс лайнера, две пары напряжение на обкладках конденсатора – полный ток в цепи для цепей лайнера и индуктора. Их амплитудные значения приведены выше.

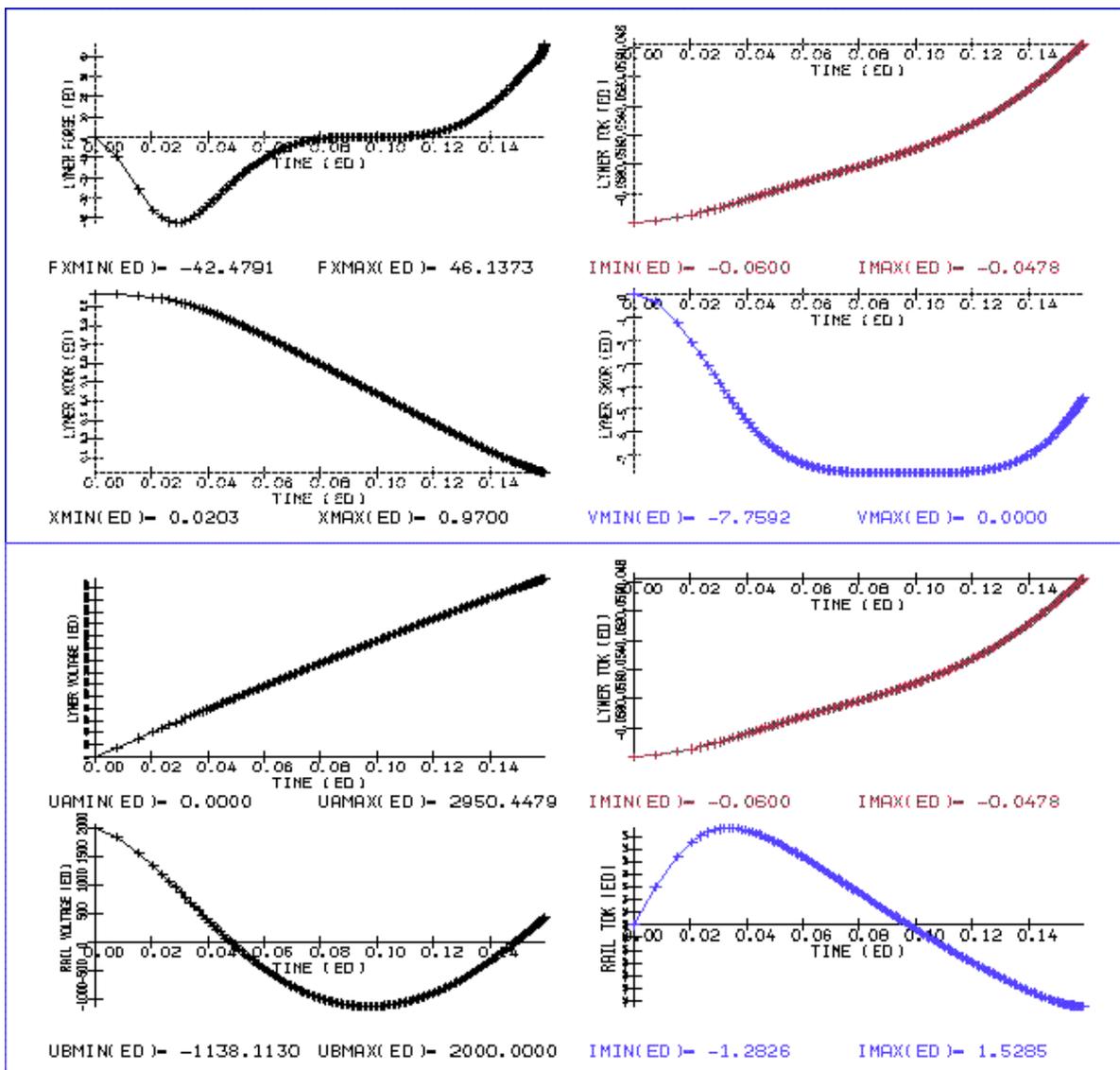


Рис. 5.14. Графики сосредоточенной информации для вар. 5.

Вариант 6. Величина кинематической вязкости $\nu = 0.001$.

Расчет проводился до момента времени $t = 0.06397$, в который скорость центра масс лайнера составляла $V = -8.425$, координата его центра масс $x = 0.6853$.

Расчет прекращен из за переворота ячеек в лайнере. Это указывает на недостаточность выбранной вязкости для удержания формы лайнера. К концу расчета форма лайнера существенно искажается, что хорошо заметно на представленных рисунках. Правый угол лайнера опережает центр, при этом правая половина расплющивается.

Максимальная (по модулю) величина скорости центра масс лайнера за время ускорения составила $V = -8.425$, максимальная температура - $T = 4.348$, интегральная ускоряющая сила (в направлении x) изменялась от -43.48 до 0.0 , ток в цепи лайнера изменялся в пределах от -0.06 до -0.0569 , ток в цепи индуктора менялся в пределах от 0.0 до 1.483 , напряжение на обкладках конденсатора в цепи лайнера менялось от 0.0 до 1250.31 , напряжение на обкладках конденсатора в цепи индуктора менялось от -547.34 до 2000.0 .

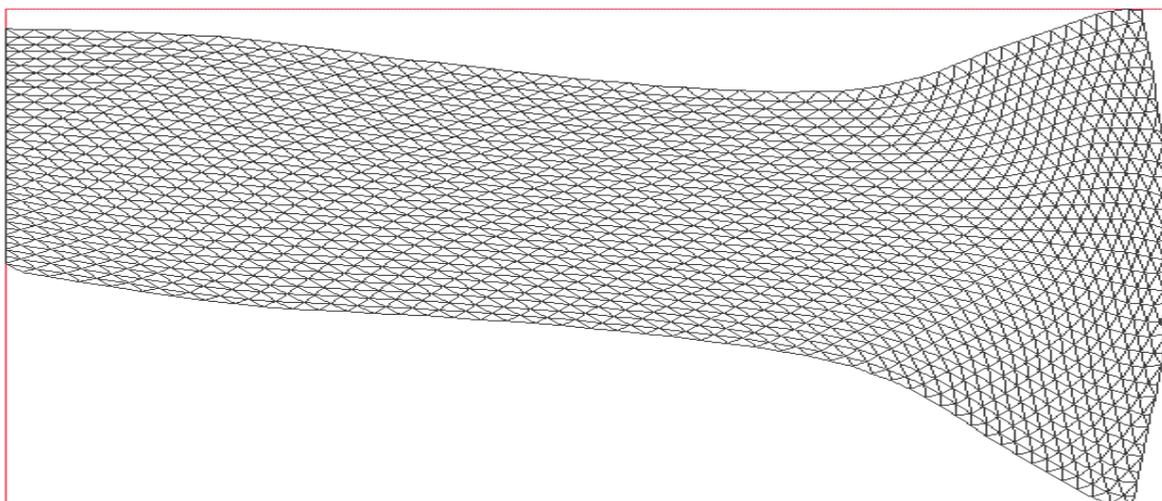


Рис. 5.15. Вар. 6. Конечноэлементная сетка в момент времени $t = 0.1293$.

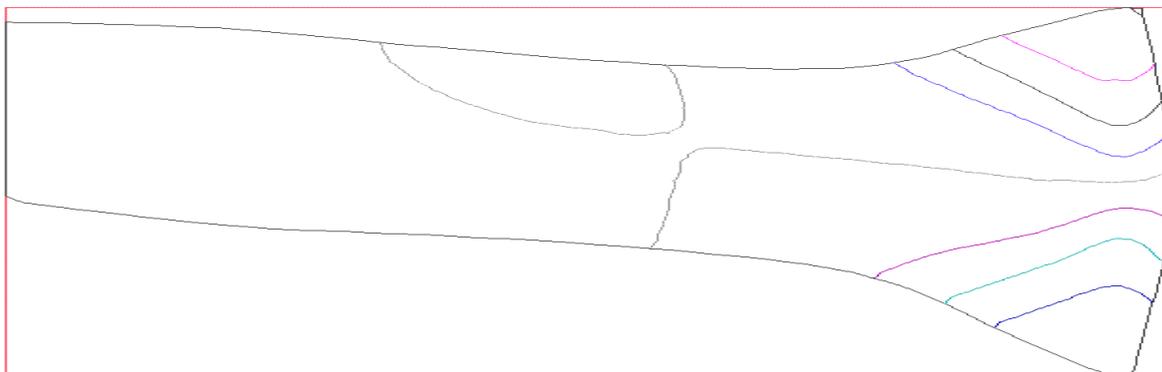


Рис. 5.16. Вар. 6. Распределение компоненты скорости V_x в лайнере в момент времени $t = 0.06267$.

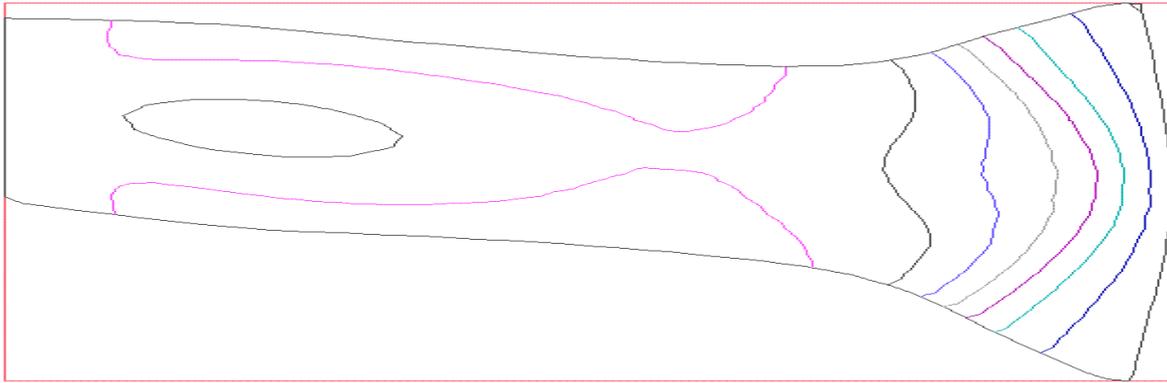


Рис. 5.17. Вар. 6. Распределение компоненты скорости V_y в лайнере в момент времени $t = 0.06267$.

На рис. 5.15 показана расчетная сетка в области лайнера, демонстрирующая его форму в конце расчета. Изолинии компонент скорости в середине расчета на рис. 5.16, 5.17 показывают историю процесса, в результате чего лайнер и обрел свою форму.

Вариант 7. Величина кинематической вязкости $\nu = 0.1$. Геометрия области – основная. Изменены параметры электрической цепи лайнера. Они составили: индуктивность $L_A = 2000.0$, емкость $C_A = 10^3$, сопротивление $R_A = 10$. Начальное напряжение на обкладках конденсатора взято равным нулю, начальный ток – 0.2. Цель расчета – исследование поведения лайнера и тока в его цепи при ее практическом «закорачивании», чему и соответствует огромное значение емкости в цепи лайнера.

Расчет проводился до момента времени $t = 0.1293$, в который скорость центра масс лайнера составляла $V = -8.955$, координата его центра масс $x = 0.04746$.

В последний момент времени координаты точек лайнера лежат в пределах: x - от 0.01309 до 0.07426, y - от 0.0 до 0.6692. Эти координаты указывают, что искажение начального прямоугольника по высоте составило 0.04117, т.е. около двух начальных высот, а по ширине – 0.3308, т.е. примерно на треть. К концу расчета форма лайнера существенно искажается, что хорошо заметно на представленных рисунках. Правый угол лайнера опережает центр, при этом правая половина расплющивается.

Максимальная (по модулю) величина скорости центра масс лайнера за время ускорения составила $V = -9.325$, максимальная температура - $T = 6.293$, интегральная ускоряющая сила (в направлении x) изменялась от -47.22 до $+15.59$ (знак + соответствует торможению лайнера), ток в цепи лайнера изменялся в пределах от -0.201 до -0.188 , ток в цепи индуктора менялся в пределах от -0.8182 до 1.432 , напряжение на конденсаторе в цепи лайнера менялось от 0.0 до $2.531 \cdot 10^{-5}$, напряжение на обкладках конденсатора в цепи индуктора менялось от -1059.98 до 2000.0.

Как и в предыдущих вариантах, импульса выходного тока в данном расчете получено не было. Влияние измененных параметров цепи лайнера сказалось на изменении характеристик тока в цепи лайнера. Он в значительной степени стал определяться током в цепи индуктора в силу связанности данных цепей. Это хорошо видно на графиках рис. 5.18 сосредоточенной информации для данного варианта, представленной аналогично рис. 5.14.

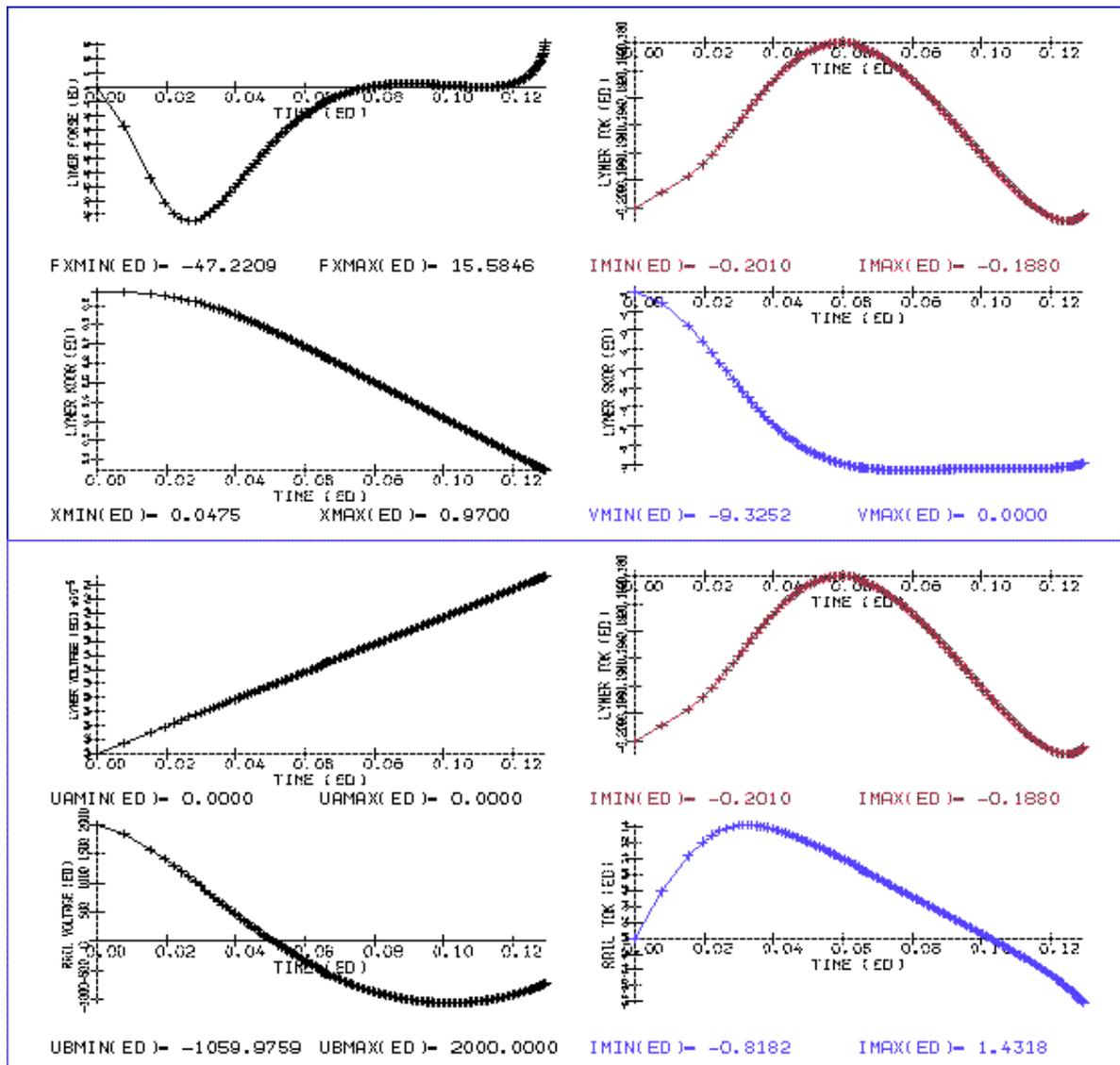


Рис. 5.18. Графики сосредоточенной информации для вар. 7.

Заключение

В работе представлены физическая и математическая модели процесса электродинамического ускорения пластинчатого металлического лайнера в устройствах обострения мощности. Основными ее характеристиками являются пространственная двумерность, нестационарность во времени, представление материала лайнера в виде

несжимаемой электропроводной жидкости, а также самосогласованный характер построенной модели. На основе математической модели разработаны и реализованы соответствующие вычислительные алгоритмы для численного моделирования. Примеры их применения представлены в работе.

Основной вывод из просчитанных вариантов состоит в том, что при подлете к центру области нижняя граница лайнера выпрямляется в результате действия тормозящей силы.

Литература

1. А.И. Павловский, Р.З. Людаев, В.А. Васюков и др. Магнитокумулятивные витковые генераторы быстронарастающих импульсов тока // В кн. Сверхсильные магнитные поля. Физика, техника, применение. Под ред. В.М. Титова и Г.А. Швецова. М., Наука. 1984. 415 с.
2. В.К. Чернышев, В.Н. Мохов, А.М. Буйко и др. Основные типы взрывомагнитных генераторов и их применение // В кн. Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применения. Под ред. В.К. Чернышева, В.Д. Селемира, Л.Н. Пляшкевича. Том 1, Саров, ВНИИЭФ, 1997.
3. Г.А. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., Мир. 1972. 391 с.
4. В.Г. Белан, С.Т. Дурманов, И.А. Иванов, В.Ф. Левашов, В.Л. Подковыров. Сжатие магнитного потока многослойным лайнером // В кн. Сверхсильные магнитные поля. Физика, техника, применение. Под ред. В.М. Титова и Г.А. Швецова. М., Наука. 1984. С. 218-220.
5. С.Г. Алиханов, В.П. Бахтин, Д.А. Топорков. Некоторые особенности получения сверхсильных магнитных полей с помощью Z - пинч лайнера // В кн. Сверхсильные магнитные поля. Физика, техника, применение. Под ред. В.М. Титова и Г.А. Швецова. М., Наука. 1984. С. 213-217.
6. В.В. Никольский, Т.И. Никольская. Электродинамика и распространение радиоволн. М., Наука. 1989, 544 с.
7. М.П. Галанин, Ю.П. Попов. Квазистационарные электромагнитные поля в неоднородных средах. Математическое моделирование. М., Наука. Физматлит. 1995. 320 с.
8. Дж.А. Стрэттон. Теория электромагнетизма. М.-Л.-д, ОГИЗ, Гос. изд-во техн.-теорет.лит-ры, 1948, 540 с.

9. И.Е. Тамм. Основы теории электричества. М., Наука, 1989, 504 с.
10. А.А. Самарский, Ю.П. Попов. Разностные методы решения задач газовой динамики. М., Наука, 1980, 352с.
11. М.П. Галанин, С.С. Храмцовский. Решение пространственно трехмерных задач электромагнитного ускорения в системе длинных проводников. // препр. Инст. Прикл. Матем. им. М.В. Келдыша РАН, 1998, № 29, 20 с.
12. М.П. Галанин, А.П. Лотоцкий, Ю.П. Попов, С.С. Храмцовский. Численное моделирование пространственно трехмерных явлений при электромагнитном ускорении проводящих макротел // Мат. моделир., 1999 г., т. 11, № 3, с. 3 - 22.
13. Н.Е. Кочин, И.А. Кибель, Н.В. Розе. Теоретическая гидромеханика. Часть 1. М., Гос. Изд. Физматлит. 1963. 584 с.
14. Н.Е. Кочин, И.А. Кибель, Н.В. Розе. Теоретическая гидромеханика. Часть 2. М., Гос. Изд. Физматлит. 1963. 728 с.
15. Д. Поттер. Вычислительные методы в физике. М. Мир. 1975. 392 с.
16. Г.В. Логвинович. Гидродинамика течений со свободными границами. Киев. Наукова думка. 1969. 216 с.
17. Г.И. Марчук, В.И. Агошков. Введение в проекционно - сеточные методы. М., Наука, 1981, 416 с.
18. Д. Норри, Ж. де Фриз. Введение в метод конечных элементов. М., Мир, 1981, 304 с.
19. П. Сильвестер, Р. Феррари. Метод конечных элементов для радиоинженеров и инженеров – электриков. М., Мир, 1986, 229 с.
20. А. Джордж, Дж. Лю. Численное решение больших разреженных систем уравнений. М. Мир. 1984. 333 с.
21. С.W. Hirt, J.L. Cook, and T.D. Butler. A Lagrangian Method for Calculating the Dynamics of an Incompressible Fluid with Free Surface // J. of Comput. Physics, 1970, v. 5, № 1, p.p. 103 – 124.
22. Д.В. Курганов, О.С. Мажорова, Ю.П. Попов. О методах решения уравнений Навье – Стокса в естественных переменных. // препр. Инст. Прикл. Матем. им. М.В. Келдыша РАН, 2001, готовится к печати.
23. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлахова. М. Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.