

ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В МЕТАЛЛАХ

С. Д. Гилёв

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

С целью проверки электромагнитной модели ударного сжатия проводника в магнитном поле проведены ударно-волновые эксперименты с константаном. Результаты экспериментов показывают, что электромагнитная модель дает качественно правильное описание явления. Некоторое несогласование между расчетными и экспериментальными зависимостями может быть связано с факторами, не учитываемыми моделью (конечная толщина ударного фронта, неоднородность ударной волны и электромагнитного поля в измерительной ячейке). Из экспериментов определена электропроводность константана в условиях однократного ударного сжатия. Выполненные исследования позволяют обосновать электромагнитную модель ударного сжатия металла в магнитном поле и служат основой для разработки новых методик динамического эксперимента.

ВВЕДЕНИЕ

В [1–3] сформулирована электромагнитная модель ударного сжатия проводника в магнитном поле при следующих допущениях: 1) геометрия одномерная, 2) скорость ударного фронта много меньше скорости света, 3) ударная волна стационарная, массовая скорость вещества за фронтом волны постоянна, 4) вещество немагнитное, 5) ударная волна является поверхностью разрыва гидродинамических параметров, 6) электропроводность вещества меняется скачком на фронте ударной волны. Модель применена для теоретического анализа электромагнитных явлений в проводнике с током [1], в проводнике конечной толщины во внешнем магнитном поле [2], в проводящем полупространстве во внешнем магнитном поле [3]. В последнем случае удалось получить строгое решение задачи и найти параметры, определяющие структуру токовых волн в металле. Задачи [1–3] отличаются лишь видом начальных и граничных условий. Поскольку модель использует ряд предположений о свойствах ударно-сжатого вещества, возможность ее применения к описанию электромагнитных явлений в реальных проводниках нуждается в проверке. Тестирование модели может быть выполнено сравнением с экспериментальными данными. В случае согласия с эксперимен-

том может быть поставлен вопрос об использовании модели для определения неизвестных свойств ударно-сжимаемых веществ.

Целью настоящей работы является проверка электромагнитной модели и применение ее для диагностики ударно-волновых процессов в металлических образцах. В § 1 статьи обсуждается электромагнитная модель и дается качественное описание электромагнитной картины при ударном сжатии проводника с током. В § 2 описывается постановка экспериментов и находится связь между измеряемым электрическим напряжением и электрическим полем на поверхности проводника. В § 3 обсуждаются результаты проведенных экспериментов и приводится сравнение с предсказаниями модели. Свободным параметром модели при этом оказывается электропроводность ударно-сжатого металла. Качественное согласие между модельными и экспериментальными зависимостями, а также отсутствие разногласий с известными результатами позволяет считать, что применение модели может быть полезно в ударно-волновом эксперименте.

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ МОДЕЛЬ УДАРНОГО СЖАТИЯ ПРОВОДНИКА С ТОКОМ

Рассмотрим проводник толщиной x_0 , по которому протекает постоянный ток I , созданный внешним источником. В начальный момент времени в проводник входит плоская ударная волна: D — скорость фронта удар-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-02-16807).

ной волны, U — массовая скорость вещества за фронтом в лабораторной системе отсчета. Электропроводность вещества меняется скачком на фронте от значения σ_1 в несжатой области до σ_2 в сжатой области. С учетом сделанных допущений электромагнитная модель ударного сжатия проводника с током может быть сформулирована в виде следующей краевой задачи относительно магнитного поля $B(x, t)$:

$$\frac{\partial B_1}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0 \sigma_1} \frac{\partial^2 B_1}{\partial x^2} = 0, \quad Dt \leq x < x_0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial t} - U \frac{\partial B_2}{\partial x} - \frac{1}{\mu_0 \sigma_2} \frac{\partial^2 B_2}{\partial x^2} = 0, \quad (2)$$

$$Ut \leq x \leq Dt,$$

$$B_1(x, 0) = B_0 \left(1 - 2 \frac{x}{x_0}\right), \quad (3)$$

$$B_2(Ut, t) = B_0, \quad t > 0, \quad (4)$$

$$B_1(x_0, t) = -B_0, \quad (5)$$

$$B_1(Dt, t) = B_2(Dt, t), \quad (6)$$

$$\frac{1}{\mu_0 \sigma_1} \frac{\partial B_1}{\partial x} \Big|_{x=Dt} = \frac{1}{\mu_0 \sigma_2} \frac{\partial B_2}{\partial x} - UB_2 \Big|_{x=Dt}. \quad (7)$$

Здесь (1) и (2) — уравнения магнитной диффузии для несжатой и сжатой областей соответственно, записанные в лабораторной системе отсчета; (3) — начальное условие; (4), (5) — граничные условия; (6), (7) — условия непрерывности соответственно магнитного и электрического полей на ударном фронте; B_0 — магнитное поле на границе проводника, созданное протекающим током I ; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. Задача рассматривается в лабораторной системе отсчета до момента времени выхода ударной волны из проводника x_0/D .

Задача (1)–(7) решалась численно. Методика расчетов и некоторые результаты изложены в [1]. По найденному магнитному полю $B_i(x, t)$ с использованием уравнения Ампера и обобщенного закона Ома определялись плот-

ность тока j_i и электрическое поле E_i в соответствующей области:

$$j_i = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_i}{\partial x}, \quad E_i = -\frac{1}{\mu_0 \sigma_i} \frac{\partial B_i}{\partial x} + v_i B_i,$$

где v_i — скорость вещества.

Распределения полей и токов в проводнике испытывают качественные изменения по мере движения ударной волны. Электромагнитная картина в целом неочевидна и существенно меняется в зависимости от параметров задачи. Особенности ударно-волновых процессов в магнитном поле, выявленные в ходе решения задач [2, 3], позволяют дать содержательную интерпретацию структуры электромагнитного поля в проводнике с током.

Ударное сжатие проводника в магнитном поле генерирует систему двух одинаковых по величине, но противоположных по направлению токов. Один из токов протекает перед фронтом ударной волны в несжатом веществе и перемещается в пространстве с фазовой скоростью волны; противоположно направленный ток течет в сжатом веществе, диффундируя с поверхности в глубь проводника. Абсолютная величина тока индукции зависит от сжимаемости вещества, от соотношения между толщиной диффузионного слоя $x_* \approx 1/\mu_0 \sigma_1 D$ и толщиной проводника x_0 и от времени. Направление индукционного тока определяется знаком магнитного поля и меняется при движении ударной волны. Для большой толщины проводника электромагнитная картина может быть представлена как результат сложения двух решений: стационарного (равномерное распределение тока по толщине проводника) и нестационарного [3]. В результате при вхождении ударной волны в проводник плотность тока максимальна на ударном фронте и уменьшается в несжатом веществе. На поверхности проводника плотность тока меньше, чем в начальный момент. При приближении к ударному фронту плотность тока в сжатом веществе растет.

Как следует из численного решения [1], начальная и конечная фазы движения ударной волны могут сопровождаться возникновением интенсивных противотоков в поверхностных слоях проводника. Физический смысл такого странного, на первый взгляд, явления состоит в следующем. В начальные фазы движения ударной волны в несжатом веществе протекает индукционный ток, направление кото-

рого совпадает с направлением тока, создаваемого внешним источником. Замыкающий ток за ударным фронтом направлен противоположно. При большой электропроводности вещества индукционный ток может быть столь значительным, что суммарный ток, протекающий в сжатой области, окажется отрицательным. Тем самым в поверхностном слое сжатого вещества протекает ток, направление которого противоположно направлению тока в остальной части проводника. Сходный результат получается при рассмотрении последних фаз сжатия проводника, когда фронт ударной волны движется в области отрицательного магнитного поля и индукционный ток в несжатом веществе противоположен по направлению току от внешнего источника. В этом случае зона отрицательного результирующего тока выносится на поверхность из глубины проводника.

В сформулированной электромагнитной модели имеется ряд допущений. Поэтому возможность применения модели к описанию электромагнитных явлений в ударно-сжатых проводниках нуждается в экспериментальной проверке.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В качестве исследуемого проводника в наших экспериментах использовался константан. Выбор материала обусловлен несколькими причинами. Во-первых, константан имеет большое удельное сопротивление, что облегчает регистрацию сигналов. Во-вторых, константан является эталонным материалом при измерении электропроводности вещества в ударных волнах [4]. Электропроводность исследуемого вещества определяется относительно эталона, поэтому важно знать его поведение. Константан используется в технике ударных волн достаточно давно, однако подробные исследования его электрофизических свойств при ударном сжатии отсутствуют. На сегодняшний день известно, что изменение электросопротивления константана невелико. При давлении ударной волны 20 ГПа относительный рост сопротивления константана составляет $\approx 2\%$ [5]. Этот результат относится к условиям многократного сжатия образца, расположенного между слоями диэлектрика.

Эксперименты проведены в следующей постановке (рис. 1). Константановая фольга МНМц 40-1,5 (толщина 500 мкм, ширина 10 мм) располагалась между толстыми ди-

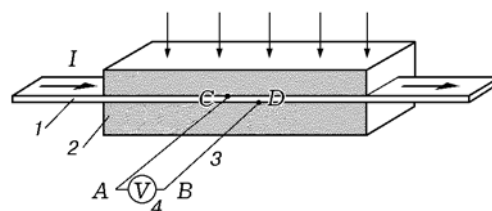


Рис. 1. Схема измерений:

1 — константановая фольга, 2 — диэлектрик, 3 — выводы, 4 — осциллограф

электрическими пластинами (гетинакс) и подсоединялась к силовой электрической цепи. К моменту прихода ударной волны на фольгу в схеме протекал постоянный ток (сила тока до 700 А), который оставался постоянным во время измерений. Плоская ударная волна создавалась генератором плоской волны диаметром 75 мм с выравнивающей шашкой толщиной 60 мм. Ударная волна распространялась в измерительной ячейке перпендикулярно плоскости фольги. Воздушные зазоры в экспериментальной сборке устранялись при помощи эпоксидной смолы. Регистрация напряжения с фольги велась при помощи электродов, которые подсоединялись к фольге с разных сторон (со стороны входящей ударной волны и с противоположной). В дальнейшем будем называть эти стороны соответственно задней и передней. Расстояние между электродами составляло ≈ 6 мм. Напряжение с электродов регистрировалось на осциллографе С1-75 с полосой частот 250 МГц. Схема проведенных экспериментов близка к описанной в [6].

Найдем связь регистрируемого осциллографом напряжения $V(t)$ с параметрами электромагнитного поля в измерительной ячейке. Напряжение на измерительном приборе (вольтметре) равно

$$V = \varphi_A - \varphi_B = - \int_A^B \mathbf{E}_\varphi dl,$$

где φ_A , φ_B — потенциалы точек A и B на зажимах вольтметра, \mathbf{E}_φ — потенциальная составляющая электрического поля. Обобщенный закон Ома для цепи вольтметра можно записать в виде

$$\mathbf{j} = \sigma \left(- \nabla \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} \right),$$

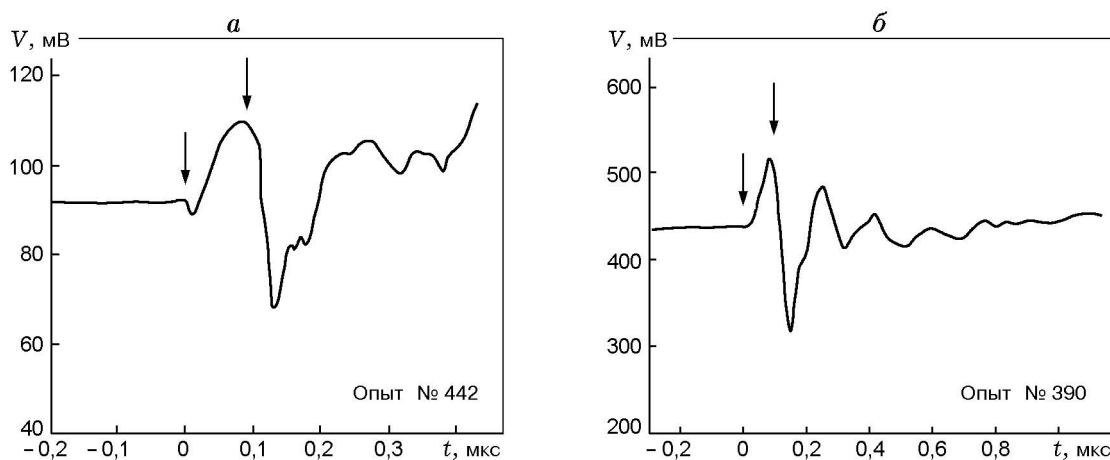


Рис. 2. Записи напряжения, полученные в экспериментах с константаном при различном подключении измерительных электродов:

a — со стороны входящей ударной волны, *б* — с противоположной стороны образца; ожидаемые моменты входа ударной волны в фольгу и выхода из фольги отмечены стрелками

где \mathbf{A} — вектор-потенциал магнитного поля. Таким образом для регистрируемого напряжения можно получить

$$V = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} - \oint \frac{j}{\sigma} dl + \oint (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) dl. \quad (8)$$

Интегрирование в этой формуле ведется по контуру (см. рис. 1): вывод вольтметра $A-C-D$ — вывод вольтметра B — вольтметр — вывод вольтметра A . Здесь Φ — магнитный поток через этот контур, \mathbf{u} — массовая скорость в системе отсчета контура. Поскольку ток через ячейку не меняется, то $\Phi = \text{const}$ и первое слагаемое в (8) обращается в нуль. Обратимся к анализу третьего слагаемого. Если измерительный контур неподвижен относительно ячейки ($\mathbf{u} = 0$), то это слагаемое равно нулю. Условие $\mathbf{u} = 0$, строго говоря, не выполняется (так, подсоединение электродов к измерительному кабелю проводится вне зоны действия ударной волны). Вместе с тем магнитное поле мало на большом расстоянии от проводника, угол между векторами \mathbf{u} и \mathbf{B} тоже мал, поэтому третьим слагаемым в (8) чаще всего можно пренебречь. Таким образом, в формуле (8) остается только второе слагаемое. Принимая во внимание, что измерительный прибор (вольтметр) тока не потребляет, интеграл по контуру сводится к интегралу по участку проводящего образца. Для одномерного случая регистрируемое напряжение $V(t)$ предельно просто связано с электрическим полем на границе фольги $E(t)$:

$$\frac{V(t)}{V_0} = \frac{E(t)}{E_0},$$

где V_0 — начальное напряжение на вольтметре, E_0 — начальное электрическое поле на данной поверхности образца.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И СРАВНЕНИЕ С МОДЕЛЬЮ

На рис. 2 показаны характерные осциллограммы напряжения, полученные в экспериментах с константаном. Записи соответствуют подсоединению электродов к задней (рис. 2, *a*) и передней (рис. 2, *б*) сторонам образца. До ударного нагружения напряжение на электродах постоянно. После входящего ударной волны в металлический образец регистрируемое напряжение испытывает последовательность примерно периодических подъемов и понижений. Возникающие колебания напряжения имеют затухающий характер, их период хорошо соответствует двойному времени прохождения ударной волны по фольге, что однозначно говорит о связи электрических сигналов с движением волн. Ударный импеданс константана значительно превышает импеданс гетинакса, поэтому давление первой ударной волны в константане значительно превышает давление падающей ударной волны в гетинаксе. В последующей серии волн давление в константане уменьшается до давления в окружающей диэлектрике. Особенности распространения по образцу волн напряжения и разрежения отра-

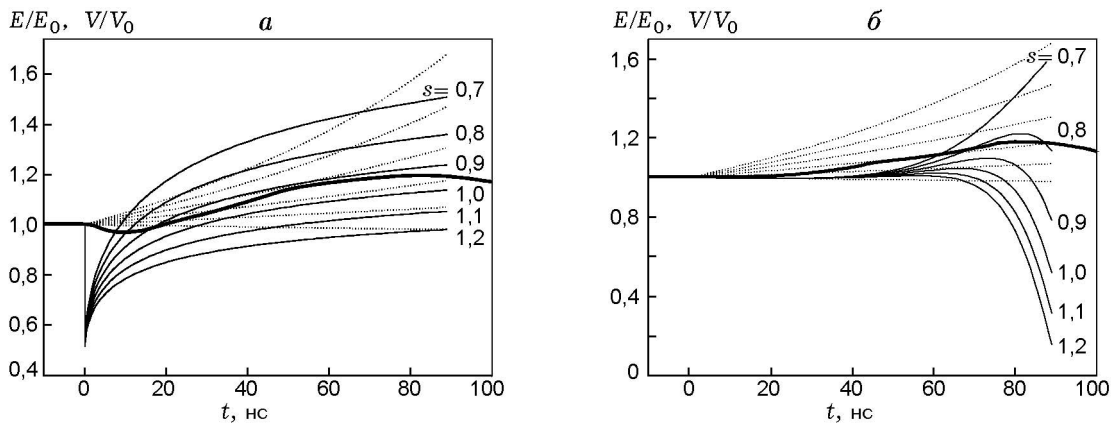


Рис. 3. Сравнение экспериментальных записей напряжения $V(t)/V_0$ (толстые сплошные кривые) с расчетными зависимостями электрического поля $E(t)/E_0$ (тонкие сплошные линии) при различном подключении измерительных электродов:

a — со стороны входящей ударной волны, *б* — с противоположной стороны образца; пунктирными линиями показаны равновесные зависимости электрического поля $E_e(t)/E_0$, полученные в рамках электротехнического приближения

жаются на результате эксперимента. На фазе движения ударной волны регистрируемое напряжение растет, на фазе разгрузки — падает. Первый во времени рост напряжения соответствует прохождению первой ударной волны по образцу. Уменьшению интенсивности волн, распространяющихся в образце, соответствует уменьшение отклонений от начального напряжения.

В дальнейшем будем рассматривать фазу движения первой ударной волны по образцу, когда металл сжат однократно и его состояние известно наиболее достоверно. Для сравнения эксперимента с электромагнитной моделью в настоящей работе проведено сопоставление экспериментальных зависимостей $V(t)/V_0$ при различном подключении измерительных электродов с расчетными зависимостями электрического поля от времени $E(t)/E_0$ (рис. 3).

Значения $E(t)/E_0$ приведены для системы отсчета, связанной с веществом, в котором располагаются электроды. При подсоединении электродов к передней стороне фольги таковой является лабораторная система. При подсоединении электродов к задней стороне фольги это соответствует системе отсчета, связанной с движущимся веществом. Параметры ударного сжатия константана (скорости, давление) определяли методом ударных импедансов. Ударную адиабату константана брали из [7]. Давление падающей ударной волны в гетинаксе составляло 20,2 ГПа. Расчетное давление пер-

вой ударной волны в константане $p \approx 43$ ГПа. Время распространения ударной волны по образцу составляло 89 нс, что существенно меньше времени роста магнитного поля на ударном фронте до своего максимального значения $t_* \approx 10/\mu_0\sigma_2(D-U)^2$ [3], которое для константана равно ≈ 280 нс. Начальная электропроводность константана $\sigma_1 \approx 2 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Для расчетов, показанных на рис. 3, принято что магнитное число Рейнольдса $Re_m = \mu_0\sigma_1 D x_0 = 7$, $U/D = 0,15$, параметр $s = \sigma_2/\sigma_1$ варьировался. Для сравнения на рис. 3 приведены зависимости $E_e(t)/E_0$, полученные в электротехническом приближении, в котором электрическое поле однородно по сечению образца.

Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей, показанных на рис. 3, позволяет прийти к ряду выводов.

Экспериментальные и расчетные зависимости качественно согласуются друг с другом. Это становится очевидным, если иметь в виду сильную зависимость электрического поля от параметра s . Экспериментальные зависимости попадают в полосу значений электрического поля, соответствующих небольшой вариации параметра s .

Поведение временных зависимостей напряжения и электрического поля сильно зависит от места расположения измерительных электродов. Для настоящей модели, в которой ударный фронт имеет нулевую толщину, вхождение волны приводит к мгновенному паде-

нию электрического поля на задней границе образца. Плотность тока при этом остается конечной. В дальнейшем электрическое поле монотонно растет. Такое поведение обусловлено образованием в проводнике системы ток — противоток и пространственным растяжением ее по мере движения ударного фронта. Экспериментальная и расчетная зависимости (см. рис. 3,а) существенно различаются в первые $10 \div 15$ нс. Более плавный характер изменения зарегистрированного напряжения можно объяснить конечной толщиной ударного фронта в проведенных экспериментах, а также некоторой неплоскостностью ударной волны. Из сравнения этих зависимостей оценка толщины переходной зоны дает значение ≈ 70 мкм, что существенно больше толщины ударного фронта для стационарной ударной волны в металлах [8]. Вероятно, полученное значение отражает особенности формирования ударной волны в проводнике после прохождения падающей волной прослойки эпоксидной смолы, заполняющей зазор между диэлектрической пластиной и фольгой. По мере движения ударной волны по металлу толщина ее фронта уменьшается, что улучшает условия применимости электромагнитной модели. Для сравнения отметим, что к близкому значению приводит оценка толщины токового слоя в безграничном константане $x_* \approx 1/\mu_0 \sigma_1 D \approx 80$ мкм.

В целом, за исключением начального участка, экспериментальная зависимость на рис. 3,а может быть описана в рамках предложенной модели при $s \approx 0,9 \div 0,95$.

Экспериментальная зависимость напряжения с передней стороны образца (см. рис. 3,б) не вполне следует расчетной. Электрическое поле в рамках модели должно расти лишь на последних стадиях движения ударной волны. Дальнейшее поведение электрического поля сильно зависит от параметра s (рост или падение). В эксперименте рост напряжения начинается раньше, чем предсказывает модель. Качественно экспериментальная кривая скорее схожа с равновесной зависимостью $E_e(t)/E_0$. Такое поведение может быть связано с неоднородностью электромагнитного поля. Регистрируемый сигнал сильно зависит от точки подсоединения электродов. Подсоединение электродов на краях фольги чувствительно к неоднородности электромагнитного поля. Из рис. 3,б значение s можно грубо оценить как $s \approx 0,8 \div 0,9$.

В целом соответствие между нашими экспериментальными и расчетными зависимостями можно оценить как удовлетворительное. Во всяком случае, зависимости $V(t)/V_0$ и $E(t)/E_0$ имеют одинаковый характер. Значения $s \approx 0,9 \div 0,95$, найденные из рис. 3,а, не противоречат известным данным. Экстраполяция результатов [5] на давление ударной волны $p = 43$ ГПа дает значение $s \approx 1,08 \div 1,12$. Расхождение значений может быть вызвано отличием наших условий (однократное сжатие) от условий [5] (многократное сжатие), а также определенным произволом экстраполяции.

Полученная экспериментальная информация подтверждает, что электросопротивление константана при ударном сжатии изменяется слабо. По этой причине константан является наилучшим материалом для использования в качестве шунта в методе измерения электропроводности при переходах диэлектрик — металл [4]. Зафиксированные колебания напряжения (см. рис. 2) представляют собой проявления электромагнитной неравновесности в проводнике и могут быть учтены при интерпретации экспериментальных данных в измерительной ячейке, включающей в себя константановую фольгу и исследуемый образец. Первый рост напряжения, соответствующий распространению ударной волны в константане, является удобным временным маркером и может быть использован для определения временной задержки возникновения проводимости в исследуемом веществе.

Имеющееся расхождение между экспериментальными и расчетными зависимостями может быть обусловлено влиянием конечной толщины ударного фронта, неплоскостностью ударной волны и неоднородностью электромагнитного поля. Эти факторы не учитываются моделью. Со сделанными оговорками настоящая модель может быть применена для диагностики ударно-волновых процессов в металлах. Такая экспериментальная техника имеет ряд достоинств. Так, например, электропроводность металла измеряется в условиях однократного сжатия, что недостижимо в классическом методе тонких фольг [9]. Это дает возможность корректного описания состояния вещества при высоких плотностях энергии. В частности, интересным представляется изучение дефектности кристаллической структуры металлов в условиях контролируемой скорости нагружения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численные [1, 2], аналитические [3] и проведенные в настоящей работе экспериментальные исследования позволяют обосновать электромагнитную модель ударного сжатия проводника в магнитном поле. Построенная электромагнитная модель описывает экспериментальные данные по ударному сжатию константана. С учетом сделанных оговорок модель может быть применена для диагностики ударно-волновых процессов в металлах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гилев С. Д. Ударно-индуцированные волны проводимости в металлических образцах // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 4. С. 109–116.
2. Гилев С. Д. Ударно-индуцированные волны проводимости в проводнике, помещенном во внешнее магнитное поле // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 6. С. 116–122.
3. Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю. Электромагнитное поле и токовые волны в проводнике, сжимаемом ударной волной в магнитном поле // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 153–163.
4. Gilev S. D., Mikhailova T. Yu. The development of a method of measuring a condensed matter electroconductivity for investigation of dielectric-metal transitions in a shock wave // J. de Physique IV. 1997. Т. 5. P. C3-211–216.
5. Дремин А. Н., Канель Г. И. Зависимость электросопротивления манганина МНМц 3-12 и константана МНМц 40-1,5 от давления при ударном сжатии // Физика горения и взрыва. 1972. Т. 8, № 1. С. 147–149.
6. Гилев С. Д. Электромагнитные эффекты в измерительной ячейке для исследования электрических свойств ударно-сжатых веществ // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 2. С. 71–76.
7. Bloomquist D. D., Duvall G. E., Dick J. J. Electrical response of a bi-metallic junction to shock compression // J. Appl. Phys. 1979. V. 50, N 7. P. 4838–4849.
8. Chhabildas L. C., Asay J. R. Rise-time measurements of shock transitions in aluminum, copper, and steel // J. Appl. Phys. 1979. V. 50, N 4. P. 2749–2756.
9. Килер Р. Электропроводность конденсированных сред при высоких давлениях // Физика высоких плотностей энергий / Под ред. П. Калдиrola, Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974. С. 120–143.

Поступила в редакцию 28/X 1999 г.