

УДК 533.95:537.84

Диффузия мегагауссного поля в металл

С. Ф. Гаранин, Г. Г. Иванова,
Д. В. Кармишин, В. Н. Софронов

Решается плоская одномерная задача о диффузии мегагауссного поля в металлическую стенку с учетом теплопроводности и переноса излучения. Считается, что магнитное поле на границе постоянно, и в этом случае задача близка к диффузионной автосимильной, в которой величины зависят от переменной x/\sqrt{t} . Показано, что учет теплопроводности и переноса излучения приводит к тому, что реально в мегагауссных полях не происходит потери проводимости испаряемого (в этой постановке при полях $B > 1,6$ МГс) магнитным полем вещества, чему препятствует образование на границе плазменного слоя с температурой электронвольтового диапазона. Однако роль плазменного слоя в структуре скин-слоя остается небольшой вплоть до полей $B \sim 10$ МГс.

Введение

Диффузия мегагауссных полей в металл, играющая важную роль как для генерации этих полей, так и для их многочисленных приложений, таких, как разгон лайнеров под действием магнитного поля, изучалась, начиная с самых первых классических работ, посвященных сильным магнитным полям. Теория нелинейной магнитной диффузии в металл представлена в монографии Г. Кнопфеля [1] и других монографиях и обзорах [2, 3], а широкий круг возникающих при этом явлений, таких как испарение металла и образование плазмы, рассматривался еще в классических работах Р. З. Людаева [4]. С тех пор в работах многочисленных исследователей в разных приложениях экспериментально и теоретически рассматривались вопросы диффузии сильных полей в металл (см., например, [5]). Однако несмотря на обилие работ, в литературе не имеется теоретически рассмотренных задач, решенных в наиболее простой постановке и учитывающих основные явления, возникающие при диффузии сильного магнитного поля в металл. Среди этих явлений принципиально важным является образование плазмы на границе металла.

Отсутствие ясности в вопросах диффузии сильного магнитного поля в металл приводит в некоторых работах к заблуждениям и неточностям. Во многих работах, в том числе в [4], бытует представление о происходящем при взрыве проводника образовании холодного непроводящего газа, расширяющегося от границы металла поперек поля. Однако физические соображения, подтвержденные соответствующими расчетами, показывают, что реально такого в полях порядка нескольких мегагаусс не происходит. Действительно, излучение, выходящее с поверхности горячего металла с температурой электронвольтового диапазона, содержит жесткие кванты, которые ионизируют образованные пары и тем самым создают затравочную ионизацию. Для малых плотностей степень этой ионизации вблизи границы паров должна быть не зависящей от плотности. Таким образом, на границе паров будет иметься проводимость, величина которой будет постоянной, в пределе сколь угодно малой плотности. Наличие электрического поля, возникающего из-за диффузии в металл и увеличенного из-за движения паров поперек магнитного поля, приведет

к джоулеву тепловыделению в единице объема, не зависящему от плотности и, значит, на единицу массы бесконечно большому при сколь угодно малой плотности на границе паров и вакуума. Это приведет к неизбежному пробою этого газа, созданию плазменного поршня, препятствующего расширению газа, и образованию плазменного проводящего слоя вместо непроводящего расширяющегося газа, что и происходит в расчетах.

Другое заблуждение, возникающее в некоторых работах, в каком-то смысле противоположно первому. Оно связано с представлением о возникновении на границе с металлом, даже при полях порядка одного мегагаусса, весьма горячей и сильно излучающей плазмы аналогично магнитоприжатому разряду на поверхности изолятора, рассмотренному в работе [6]. Однако применять рассуждения работы [6] для рассмотрения разряда в плазме на поверхности металла нельзя, поскольку наличие шунтирования разряда по плазме металлической проводимостью (даже уменьшенной из-за джоулева разогрева) резко уменьшает электрические поля в плазме, и в результате по плазме протекает только небольшая доля тока даже при полях порядка 10 МГс (при идеальной проводимости металла разряд по плазме вообще невозможен, поскольку энергия в этот разряд может поступать только от магнитного поля, а эта магнитная энергия не может уменьшиться, так как магнитному потоку некуда расширяться).

Во многих работах, рассматривающих движение лайнеров под действием сильного магнитного поля, соответствующие магнитогидродинамические (МГД) задачи рассматриваются без учета теплопроводности в плазменных слоях. Численные расчеты при таком рассмотрении могут (для не очень мелких сеток) давать правильные характеристики лайнеров в целом, однако надо иметь в виду, что такой подход содержит внутренние противоречия и при переходе к достаточно мелким сеткам не будет приводить к правильным результатам. Покажем это на примере лагранжевой сетки в одномерном расчете.

Поскольку в лагранжевом расчете без учета теплопроводности характерный масштаб массы образованной плазмы ρx (ρ – плотность плазмы, x – толщина слоя) будет определяться разрешением сетки

$$\rho x \sim \Delta m, \quad (1)$$

рассмотрим поведение плазмы на этом масштабе, если характерные магнитное B и электрическое E поля определяются диффузией в прилегающий к плазме металл. Характерное давление в плазме будет определяться ее джоулевым нагревом

$$p \sim \sigma E^2 t, \quad (2)$$

где σ – проводимость плазмы, t – характерное время. Для тонкого плазменного слоя с хорошей точностью должно выполняться условие равновесия

$$p \sim \frac{\sigma E}{c} Bx. \quad (3)$$

Из выражений (2), (3) следует, что толщина слоя будет увеличиваться со временем как

$$x \sim \frac{cEt}{B}. \quad (4)$$

Подставляя в формулу (2) зависимости для давления $p \sim z\rho T$ (z – степень ионизации многократно ионизированной плазмы, T – характерная температура) и проводимости $\sigma \sim T^{3/2}/z$, с учетом (1) и (4) получаем

$$\frac{\sqrt{T}}{z^2} \sim \frac{B\Delta m}{E^3 t^2} \quad (5)$$

Для многократно ионизованной плазмы при $z \ll Z$, где Z – заряд ядра, $z^{4/3} \sim T$, и из выражения (5) получаем, что температура в плазме $T \sim \frac{E^3 t^2}{B\Delta m}$ будет обратно пропорциональной разрешению сет-

ки и растущей со временем до тех пор, пока давление в плазме $p \sim \frac{E^{17/4} t^{5/2}}{B(\Delta m)^{3/4}}$ не сравняется с магнитным и плазма не заэкранирует металл. Если же плазма разогреется до уровня $z \sim Z$ и z будет уже не зависеть от температуры, то рост температуры будет настолько быстрым, что его следует описывать дифференциальной формой (2), т. е. $\rho \frac{dT}{dt} \sim T^{3/2} E^2$. Используя условие равновесия (3), для роста температуры получим

$$\frac{dT}{dt} \sim \frac{T^{5/4} E^{3/2}}{\sqrt{B\Delta m}} \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что если степень ионизации дойдет до уровня $z \sim Z$, то далее за конечное время $\tau \sim \sqrt{B\Delta m} / E^{3/2} T_0^{1/4}$ (T_0 – температура, соответствующая степени ионизации $z \sim Z$) температура обращается в бесконечность, причем это время тем меньше, чем тоньше сетка. Фактически, конечно, температура будет расти до тех пор, пока тепловое давление плазмы не сравняется с магнитным и не произойдет экранировка металла.

Таким образом, для достаточно тонких сеток в расчетах возможно получение плазменной экранировки скин-слоя в металле. Во многих случаях для реальных сеток эта экранировка может не успеть развиваться за интересные времена. И поскольку при полях $B < 10$ МГс при правильном учете плазменной области ее роль в ответвляемом от металла токе и вовлеченной в скин-слой массе плазмы невелика, то ошибка в ее описании даже в несколько раз может оставаться в целом для описания лайнера небольшой. В любом случае, однако, надо уметь оценивать характеристики плазменных слоев и понимать, что при неправильном их учете можно получить неверные результаты.

Постановка одномерной задачи

Рассмотрение диффузии магнитного поля в металл проводилось на примере диффузии из вакуума в полубесконечную медную стенку. Расчеты проводились в одномерной МГД-постановке на лагранжевой сетке. Считалось, что все величины зависят от координаты x и времени t , а магнитное B и электрическое E поля перпендикулярны друг к другу и к оси x . Принималось, что в начальный момент холодная медь занимает область $x > 0$, магнитное поле в этой области равно нулю, а на границе вещества задавалось магнитное поле как функция времени $B_0(t)$. В расчетах учитывались гидродинамическое движение, магнитная диффузия, электронная теплопроводность и лучистый теплоперенос в приближении "вперед-назад". Используемые в расчетах уравнение состояния, проводимость, коэффициент электронной теплопроводности и пробеги излучения для меди представлены в работе [7].

Что касается граничного условия, определяющего распространение излучения, то здесь возможно два варианта: в одном случае считается, что все излучение с поверхности уходит

(открытая система), а в другом – считается, что поток излучения на границе равен нулю (закрытая система), что возможно в случае, если магнитное поле диффундирует из полости, все стенки которой находятся в одинаковых условиях. Большинство расчетов мы проводили для открытой системы и только некоторые (для сравнения) – для закрытой.

В большинстве задач рассматривался случай постоянного магнитного поля на границе с плазмой $B_0 = \text{const}$. Этот случай имеет то преимущество, что задача при этом становится близка к автомодельной, и поэтому профили всех величин легко пересчитываются с одного момента времени на другие. Действительно, для реальных не слишком малых времен (больше нескольких наносекунд) гидродинамические движения значительно обгоняют диффузию, и можно считать, что полное давление (тепловое плюс магнитное) успевает выравняться по области скин-слоя. Магнитная диффузия и теплопроводность в этом случае должны давать зависимость всех величин только от автомодельной переменной x/\sqrt{t} . В принципе, к отклонению от этой автомодельной зависимости мог бы привести перенос излучения в фазе, когда пробег излучения становится сравним с толщиной плазменного слоя. Реально же в расчетах с $B_0 = \text{const}$ получено хорошее согласие с автомодельной зависимостью.

В расчетах не учитывались некоторые явления, которые в принципе могли бы оказать некоторое влияние на картину диффузии магнитного поля. Во-первых, используемое нами уравнение состояния не имело двухфазных жидкость-пар состояний. Распад на фазы в расчетах происходил автоматически, но только если вещество попадало в термодинамически неустойчивую область $(\partial p / \partial \rho)_T < 0$, и поэтому реально допускались состояния перегретой жидкости и переохлажденно-го пара. В расчетах это приводило к тому, что мы не учитывали некоторого испарения металла в вакуум при относительно невысоких полях $B_0 < 1,5$ МГс, когда, возможно, не происходит образования плазмы. Однако влияние этого эффекта невелико. Расчеты с двухфазными уравнениями состояния показывают, что при полях $B_0 \sim 1$ МГс испаряется не более нескольких процентов скин-слоя.

Во-вторых, перенос излучения рассматривался нами в приближении серого вещества и поэтому не мог детально передавать явлений пробоя газа и образования плазмы, о которых шла речь во введении. Эти тонкие явления могут представлять специальный интерес для вопросов начала образования плазмы при относительно невысоких полях $B_0 < 1,5$ МГс. Однако, как уже было сказано, эти вопросы касаются небольшой доли массы и в целом должны быть не очень существенны для описания диффузии поля в металл.

В-третьих, мы не учитывали зависимости коэффициентов электропроводности и теплопроводности от степени замагниченности плазмы, а также термоэлектрические явления (эффект Нернста). Вообще говоря, эти эффекты могли бы сказаться на поведении величин в плазме вблизи самой границы с вакуумом, в той зоне, где перенос излучения еще не очень важен, поскольку в этой области степень замагниченности электронов $\omega_e \tau_e$ может быть порядка единицы. Однако сама эта зона составляет небольшую долю от всего плазменного слоя, в основной массе которого значительна роль излучения, и поэтому неточность в ее описании практически не сказывается на описании скин-слоя в металле в целом.

Результаты расчетов открытой системы для постоянного магнитного поля на границе

Полученные в расчетах для $B_0 = 1, 2, 5, 10$ МГц профили магнитного поля $B(x)$, плотности $\rho(x)$ и температуры $T(x)$ вещества на момент времени $t = 1$ мкс представлены на рис. 1, из которого видно, как по мере увеличения магнитного поля меняется структура скин-слоя.

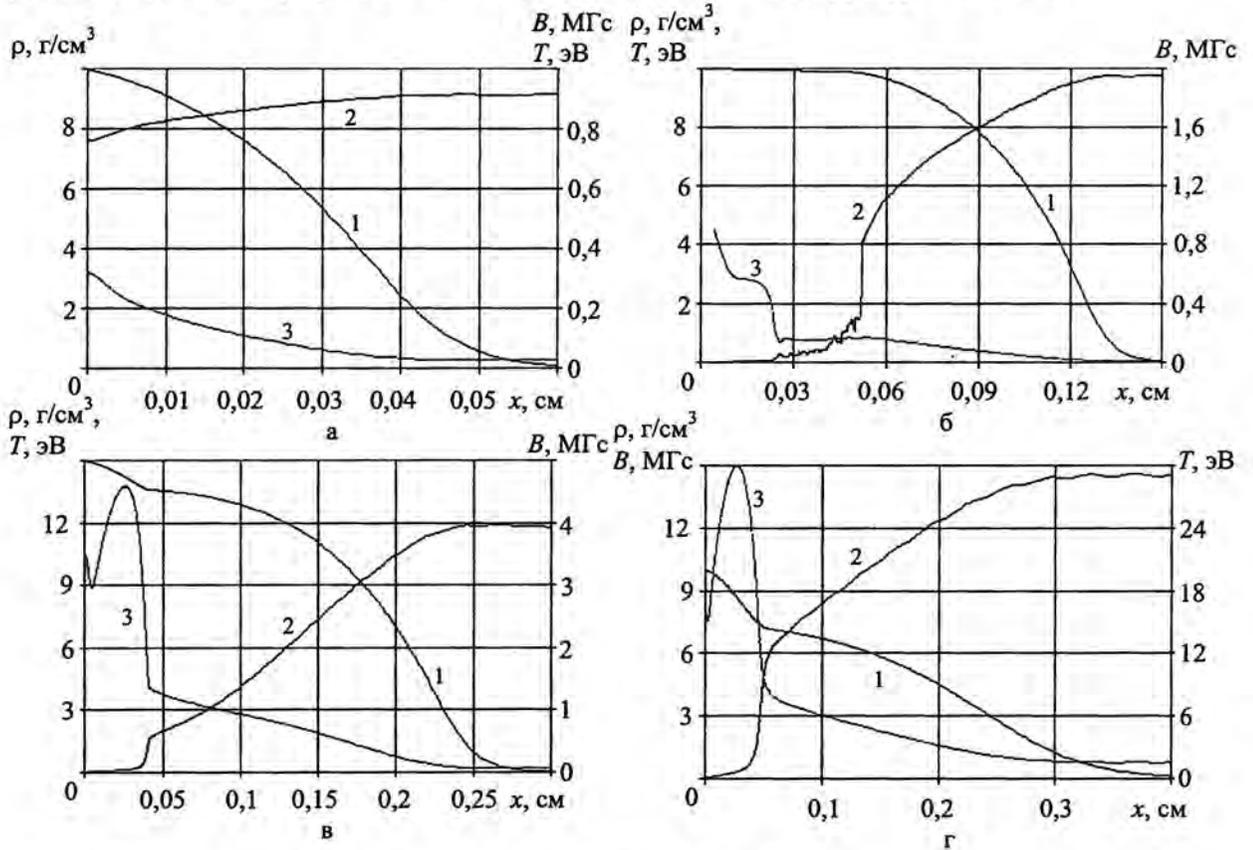


Рис. 1. Пространственные зависимости: 1 – магнитного поля $B(x)$; 2 – плотности $\rho(x)$; 3 – температуры $T(x)$ вещества, полученные в расчете открытой системы для постоянного магнитного поля на границе $B_0 = 1$ МГц (а); 2 МГц (б); 5 МГц (в); 10 МГц (г) на момент времени $t = 1$ мкс

При $B_0 = 1$ МГц медь в скин-слое находится только в конденсированной фазе. При $B_0 = 2$ МГц в структуре скин-слоя наряду с конденсированной фазой имеется двухфазная область жидкость – пар (для различимости на графике колебания плотности в двухфазной области были сглажены) и область плазмы, которую также можно разделить на зону лучистой теплопроводности и зону электронной теплопроводности на самой границе с вакуумом, в которой излучение почти несущественно. Переход от однофазной структуры скин-слоя типа рис. 1,а к сложной многофазной типа рис. 1,б в наших расчетах в этой постановке задачи (открытая система, $B_0 = \text{const}$) происходит примерно при $B_0 = 1,6$ МГц. С ростом магнитного поля B_0 двухфазная область в скин-слое исчезает и при больших полях скин-слой (рис. 1,в,г) состоит только из конденсированной фазы и плазменной области, в которой можно выделить зону лучистой теплопроводности

(с понижающейся в сторону вакуума температурой, что объясняется охлаждением плазмы из-за излучения, выходящего через поверхность) и зону электронной теплопроводности с растущей в сторону вакуума температурой. Следует отметить, что, как показывает рис. 1, г, при $B_0 = 10$ МГц довольно большой вклад в нагрев вещества (соизмеримый с джоулевым нагревом) в плотной области вносит ударно-волновой нагрев, существенный для больших полей в этой постановке задачи, в которой магнитное поле прикладывается к поверхности мгновенно.

Плазменная область для всех полей $B_0 \leq 10$ МГц невелика и составляет небольшую часть скин-слоя. Это подтверждают также данные таблицы, в которой для рассматриваемых полей представлены толщина скин-слоя на момент $t = 1$ мкс и его масса.

Результаты расчетов открытой системы с $B_0 = \text{const}$

Магнитное поле B_0 , МГц	1	2	5	10
Толщина скин-слоя $x(t) = \frac{1}{B_0} \int B dx$ (интеграл берется по области вещества) на момент $t = 1$ мкс, см	0,0297	0,106	0,175	0,168
$x(1 \text{ мкс}) / x(0,1 \text{ мкс}) \sqrt{10}$	1,00	1,03	1,03	1,03
Масса скин-слоя $m(t) = \frac{1}{B_0} \int B \rho dx$ (интеграл берется по области вещества) на момент $t = 1$ мкс, г/см ²	0,252	0,416	0,797	1,31
$m(1 \text{ мкс}) / m(0,1 \text{ мкс}) \sqrt{10}$	1,00	1,00	1,01	1,04
Доля тока, ответвляемого в области плазмы, %	0	0,7	9	25

Сравнивая эти величины, можно увидеть, что средняя плотность вещества в скин-слое для этих полей довольно велика и соответствует плотности конденсированной фазы (хотя вряд ли можно говорить о конденсированной фазе в сильно нагретом ударной волной веществе при $B_0 = 10$ МГц). Сама толщина скин-слоя как функция B_0 быстро растет в диапазоне 1–2 МГц из-за нелинейной диффузии и появления двухфазной и плазменной областей. Затем при больших полях толщина скин-слоя растет медленнее, и в диапазоне 5–10 МГц рост прекращается, поскольку плотность вещества в области скин-слоя с ростом поля растет, в том числе и в плазменной области. Интересно отметить, что во всем диапазоне 1–10 МГц масса скин-слоя растет с ростом поля монотонно, примерно по закону $m \sim B_0^{0,72}$. Согласно данным таблицы, доля тока, ответвляемого в плазменной области, невелика для полей $B_0 \leq 5$ МГц и только при $B_0 = 10$ МГц составляет заметную величину.

Рассмотрим вопрос о зависимости полученных профилей от времени, т. е. о том, насколько фактическая зависимость величин от времени близка к автомодельной, в которой все величины должны зависеть только от отношения x/\sqrt{t} . Приведенные в таблице величины $x(t_2)\sqrt{t_1}/x(t_1)\sqrt{t_2}$ (где $x(t)$ – толщина скин-слоя, а t_1 и t_2 – разные моменты времени) и $m(t_2)\sqrt{t_1}/m(t_1)\sqrt{t_2}$ (где $m(t)$ – масса скин-слоя), которые для строгой автомодельности должны быть равны единице, могут служить мерой отклонения от этой зависимости. Данные таблицы показывают, что действительно для всех рассмотренных полей динамика скин-слоя в этой постановке близка к автомодельной. Небольшие отклонения от автомодельности объясняются большей ролью излучения с увеличением времени, что приводит к уменьшению температуры плазменной области и соответственно, к увеличению ее относительной толщины.

Влияние граничных условий по излучению на структуру скин-слоя

Рассмотрим, как изменится структура скин-слоя, если считать, что поток излучения на границе равен нулю (закрытая система). Примером такой ситуации может служить сжатие магнитного потока в полости. Соответствующие этому случаю профили магнитного поля $B(x)$, плотности $\rho(x)$ и температуры $T(x)$ вещества на момент времени $t = 1$ мкс, полученные в расчете для $B_0 = 2$ МГс, представлены на рис. 2.

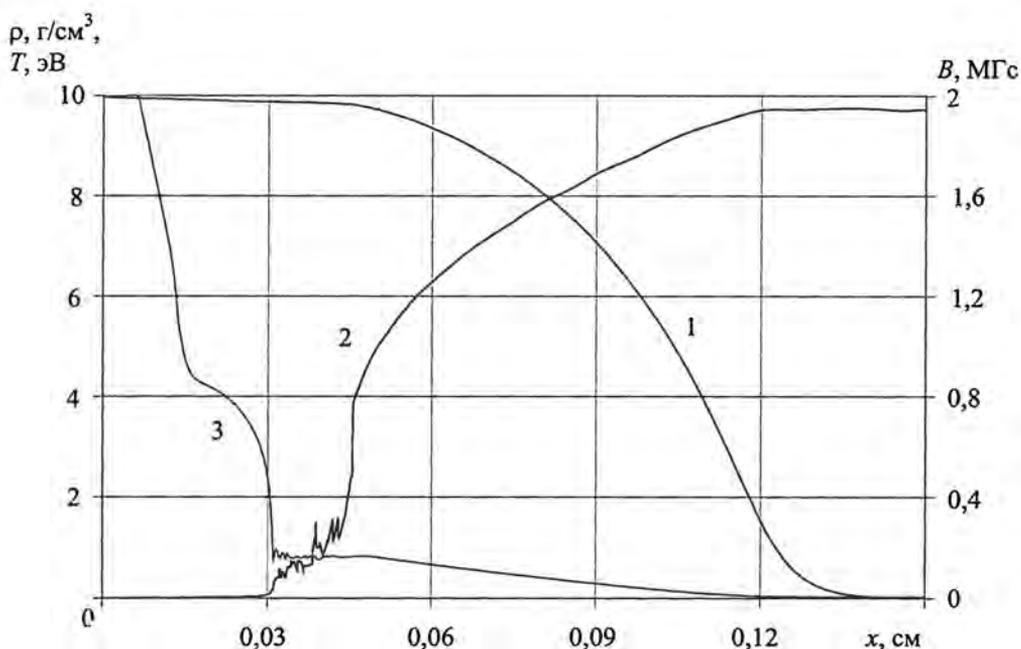


Рис. 2. Пространственные зависимости: 1 – магнитного поля $B(x)$; 2 – плотности $\rho(x)$; 3 – температуры $T(x)$ вещества, полученные в расчете закрытой системы для постоянного магнитного поля на границе $B_0 = 2$ МГс на момент времени $t = 1$ мкс

Сравнение рис. 2 и рис. 1,б показывает, что, как и следовало ожидать, температура в плазменной области в закрытой системе оказывается несколько выше (в зоне лучистой теплопроводности на рис. 1,б она составляла около 3 эВ, а на рис. 2 – около 4 эВ). Заметно также уменьшение толщины двухфазной зоны в закрытой системе. В результате толщина скин-слоя в закрытой системе оказывается меньше, чем в открытой. Однако массы скин-слоя в обоих случаях оказываются примерно одинаковыми (в закрытой системе на 0,6 % меньше).

Влияние плавного нарастания магнитного поля на структуру скин-слоя

В представленных расчетах предполагалось, что магнитное поле мгновенно прикладывается к границе металла, а затем остается постоянным. В большинстве реальных задач магнитное поле на границе нарастает постепенно и это, конечно, изменяет структуру скин-слоя. При плавном на-

растающем поле в умеренно сильных полях магнитную диффузию в металл можно рассчитывать, не учитывая теплопроводность, чего нельзя сделать при мгновенном включении поля. Действительно, при мгновенном включении поля для автомодельного закона изменения электрического поля на границе $E \sim 1/\sqrt{t}$ интеграл по времени, соответствующий джоулеву нагреву на границе, будет расходиться на малых временах и для описания нагрева вещества вблизи границы необходим учет теплопроводности, которая будет распределять выделяющееся вблизи границы тепло по некоторой области. В результате, если в задачах о диффузии умеренно сильного поля (до 1 МГц) в металл объемный джоулев нагрев при плавно нарастающем поле примерно равен $B^2/8\pi$ [1], то при мгновенном включении поля он вблизи границы существенно больше (примерно в 2,6 раза для случая рис. 1,а).

Для иллюстрации того, как влияет плавное нарастание магнитного поля на границе на структуру скин-слоя в мегагауссных полях, на рис. 3 представлены профили магнитного поля $B(x)$, плотности $\rho(x)$ и температуры $T(x)$ вещества на момент времени $t = 1$ мкс, полученные в расчете с линейно растущим по времени магнитным полем с $dB_0/dt = 5$ МГц/мкс, так что к моменту $t = 1$ мкс магнитное поле на границе равно 5 МГц.

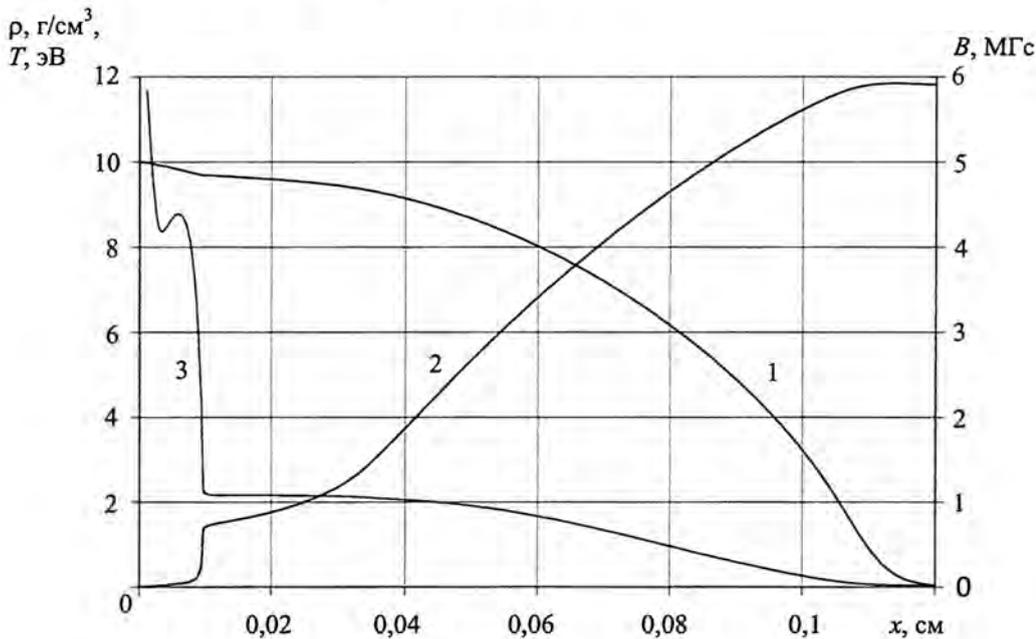


Рис. 3. Пространственные зависимости: 1 — магнитного поля $B(x)$; 2 — плотности $\rho(x)$; 3 — температуры $T(x)$ вещества, полученные в расчете открытой системы для линейно растущего магнитного поля на границе с $dB_0/dt = 5$ МГц/мкс на момент времени $t = 1$ мкс

Сравнивая рис. 3 и рис. 1,в, можно видеть, что нагрев скин-слоя при плавно нарастающем магнитном поле в случае мегагауссных полей также меньше, чем при мгновенном включении. Образование плазменного слоя при плавно нарастающем магнитном поле соответственно происходит при более высоких магнитных полях, чем при мгновенном включении. Для этого расчета образование плазмы произошло, когда магнитное поле на границе достигло значения 3 МГц, почти вдвое большего, чем при мгновенном включении.

Заключение

При взрыве проводника, при полях, превышающих $B \sim 1,5\text{--}3$ МГс, происходит образование плазменного проводящего слоя на границе с вакуумом. Роль этого слоя при полях $B < 10$ МГс в ответвляемом от металла токе и вовлеченной в скин-слой массе плазмы невелика, однако является принципиально важной, поскольку при неправильном его учете (например, в численных расчетах без теплопроводности на достаточно мелких сетках) может привести к полному ответвлению тока в плазменный слой. Для правильного описания процессов скинирования мегагауссных полей в металле необходим учет электронной теплопроводности и лучистого теплопереноса.

При магнитных полях на границе металла, превышающих $B_0 \sim 1,5\text{--}3$ МГс, скин-слой состоит из следующих областей: области конденсированной фазы с плотностью порядка начальной, двухфазной области жидкость–пар и плазменной области, которую также можно разделить на область лучистой теплопроводности и область электронной теплопроводности на самой границе с вакуумом. Двухфазная область жидкость–пар образуется при полях $B_0 \sim 1,5\text{--}4$ МГс, в зависимости от динамики магнитного поля на границе и граничных условий по излучению.

Численные расчеты диффузии мегагауссных полей с постоянным магнитным полем на границе $B_0 = \text{const}$ показали, что для всех полей в диапазоне $B < 10$ МГс для времен больше нескольких наносекунд зависимость всех величин в скин-слое с хорошей точностью описывается автомодельной зависимостью, в которой величины зависят от автомодельной переменной x/\sqrt{t} .

Сравнение закрытой и открытой систем показывает, что температура в плазменной области в закрытой системе оказывается несколько выше (например, для $B_0 = 2$ МГс, в зоне лучистой теплопроводности в закрытой системе она составляла около 4 эВ, а в открытой – около 3 эВ).

При плавно нарастающем магнитном поле нагрев скин-слоя оказывается существенно меньшим, чем при мгновенном включении. Образование плазменного слоя в этом случае соответственно происходит при более высоких магнитных полях, чем при мгновенном включении.

Авторы выражают благодарность А. М. Буйко и В. Б. Якубову за полезные обсуждения и Л. Н. Пляшкевичу за информацию о литературе.

Список литературы

1. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
2. Herlach F. Megagauss Magnetic Fields // Reports Progr. Phys. 1968. Vol. 31. Pt. 1. P. 341–417.
3. Fowler C. M. Losses in Magnetic Flux Compression Generators. Part 1: Linear Diffusion // LANL Report LA-9956-MS, Part 1, 1984; Part 2: Radiation Losses // LANL Report LA-9956-MS, Part 2, 1986.
4. Людаев Р. З. Элементарная теория магнитной кумуляции // Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применения. Труды Седьмой международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственными экспериментам. Саров: ВНИИЭФ, 1997. Т. 1. С. 86–114.

5. Buyko A. M., Burenkov O. M., Zmushko V. V., Ivanova G. G., Mokhov V. N., Nizovtsev P. N., Sokolova N. V., Soloviev V. P., Sofronov V. N., Yakubov V. B. On the Feasibility to Achieve High Pressures with Disk EMG Driven Impacting Liners // Digest of Technical Papers, Pulsed Power Plasma Science – 2001, Las Vegas, Nevada, USA, 2001. Ed. by R. Reinovsky and M. Newton. Vol. 1. P. 516–519.
6. Гаранин С. Ф. Диффузия сильного магнитного поля в плотную плазму // ПМТФ. 1985, № 3. С. 8–14.
7. Гаранин С. Ф., Мамышев В. И. Остывание замагниченной плазмы на границе со взрывающейся металлической стенкой // ПМТФ. 1990, № 1. С. 30–37.

Diffusion of a Megagauss Field Into a Metal

S. F. Garanin, G. G. Ivanova, D. V. Karmishin, V. N. Sofronov

A plane one-dimensional problem of megagauss field diffusion to a metal wall is solved with inclusion of heat conduction and radiation transport. The boundary magnetic field is assumed constant, thus the problem quantities approximately depend on self-similar variable x/\sqrt{t} . It is shown that there is actually no loss of conductivity in material evaporated by the magnetic field (in this formulation, for fields $B > 1.6$ MGs) because of the formation of a plasma layer with electron-volt range temperature at the boundary. However, the contribution of the plasma layer to the total skin depth remains small up to fields $B \sim 10$ MGs.