

УДК 533.95

О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛАХ ПРИ ПРОНИКАНИИ В НИХ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ТЕЛ

С. В. Федоров, А. В. Бабкин, В. И. Колпаков

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 107005 Москва

Проанализирована возможность повышения интенсивности магнитного поля, предварительно создаваемого в проводящей среде при ее движении под действием проникающего высокоскоростного тела. В рамках одномерной схемы построена упрощенная модель процесса взаимодействия ударника и проводящей преграды с поперечным магнитным полем. Отмечено, что степень повышения интенсивности поля определяется соотношением факторов компрессии и диффузии магнитного поля, выявлен соответствующий безразмерный определяющий параметр. Получены оценки компрессии магнитного поля для идеально проводящей среды и сред с реальной проводимостью, а также оценки значимости термических и механических эффектов, сопровождающих проникание ударника в преграду с поперечным магнитным полем.

При создании сверхсильных магнитных полей (с индукцией порядка сотен тесла) реализуются экстремальные условия для материалов и проявляются мощные механические, термические и электромагнитные эффекты, представляющие научный и практический интерес.

Генерация магнитных полей рекордно высоких интенсивностей осуществляется в импульсном режиме с использованием принципа кумуляции энергии в процессе компрессии (сжатия) начального относительно слабого поля. При этом исходное поле создается либо в полости проводящей оболочки (лайнера), либо в диэлектрическом материале, при сильном сжатии способном переходить в проводящее состояние. В первом случае компрессия магнитного поля и рост его интенсивности обеспечиваются посредством быстрого обжатия лайнера, осуществляемого, как правило, продуктами взрыва заряда взрывчатого вещества, во втором — за счет создания сходящейся ударной волны в материале диэлектрика. Обе схемы усиления магнитного поля подробно исследованы и широко используются в экспериментах [1]. В данной работе рассматривается иной метод повышения интенсивности магнитного поля, предусматривающий создание его непосредственно в проводящей среде. При этом ведущая к повышению интенсивности компрессия магнитного поля реализуется при определенном характере движения проводящей среды.

Рассмотрим физические основы повышения интенсивности магнитного поля в движущейся проводящей среде. Эволюция магнитного поля описывается уравнением

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \right) = \frac{\mathbf{B}}{\rho} \nabla \mathbf{v} + \frac{\eta}{\mu_0 \rho} \Delta \mathbf{B}, \quad (1)$$

где \mathbf{B} — вектор индукции магнитного поля; \mathbf{v} — вектор скорости частиц среды; ρ — плотность среды; η — удельное сопротивление среды; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная [2]. В соответствии с этим уравнением зависимость индукции магнитного поля в любой частице среды от времени определяется двумя факторами: происходящими при

движении среды деформациями и вращательным движением ее частиц (первое слагаемое в правой части (1)); диффузией магнитного поля в материале, приводящей к постепенному выравниванию неоднородностей поля в случае их возникновения.

С первым из отмеченных факторов изменения индукции магнитного поля в частицах среды связан так называемый эффект «вмороженности» магнитного поля в вещество, наиболее контрастно проявляющийся для идеально проводящей среды ($\eta = 0$). Как известно, этот эффект заключается в том, что векторные линии магнитной индукции \mathbf{B} при движении проводящей среды стремятся перемещаться вместе с ее материальными волокнами, изначально совпадающими с векторными линиями. При этом изменение длины составляющих материальных волокон материальных отрезков определяет пропорциональное ему изменение величины B/ρ в находящихся на них частицах. В предположении малой сжимаемости среды ($\rho \approx \text{const}$) соответствующим образом меняется абсолютное значение самой магнитной индукции в среде. Поэтому при удлинении материальных волокон идеально проводящей среды индукция магнитного поля в ее частицах должна возрастать. При этом, по существу, происходит процесс компрессии магнитного поля в частицах среды, т. е. сжатие магнитного потока в направлении, перпендикулярном направлению растягиваемых материальных волокон.

Эффект «вмороженности» магнитного поля может быть использован для получения сильных магнитных полей в проводящих материалах. Один из возможных вариантов усиления предварительно созданного в такой среде магнитного поля реализуется в том случае, если движение рассматриваемой среды сопровождается большими высокоскоростными деформациями растяжения ее материальных волокон, изначально ориентированных в направлении поля. Очевидно, что рост интенсивности поля в растягивающихся частицах среды будет более значительным, когда процесс диффузии поля проявляется в меньшей степени, т. е. когда удельное сопротивление среды η меньше и ее деформирование происходит быстрее. При достаточно высокой скорости деформирования эффект «вмороженности» и усиления магнитного поля может быть достигнут и для материалов с реальной проводимостью.

Условия проявления эффекта «вмороженности» и усиления магнитного поля создаются при проникании в преграду высокоскоростных ударников. В этом случае чрезвычайно большие деформации растяжения испытывают частицы преграды, изначально ориентированные перпендикулярно направлению проникания и располагающиеся в процессе проникания вблизи границы контакта с головной частью ударника [3]. Поэтому, если преграда является хорошо проводящей, то при предварительном создании в ней поперечного к направлению проникания магнитного поля (рис. 1, *а*) возникают условия для дальнейшей его «накачки» в тонком слое, граничащем с ударником (рис. 1, *б*). В ходе такой «накачки» могут проявиться физические эффекты (термические, механические), способные оказать существенное влияние на процесс проникания ударника в преграду.

Обоснование возможности усиления магнитного поля при высокоскоростном проникании в преграду и некоторые представления об особенностях этого процесса могут быть получены на основании следующей упрощенной модели. Будем рассматривать процесс взаимодействия ударника и проводящей преграды с поперечным магнитным полем в рамках плоской схемы, полагая, что ударник движется перпендикулярно свободной поверхности преграды. При этом будем следить за эволюцией магнитного поля лишь в частицах преграды, расположенных в плоскости симметрии проникающего тела. Скорость точки преграды в плоскости симметрии на границе с ударником (скорость проникания) будем считать неизменной и равной u_c . Скорость движения частиц в глубине преграды примем уменьшающейся по линейному закону вплоть до нулевого значения в зависимости от координаты, отсчитываемой от границы контакта с ударником. Расстояние от границы

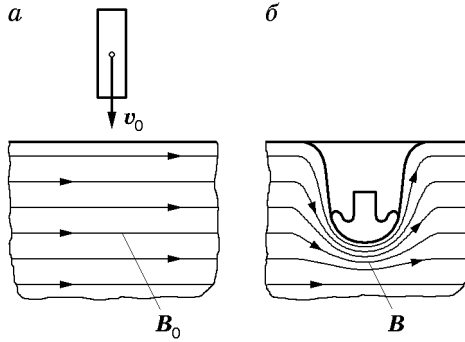


Рис. 1

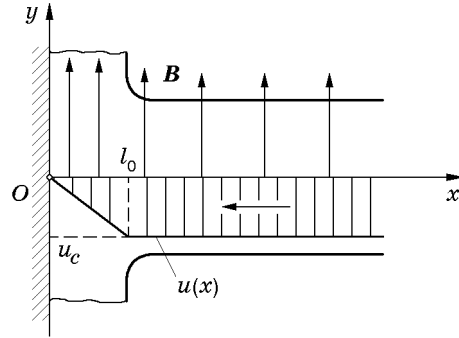


Рис. 2

контакта до точки, в которой скорость частиц преграды обращается в нуль, обозначим через l_0 , при этом значение l_0 , очевидно, должно быть порядка толщины ударника.

Предположим, что в начальный момент времени в материале преграды существует однородное магнитное поле с индукцией B_0 , перпендикулярное направлению движения ударника. Очевидно, что это поле для частиц преграды в плоскости симметрии в процессе последующей эволюции при проникании также будет иметь единственную поперечную компоненту. Материал преграды будем считать несжимаемой проводящей средой с удельным сопротивлением η . Предположим также, что в плоскости симметрии степень возникающих в процессе проникания неоднородностей магнитного поля будет определяться в основном неоднородностью в продольном направлении, а поперечной диффузией поля пренебрежем. При этом границу контакта преграды с ударником будем полагать идеально проводящей, исключая тем самым возможность диффузии поля в область ударника.

На основе сделанных предположений, используя подвижную систему отсчета, связанную с границей контакта преграды и ударника, приходим к следующей одномерной задаче (рис. 2). Плоский поток несжимаемого проводящего материала, имеющий на бесконечности скорость u_c , направленную против оси x , тормозится на жесткой неподвижной идеально проводящей стенке, причем в области торможения шириной l_0 его скорость изменяется по закону $u = u_c x / l_0$. В материале потока существует поперечное по отношению к направлению его движения магнитное поле (направленное вдоль оси y), индукция которого на бесконечности равна B_0 .

Уравнение (1), описывающее эволюцию магнитного поля, для рассматриваемого случая с учетом принятых допущений принимает вид

$$\frac{\partial B}{\partial t} + v_x \frac{\partial B}{\partial x} = B \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\eta}{\mu_0} \frac{\partial^2 B}{\partial x^2}.$$

Так как $v_x = -u$, а из уравнения неразрывности для несжимаемой среды следует, что $\partial v_y / \partial y = -\partial v_x / \partial x$, перепишем это уравнение следующим образом:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = u \frac{\partial B}{\partial x} + B \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\eta}{\mu_0} \frac{\partial^2 B}{\partial x^2}.$$

Приводя полученное уравнение к безразмерному виду с учетом принятой зависимости $u(x)$, для определения индукции магнитного поля в движущемся материале получаем дифференциальные соотношения

$$\frac{\partial B'}{\partial t'} = \begin{cases} x' \frac{\partial B'}{\partial x'} + B' + \varkappa \frac{\partial^2 B'}{\partial (x')^2}, & 0 \leq x' \leq 1, \\ \frac{\partial B'}{\partial x'} + \varkappa \frac{\partial^2 B'}{\partial (x')^2}, & x' > 1, \end{cases} \quad (2)$$

где $x' = x/l_0$; $t' = t u_c/l_0$; $B' = B/B_0$;

$$\varkappa = \frac{\eta}{\mu_0 u_c l_0}. \quad (3)$$

Величину $\tau_e = l_0/u_c$, являющуюся временным масштабом и определяющую время проникания на глубину l_0 , в дальнейшем будем называть характерным временем деформирования преграды. Отметим также, что само безразмерное время t' имеет смысл текущей глубины проникания, выраженной в толщинах деформирующегося слоя преграды l_0 .

Как следует из уравнений (2), характер изменения магнитного поля в материале преграды в процессе проникания зависит от величины безразмерного параметра \varkappa , определяемого соотношением (3). Нетрудно установить, что этот параметр характеризует соотношение выделенных на основе анализа правой части уравнения (1) факторов компрессии и диффузии поля. Иными словами, он представляет собой отношение характерного времени деформирования преграды τ_e к характерному времени диффузии магнитного поля $\tau_d = \mu_0 l_0^2/\eta$ [2] для слоя проводящей среды толщиной l_0 :

$$\varkappa = \frac{\tau_e}{\tau_d}.$$

Таким образом, значение параметра \varkappa позволяет судить о степени влияния диффузионных процессов на рост интенсивности поля в области компрессии. С этой точки зрения прежде всего представляет интерес компрессия магнитного поля в предельном случае, т. е. для идеально проводящей преграды ($\eta = 0$, $\varkappa = 0$). В соответствии с первым соотношением (2) изменение индукции магнитного поля B'_c в такой преграде на границе контакта с ударником $x' = 0$ (рис. 2) описывается уравнением

$$\frac{dB'_c}{dt'} = B'_c,$$

решение которого при начальном условии $B'_c(0) = 1$ дает экспоненциальный рост интенсивности поля в частицах преграды, граничащих с ударником, по мере увеличения глубины его проникания:

$$B_c = B_0 \exp(t') = B_0 \exp(u_c t/l_0).$$

Для сред с реальной проводимостью ($\varkappa \neq 0$) особенности компрессии магнитного поля с учетом диффузионных процессов определялись путем численного интегрирования соотношений (2). При этом использовалось условие $\partial B'/\partial x' = 0$ на границе контакта преграды с ударником, следующее из принятого предположения об идеальной проводимости этой границы.

Некоторые результаты расчетов, проведенных при варьируемых значениях параметра \varkappa , представлены на рис. 3–5. Отметим, что ударникам с поперечным размером порядка 1 мм, внедряющимся в медную или алюминиевую преграду со скоростями порядка нескольких километров в секунду, соответствует значение $\varkappa \approx 0,01$. На рис. 3 приведены распределения индукции магнитного поля по толщине преграды в различные моменты времени, на рис. 4 показано изменение интенсивности поля B'_c на границе преграды с ударником. По графикам, представленным на рис. 5, можно судить о том, как влияет значение \varkappa на изменение толщины h слоя преграды, в котором происходит значительное увеличение индукции магнитного поля (будем называть его «магнитным слоем»). В качестве толщины «магнитного слоя» принимался размер зоны, на границе которой приращение индукции магнитного поля $\Delta B = B - B_0$ уменьшалось не более чем в два раза по сравнению с приращением интенсивности поля на границе с ударником $\Delta B_c = B_c - B_0$.

Как следует из полученных результатов, диффузия магнитного поля существенно ослабляет его компрессию. Скорость компрессии, происходящей в узком пограничном слое

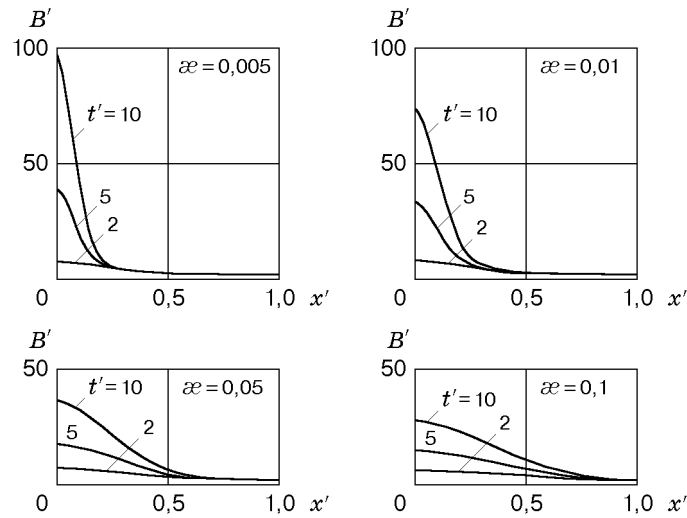


Рис. 3

материала преграды, замедляется с повышением интенсивности диффузионных процессов (с возрастанием параметра α). Одновременно увеличивается толщина «магнитного слоя». При $t' = 4 \div 5$ (что соответствует прониканию ударника на глубину $(4 \div 5)l_0$) устанавливается практически линейный рост интенсивности поля на границе с ударником (см. рис. 4), а толщина «магнитного слоя» остается неизменной (см. рис. 5). В частности, при значении $\alpha = 0,01$, принятом в качестве базового, интенсивная «накачка» поля (примерно в 70 раз при $t' = 10$) происходит в области, размер которой составляет примерно 10% толщины деформирующегося слоя преграды. Таким образом, при малости параметра α можно говорить о магнитном скин-слое, формирующемся на границе контакта преграды с ударником. При достаточно больших значениях α ($\alpha > 1$) диффузия поля приводит к распространению «магнитного слоя» за пределы деформирующегося слоя преграды ($h > l_0$), однако рост интенсивности поля при этом незначителен.

Как следует из соотношения (3), при усилении магнитного поля в преграде должен проявляться масштабный эффект и с увеличением размеров ударника (а значит, с уменьшением α) эффективность компрессии должна возрастать.

Таким образом, в рамках предложенной модели процесса показано, что при деформировании преграды в области контакта с головной частью ударника создаются условия для роста интенсивности поля.

В реальных условиях, как отмечалось выше, рост интенсивности магнитного поля в преграде должен сопровождаться мощными термическими и механическими эффектами.

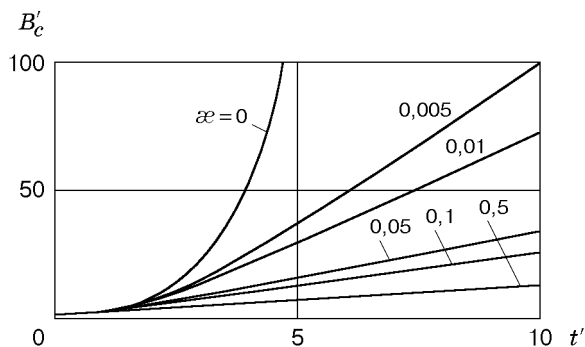


Рис. 4

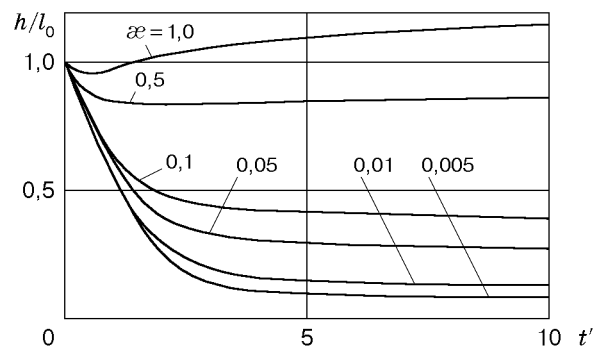


Рис. 5

Возможность проявления этих эффектов обусловлена возникновением в области компрессии, где поле становится сильно неоднородным, вихревых индукционных токов, объемная плотность которых может быть оценена величиной $j \approx B_c/(\mu_0 h)$. Так, для оценки скорости роста температуры в приграничном с ударником слое материала преграды можно получить выражение

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} \approx \frac{\eta}{\rho c \mu_0^2} \frac{B_c^2}{h^2},$$

где c — удельная теплоемкость материала преграды. В соответствии с этой зависимостью при «накачке» магнитного поля в металлической преграде до 100 Тл в слое толщиной 1 мм температура этого слоя может увеличиваться со скоростью до 1000 К/мкс. При такой скорости нагрева в области компрессии возможен переход материала не только в жидкое, но и в парообразное состояние с реализацией термического взрыва магнитного скин-слоя. Одновременно при взаимодействии возникающих индукционных токов с компрессируемым магнитным полем в «магнитном слое» должны действовать значительные ponderomotorные силы. Величина эквивалентного действию этих сил магнитного давления $p_m = B_c^2/(2\mu_0)$, растягивающего скин-слой, при интенсивности поля порядка сотен тесла составляет порядка 10 ГПа, что сравнимо с давлением, возникающим при детонации взрывчатых веществ [4]. Очевидно, что столь мощные тепловые и силовые факторы должны оказывать влияние на механизм процесса проникания, создавая предпосылки для снижения пробивной способности ударников при взаимодействии с «намагниченными» проводящими преградами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Биченков Е. И., Швецов Г. А. Мегагаусные магнитные поля. Физика. Техника. Применение // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 4. С. 90–102.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
3. Понд Р., Гласс К. Металлофизические исследования и распределение энергии // Высоко-скоростные ударные явления. М.: Мир, 1973. С. 428–467.
4. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию 27/IV 1999 г.
