

УДК 533.95

## Об усилении магнитного поля в высокоскоростных струйных течениях металлов

С. В. Федоров

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

*В рамках плоской одномерной задачи магнитной гидродинамики о соударении и растекании потоков несжимаемого проводящего материала рассмотрено явление усиления магнитного поля в проводящей среде при ее деформировании с удлинением материальных волокон в направлении линий магнитной индукции. Установлена асимптотика усиления поля в среде в зависимости от магнитного числа Рейнольдса. Показано, что при высокоскоростном деформировании металлов в результате их взрывного или ударного нагружения возможно усиление предварительно созданного в материале поля до уровня, при котором сопровождающие “накачку” поля эффекты могут существенно повлиять на характер поведения материала.*

Деформирование проводящей среды с предварительно созданным в ней магнитным полем может приводить к значительному усилению поля в среде. В соответствии с эффектом “вмороженности” магнитного поля в вещество [1] к усилению поля приводит движение проводящей среды, сопровождающееся удлинением ее частиц в направлении линий магнитной индукции. При этом в пренебрежении сжимаемостью среды и связанной с конечной электропроводностью материала диффузией поля изменение магнитной индукции  $B$  в среде должно происходить про-

порционально изменению длины материальных волокон, ориентированных изначально вдоль линий индукции. Диффузионные процессы в среде, приводящие к сглаживанию неоднородностей поля при их появлении и ускоряющиеся со снижением электропроводности среды, очевидно, будут ослаблять генерацию поля. Поэтому для достижения значительного усиления магнитного поля необходимо, чтобы темп его “накачки” в результате деформирования среды существенно превосходил темп диффузионного “рассасывания” поля.

Условия, позволяющие рассчитывать на интенсивную генерацию магнитного поля в проводящей среде (металле), могут быть реализованы при ее высокоскоростном деформировании в результате взрывного или ударного нагружения. Возникающие в этих условиях скорости деформации среды могут достигать значений порядка  $10^6 \text{ с}^{-1}$  [2].

Так, очень большие деформации удлинения вдоль линий магнитной индукции, происходящие в динамическом режиме, претерпевают частицы проводящей преграды при проникании в нее высокоскоростного ударника, движущегося поперек линий индукции созданного в преграде поля [3–5] (рис. 1, а). Высокоскоростное деформирование материала с его растеканием вдоль магнитных линий происходит также в области струеобразования при схлопывании под действием продуктов детонации взрывчатого вещества металлической облицовки кумулятивного заряда [2], в которой перед подрывом заряда было создано аксиальное магнитное поле [6, 7] (см. рис. 1, б). Следствием “накачки” сильного магнитного поля в деформирующейся с высокой скоростью проводящей среде может быть существенное изменение характера деформирования с проявлением мощных механических, термических и электромагнитных эффектов.

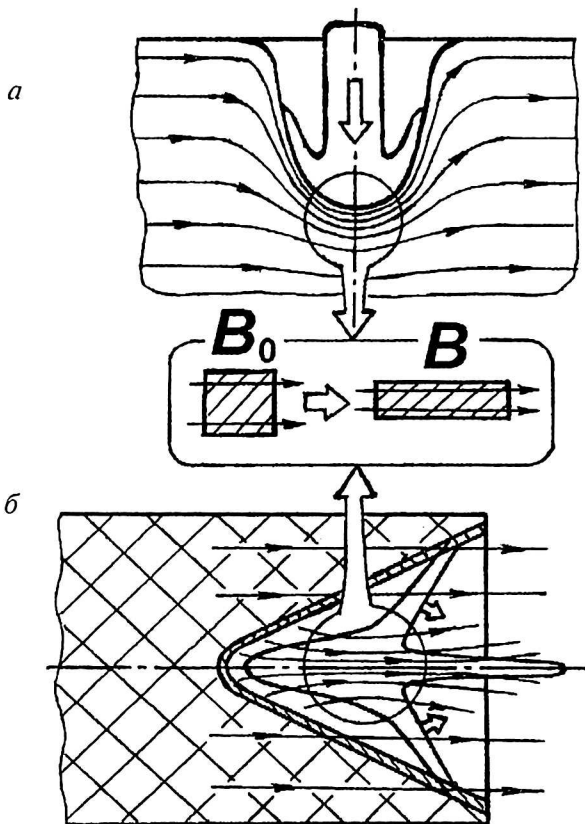


Рис. 1. Механизм усиления магнитного поля при высокоскоростном деформировании проводящей среды: а — проникание ударника в металлическую преграду с поперечным магнитным полем; б — схлопывание металлической облицовки кумулятивного заряда с созданным в ней аксиальным магнитным полем

Высокоскоростное деформирование металлов в условиях импульсного нагружения во многих случаях реализуется в форме струйных течений, для которых характерна локализация деформаций в ограниченной пространственной области (области изменения направления движения струи). Именно такой характер носят деформирование материала преграды перед ударником при высокоскоростном проникании и деформирование материала кумулятивной облицовки в области формирования кумулятивной струи при ее схлопывании [2].

Некоторые особенности процесса генерации магнитного поля в проводящей среде при ее “струйном” деформировании с “вытягиванием” линий магнитной индукции могут быть установлены в рамках следующей упрощенной одномерной магнитогидродинамической модели [3].

Рассмотрим соударение двух плоских потоков несжимаемого проводящего материала, движущихся с одинаковыми скоростями  $u_0$  навстречу друг другу вдоль одной прямой (рис. 2). В материале потоков существует магнитное поле, ориентированное нормально направлению их движения, с индукцией  $B_0$  на бесконечно большом удалении от плоскости соударения. Выберем систему координат с осью  $x$ , направленной вдоль направления движения потоков, с началом в плоскости соударения. Предположим, что торможение каждого из потоков с растеканием их материала в поперечном направлении происходит в области протяженностью  $l_0$  вдоль оси  $x$ , причем продольная скорость  $u$  потоков в этой области уменьшается линейно от значения  $u_0$  до нулевого значения в плоскости соударения.

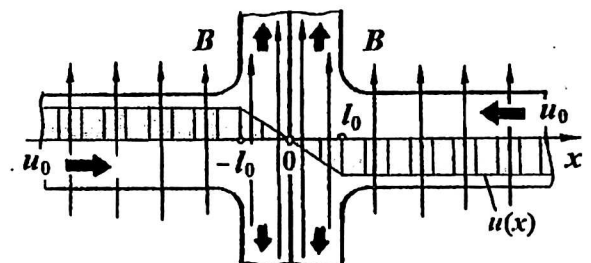


Рис. 2. Расчетная схема генерации магнитного поля при растекании потоков проводящего материала вдоль линий магнитной индукции

Очевидно, в области торможения частицы материала потоков будут испытывать деформации удлинения в поперечном направлении, что должно приводить к усилению “вмороженного” в них поля. В горизонтальной плоскости симметрии потоков это поле в процессе своей эволюции будет сохранять единственную поперечную компоненту  $B$ . Учитывая симметрию задачи относительно плоскости соударения, проследим за эволюцией этой компоненты в материале правого потока (см. рис. 2). Уравнение, описывающее изменение  $B$  в области  $x \geq 0$ , в пренеб-

режении диффузией поля в поперечном направлении записывается в виде [3]

$$\frac{\partial B}{\partial t} = u \frac{\partial B}{\partial x} + B \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\eta}{\mu_0} \frac{\partial^2 B}{\partial x^2}, \quad (1)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная;  $\eta$  – удельное сопротивление материала потоков (в рассматриваемой модели постоянно).

Учитывая принятую зависимость  $u(x)$

$$u = \begin{cases} u_0 x / l_0, & 0 \leq x \leq l_0; \\ u_0, & x \geq l_0, \end{cases}$$

и приводя уравнение (1) к безразмерному виду, для определения индукции магнитного поля в движущемся материале получаем дифференциальные соотношения

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial \bar{t}} = \begin{cases} \bar{x} \frac{\partial \bar{B}}{\partial \bar{x}} + \bar{B} + \frac{1}{Re_m} \frac{\partial^2 \bar{B}}{\partial \bar{x}^2}, & 0 \leq \bar{x} \leq 1; \\ \frac{\partial \bar{B}}{\partial \bar{x}} + \frac{1}{Re_m} \frac{\partial^2 \bar{B}}{\partial \bar{x}^2}, & \bar{x} \geq 1, \end{cases} \quad (2)$$

где безразмерные координата  $\bar{x}$ , время  $\bar{t}$  и магнитная индукция  $\bar{B}$  определяются как

$$\bar{x} = x/l_0; \quad \bar{t} = t u_0/l_0; \quad \bar{B} = B/B_0,$$

а магнитное число Рейнольдса [1]

$$Re_m = \frac{\mu_0 u_0 l_0}{\eta} \quad (3)$$

характеризует соотношение темпов генерации и диффузии поля.

Нетрудно установить, что в рассматриваемой задаче параметр  $Re_m$  задает отношение характерного времени диффузии поля  $\mu_0 l_0^2/\eta$  для слоя проводящего материала толщиной  $l_0$  к характерному времени деформирования материала  $l_0/u_0$  в области торможения (определяющему темп генерации поля).

Граничные условия для системы уравнений (2) будут следующими. Условие

$$\left. \frac{\partial \bar{B}}{\partial \bar{x}} \right|_{\bar{x}=0} = 0 \quad (4)$$

учитывает симметрию течения относительно плоскости соударения потоков и обеспечивает непрерывность электрического поля при  $\bar{x} = 0$ . Кроме того, магнитное и электрическое поля должны оставаться непрерывными также на границах областей растекания потоков (при  $\bar{x} = 1$  для правого потока, см. рис. 2):

$$\bar{B} \Big|_{\bar{x}=1-0} = \bar{B} \Big|_{\bar{x}=1+0}; \quad \left. \frac{\partial \bar{B}}{\partial \bar{x}} \right|_{\bar{x}=1-0} = \left. \frac{\partial \bar{B}}{\partial \bar{x}} \right|_{\bar{x}=1+0} \quad (5)$$

Наконец, функция  $\bar{B}(\bar{x}, \bar{t})$  должна стремиться к единичному значению при  $\bar{x} \rightarrow \infty$ .

В начальный момент времени ( $\bar{t} = 0$ ) распределение индукции поперечного магнитного поля по длине потоков предполагается однородным:  $\bar{B}(\bar{x}, 0) = 1$ .

Решение сформулированной задачи проведем с использованием интегрального преобразования Лапласа [8] по времени. Для изображения функции магнитной индукции  $B^*(\bar{x}, p) =$

$\int_0^\infty \bar{B}(\bar{x}, \bar{t}) \exp(-p\bar{t}) d\bar{t}$  уравнения (2) преобразуются в

$$\frac{1}{Re_m} \frac{d^2 B^*}{d\bar{x}^2} + \bar{x} \frac{dB^*}{d\bar{x}} + (1-p)B^* = -1, \quad 0 \leq \bar{x} \leq 1; \quad (6)$$

$$\frac{1}{Re_m} \frac{d^2 B^*}{d\bar{x}^2} + \frac{dB^*}{d\bar{x}} - pB^* = -1, \quad \bar{x} \geq 1. \quad (7)$$

При построении решения уравнения (6) учтем, что точка  $\bar{x} = 0$  является регулярной точкой данного уравнения. Тогда искомое решение (справедливое в области  $0 \leq \bar{x} \leq 1$ ) может быть представлено в виде ряда [9]

$$B^* = \frac{1}{p-1} + (a_0 + a_1 \bar{x} + a_2 \bar{x}^2 + \dots) = \frac{1}{p-1} + \sum_{n=0}^\infty a_n \bar{x}^n. \quad (8)$$

Подставляя этот ряд и его первую и вторую производные по координате  $\bar{x}$  в уравнение (6), с учетом граничного условия (4) находим, что в (8) все коэффициенты  $a_{2n+1}$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) с нечетными номерами являются нулевыми, а для коэффициентов  $a_{2n}$  с четными номерами справедлива рекуррентная зависимость

$$a_{(2n+1)} = \frac{(p - (2n + 1)) Re_m}{(2n + 1)(2n + 2)} a_{2n}.$$

На основе данной зависимости все коэффициенты с четными номерами могут быть выражены через коэффициент  $a_0$ , как

$$a_{2n} = \frac{(p-1)(p-3)\dots(p-(2n-1))}{(2n)!} Re_m^n a_0; \quad n = 1, 2, \dots,$$

и тогда ряд (8) приобретает вид

$$B^* = \frac{1}{p-1} + a_0 \times$$

$$\times \left( 1 + \sum_{n=1}^\infty \frac{(p-1)(p-3)\dots(p-(2n-1))}{(2n)!} Re_m^n \bar{x}^{2n} \right) \quad (9)$$

Удовлетворяющее условию ограниченности при  $\bar{x} \rightarrow \infty$  решение уравнения (7) (для области  $\bar{x} \geq 1$ ) представляется соотношением

$$B^* = A \exp\left(-\frac{\text{Re}_m}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4p}{\text{Re}_m}}\right) \bar{x}\right) + \frac{1}{p}, \quad (10)$$

где  $A$  — постоянная интегрирования, подлежащая определению, как и коэффициент  $a_0$  в (9), на основании граничных условий задачи (5) при  $\bar{x} = 1$ .

Используя условия (5), находим, что

$$a_0 = -\frac{\text{Re}_m}{2p(p-1)} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4p}{\text{Re}_m}}\right) \times \\ \times \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(p-1)(p-3)\dots(p-(2n-1))}{(2n-1)!} \text{Re}_m^n + \right. \\ \left. + \frac{\text{Re}_m}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4p}{\text{Re}_m}}\right) \times \right. \\ \left. \times \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(p-1)(p-3)\dots(p-(2n-1))}{(2n)!} \text{Re}_m^n\right) \right\}^{-1}; \quad (11)$$

$$A = -\frac{a_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(p-1)(p-3)\dots(p-(2n-1))}{(2n-1)!} \text{Re}_m^n}{\frac{\text{Re}_m}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4p}{\text{Re}_m}}\right) \exp\left(-\frac{\text{Re}_m}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4p}{\text{Re}_m}}\right)\right)}. \quad (12)$$

Исследуем на основании изображений (9), (10) с учетом полученных выражений для  $a_0$  и  $A$  динамику усиления поля при  $\bar{t} \rightarrow \infty$ . Эта динамика может быть охарактеризована значением производной  $\partial \bar{B} / \partial \bar{t}$ , которая соответствует приращению интенсивности магнитного поля в материале потока, выраженному в интенсивностях начального поля  $B_0$ , за промежуток времени  $l_0/u_0$  (время "втекания" в область торможения участка потока с длиной, равной протяженности этой области). Предельное значение этой производной при  $\bar{t} \rightarrow \infty$  (обозначим его  $\bar{B}_{t \text{ lim}}(\bar{x})$ ) определяется поведением ее изображения  $B_t^* = pB^* - 1$  при  $p \rightarrow 0$ . В соответствии с предельной теоремой операционного исчисления [8] имеем

$$\bar{B}_{t \text{ lim}}(\bar{x}) = \left. \frac{\partial \bar{B}}{\partial \bar{t}} \right|_{\bar{t} \rightarrow \infty} = \lim_{p \rightarrow 0} (pB_t^*) = \\ = \lim_{p \rightarrow 0} (p^2 B^* - p) = \lim_{p \rightarrow 0} (p^2 B^*). \quad (13)$$

С учетом конкретного вида изображений (9), (10) и входящих в них коэффициентов (11), (12) рассмотрим отдельно при установлении предельного темпа роста поля (13) вычисление предела  $\lim_{p \rightarrow 0} (p^2 a_0)$ . Как следует из (9), этим пределом будет определяться предельный темп усиления поля в плоскости соударения потоков ( $\bar{x} = 0$ , см. рис. 2). Используя (11), получаем

$$\bar{B}_{t \text{ lim}}(0) = \lim_{p \rightarrow 0} (p^2 a_0) = -\lim_{p \rightarrow 0} \left\{ \frac{p^2 \text{Re}_m}{2p(p-1)} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4p}{\text{Re}_m}}\right) \times \right. \\ \left. \times \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(p-1)(p-3)\dots(p-(2n-1))}{(2n-1)!} \text{Re}_m^n + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\text{Re}_m}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4p}{\text{Re}_m}}\right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(p-1)(p-3)\dots(p-(2n-1))}{(2n)!} \text{Re}_m^n\right) \right]^{-1} \right\} = \\ = \lim_{p \rightarrow 0} \left\{ p \text{Re}_m \left[ \frac{(p-1)}{1!} \text{Re}_m + \frac{(p-1)(p-3)}{3!} \text{Re}_m^2 + \dots + \right. \right. \\ \left. \left. + (\text{Re}_m + p) \left(1 + \frac{(p-1)}{2!} \text{Re}_m + \frac{(p-1)(p-3)}{4p!} \text{Re}_m^2 + \dots\right) \right]^{-1} \right\} = \\ = \lim_{p \rightarrow 0} \left\{ p \text{Re}_m \left[ \left( \frac{(p-1)}{1!} + 1 \right) \text{Re}_m + \right. \right. \\ \left. \left. + \left( \frac{(p-1)(p-3)}{3!} + \frac{(p-1)}{2!} \right) \text{Re}_m^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \left( \frac{(p-1)(p-3)(p-5)}{5!} + \frac{(p-1)(p-3)}{4!} \right) \text{Re}_m^3 + \dots + \right. \right. \\ \left. \left. + p \left(1 + \frac{(p-1)}{2!} \text{Re}_m + \frac{(p-1)(p-3)}{4!} \text{Re}_m^2 + \dots\right) \right]^{-1} \right\} = \lim_{p \rightarrow 0} \times \\ \times \frac{p \text{Re}_m}{p \left( \text{Re}_m + \frac{(p-1)}{3!} \text{Re}_m^2 + \frac{(p-1)(p-3)}{5!} \text{Re}_m^3 + \dots \right) + p \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \text{Re}_m^n}{n! 2^n}} = \\ = \frac{\text{Re}_m}{\sqrt{2} \text{Re}_m \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!(2n+1)} \left( \frac{\text{Re}_m}{2} \right)^{n+1/2} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \left( \frac{\text{Re}_m}{2} \right)^n}.$$

Учитывая, что

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!(2n+1)} \left(\frac{Re_m}{2}\right)^{n+1/2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{Re_m}{2}}\right);$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{Re_m}{2}\right)^n = \exp\left(-\frac{Re_m}{2}\right),$$

где  $\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z \exp(-\xi^2) d\xi$  — интеграл вероятностей [8], окончательно представим  $\bar{B}_{t \lim}(0)$  в виде

$$\bar{B}_{t \lim}(0) = \frac{Re_m}{\sqrt{\frac{\pi Re_m}{2} \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{Re_m}{2}}\right) + \exp\left(-\frac{Re_m}{2}\right)}}. \quad (14)$$

Возвращаясь к вычислению предела (13), примем во внимание, что входящие в (9), (12) ряды

$$1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(p-1)(p-3)\dots(p-(2n-1))}{(2n)!} Re_m^n \bar{x}^{2n};$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(p-1)(p-3)\dots(p-(2n-1))}{(2n-1)!} Re_m^n$$

при  $p \rightarrow 0$  дают, соответственно, функции

$$\exp\left(-\frac{Re_m \bar{x}^2}{2}\right) \quad \text{и} \quad -Re_m \exp\left(-\frac{Re_m}{2}\right).$$

Тогда с учетом выражения для  $\lim_{p \rightarrow 0} (p^2 a_0)$  (14) приходим к следующему распределению предельного значения производной  $\partial \bar{B} / \partial \bar{t}$  вдоль правого потока (см. рис. 2):

$$\bar{B}_{t \lim}(\bar{x}) = \begin{cases} \bar{B}_{t \lim}(0) \exp\left(-\frac{Re_m \bar{x}^2}{2}\right); & 0 \leq \bar{x} \leq 1; \\ \bar{B}_{t \lim}(0) \exp\left(-\frac{Re_m}{2}(2\bar{x}-1)\right); & \bar{x} \geq 1. \end{cases} \quad (15)$$

Как следует из полученных соотношений, по истечении некоторого времени производная интенсивности поля по времени во всех сечениях потоков принимает постоянное значение, зависящее от удаления сечения от плоскости растекания ( $\bar{x} = 0$ ). Соответственно, рост интенсивности поля с течением времени во всем потоке материала в пределе стремится к линейному. При этом скорость роста зависит от соотношения темпов генерации поля в области растекания потоков и его диффузии, определяемого параметром  $Re_m$  (3).

Из (14), (15) вытекает, что в случае идеальной проводимости материала потоков ( $\eta = 0, Re_m \rightarrow \infty$ ) предельное значение производной поля по времени во всем потоке, за исключением плоскости соударения ( $\bar{x} = 0$ ), обращается в нуль. Следовательно, при растекании идеально проводящих потоков магнитное поле должно усиливаться в них до выхода на некоторый постоянный уровень. Установим этот уровень. Так как в отсутствие электросопротивления материала ( $\eta = 0$ ) диффузии поля не происходит, изменение магнитной индукции в частицах идеально проводящих потоков будет происходить только за счет их формоизменения (сжатия в продольном и удлинения в поперечном направлениях). В соответствии с принятым распределением скорости движения потоков (см. рис. 2) скорость поперечной деформации удлинения  $\dot{\epsilon}_y$  отлична от нуля только в области  $0 \leq x \leq l_0$ , где она постоянна и составляет  $\dot{\epsilon}_y = u_0 / l_0$ . Время деформирования  $\tau_d$  с данной скоростью для каждой частицы с координатой  $0 \leq x \leq l_0$  определяется временем ее движения от границы области растекания ( $x = l_0$ ) и может быть найдено из кинематического соотношения

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{u_0}{l_0} x.$$

Интегрирование данного соотношения в пределах от  $l_0$  до  $x$  по координате и от 0 до  $\tau_d$  по времени дает для времени движения частиц от сечения  $x = l_0$  выражение

$$\tau_d = \frac{l_0}{u_0} \ln \frac{l_0}{x}. \quad (16)$$

При деформировании в течение данного времени с постоянной скоростью деформации  $\dot{\epsilon}_y = u_0 / l_0$  частица удлинится в поперечном направлении в  $\exp(\dot{\epsilon}_y \tau_d) = l_0 / x = 1 / \bar{x}$  раз [4]. В соответствии с эффектом “вмороженности” во столько же раз усилится и магнитное поле в частице. В области  $x > l_0$ , где формоизменения частиц не происходит, магнитное поле при идеальной проводимости материала меняться не будет. Таким образом, распределение магнитного поля по длине идеально проводящих потоков в пределе ( $t \rightarrow \infty$ ) будет иметь вид

$$\bar{B}(\bar{x}) = \begin{cases} 1 / \bar{x}, & 0 < \bar{x} \leq 1; \\ 1, & \bar{x} \geq 1. \end{cases}$$

Время, через которое достигается предельное значение магнитной индукции в сечениях потока в области  $0 < \bar{x} \leq 1$ , определяется соотношением (16):  $\bar{\tau}_d = -\ln(\bar{x})$ .

В плоскости соударения идеально проводящих потоков ( $\bar{x} = 0$ ) рост поля происходит неог-

раниченно. Закон его изменения может быть легко установлен на основании (2). При  $\bar{x} = 0$  и  $Re_m \rightarrow \infty$  первое из соотношений (2) преобразуется в

$$\frac{\partial \bar{B}(0, \bar{t})}{\partial \bar{t}} = \bar{B}(0, \bar{t}).$$

Интегрирование данного уравнения при начальном условии  $\bar{B}(0, 0) = 1$  дает экспоненциальный закон

$$\bar{B}(0, \bar{t}) = \exp(\bar{t})$$

усиления магнитного поля в плоскости соударения идеально проводящих потоков.

При конечной электропроводности материала потоков ( $\eta \neq 0$ ) поле во всех сечениях будет усиливаться неограниченно (за счет его диффузии от плоскости соударения вверх по потоку). Как видно из рис. 3, где проиллюстрировано рассчитанное на основании (15) распределение по длине потока предельной скорости роста поля (предельного значения производной  $\partial \bar{B} / \partial \bar{t}$ ), возрастание параметра  $Re_m$  приводит к снижению темпа роста поля в окрестности плоскости соударения при одновременном его возрастании в находящихся выше по потоку сечениях. На рис. 4 показано изменение предельной скорости роста поля для сечений течения  $\bar{x} = 0, \bar{x} = 0,5$  и  $\bar{x} = 1,0$  в зависимости от параметра  $Re_m$ . Видно, что в плоскости соударения потоков с увеличением магнитного числа Рейнольдса монотонно возрастает и темп усиления поля — чем больше  $Re_m$ , тем медленнее происходит диффузия усиливающегося поля из окрестности плоскости соударения вверх по потоку. В остальных сечениях потока ( $\bar{x} \neq 0$ ) зависимость темпа роста поля от параметра  $Re_m$  проходит через точку максимума. При малых значениях  $Re_m$  рост поля замедляется за счет его интенсивной диффузии вверх по потоку, а при больших — за счет замедления диффузии из области с более сильным полем, расположенной ниже по потоку от данного сечения.

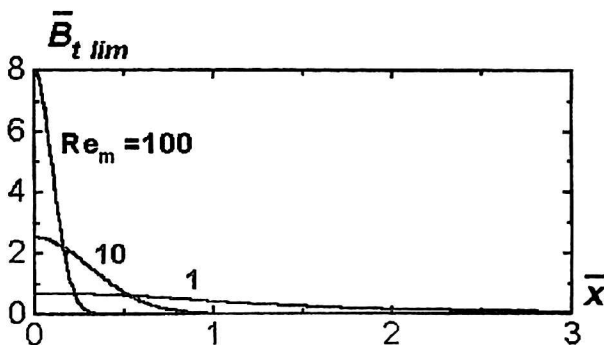


Рис. 3. Распределение по длине потока предельного темпа усиления магнитного поля

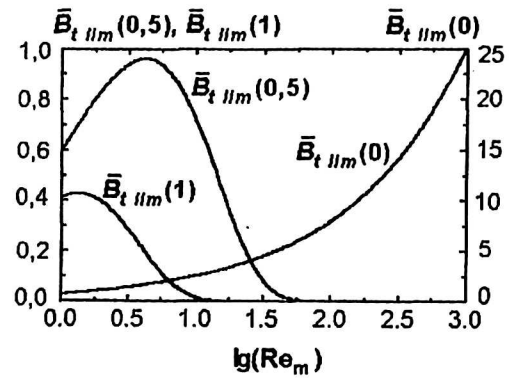


Рис. 4. Зависимость предельного темпа усиления магнитного поля в различных сечениях потока от магнитного числа Рейнольдса

На рис. 5 представлена эволюция магнитного поля  $\bar{B}(\bar{x}, \bar{t})$  в различных сечениях потока, а на рис. 6 —  $\bar{B}(0, \bar{t})$  в плоскости соударения потоков, установленная в результате численного интегрирования соотношений (2) при варьируемых значениях параметра  $Re_m$ . Видно, что уже при истечении времени  $\bar{t} = 1..2$  (при  $Re_m \leq 10^3$ ) устанавливается практически линейное изменение индукции магнитного поля, вытекающее из проведенного аналитического рассмотрения сформулированной задачи.

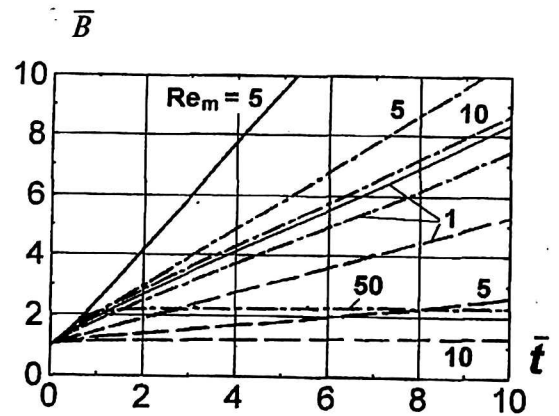


Рис. 5. Изменение магнитного поля в различных сечениях потока:  
—  $\bar{x} = 0$ ; - - -  $\bar{x} = 0,5$ ; - · -  $\bar{x} = 1,0$

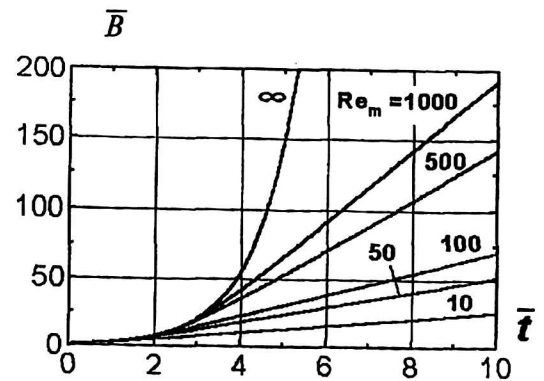


Рис. 6. Изменение магнитного поля в плоскости соударения потоков

Представляет интерес на основе рассмотренной модели проанализировать, насколько существенным может быть усиление магнитного поля при высокоскоростном деформировании металлов в условиях их взрывного или ударного нагружения (с точки зрения способности сопутствующих “накачке” сильного магнитного поля эффектов повлиять на характер поведения материала). Оценивая значение параметра  $Re_m$  (3) для условий генерации магнитного поля, реализующихся в струйных течениях при схлопывании облицовки кумулятивного заряда или при высокоскоростном проникании (см. рис. 1), примем характерный размер области деформирования  $l_0$  (см. рис. 2), составляющий несколько миллиметров (очевидно, этот размер должен иметь порядок поперечных размеров формирующейся кумулятивной струи или проникающего в преграду ударника). Тогда при скорости потока материала  $u_0$  в несколько километров в секунду (скорость схлопывания кумулятивной облицовки или скорость проникания) и электропроводности материала, характерной для таких металлов, как медь или алюминий, получаем значение  $Re_m$  в диапазоне  $10^2 \dots 10^3$ . При таких значениях  $Re_m$  магнитное поле в деформирующемся материале может достаточно быстро усиливаться в сотни раз (см. рис. 6) и при уровне созданного в материале начального поля  $B_0 = 1$  Тл достичь уровня 100 Тл. При “накачке” в проводящем материале магнитного поля с интенсивностью в несколько сотен тесла силовое действие такого поля оценивается магнитным давлением  $p_m = B^2/(2\mu_0)$  порядка 10 ГПа, что соответствует уровню давлений, реализующихся при взрыве конденсированных взрывчатых веществ [2].

## Заключение

Предварительное создание в проводящем материале относительно слабого магнитного поля может существенно изменить характер его поведения при последующем взрывном или ударном нагружении, сопровождающемся большими деформациями с удлинением частиц материала вдоль линий магнитной индукции. Как представляется, именно с проявлением рассмотренного механизма генерации магнитного поля в проводящей среде связано существенное снижение (вплоть до полной ликвидации) пробивного действия кумулятивных зарядов при предварительном создании в металлической облицовке кумулятивной выемки аксиального магнитного поля [10]. “Накачка” сильного магнитного поля в материале формирующейся при схлопывании облицовки кумулятивной струи (см. рис. 1, б) приводит к ее разрушению с потерей пробивной способности.

## Литература

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
2. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. — М.: Наука, 1975.
3. Федоров С. В., Бабкин А. В., Колпаков В. И. // Прикладная механика и техническая физика. 2003. Т. 41. № 3. С. 13—18.
4. Федоров С. В., Бабкин А. В., Демидков С. В. // Инженерно-физический журнал. 2000. Т. 73. № 6. С. 1268—1277.
5. Федоров С. В., Колпаков В. И., Бабкин А. В. // Вестник МГТУ. Сер. Естественные науки. 2000. № 2. С. 80—92.
6. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35. № 5. С. 145—146.
7. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. и др. // Там же. 2000. Т. 36. № 6. С. 126—145.
8. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. — М.: Наука, 1987.
9. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М.: Наука, 1971.
10. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. // Журнал технической физики. 2003. Т. 73. № 8. С. 111—117.

## Amplification of magnetic field in high-velocity jet flows of metals

S. V. Fedorov

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

*Within the framework of plane one-dimensional magnetohydrodynamics problem about collision and spreading of incompressible conducting material flows the phenomenon of amplification of magnetic field in conducting matter is considered at it deforming with lengthening of material fibres in direction of magnetic induction lines. Asymptotic of field amplification in matter depending on Reynolds magnetic number is established. It is shown, that at high-velocity deforming of metals as a result of their explosive or impact loading the amplification of field, previously created in material, is possible up to a level at which accompanying field “pumping” effects can essentially affect the character of material behaviour.*

\* \* \*