

магнитных полей и обратных потоков электронов на стабильность тока, формируемого из плазменной струи пучка, а также при разработке адекватной эксперименту модели образования плазменной струи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баткин В. И., Гетманов В. Н. и др. Источник протонов с регулируемым током для электростатического ускорителя // *Вопр. атомной науки и техники. Сер. ТФЭ.*— 1985.— Вып. 1/22.
2. Баткин В. И., Гетманов В. Н. и др. Диагностика плазменной струи сеточными электродами // *ПМТФ.*— 1982.— № 6.
3. Давыденко В. И., Морозов И. И. и др. Протонный источник инжектора атомов установки АМБАЛ.— Новосибирск, 1985.— (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; № 85—3).
4. Баткин В. И., Гетманов В. Н., Савченко О. Я. Измерение тока и профиля нейтральной и заряженной компонент пучка ионов водорода многопроволочными датчиками // *ПТЭ.*— 1987.— № 2.
5. Баткин В. И., Гетманов В. Н., Савченко О. Я. Повышение яркости пучка дугового источника протонов // *ПТЭ.*— 1984.— № 1.
6. Большев Л. Н., Смирнов Н. В. Таблицы математической статистики.— М.: Наука, 1983.
7. Деревянкин Г. Е., Дудников В. Г., Журавлев П. А. Быстродействующий электромагнитный затвор для напуска газа // *ПТЭ.*— 1975.— № 5.

Поступила 28/VII 1986 г.

УДК 537.639

### УДАРНО-ВОЛНОВОЙ МЕТОД ГЕНЕРАЦИИ МЕГАГАУССНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

*Е. И. Биченков, С. Д. Гилев, А. М. Рябчун, А. М. Трубацев*  
(Новосибирск)

Сравнительно недавно нами и японскими исследователями предложен новый метод генерации сверхсильных магнитных полей путем компрессии магнитного потока системой ударных волн (УВ), сходящихся в веществе, способном переходить при сжатии из непроводящего состояния в проводящее [1—4]. В данной работе изучаются возможности генераторов, использующих упомянутый принцип.

1. Компрессия магнитного потока в идеально пакующемся веществе с неограниченной электропроводностью за фронтом УВ. Принципиальная особенность рассматриваемого метода магнитной кумуляции состоит в неизбежных потерях некоторой (чаще всего заметной) доли магнитного потока. Эти потери связаны со сжимаемостью вещества и происходят даже в случае неограниченной электропроводности материала в проводящем состоянии. Механизм такого рода потерь проще всего понять на модели пористого вещества с начальной плотностью  $\rho_0$ , которое приобретает электропроводность при сжатии до плотности  $\rho$ . При этом магнитный поток, пронизывающий первоначально непроводящую крупинку вещества, после фазового перехода остается вмороженным в материал крупинки, а в область, заполненную несжатым и непроводящим веществом, вытесняется лишь та часть потока, которая первоначально находилась в порах между крупинками вещества. Если обозначить изменение площади, занятой собственно частицами вещества, через  $dS_c$  и учесть, что при сжатии эта величина отрицательна, а также предположить размеры индивидуальных частиц перед фронтом УВ достаточно малыми для установления равновесия между полем в порах и частицах, то уравнение потерь потока из области сжатия может быть записано в виде

$$(1.1) \quad d\Phi = B dS_c.$$

Используя уравнение сохранения потока массы па УВ

$$(1.2) \quad \rho_0 dS = \rho dS_c,$$

перепишем (1.1) для однородного поля:

$$(1.3) \quad d\Phi = \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\Phi}{S} dS.$$

Есть много оснований полагать, что при сжатии порошков металлов, покрытых пленкой непроводящих окислов, электропроводность возникает при достижении определенной плотности  $\rho_c$ , которая, конечно, ниже плотности кристаллического состояния вещества, но для одного и того же материала и для примерно одинаковой формы исходных крупинок может оказаться постоянной величиной. При таком предположении уравнение (1.3) легко интегрируется и дает соотношения для потока

$$\Phi = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \left( \frac{S}{S_0} \right)^{\rho_0/\rho_c}$$

и для поля

$$(1.4) \quad \beta = \frac{B}{B_0} = \left( \frac{S_0}{S} \right)^{1-\rho_0/\rho_c}.$$

При этом (1.2) в кинематическом аспекте приводит к

$$\rho_0/\rho_c = 1 - u_c/D = 1 - \alpha,$$

а сделанное предположение означает, что переход вещества в проводящее состояние происходит в той фазе сжатия на фронте УВ, когда отношение массовой скорости вещества  $u$  к волновой  $D$  оказывается равным некоторому постоянному значению  $\alpha$ . Ясно, что если УВ достаточно мощная и сжимает вещество выше плотности  $\rho_c$ , то замороженное поле в веществе возрастет пропорционально степени сжатия, но это уже практически не скажется на величине поля перед фронтом УВ.

Отдельные специфические особенности ударно-волновой компрессии магнитного потока можно проанализировать на примере задачи о сжатии идеально пакуемого вещества цилиндрическим лайнером, движущимся со скоростью  $u_0$ . Предполагаем, что вещество имеет перед фронтом УВ плотность  $\rho_0$ , а за фронтом — плотность  $\rho$ , которая не зависит от интенсивности УВ. В начальный момент времени вещество занимает цилиндрическую область радиусом  $R_0$  и поле в нем  $B_0$ . Чтобы не усложнять задачу, предполагаем лайнер, обжимающий вещество, тонким с массой  $M$  на единицу длины вдоль оси. Сформулированная задача характеризуется набором безразмерных параметров:

$$(1.5) \quad \alpha = \frac{u}{D} = 1 - \rho_0/\rho;$$

$$(1.6) \quad p_0 = \frac{B_0^2}{8\pi} \frac{2}{\rho u_0^2};$$

$$(1.7) \quad m = \frac{M}{\pi R_0^2 \rho}.$$

Вместо  $p_0$  (1.6) в ряде случаев удобнее ввести начальную магнитную энергию, отнесенную к кинетической энергии лайнера:

$$e_0 = \frac{B_0^2}{8\pi} \frac{\pi R_0^2}{M u_0^2} \frac{2}{m} = \frac{p_0}{m}.$$

Предположенная несжимаемость вещества после перехода в проводящее состояние и известный закон изменения магнитного поля (1.4), вмораживающегося в вещество, позволяют вычислить энергию магнитного поля при сжатии

$$(1.8) \quad e = \frac{e_0}{1-2\alpha} (1 - \alpha - \alpha x^{2(1-2\alpha)}),$$

где  $x = r/R_0$ ;  $r$  — положение фронта УВ, движущейся к оси. Анализ этой формулы показывает, что для сильно сжимаемых веществ ( $\rho_0/\rho \ll 1$ ,  $\alpha \sim 1$ ) магнитная энергия неограниченно возрастает при сжатии волны к оси. Строго говоря, для этого достаточно, чтобы  $\alpha > 1/2$ . При

$\alpha = 1/2$  из (1.8) следует  $e = e_0(1 - \ln x)$ , т. е. наблюдается аналогичное явление. Зато для умеренно и плохо сжимаемых веществ ( $\alpha < 1/2$ ) магнитная энергия конечна всегда и

$$e \xrightarrow{x \rightarrow 0} e_0 \frac{1 - \alpha}{1 - 2\alpha}.$$

Это означает, что в таком случае может происходить падение УВ на ось симметрии, если этому не воспрепятствуют диссипативные процессы типа вязкости [5].

Более детальные сведения о динамике кумуляции УВ можно получить, решив уравнение

$$(1.9) \quad \frac{dy}{dx} - \frac{2y}{x} \left( \frac{2 - \alpha - \frac{\alpha x^2}{\zeta^2} \left(1 - \frac{m}{\zeta^2}\right)}{\ln \frac{\zeta^2}{x^2} + \frac{m}{\zeta^2}} - 1 \right) + \frac{2\alpha p_0}{x^{4\alpha+1}} \frac{1}{\ln \frac{\zeta^2}{x^2} + \frac{m}{\zeta^2}} = 0$$

к которому сводятся уравнения движения лайнера и среды. Здесь  $y = D^2/D_0^2$ ;  $\zeta^2 = R^2/R_0^2 = 1 - \alpha + \alpha x^2$ ;  $x = r/R_0$ ;  $D$  — скорость УВ;  $r$  — положение фронта УВ;  $R$  — положение наружной границы сжатого материала; индекс нуль относится к начальным значениям.

Замена переменных

$$y = \frac{1}{u} \frac{\alpha p_0}{1 - 2\alpha} \frac{1}{x^{4\alpha}} \frac{1}{\ln \frac{\zeta^2}{x^2} + \frac{m}{\zeta^2}}, \quad \xi = x^2$$

сводит (1.9) к

$$(1.10) \quad \frac{du}{d\xi} = (1 - 2\alpha) \frac{u}{\xi} (u_* - u),$$

где

$$u_* = 1 - \frac{1 - \alpha}{1 - 2\alpha} \frac{1}{\ln \frac{\zeta^2}{\xi} + \frac{m}{\zeta^2}},$$

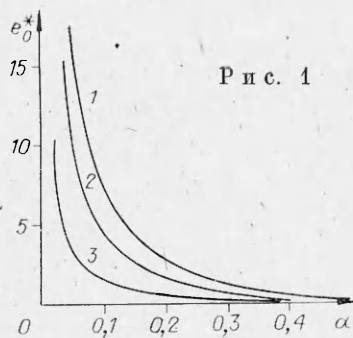
с начальным условием

$$u(1) = u_1 = \frac{\alpha p_0}{1 - 2\alpha} \frac{1}{m} \text{ при } \xi = 1.$$

Нетрудно установить, что в области сжатия  $0 \leq \xi \leq 1$  находятся две особые точки уравнения (1.10):  $\xi = 0, u = 0$  с асимптотикой решений в ее окрестности  $u \sim C\xi^{1-2\alpha}$  и  $\xi = 0, u = 1$  с асимптотикой  $u \sim 1 + C\xi^{2\alpha-1}$ . В случае высокой сжимаемости ( $\alpha > 1/2$ ) точка  $\xi = 0, u = 0$  представляет собой полюс с расходящимися в его окрестности траекториями, из-за чего при  $\xi \rightarrow 0, u \rightarrow \infty$  и  $y \rightarrow 0$ , т. е. происходит остановка падающей УВ и ее отражение от «магнитной стенки» при конечном значении радиуса сжатия  $x_* = \sqrt{\xi_*}$ . Точка же  $\xi = 0, u = 1$  представляет в этом случае узел со сходящимися в него траекториями, но эти решения нефизичны, так как при  $\alpha > 1/2$  им соответствуют отрицательные значения  $y = D^2/D_0^2$ .

При умеренной и плохой сжимаемости ( $\alpha < 1/2$ ) ситуация изменяется: точка  $\xi = 0, u = 0$  становится узлом, куда стягиваются траектории, а точка  $\xi = 0, u = 1$  превращается в полюс с расходящимися в его окрестности траекториями. Это значит, что для интегральных кривых первого типа кумуляция заканчивается падением УВ на ось, а для второго — отражением от «магнитной стенки». В какую из особых точек приходит решение, зависит от начальных условий, а разделение решений на два типа зависит от того, пересекает или нет оно кривую

$$(1.11) \quad u = u_*(\xi).$$



Р и с. 1

Нетрудно видеть, что если в начальный момент  $\xi = 1$ ,  $u = u_1$ ,  $u_1 \leq u_*(1)$ , то интегральная кривая уравнения (1.10) сразу попадает под критическую кривую (1.11) и в конце сжатия приходит в узел  $\xi = 0$ ,  $u = 0$ , т. е. УВ падает на ось при неограниченном возрастании скорости. Для этого достаточно, чтобы начальная магнитная энергия была невелика:

$$(1.12) \quad e_0 \leq 1 - 2\alpha - (1 - \alpha)/m.$$

С другой стороны, если  $u_1 \geq 1$ , то траектории  $u(\xi)$  уходят в бесконечность при  $\xi \rightarrow \xi_*$ ,

т. е. УВ останавливается на некотором конечном расстоянии от оси и отражается, для чего достаточно выполнения условия

$$(1.13) \quad e_0 \geq (1 - 2\alpha)/\alpha.$$

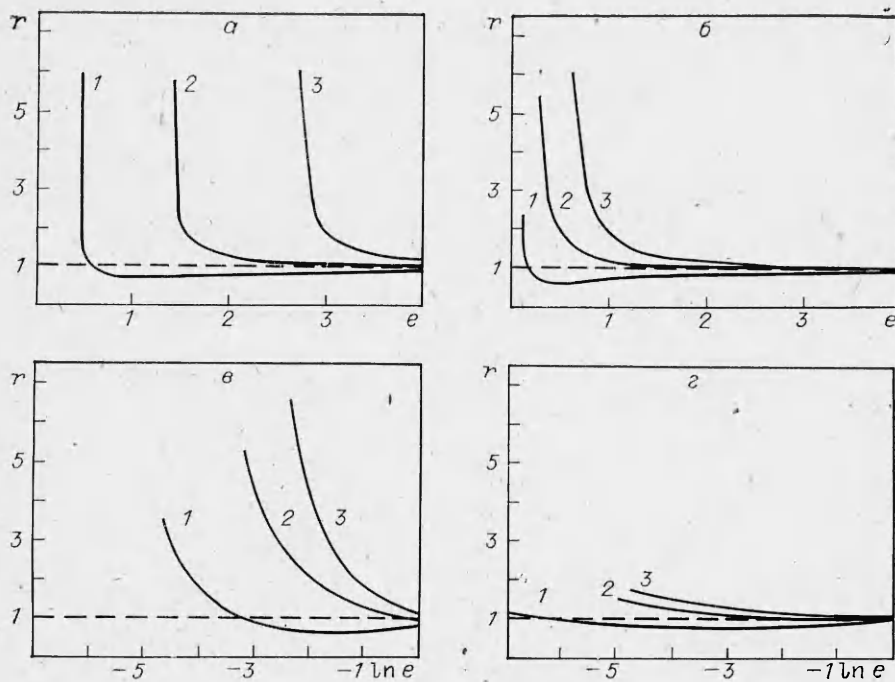
Оценки (1.12) и (1.13) полезны, но довольно грубы. Более точные критические значения  $e_0^*$  могут быть найдены численным решением уравнения (1.10) на отрезке  $0 \leq \xi \leq 1$  с начальным условием  $u(\delta) = u_*(\delta)$  при неограниченном уменьшении  $\delta$ . Такого рода вычисления проведены численно, и результаты их изображены на рис. 1, где нанесена зависимость  $e_0^*(\alpha)$  при  $m = 10; 1; 0,2$  (линии 1—3). Если  $e_0 > e_0^*$ , то происходит торможение и остановка УВ. В противном случае сжатие идет до оси. Ограничением величины поля при этом может оказаться конечная электропроводность и сжимаемость уже проводящего материала.

В случае, когда энергетические ограничения оказываются доминирующими (большое начальное магнитное давление, легкий лайнер), представляется интерес сравнить степень достигаемой компрессии магнитного поля  $\beta_*$  с предельным значением  $\beta_K$ , достигаемым в классической магнитной кумуляции несжимаемым идеально проводящим лайнером:  $\beta_K = 1/e_0 + 1$ .

Такого рода расчеты выполнены для сформулированной выше задачи, и их результаты в виде зависимости отношения  $r = \beta_*/\beta_K$  от начальной энергии поля показаны на рис. 2,  $a - z$  соответственно для  $\alpha = 0,2; 0,4; 0,6; 0,9$  при  $m = 0,2; 1; 10$  (линии 1—3). Отметим, что для тяжелого лайнера ( $m \geq 1$ ) предельное поле всегда несколько выше, чем в классическом случае, для легкого зависимость сложнее: в широком диапазоне начальной энергии поля усиление поля ниже классического, но при уменьшении  $e_0$  к критическому значению  $e_0^*$  оно резко возрастает. Происходит это из-за сильного уменьшения радиуса остановки по сравнению с его значением в идеальной задаче классической магнитной кумуляции. С увеличением  $\alpha$  до  $\sim 1$  рассматриваемая задача приближается к классической и при  $\alpha = 1$  переходит в нее.

**2. Компрессия магнитного потока идеально пакующимся веществом с конечной электропроводностью в сжатом состоянии.** Выбирая простейший объект для анализа влияния конечной проводимости, рассмотрим плоскую задачу обжатия магнитного поля двумя движущимися навстречу друг другу со скоростью  $D$  плоскими УВ. В начальный момент область с однородным магнитным полем  $B_0$  заполнена непроводящим веществом с плотностью  $\rho_0$ , ее поперечный размер  $2x_0$ . В результате сжатия плотность вещества возрастает до  $\rho$  и в нем возникает проводимость  $\sigma$ . Для упрощения примем  $\rho$  и  $\sigma$  постоянными, как и скорость УВ. Тогда и массовая скорость вещества за фронтом волны  $u$  окажется постоянной. В силу симметрии задачи можно рассмотреть половину области сжатия, поместив посередине ее идеально проводящую плоскость. В системе отсчета, связанной с фронтом УВ, поле в сжатом веществе определяется уравнением

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} - (D - u) \frac{\partial B}{\partial x},$$



Р и с. 2

в котором к известному диффузионному члену, описываемому первым слагаемым правой части, добавлен и второй конвективный, описывающий унос поля проводящим веществом, движущимся относительно фронта со скоростью  $(D - u)$ .

Условие непрерывности тангенциальной составляющей электрического поля на фронте УВ ( $x = 0$ ) приводит к соотношению

$$\frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial B}{\partial x} = (x_0 - Dt) \frac{\partial B}{\partial t} - uB.$$

Сформулированная задача есть обобщение простейшей задачи о магнитной кумуляции между двумя проводящими плоскими пластинами [6, 7] и переходит в нее при  $u = D$ .

Отнеся размер к  $x_0$ , время ко времени сжатия  $x_0/D$ , поле к  $B_0$  и вводя магнитное число Рейнольдса  $\mu = 4\pi\sigma D x_0 / c^2$  и кинематический параметр сжатия  $\alpha$ , сведем задачу о поле в проводнике к решению уравнения

$$(2.1) \quad \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} - \mu(1 - \alpha) \frac{\partial b}{\partial x} = \mu \frac{\partial b}{\partial t}, \quad x \geq 0$$

с условием на границе

$$(2.2) \quad \frac{\partial b}{\partial x} = \mu(1 - \alpha) \frac{\partial b}{\partial t} - \alpha \mu b, \quad x = 0$$

и начальным условием  $b(x, 0) = 1$ ,  $x \geq -1$ . В области, которой еще не достигла УВ ( $t - 1 \leq x < 0$ ), поле однородно и равно полю на границе проводника  $b(t)$ .

Можно найти, что уравнению (2.1) и заданным начальным условиям удовлетворяет выражение

$$(2.3) \quad b(x, t) = 1 + e^{\frac{1-\alpha}{2}\mu x - \frac{(1-\alpha)^2}{4}\mu t} \int_0^t \operatorname{erfc} \left( \frac{\sqrt{\mu} x}{2\sqrt{t-\tau}} \right) \frac{d}{d\tau} \left[ (b(\tau) - 1) e^{\frac{(1-\alpha)^2}{4}\mu \tau} \right] d\tau,$$

принимаяющее на границе  $x = 0$  значение  $b(t)$ . Из решения (2.3) несложно

вычислить значение  $\partial b / \partial x|_{x=0}$  и после подстановки в условие (2.2) получить интегриродифференциальное уравнение для поля перед фронтом УВ

$$\mu(1-t) \frac{db}{dt} - \alpha \mu b = \frac{1-\alpha}{2} \mu(b-1) - \sqrt{\frac{\mu}{\pi}} e^{-\frac{(1-\alpha)^2}{4} \mu t} \times \\ \times \int_0^t \frac{d}{d\tau} \left[ (b(\tau) - 1) e^{\frac{(1-\alpha)^2}{4} \mu \tau} \right] \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}}.$$

Методами, аналогичными [6, 7], можно привести полученное уравнение к обыкновенному дифференциальному

$$(2.4) \quad (1-t) \frac{d^2 b}{dt^2} = \left[ \frac{1}{\mu} + \left( \frac{3}{2} + \alpha \right) (1-t) - \frac{(1-\alpha)^2}{4} \mu (1-t)^2 \right] \frac{d^2 b}{dt^2} + \\ + \left[ -4 - \alpha + \frac{(1-\alpha)^2}{4} + \frac{(1-\alpha)^2 (2+\alpha)}{4} (1-t) \right] \frac{db}{dt} - \frac{\mu \alpha (1-\alpha)^2}{4} b + f(t),$$

где

$$f(t) = e^{-\frac{(1-\alpha)^2}{4} \mu t} \sqrt{\frac{\mu}{\pi}} \frac{\alpha}{\sqrt{t}} \left( \frac{1}{2\mu t} - \frac{(1-\alpha)^2}{4} \right) + \frac{\alpha \mu (1-\alpha)^3}{8} \operatorname{erfc} \left( \frac{(1-\alpha)}{2} \sqrt{\mu t} \right).$$

Начальные условия определяются в процессе вывода (2.4) и имеют вид

$$(2.5) \quad b(0) = 1, \quad \frac{db}{dt} = \alpha, \quad \frac{d^2 b}{dt^2} \rightarrow \alpha \left( \frac{1}{\mu} + \frac{3+\alpha}{2} \right) - \frac{\alpha}{\sqrt{\pi \mu}} \frac{1}{\sqrt{t}} \quad \text{при } t=0.$$

Интегрирование уравнения (2.4) связано с рядом трудностей, основная причина которых состоит в том, что точка  $t=1$ , соответствующая концу сжатия, — иррегулярная особая точка. Фундаментальная система этого уравнения состоит из двух решений, представимых, по крайней мере, асимптотически в виде рядов

$$(2.6) \quad g_j \approx \sum c_k^j (1-t)^k, \quad j=1, 2,$$

а третье имеет вид

$$g_3 \approx [\sum d_k (1-t)^k] \exp \frac{1}{\mu(1-t)}.$$

Наличие такого физически противоестественного решения в составе фундаментальной системы приводит к расходимости численного счета по времени при приближении  $t$  к 1. Подобные трудности встречались в рассмотренных ранее задачах [8, 9] и обходились путем начала интегрирования из точки  $t=1$ . Но при этом задача осложняется, так как неизвестны начальные условия на функцию  $b(t)$  и ее производные в точке  $t=1$ . Возникающая проблема разрешена следующим образом. Сначала отыскивались два независимых решения однородного уравнения (2.4) в виде ряда (2.6), при подстановке которого в (2.4) получалась система уравнений, определяющая коэффициенты  $c_k$ . Для решения этой системы достаточно задать лишь значения  $c_0$  и  $c_1$ . Для первого из искомого решений однородного уравнения выбирались  $c_0=1$ ,  $c_1=0$ , для второго  $c_0=0$ ,  $c_1=1$ . Определив с помощью рекуррентных соотношений три последующих коэффициента, можно отойти от особой точки на некоторый малый отрезок  $\delta$  и приступить к стандартной процедуре машинного интегрирования однородного уравнения (2.4) вплоть до  $t=0$ . Значение  $\delta$  подбиралось в последовательных просчетах так, чтобы его изменение не сказывалось на окончательном результате.

После вычисления двух линейно независимых решений однородного уравнения подобным же образом отыскивалось решение неоднородного. При этом функция  $f(t)$  разлагалась в ряд по степеням  $(1-t)$ , а в искомого решении, которое имело вид (2.6), коэффициенты ряда  $c_0$  и  $c_1$  полагались равными нулю.



После описанных трех вспомогательных просчетов общее решение задачи отыскивалось в виде линейной комбинации двух решений однородного уравнения  $g_1$  и  $g_2$  и частного решения неоднородного уравнения  $\bar{g}$ :  $b = a_1 g_1 + a_2 g_2 + \bar{g}$ .

Неизвестные коэффициенты  $a_1$  и  $a_2$  определялись из первых двух условий (2.5) в точке  $t = 0$ , третье использовалось для контроля точности полученного решения. Как правило, оно выполнялось с точностью до пятого знака. При численном интегрировании уравнения (2.4) обнаружено, что с ростом магнитного числа Рейнольдса  $\mu$  и уменьшением сжимаемости материала ( $\alpha \rightarrow 0$ ) возникает неустойчивость счета и при описанной процедуре решения задачи обратным ходом по времени. В таких случаях процедура расчетов усложнялась: интегрирование велось из точек  $t = 1 - \delta$  и  $t = 0$  к некоторой внутренней точке отрезка  $[0, 1 - \delta]$ , где и производилось сшивание.

Результаты расчетов предельного усиления поля  $b_*$  представлены на рис. 3. При увеличении сжимаемости и магнитного числа Рейнольдса  $b_*$  возрастает. Для неограниченно сжимаемого материала ( $\alpha \rightarrow 1$ ) предельное усиление совпадает с аналитическим результатом [6], отвечающим сжатию поля в плоской щели между двумя проводниками,  $\beta_* = \mu/8 + \sqrt{\mu/\pi} + 1$ . В случае конечной сжимаемости  $b_*$  при том же значении  $\mu$  меньше  $\beta_*$  и вовсе отсутствует в несжимаемом материале.

Нарастание поля во времени показано на рис. 4, где приведены результаты расчетов для  $\mu = 1000$  и  $\alpha = 1; 0,75; 0,5; 0,25$  (линии 1-4). Видно, что 99% времени сжатие хорошо описывается прямой в двойных логарифмических координатах, что соответствует степенному закону (1.4), учитывающему лишь конвективный унос потока из области сжатия. Конечная электропроводность сказывается лишь в самый последний момент сжатия, выводя усиление поля к конечному значению  $b_*$ .

Относительная роль диффузионных потерь потока на начальных этапах сжатия невелика, но становится определяющей к концу сжатия. Об этом свидетельствуют результаты расчетов относительной убыли коэффициента усиления поля из-за конечной проводимости сжатого вещества  $\Delta b/b = (\beta - b)/b$  ( $\beta(t)$ ,  $b(t)$  — коэффициенты усиления поля в веществе при идеальной проводимости в сжатом состоянии и при конечной электропроводности, взятые в некоторый момент времени). На рис. 5 показана зависимость этой величины от времени для тех же значений  $\mu$  и  $\alpha$ , что и на рис. 4.

**3. Экспериментальные результаты.** С целью определения влияния сжимаемости материала на усиление поля и для получения магнитных полей мегагауссного диапазона поставлены две серии экспериментов. Первая проводилась совместно с К. Нагаемой в лаборатории университета г. Кумамото (Япония). Использовался отработанный им очень компактный генератор сходящейся цилиндрической волны, описанный в [4]. В качестве рабочего вещества применялся порошок алюминия с хорошо калиброванными зернами определенного размера. Область сжатия представляла собой винипластовый цилиндрический стаканчик с внутренним диаметром 44 мм, сборка датчика для измерения давлений имела внешний диаметр  $\sim 5$  мм. Цилиндрический трубчатый заряд пластичного ВВ размещался снаружи стаканчика с порошком алюминиевой пудры. С помощью вспомогательных зарядов и прокладок из инертного вещества осуществлялось одновременно инициирование по середине основного заряда и создавалась хорошая осесимметричная сходящаяся УВ. Время и отсче-

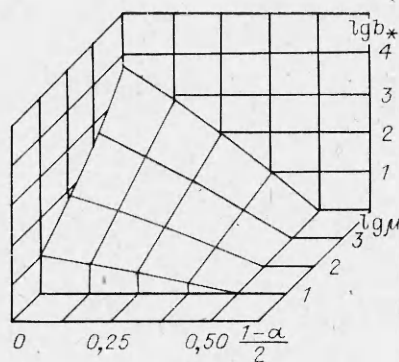


Рис. 3

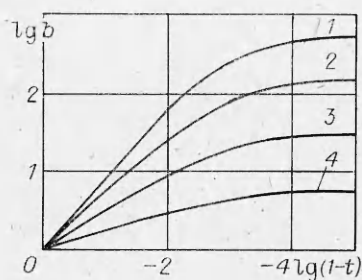


Рис. 4

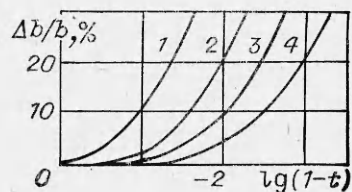


Рис. 5

ты с датчиков регистрировались прибором с цифровой памятью, что упрощало дальнейшую обработку полученных результатов.

Условия и некоторые результаты экспериментов приведены в табл. 1. Опыты отличались размером зерен алюминиевой пудры и начальной плотностью. Для того чтобы уплотнить тонкий алюминиевый порошок, его пришлось в опыте 2 смочить ацетоном и в таком виде спрессовать, приблизив его плотность к плотности более грубого порошка. Опыт происходил после выдержки спрессованного и смоченного порошка около 12 ч, что привело к испарению заметного количества ацетона. Однако непосредственно перед взрывом порошок оставался еще влажным. Уменьшение начальной плотности (переход от опыта 1 к 3) заметно увеличило степень усиления поля и практически не сказалось на времени регистрации. С другой стороны, уменьшение  $\alpha$  при смачивании материала (сравнение опыта 2 с опытами 3 и 1) показывает, что коэффициент усиления поля катастрофически падает.

Интересно изобразить результаты описанных трех экспериментов в двойных логарифмических координатах:  $\ln(B/B_0)$  и  $\ln[(t_f - t_0)/(t_f - t)]$ , где  $B_0, t_0$  — начальное поле и момент начала сжатия,  $t_f$  — условное время выхода УВ на ось системы. Если принять скорость УВ постоянной, то значение  $(t_f - t_0)/(t_f - t)$  равно отношению начального размера области сжатия к размеру области, ограниченной сходящейся УВ в момент  $t$ ; такое построение позволяет судить о применимости предположений п. 1 к проведенным экспериментам. К сожалению, невысокая точность определения  $B_0$  и  $t_0$  по записи результатов эксперимента и некоторый произвол в выборе величины  $t_f$  затрудняют проведение описанного привлекательного замысла, а предположение о постоянстве скорости сжатия представляется чрезмерно смелым и может как-то быть принятым лишь для заметной массы заряда ВВ и мощной забивки, что, к счастью, имело место в проведенных экспериментах. Учитывая сделанные оговорки, рассмотрим результаты обработанных таким образом экспериментов, которые изображены на рис. 6, где точки — экспериментальные отсчеты, а прямые построены методом наименьших квадратов. Цифры у линий отвечают номеру эксперимента. Видно, что экспериментальные точки удается неплохо разместить на соответствующей прямой и предположения о постоянстве скорости сжатия и величины уплотнения оказываются не такими уж плохими. Результаты некоторых расчетов на основе сделанных построений сведены в табл. 2.

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что решающий фактор для получения больших усилий магнитного поля — выбор исход-

Таблица 1

Номер опыта	Материал	Размер зерен, мкм	$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	Усиление поля	Время сжатия, мкс
1	Пудра	100	1,14	3,5	9,1
2	Пудра + ацетон	10	1,1	2,3	7,4
3	Пудра	10	~0,5	18,9	9,2



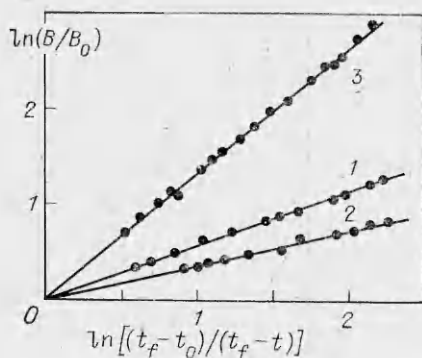


Рис. 6

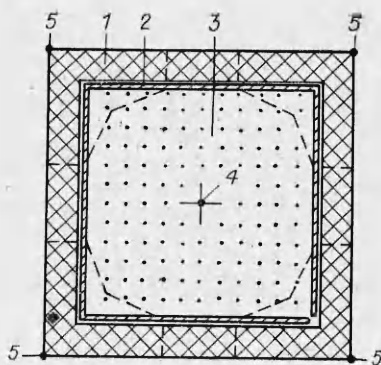


Рис. 7

ного состояния материала, а степень его сжимаемости при переходе в проводящее состояние — определяющий показатель для успеха эксперимента.

Вторая серия экспериментов проводилась в Новосибирске [10] с целью получения магнитных полей мегагауссного диапазона, для чего был усовершенствован описанный в [3] ударно-волновой генератор, в котором по-прежнему использовалась алюминиевая пудра ПАП-1 с начальной плотностью  $0,33 \text{ г/см}^3$ . Изменения, внесенные в генератор (рис. 7), состоят во введении в него медного лайнера 2 со щелью для проникновения магнитного потока в область сжатия. Полная сборка содержала кроме лайнера заряд ВВ ТГ 50/50 1 весом 500 г, рабочее вещество 3 и индуктивный датчик 4. Размеры рабочей области составляли  $130 \times 130 \times 50 \text{ мм}$ . Начальное магнитное поле в веществе создавалось с помощью накладываемых сверху и снизу шин, образующих гельмгольцевскую пару катушек. Заряд ВВ инициировался в четырех углах генератора 5 сразу по всей высоте. После срабатывания заряда в рабочей области организуется система сходящихся УВ, близкая к цилиндрической (на рис. 7 показана штриховой линией). Лайнер в описываемом генераторе выполняет сразу несколько полезных функций:

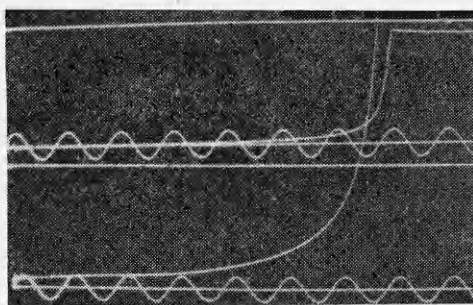
- служит для более эффективной передачи энергии ВВ в УВ;
- позволяет использовать для сжатия практически весь магнитный поток, созданный в рабочей области;
- выполняет роль своеобразного концентратора магнитного потока, несколько увеличивая начальное поле в генераторе.

В экспериментах удалось достигнуть следующих результатов: начальное поле  $B_0 = 40 \text{ кГс}$  было усилено примерно в 90 раз и достигло 3,5 МГс. Осциллограмма одного из опытов приведена на рис. 8. По обоим каналам, чувствительности которых отличаются в 10 раз, представлено поле в генераторе. Метки времени 10 мкс.

Оценки показывают, что в процессе сжатия давление за фронтом УВ в порошке не превосходит нескольких гигапаскалей, а магнитное давление к концу работы генератора в  $\sim 50$  раз выше. Несмотря на это, на осциллограммах не наблюдается каких-либо особенностей, свидетельствующих о замедлении темпа роста магнитного поля. Кажется, что начальное магнитное поле в генераторе может быть заметно увеличено без существенного ущерба усилению магнитного поля.

Таблица 2

Номер опыта	$(\alpha)$	$(\delta\alpha)/(\alpha)$	$\rho/\rho_0$	$\rho, \text{ г/см}^3$	$D, \text{ км/с}$	$p, \text{ ГПа}$
1	0,28	0,1	1,4	1,59	2,42	1,9
2	0,18	0,19	1,22	1,35	2,97	1,8
3	0,66	0,22	2,95	1,5	2,39	1,9



Р и с. 8

Наши эксперименты показали также, что в генераторе осуществляется достаточно точная фокусировка УВ на датчик диаметром 3 мм, так как разброс результатов нескольких экспериментов оказался невелик. Если учесть, что размер линейной области сжатия при этом изменяется примерно в 40 раз, приходится признать, что в описанном генераторе сильно подавлены эффекты, связанные с неустойчивостью и пере-

мешиванием поля с веществом, которые осложняют эксперименты с классическими генераторами типа МК-1 [11].

Дальнейшую перспективу ударно-волнового метода получения мегагауссных магнитных полей авторы видят в рациональном выборе рабочего вещества с малой плотностью и довольно высокой сжимаемостью, а также в увеличении масштаба эксперимента. В целом же ударно-волновые МК-генераторы мегагауссных магнитных полей, по нашему мнению, представляют довольно простой в изготовлении и дешевый источник для физических экспериментов.

В заключение авторы благодарны К. Нагайме за представленную возможность провести и использовать результаты ряда экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Биченков Е. И., Гилев С. Д., Трубачев А. М. МК-генераторы с использованием перехода полупроводникового материала в проводящее состояние // ПМТФ. — 1980. — № 5.
2. Nagayama K. New method of magnetic flux compression by means of the propagation of shock-induced metallic transition in semiconductors // Appl. Phys. Lett. — 1981. — V. 38, N 2.
3. Биченков Е. И., Гилев С. Д., Трубачев А. М. Ударно-волновые МК-генераторы // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение. Тр. III Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей/Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова. — М.: Наука, 1984.
4. Nagayama K., Mashimo I. Magneto-hydrodynamic study of flux cumulation by the propagation of shock-compressed conductive region in semiconductors // Ibid.
5. Тришин Ю. А., Матюшкин Н. И. Взрывное испарение вещества вязкой цилиндрической оболочки при ее схлопывании к центру // Письма в ЖТФ. — 1977. — Т. 3, № 10.
6. Биченков Е. И. Влияние конечной проводимости на получение сильных магнитных полей путем быстрого обжатия проводящих оболочек // ПМТФ. — 1964. — № 6.
7. Paton A., Millar W. Compression of magnetic field between two semi-infinite plates of constant conductivity // JAP. — 1964. — V. 35, N 4.
8. Биченков Е. И., Маточкин Е. П. Диффузия потока при магнитной кумуляции в узких полостях // ПМТФ. — 1974. — № 4.
9. Биченков Е. И. Магнитокумулятивное усиление энергии и потери // II Всесоюз. конф. «Лаврентьевские чтения». — Киев, 1985.
10. Гилев С. Д., Трубачев А. М. Использование ударных волн для генерации сверхсильных магнитных полей // Электромеханические преобразователи энергии. — Киев: Наук. думка, 1986.
11. Павловский А. И., Колокольчиков Н. П., Долотенко М. И. и др. Исследование динамики схлопывания оболочки магнитокумулятивного генератора сверхсильных магнитных полей // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение. Тр. III Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей/Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова. — М.: Наука, 1984.

Поступила 25/VII 1986 г.