

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО МАГНИТНОЙ КУМУЛЯЦИИ

Н. Б. Волков, В. Т. Михельсоо, Г. А. Шнейерсон

(Истра)

Введение. Исследованию процессов гидродинамического течения, диффузии магнитного поля и испарения поверхности при магнитной кумуляции (МК) посвящено большое количество работ, многие из которых были доложены на первой и второй конференциях по мегагауссным полям [1]. Большинство опубликованных работ посвящено интерпретации отдельных экспериментов по сжатию потока взрывом или электромагнитными силами, и практически отсутствуют (кроме работы Эрбера, Лэтэла с соавторами [2]) попытки анализа опытов в широком диапазоне параметров, позволяющие решить вопрос о том, какие стороны процесса являются определяющими в условиях того или иного эксперимента.

Следует заметить, что такой анализ возможен лишь на основе расчетной модели, учитывающей все стороны процесса, в том числе изменение проводимости при фазовом переходе, и не содержащей необоснованных допущений (так, общность проведенного в [2] анализа снижается вследствие привлечения из опытов по МК характерных величин и использования понятия толщины скин-слоя, что не всегда оправдано). Среди работ, посвященных изучению отдельных физических факторов, следует отметить работы Сомона [3—5] (диффузия, сжимаемость и неустойчивости лайнеров), Брайяна [6] (электрический взрыв скин-слоя), Ленера [7] (проводимость вырожденной электронной плазмы). Лишь Киддер [8] и Н. Н. Калиткин [9] рассмотрели процесс МК в целом. Их рассмотрения не во всем удовлетворительны: так, Киддер предполагает фазовый переход жидкость — пар прерывным и при температурах выше критической (T_c), а Калиткин — мгновенное расширение паров до плотностей, при которых применимы выражения для проводимости классической плазмы, т. е. мгновенный переход от металлической проводимости к плазменной.

В данной работе анализ МК выполнен на основе расчетной модели взаимодействия сверхсильного магнитного поля с металлом, в которой учтен непрерывный переход от металла к плазме (последнее справедливо для процессов, в ходе которых зависимость давления p от плотности не пересекает бинадаль). Существенным допущением, используемым ниже, является предположение о локальном термодинамическом равновесии и об отсутствии разрывов и макроскопических неоднородностей в среде всюду, кроме границ области, занятой проводником.

Расчетная модель. Здесь металл считается сжимаемой проводящей жидкостью. Различием между твердым и жидким состояниями пренебрегаем, что допустимо при рассмотрении взаимодействия сверхсильного поля с металлом. Одномерные уравнения движения такой жидкости имеют вид

$$(1) \quad d\rho/dt + \rho \partial(rv)/r\partial r = 0;$$

$$(2) \quad \rho \frac{dv}{dt} = - \frac{\partial(p+q)}{\partial r} - \frac{B}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial r} + \frac{\partial S_{rr}}{\partial r} + \frac{S_{rr} - S_{\varphi\varphi}}{r};$$

$$(3) \quad \frac{dB}{dt} = \frac{\partial}{r\partial r} \left(v r \frac{\partial B}{\partial r} \right) - B \frac{\partial(rv)}{r\partial r};$$

$$(4) \quad \rho \frac{d\varepsilon}{dt} = - (p+q) \frac{\partial(rv)}{r\partial r} + S_{rr} \frac{\partial v}{\partial r} + S_{\varphi\varphi} \frac{v}{r} + \frac{v}{\mu_0} \left(\frac{\partial B}{\partial r} \right)^2 + \frac{\partial}{r\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right),$$

где $d/dt = \partial/\partial t + v\partial/\partial r$ — субстанциональная производная; $q = 0$ при $\partial v/\partial r \geq 0$ и $q = -a\rho(\partial v/\partial r)^2$ при $\partial v/\partial r < 0$ — псевдовязкое давление по Нейману — Рихтмайеру [10], вводимое для расчета ударных скачков на ЭВМ; \mathbf{S} — тензор касательных напряжений, который здесь считается вязким; $v = (\mu_0\sigma)^{-1}$ — магнитная вязкость; p , ε , σ и λ — давление, внутренняя энергия, электропроводность и электронная теплопроводность металла соответственно.

Заметим, что введение тензора касательных напряжений в расчетную модель необязательно, так как в полях с индукцией $B > 3$ МГс металл ведет себя как идеальная жидкость [11]. Здесь он введен для того, чтобы избежать особенности на свободных границах металла, где его плотность может стать равной нулю. Поэтому при $r = r_e$ и $r = r_i$ (индексы e и i относятся соответственно к внешней и внутренней границам лайнера)

$$(S_{rr} - p)_{e,i} = \begin{cases} 0, & \sigma \neq \infty, \\ B^2/2\mu_0, & \sigma = \infty. \end{cases}$$

Кроме того, при $r = r_{e,i}$ $dr_{e,i}/dt = v_{e,i}$. Предполагается, что теплообмен с окружающей средой отсутствует. Тогда

$$\partial T / \partial r |_{r_{e,i}} = 0.$$

Граничные условия для поля определяются переходным процессом во внешней электрической цепи или задаются в виде некоторой функции времени. В случае лайнера, схлопывающегося к оси, необходимо, чтобы на внутренней границе выполнялся закон электромагнитной индукции

$$d\Phi_0/dt = 2\pi r_i v_i (\partial B / \partial r)_{r=r_i},$$

где Φ_0 — поток в полости лайнера. На внешней границе лайнера $(\partial B / \partial r)_{r_e} = 0$ или поле задано некоторой функцией времени, которую определяет переходный процесс во внешней электрической цепи.

Если лайнер ускоряется электромагнитными силами (магнитодинамическая кумуляция (МДК)), то в граничных условиях для B необходимо учесть краевые эффекты, связанные с конечной длиной лайнера [12, 13]. На основе принципа наложения и закона полного тока их можно записать в виде [14, 15]

$$\begin{aligned} B_e &= B_0 + \mu_0 [I_c K_1(r_i) + K_2(r_i) I_0] / l, \\ B_i &= B_0 + \mu_0 [K_3(r_i) I_c - K_4(r_i) I_0] / l, \\ B_s &= B_0 + \mu_0 [K_5(r_i) I_c - K_6(r_i) I_0] / l, \\ \Phi_0 &= M(r_i) I_c = L_0(r_i) I_0, \end{aligned}$$

где B_s — индукция на оси лайнера; I_c , I_0 — токи в соленоиде и лайнере соответственно; $K_1(r_i) - K_6(r_i)$, $M(r_i)$, $L_0(r_i)$ — безразмерные коэффициенты, взаимная и собственная индуктивности лайнера, определяемые либо путем физического моделирования аналогично [15], либо расчетным путем в условиях резко выраженного скин-эффекта.

Начальные условия имеют различный вид в случае МК и МДК. При МК в момент времени $t = 0$ $v_i = v_0$, $v(r) = v_i r_i / r$, $\rho = \rho_0$, $B = B_0$, $T = T_0$, $r_i = r_0$, $r_e = r_0 + h_0$. При МДК движение оболочки рассматривается с момента начала ускорения, при этом материал оболочки можно считать несжимаемым, кроме того, необходимо задать параметры ускоряющего контура.

Уравнения (1) — (4) вместе с начальными и граничными условиями приводятся к безразмерному виду, дискретизируются на лагранжевой сетке и численно решаются методом прогонки. В алгоритме предусмотрено неравномерное разбиение на слои с целью лучшего выявления структуры скин-слоя. В случае МДК такая перестройка делается дважды: в начале процесса и после перехода тока в лайнере через нуль, когда поле на внутренней границе становится большим, чем на внешней. Шаг интегрирования переменный и вычисляется из условия

$$\tau \max_i \{ [c_i^2 + B_i^2 / \mu_0 \rho_i]^{1/2} / \Delta_i r \} \leq 1,$$

где $i = 1, 2, \dots, N - 1$; $\Delta_i r = r_i - r_{i-1}$; c_i , $B_i / (\mu_0 \rho_i)^{1/2}$ — локальные скорость звука и альфвеновская скорость соответственно. Алгоритм решения совместно с постановкой задачи о сжатии магнитного потока проводящим лайнером описан в работе [16].

При решении уравнений (1) — (4) использовались трехчленные уравнения состояния

$$(5) \quad p(\rho, T) = p_x(\rho) + p_T(\rho, T) + p_{Te}(\rho, T);$$

$$(6) \quad \varepsilon(\rho, T) = \varepsilon_x(\rho) + \varepsilon_T(\rho, T) + \varepsilon_{Te}(\rho, T),$$

где [17]

$$(7) \quad p_x(\rho) = c_0^2 \rho_0 \delta^2 (\delta - 1);$$

$$(8) \quad \varepsilon_x(\rho) = 0,5c_0^2 (\delta - 1)^2$$

описывают вклад в давление и энергию движения электронов при $T = 0$ ((7), (8) справедливы при $p \leq 10^{12}$ Па; c_0 — скорость звука в невозмущенном металле; $\delta = \rho/\rho_0$ — относительная плотность); [18] $\varepsilon_T(\rho, T) = C_V(\rho, T)T$, $p_T(\rho, T) = \Gamma(\rho, T)\rho\varepsilon_T(\rho, T)$ вклад в энергию и давление теплового движения ионов; [18] $\varepsilon_{Te}(\rho, T) = b^2 \ln \operatorname{ch}(\beta T/b)$, $p_{Te}(\rho, T) = 2\rho\varepsilon_{Te}(\rho, T)/3$ вклад в энергию и давление теплового возбуждения электронов проводимости; $C_V = [1 + 0,5\xi_1(\rho, T)]C_p/[1 + \xi_1(\rho, T)]$ ($C_p = 3Nk$ — теплоемкость металла); $\xi_1(\rho, T) = l_1 C_p T/3(d\rho_x/d\rho - 2n_1 p_x/3\rho)$; n_1, l_1 — постоянные, определяемые авторами [18] на основе экспериментов по ударному сжатию пористых металлов (их можно также определить, зная критические параметры); $\beta = \beta_0 \delta^{-2/3}$, $\beta_0 = 4\pi^{-4} k^2 m \hbar^{-2} N_e^{1/3} (3\pi^2 \rho_0)^{-2/3}$ [11] (N_e — число свободных электронов в 1 кг металла; для меди $n_1 = 0$, $l_1 = 9,25$, $b = 5,6 \cdot 10^3$ Дж/кг·К, $\beta_0 = 1,09 \cdot 10^{-2}$ Дж/кг·К²). Так, выбранные уравнения состояния удовлетворяют известным асимптотикам при $\delta = 0$, $\delta = 1$, $\delta = \delta_c$, $p = p_c$, $T = T_c$, а также при $T \rightarrow \infty$ и, следовательно, описывают непрерывный переход в закритической области от металла к плазме.

Известно [19], что для электронной теплопроводности металла справедлив закон Видемана — Франца $\lambda = 9k^2 T \sigma / \pi e^2$. В области плазменных плотностей, как показано в [9], $\lambda \sim 2k^2 T \sigma / e^2$, поэтому во всем диапазоне изменения T и p можно для оценки λ приближенно использовать закон Видемана — Франца.

Тензор касательных напряжений — вязкий тензор, который в декартовой системе координат имеет вид [20]

$$(9) \quad S_{ik} = \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial v_j}{\partial x_j} \right),$$

где $\delta_{ik} = 0$, если $i \neq k$, и $\delta_{ik} = 1$, если $i = k$; η — коэффициент вязкости. Поскольку (9) введен для того, чтобы избежать особенности на свободных границах лайнера, η считаем постоянным и малым: таким, чтобы он обеспечивал требуемое условие.

В качестве проводимости здесь используется как аппроксимация [21]

$$(10) \quad \sigma = \sigma_0 \delta^{5/2} / [1 + \beta_T C_V (T - T_0)]$$

(ξ — барический коэффициент сопротивления; β_T — тепловой коэффициент сопротивления; σ_0 — значение σ при $T = 300$ К), так и выражение, полученное в [22] при феноменологическом учете особенностей рассеяния электронов в металле и плазме:

$$(11) \quad \sigma = 16\pi e_0^2 \langle W_K \rangle^{3/2} \kappa / (\sqrt{2m} e^2 Z \Lambda n k T),$$

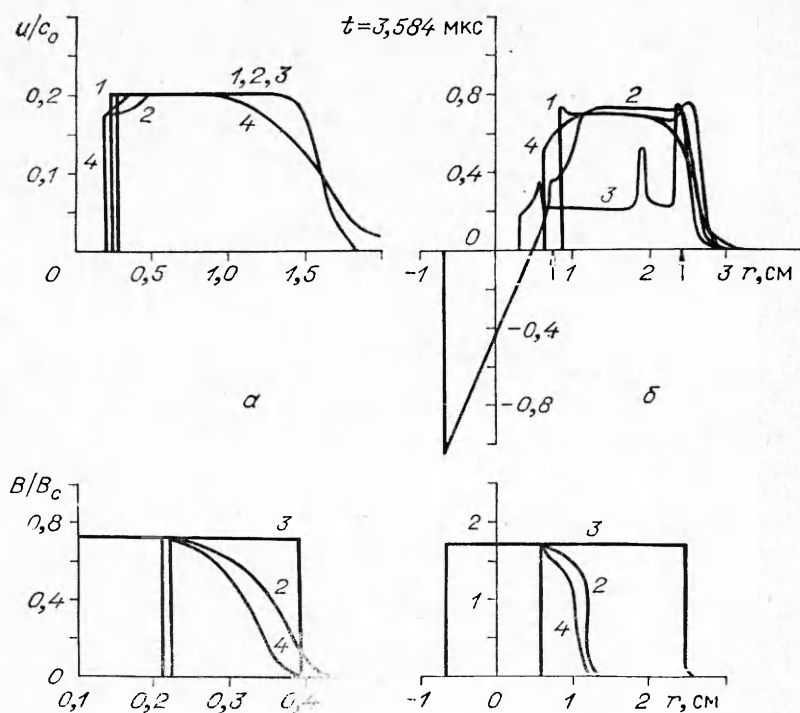
где $\langle W_K \rangle$ — средняя кинетическая энергия электронов; $\kappa = \rho(\partial p/\partial \rho)_T$ — модуль изотермической сжимаемости; $\Lambda = \ln(1 + \zeta) - \zeta/(1 + \zeta)$ — аналог кулоновского логарифма; $\zeta = 16m \langle W_K \rangle^2 / Z^2 e^2 \hbar^2 n$; n — средняя концентрация ионов (см. также [23], где получено более точное выражение для проводимости). Заметим, что (11) лишь множителем $2\kappa/\Lambda n k T$ отличается от формулы Ленера [7], который обеспечивает правильные асимптотики при $T < T_F$ и $T > T_F$ ($T_F = \varepsilon_F/k$ — температура Ферми, ε_F — энергия Ферми). Для нахождения $\langle W_K \rangle$ и κ используем уравнения (5), (6):

$$(12) \quad \sigma = 0,054 F^{3/2} \kappa / \Lambda T (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1};$$

$$(13) \quad \zeta = 0,69 \cdot 10^{-8} (\rho_0 / A M Z)^{1/3} \delta^{1/3} F;$$

$$(14) \quad F = \langle W_K \rangle \varepsilon_F^{-1} = 1 + 5,9 \cdot 10^{14} (A M / Z \rho_0)^{2/3} b \ln \operatorname{ch}(\beta T/b) / \beta_0$$

(A, M, Z — атомные вес, единица массы и заряд ядра соответственно; в (12) — (14) [M], [ρ], [κ] и [T] измеряются в системе СИ). При $T =$



Ф и г. 1

$= 300 \text{ K}$ и $\delta = 1$ (12) — (14) для меди дают значение удельного сопротивления $2,75 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$. Сравнение расчетов σ по (12) — (14) с известными экспериментальными данными и расчетами на основе уравнения Больцмана показывает обоснованность использования выражений (12) — (14) для интерпретации экспериментов по МК (тот факт, что в (12) — (14) Z считается постоянным, не вносит, как показывают расчеты, в условия МК большой погрешности [22]).

Мощная МГД ударная волна в проводящем полупространстве. В данном разделе рассмотрим распространение мощной МГД ударной волны (УВ) в полупространство, что позволяет сравнить различные модели и изучить общие характеристики взаимодействия металла со сверхсильным полем. Решалась осесимметричная задача, при этом внутренний радиус цилиндра брался таким, чтобы УВ не сильно отличалась от плоской волны (здесь он равен 40 см). Поле на внутренней границе задавалось в виде $B(t) = B_m(1 - \exp(-t/\tau))$, B_m принимало значения 300, 500, 700, 10^3 и $1,5 \cdot 10^3 \text{ Т}$. Значение постоянной времени для всех B_m равно 0,3 мкс (выбор такого значения определялся характерным временем нарастания импульса поля в конце МК).

На фиг. 1 и в таблице представлены результаты расчетов, иллюстрирующих применение расчетной модели, и сравнение их с результатами, полученными по другим моделям (на фиг. 1 использованы обозначения: 1 — идеально проводящая среда; 2 — в качестве σ используется формула (10); 3 — идеализированный взрыв скин-слоя (в этой модели принимается, что при $T < T_c$ σ определяется (10), а при $T \geq T_c$ $\sigma = 0$); 4 — плазменная модель проводимости, σ определяется (12) — (14); индексы a и b отвечают полям 3 и 7 МГц соответственно). В таблице представлены скорости внутренней границы (u_i), фронта УВ (u_f), границы поле — проводник (u_p) и токового фронта (u_s) для меди и нержавеющей стали.

Результаты таблицы и фиг. 1 показывают, что при отсутствии электрического взрыва скин-слоя все модели практически одинаково описывают ударный фронт. При $B \geq B_c = (\mu_0 \rho_0)^{1/2} c_0$ (B_c определяет границу, выше которой энергия, поступающая в проводник, больше энергии сублимации) возможен электрический взрыв скин-слоя. Как показывает фиг. 1, при

Мо- дель	$B, \text{МГс}$		3	5	7	10	15	Металл
	u/c_0							
1	u_i/c_0		0,205	0,446	0,708	1,118 ¹⁾	1,821 ²⁾	Медь 1) $t=4,326$ мкс; 2) $t=3,968$ мкс; 3) $t=3,942$ мкс, осталь- ное $t=4,1$ мкс.
	u_j/c_0		0,171	0,444	0,644	1,144	1,867	
2	u_i/c_0		0,182	-0,372 ³⁾	-1,2	-2,369	-4,359	
	u_j/c_0		0,198	0,459	0,759	1,1	1,808	
	u_s/c_0		0,205	0,454	0,721	1,16	1,841	
3	u_i/c_0		0,168	0,216	0,175	0,256	0,308	
	u_j/c_0		0,197	0,418	0,733	0,405	0,838	
	u_p/c_0		0,19	0,444	0,708	0,859	0,838	
	u_s/c_0		0,206	0,444	0,708	0,859	0,838	
4	u_i/c_0		0,183	0,285	0,544	1,031	1,831	
	u_j/c_0		0,199	0,438	0,679	1,072	1,769	
	u_s/c_0		0,202	0,446	0,703	1,108	1,831	
1	u_i/c_0		0,176	0,384	0,622	0,98	1,611	Нержавеющая сталь 4) $t=2,22$ мкс, остальное $t=3,6$ мкс.
	u_j/c_0		0,167	0,362	0,627	0,962	1,58	
2	u_i/c_0		0,109	-0,21	-1,033	-1,622	-2,933	
	u_j/c_0		0,179	0,413	0,7	1,038	1,8	
	u_s/c_0		0,172	0,411	0,7	1,089	1,789	
3	u_i/c_0		0,172	0,157	0,186	0,195	0,198 ⁴⁾	
	u_j/c_0		0,165	0,165	0,148	0,393	0,269	
	u_p/c_0		0,177	0,349	0,424	0,393	0,269	
	u_s/c_0		0,177	0,349	0,424	0,393	0,269	

$B = 300 \text{ Т}$ ($0,726 B_c$ для меди и $0,658 B_c$ для стали) идеализированный взрыв не влияет на величину скорости границы поле — проводник, которая близка к скорости внутренней границы идеального проводника (см. таблицу), при этом толщина испарившегося слоя не превышает толщины скин-слоя ($\leq 1 \text{ мм}$). Результаты расчетов с использованием (10) показывают (фиг. 1), что в полях, больших B_c , скорость внутренней границы меняет знак вследствие волны разрежения, которую вызывает отрицательный градиент давления за фронтом УВ и невозможность магнитному полю препятствовать расширению слабо проводящих слоев металла (кривая 2, фиг. 1, б). Граница токового фронта находится вдали от границы (первая стрелка от начала координат). Поскольку магнитное давление в этом месте максимально, на кривой скорости наблюдается небольшой максимум (кривая 2, фиг. 1, б). Плотность слоев металла с отрицательной скоростью много меньше первоначальной ($\delta = \rho/\rho_0 \leq 0,1$; $\delta \sim 0,1$ соответствует эффективной границе поле — проводник), и проводимость близка к нулю. Если пренебречь массой расширившихся слоев, а в оставшейся части использовать в качестве σ формулу (10), то можно достаточно точно описать движение эффективной границы поле — проводник (этот подход отвечает гипотезе Брайяна [6] о том, что проводимость исчезает скачком при $\delta = 0,1$). Такая точка зрения использована в [14, 16] при изучении МК. Сравнение результатов расчета, полученных с использованием (10) и (12)—(14), между собой показывает оправданность данной точки зрения, так как последняя модель дает эффективное обрезание плотности на уровне $\delta \sim 0,1$ (см. кривую 4, фиг. 1, б). Толщина скин-слоя при этом несколько меньше, чем у модели с использованием (10). Это вызвано более точным описанием зависимости $\sigma(p)$ выражениями (12) — (14).

В полях, больших B_c , идеализированный взрыв скин-слоя происходит на фронте УВ (вторая стрелка на фиг. 1, б). Нерегулярности в кривой скорости относятся к непроводящему пару и вызваны наличием в нем волн сжатия и разрежения. Фазовая скорость границы поле — проводник в этом случае равна магнитозвуковой скорости $v_p = (c^2 + v_A^2)^{1/2}$ ($c = ((\partial p / \partial \rho)_T)^{1/2}$, $v_A = B / (\mu_0 \rho)^{1/2}$ — соответственно звуковая и альфвеновская скорости). В случае отсутствия взрыва скин-слоя эффективная скорость границы поле — проводник хорошо аппроксимируется выражением $v_p = 0,5c_0 \lambda_1^{-1} [(1 + 2\lambda_1 v_A^2 / c_0^2)^{1/2} - 1]$ (λ_1 — эмпирическая постоянная металла).

Модель идеализированного взрыва скин-слоя носит формальный характер, поэтому можно лишь говорить о его отсутствии или незначительном влиянии на скорость движения границы поле — проводник для меди и стали при $B \leq 4$ МГс. Ее можно применять для нахождения предельных характеристик МГД-течений металла в сверхсильном поле. Ниже эта модель применяется для интерпретации экспериментов по МК в полях, больших 5 МГс; показано, что, по крайней мере, в случае проводников типа нержавеющей стали эта модель не лишена физического смысла.

Поскольку волна разгрузки возникает даже в случае поля формы $B(t) = B_m(1 - \exp(-t/\tau))$, исследованы условия ее возникновения при МК, где время жизни оболочки определяет длительность импульса поля [14]. В расчете поле изменялось по закону $B(t) = A(\exp(-t/\tau_1) - \exp(-t/\tau_2))$ (τ_1 и τ_2 выбраны равными характерным величинам для реальных импульсов поля, получаемых при МК; максимальные значения поля равны 3,26; 6,38 и 12,6 МГс). В результате расчетов с использованием плазменной модели проводимости (выражений (12) — (14)) выявлена следующая картина возникновения волны разрежения. В момент времени $t = t_m$, когда поле становится максимальным, под действием отрицательного градиента гидродинамического давления (при МК градиент давления в стенке лайнера всегда отрицателен) скорость внутренней границы (v_i) изменяет знак на противоположный (до $t = t_m v_i > 0$). Уменьшение поля на внутренней границе приводит к тому, что его максимум вследствие инерционности магнитного потока оказывается в толще стенки оболочки. Отрицательный градиент магнитного давления также приводит к увеличению скорости внутренней границы ($v_i < 0$).

При МК скорость внутренней границы оболочки всегда меньше нуля, кроме того, максимум поля вследствие конечной величины σ наступает до ее полной остановки. Поэтому возникновение вследствие волны разрежения дополнительной скорости, совпадающей по направлению со скоростью оболочки, может привести к ее разрушению. Если проводимость внутренних слоев велика, оболочка не разрушится, а остановится при радиусе, меньшем размеров индуктивного датчика или объекта исследования (ниже показано, что в ряде экспериментов это имело место).

Анализ экспериментов по магнитной кумуляции. Рассмотренные выше модели использованы для интерпретации опытов по МК и МДК. В качестве последних взяты эксперименты, проведенные в ЛПИ им. М. И. Калинина [13] (интерпретация опытов других авторов требует знания параметров их ускоряющих контуров, что не всегда возможно). Эти опыты характеризуются тщательностью экспериментальных условий, что позволило получить рекордную для МДК величину индукции ($B_m = 3,4$ МГс). Из опытов, в которых лайнеры ускорялись взрывом, взяты те, в которых получены воспроизводимые величины B_m , что свидетельствует о симметрии сжатия лайнера.

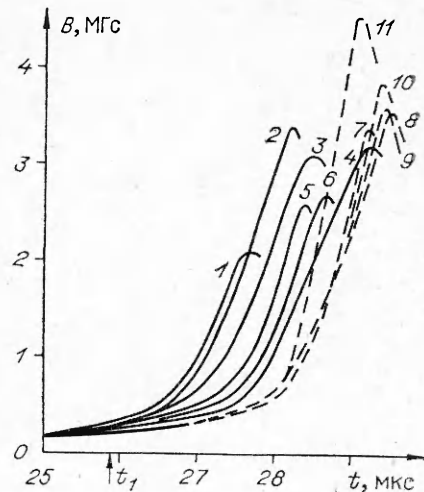
Расчет МДК проводился совместно со стадией ускорения лайнера, при этом результаты расчета для этой стадии хорошо согласуются с опытом. Так, в серии экспериментов с лайнерами из меди диаметром $d_0 = 45$ мм и толщиной $h_0 = 0,38-0,41$ мм экспериментальный магнитный поток, захваченный лайнером, $\Phi_1 = 2 \pm 0,4$ мВб, расчетный — $\Phi_1 = 1,68 - 1,87$ мВб; экспериментальный коэффициент преобразования энер-

гии контура в кинетическую энергию оболочки $\eta = 6,8-7,8\%$, расчетный — $\eta = 6,91-7,3\%$. Экспериментальный момент времени перехода тока в лайнере через нуль $t_1 = 25,9$ мкс, расчетный — $25,96$ мкс.

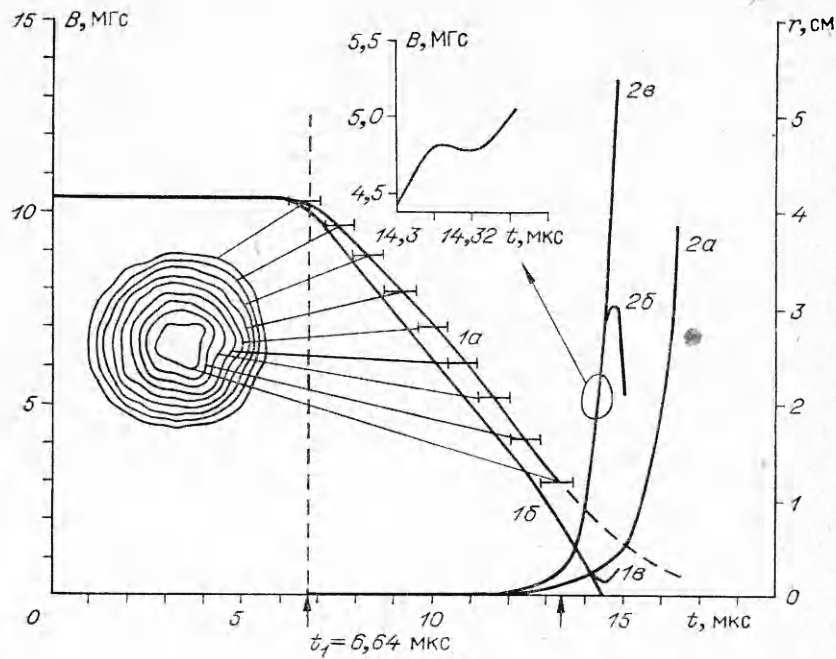
Фиг. 2 содержит результаты экспериментов по МДК (сплошные линии) медных лайнеров с $d_0 = 45$ мм и $h_0 = 0,38-0,41$ мм и расчетов (штриховые линии) для оболочки с $h_0 = 0,4$ мм (результаты расчетов для других толщин и радиусов приведены в обобщенном виде на диаграмме фиг. 6). Кривые фиг. 2 получены с использованием моделей: 7 — $\rho = \text{var}$, $\sigma \neq \infty$, в уравнении состояния учтены вклады p_x и p_T , кроме того, предусмотрена возможность осуществления идеализированного взрыва скин-слоя; 8 — $\rho = \text{var}$, $\sigma \neq \infty$, в уравнении состояния учтен только p_x ; 9 — $\rho = \text{var}$, $\sigma = \infty$; 10 — $\rho = \rho_0 = \text{const}$, $\sigma \neq \infty$; 11 — $\rho = \rho_0 = \text{const}$, $\sigma = \infty$. Расчетные кривые фиг. 2 лежат в плотном пучке экспериментальных кривых, временное расхождение между которыми и различие в величине B_m вызвано различием толщин оболочек и условий опытов. Максимальное значение $B_m = 3,4$ МГс отвечает эксперименту с $h_0 = 0,4$ мм. Наилучшее согласие с этим опытом дает наиболее полная модель (кривая 7) — $B_m = 3,35$ МГс. Временной сдвиг между расчетным и экспериментальным максимумами, равный 1 мкс, не превышает погрешности измерения и много меньше длительности всего процесса, равной 29 мкс. Величина расчетного радиуса обратного хода r_m (минимального радиуса, после достижения которого оболочка в принципе должна расширяться) была меньше экспериментального (экспериментальное значение r_m по оценкам работы [13] на основе СФР-грамм составило 2 мм, расчетное — 0,925 мм, что больше радиуса зонда, равного 0,8 мм).

Рассмотрим относительный вклад каждого из физических факторов в B_m и r_m . Имеем (индексы 0, d и c относятся соответственно к лайнеру без потерь, несжимаемому лайнеру с $\sigma \neq \infty$ и сжимаемому лайнеру с $\sigma = \infty$) $B_{m0}/B_{md} = 1,158$, $B_{m0}/B_{mc} = 1,239$, $B_{md}/B_{mc} = 1,07$, $B_{m0}/B_m = 1,253$ — одночленное уравнение состояния, $B_{m0}/B_m = 1,331$ — двучленное уравнение состояния. Соответственно $r_{m0}/r_{md} = 1,552$, $r_{m0}/r_{mc} = 0,902$, $r_{m0}/r_m = 1,293$, $r_{m0}/r_m = 1,297$; $\Phi_1/\Phi_{md} = 2,779$, $\Phi_1/\Phi_m = 1,961$, $\Phi_1/\Phi_m = 1,968$. Анализ приведенных цифр говорит о том, что в этих опытах определяющим фактором была сжимаемость, а диффузия вносит поправки в B_m (сжимаемость уменьшает потери потока). Поскольку оба фактора по-разному влияют на r_m , B_{md} несильно отличается от B_{mc} . Эта «восстанавливающая» роль диффузии в опытах, где толщина скин-слоя $\Delta < r_m$, отмечена в работе [14]. Эти эксперименты показывают, что наиболее чувствительным к выбору физической модели параметром является радиус обратного хода, который, к сожалению, в большинстве опытов по МК не зарегистрирован. Фиг. 2 показывает также, что в экспериментах работы [13] электрический взрыв скин-слоя отсутствовал. Анализ экспериментов с лайнерами больших диаметров и из разных материалов показал, что опыты с лайнерами большого диаметра следует отнести к случаю идеальной кумуляции, когда сжимаемость и диффузия из-за большой величины захваченного потока практически не влияют на B_m и r_m ; для оболочек из алюминия сжимаемость играет большую роль, чем в случае медных или латунных оболочек.

На фиг. 3 показаны результаты эксперимента [24] с лайнером из нержавеющей стали, в котором $B_m = 9,8$ МГс, и расчета (на фиг. 3 1 — $r_i(t)$; 2 — $B(t)$). Расчет с использованием аппроксимации (10) дал сильно завы-



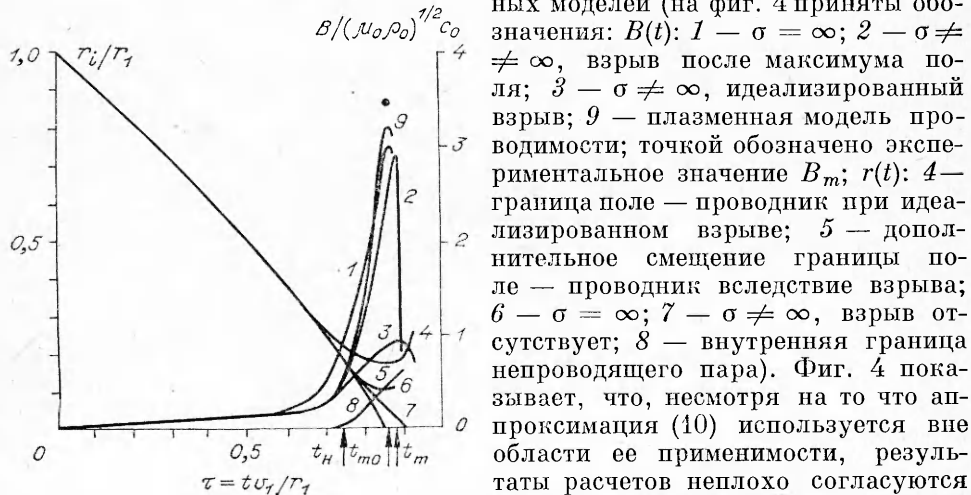
Фиг. 2



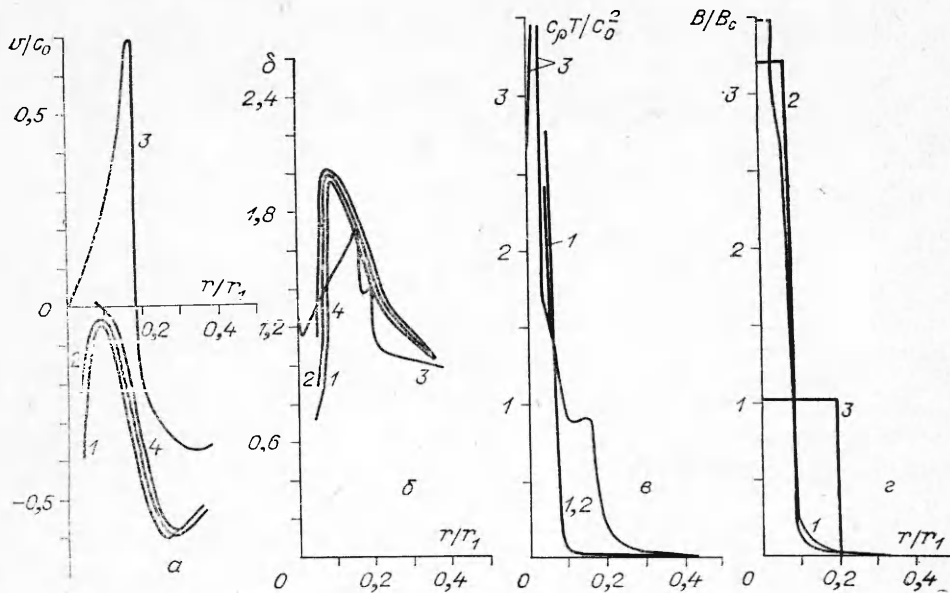
Фиг. 3

шенную величину индукции при практически нулевом радиусе обратного хода (кривые 2a и 1b). Расчет, использующий модель идеализированного взрыва скин-слоя, дал $B_m = 8$ МГс (кривая 2б) при r_m , большем радиуса зонда. Расчетная кривая $B(t)$ при этом имеет ступеньку в момент начала электрического взрыва, поэтому если существует электрический взрыв скин-слоя, близкий к идеализированному, то его можно обнаружить по излому экспериментальной кривой $B(t)$. Поскольку в случае МК с лайнерами из плохих проводников толщина скин-слоя много больше радиуса обратного хода, B_m определяется эффективным радиусом $r_{\text{eff}} \sim \Delta$. Действие идеализированного взрыва поэтому сводится к выбрасыванию из рассмотрения слоев металла, фактически потерявших проводимость (в МГД-расчетах эта ситуация осуществляется самосогласованно). Заметим, что в области, доступной измерению, расчетный радиус лайнера хорошо согласуется с опытным (кривые 1a и 1б, фиг. 3).

Фиг. 4, 5 показывают результаты эксперимента Фаулера с сотрудниками [25], в котором $B_m = 14,3$ МГс, и расчета с использованием различных моделей (на фиг. 4 приняты обозначения: $B(t)$: 1 — $\sigma = \infty$; 2 — $\sigma \neq \infty$, взрыв после максимума поля; 3 — $\sigma \neq \infty$, идеализированный взрыв; 9 — плазменная модель проводимости; точкой обозначено экспериментальное значение B_m ; $r(t)$: 4 — граница поле — проводник при идеализированном взрыве; 5 — дополнительное смещение границы поле — проводник вследствие взрыва; 6 — $\sigma = \infty$; 7 — $\sigma \neq \infty$, взрыв отсутствует; 8 — внутренняя граница непроводящего пара). Фиг. 4 показывает, что, несмотря на то что аппроксимация (10) используется вне области ее применимости, результаты расчетов неплохо согласуются с опытом (кривая 2). Последнее объ-



Фиг. 4



Ф и г. 5

ясняется тем, что, как показано в предыдущем разделе, выражение (10) удовлетворительно описывает ударный фронт, а также параметры токового фронта, если пренебречь выбросом металла вследствие исчезновения проводимости скачком при $\delta \leq 0,1$. Учет тепловых составляющих в уравнении состояния, как показывают расчеты, приводит к уменьшению r_m . Плазменная модель проводимости (кривая 9, фиг. 4) дает еще лучшее согласие с опытом (отличие 7,7%). Модель идеализированного взрыва (кривая 3, фиг. 4) приводит к резкому снижению B_m по сравнению с экспериментом, что позволяет сделать вывод об его отсутствии в опытах с медными и латунными оболочками. При этом эффективная граница поле — проводник и ее фазовая скорость практически постоянны (последняя $\sim c_0$; см. кривую 5 на фиг. 4, которая показывает дополнительное смещение границы поле — проводник в результате взрыва).

Сравнение расчета при $\sigma = \infty$ с аналитическими оценками для оболочки без потерь и сжимаемой оболочки с $\sigma = \infty$ показывает, что в эксперименте [25] влияние сжимаемости и диффузии выражено слабо, точнее, взаимное действие этих факторов приводит к тому, что максимум поля достигается при $t = t_{m0}$ (плазменная модель) при несколько меньшем радиусе, чем r_{m0} . При этом, как показывает расчет с использованием плазменной модели, максимальное значение удельного сопротивления, отвечающего максимуму поля, находится внутри стенки лайнера. Последнее приводит к снижению потерь магнитного потока из полости лайнера (это отмечалось также в [9]). Такое снижение еще более заметно в экспериментах типа эксперимента работы [26], где определяющую роль играла сжимаемость.

Действительно, используя оценку предельной величины индукции B_∞ [27]

$$(15) \quad B_\infty = B_c \left[\frac{2v_1}{c_0} \left(1 + \lambda_1 \frac{v_1}{c_v} \right) \right]^{1/2}$$

(λ_1 — эмпирическая характеристика металла [11], для меди $\lambda_1 = 1,5$), получим, взяв на основе расчета [9] $v_1 = 11,8$ км/с, $B_\infty = 23,8$ МГс; расчет [9] — $B_m = 30$ МГс, наш расчет — $B_m = 22,4$ МГс, эксперимент — $B_m = 25$ МГс, расчетный радиус обратного хода 2 мм. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что в очень сильных полях ($B > 10$ МГс) электрический взрыв скин-слоя, по-видимому, принци-

пиально не наблюдается, а МК ограничивается сжимаемостью металла и неустойчивостями.

В пользу этого можно привести дополнительный аргумент. В работе [14] получена оценка влияния диффузии в случае хороших проводников

$$(16) \quad B_{m_d} = B_{m_0}(r_{m_0} + 2\Delta)/(r_{m_0} + 2,5\Delta),$$

где Δ — толщина скин-слоя, определяемая выражением [14]:

$$(17) \quad \Delta = 0,655r_{m_0}(\Lambda\rho_0/\mu_0)^{1/4}(B_{m_0}/r_{m_0}\sigma_0 B_1^2)^{1/2},$$

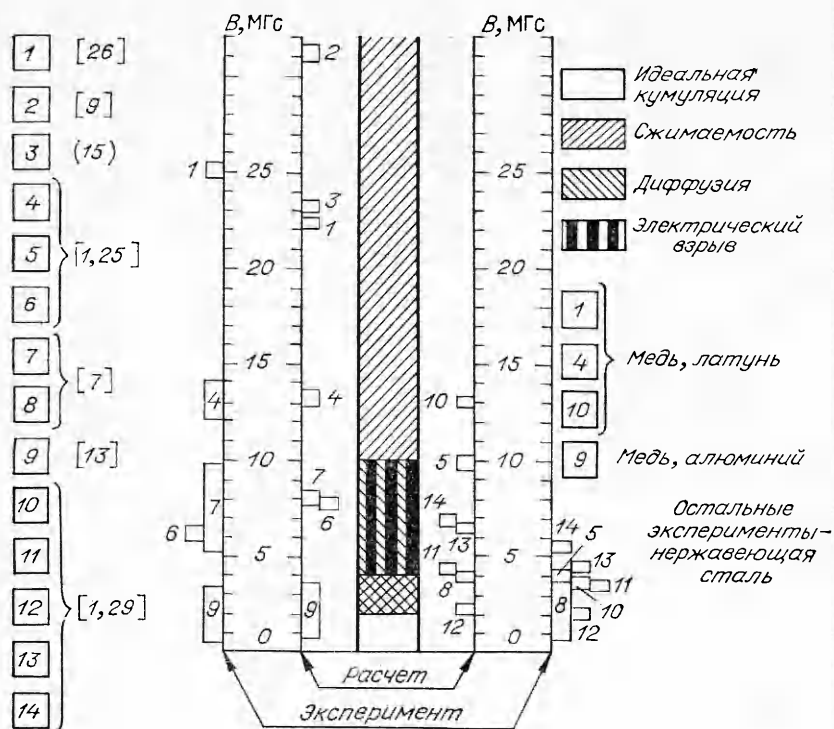
$\Lambda = \ln(1 + s_0/\pi r_{m_0}^2)$; s_0 — площадь сечения оболочки; σ_0 , B_1 — начальные значения электропроводности и магнитного поля соответственно. Рассмотрим гипотетическую несжимаемую оболочку, у которой $r_{m_0} = r_{mc}$ и $B_{m_0} = B_{mc}$. Тогда по формулам (16), (17) можно приближенно оценить совместное влияние диффузии магнитного поля и сжимаемости. В этом случае отношение Δ_s/r_{mc} (Δ_s — толщина скин-слоя в сжимаемой оболочке) определится выражением

$$\Delta_s/r_{mc} = (\Delta/r_{m_0})(B_{mc}/B_{m_0})^{1/2}.$$

Поскольку увеличение сжимаемости приводит к снижению B_{mc} , то при $B_{m_0} \gg B_{mc}$ $\Delta_s/r_{mc} \ll \Delta/r_{m_0}$, т. е. в пределе бесконечно больших B_{m_0} (больших v_1 или малых B_1) $B_m \rightarrow B_{mc} \rightarrow B_\infty$.

Возвратимся снова к эксперименту работы [25]. На фиг. 5, *a*—*г* соответственно показано распределение скорости, плотности, температуры и поля по толщине лайнера в момент максимума поля для лайнера с $\sigma = \infty$ (кривая 4), модели идеализированного взрыва (кривая 3), плазменной модели проводимости (кривая 2) и расчета с использованием (10) (кривая 1). Сравнение кривых 1, 2 с кривой 4 показывает, что в момент максимума поля скорость внутренних слоев лайнера не равна нулю, а увеличивается к внутренней границе, что связано с характером профиля плотности (кривые 1, 2, 4, фиг. 5, б) и конечной величиной σ . Такое поведение скорости и плотности действительно подтверждает возможность возникновения волны разрежения, рассмотренной в предыдущем разделе, которая может привести к снижению времени жизни лайнера и, следовательно, снижению эффективной длительности импульса поля. Расчет показал, что в данном частном случае остановка оболочки все же произошла (фиг. 4); в случае же лайнеров из плохих проводников, как отмечалось выше, такой остановки может не быть, или она наступает при радиусе, меньшем радиуса зонда. На фиг. 6 представлены практически все опубликованные эксперименты по МК. Ранее эти эксперименты подробно обсуждались в [28, 29], где радиус обратного хода идентифицируется с радиусом зонда. Здесь это предположение уточняется: как показали расчеты, все эксперименты по МК разделяются на две группы — «хорошие», в которых лайнер не налетал на зонд, и «плохие», в которых осуществлялась обратная ситуация (на диаграмме они показаны соответственно слева и справа). Диаграмма показывает, что большую часть экспериментов следует отнести к «плохим», так как в них вследствие большого диаметра зондов получены заниженные значения амплитуды индукции (например, в эксперименте LA-2, по классификации Герлаха, получено $B_m = 4$ МГс, в расчете с использованием модели идеализированного взрыва $B_m = 10,1$ МГс при $r_m = 1,3$ мм; простой пересчет на радиус зонда $r_z = 1,6$ — $2,75$ мм дает $B_m = 2,26$ — $6,67$ МГс).

Вышеприведенный анализ и фиг. 6 позволяют сформулировать основной результат данной работы: все эксперименты по МК разделяются на 4 класса: 1) $B_m \leq 2$ МГс — идеальная кумуляция; 2) $2 \leq B_m \leq 4$ МГс $\sim B_c$ — кумуляция близка к идеальной (диффузия магнитного поля и сжимаемость играют слабую роль); 3) 4 МГс $\sim B_c \leq B_m \leq 10$ МГс — B_m определяют потери потока и электрический взрыв скин-слоя (в этот диапазон попали все эксперименты с лайнерами из нержавеющей стали). Поскольку температура образующихся при этом паров недостаточна для их ионизации, хорошим приближением для изучения сжатия потока оболочками из нержавеющей стали или аналогичных провод-



Ф и г. 6

ников может быть модель идеализированного взрыва скин-слоя, которая дает при этом нижнюю границу получаемой индукции и верхнюю — радиуса обратного хода; 4) $B_m > 10$ МГс — эксперименты, в которых при соблюдении симметрии сжатия лайнера B_m определяется сжимаемостью, электрический взрыв скин-слоя отсутствует, а диффузия поля носит поправочный характер, при этом для меди и аналогичных проводников, начиная с $M = v_1/c_0 \geq 3$, хорошей оценкой амплитуды индукции является B_∞ , определяемая выражением (15).

Более точным критерием правильности расчетных моделей, рассмотренных здесь, было бы сравнение с опытом величины радиуса обратного хода, по которой отсутствуют надежные экспериментальные данные. Возможно, что более тщательный анализ покажет ограниченность рассмотренных здесь моделей, не учитывающих кинетические эффекты и макроскопические неоднородности среды.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить признательность Е. И. Биченкову, В. С. Имшеннику и Н. Н. Калиткину за интерес к работе и полезные обсуждения.

Поступила 21 VII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Knoepfel H., Herlach F. — In: Proceedings of the conference on megagauss magnetic field generation by explosives and related experiments. Euratom, Brussels, 1966; Knoepfel H., Herlach F. — In: Second international conference on megagauss magnetic field generation and related topics. USA, Washington, 1979.
2. Erber T., Latal H. G. et al. Analysis of flux compression experiments. — Acta Phys. Austr., 1972, vol. 36, p. 174; 257; 316.
3. Somon J. P. Magnetic fields obtained by flux compression. Limitation due to diffusion of the cylindrical liner. — In: Proceedings of the conf. on megagauss magnetic field generation by explosives and related experiments. Euratom, Brussels, 1966.
4. Somon J. P. Magnetic fields obtained by flux compression. Limitation due to dynamics of the cylindrical liner. — In: Proceedings of the conf. on megagauss magnetic field generation by explosives and related experiments. Euratom, Brussels, 1966.
5. Somon J. P. The dynamical instabilities of cylindrical shells. — J. Fluid Mech., 1969, vol. 38, p. 769.

6. Brayant A. R. The effect of joule heating of the diffusion of megagauss fields.— In: Proceedings of the conf. on megagauss magnetic field generation by explosives and related experiments. Euratom, Brüssels, 1966.
7. Lehner G. Über die Grenzen der Erzeugung sehr hoher Magnetfelder.— Springer tracts in Mod. Phys., 1965, vol. 47, p. 67.
8. Kidder R. E. Compression of magnetic field in side a hollow explosive — driven cylindrical conductor.— In: Proceedings of the conf. on megagauss magnetic field generation by explosives and related experiments. Euratom, Brüssels, 1966.
9. Калиткин П. И. Вещества при высоких энергиях. Автореф. дис. на соиск. учен. степени д-ра физ.-мат. наук. М., ИПМ АН СССР, 1972.
10. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
11. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
12. Spang E. Magnetic flux compression by magnetically imploded metallic foils.— J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, N 10.
13. Михельсоо В. Т., Шнеерсон Г. А., Щербаков А. П. Получение сверхсильного магнитного поля захватом и сжатием потока короткой цилиндрической оболочкой.— ПТЭ, 1974, № 2.
14. Волков Н. Б., Михельсоо В. Т., Нагель Е. Н., Шнеерсон Г. А. Численное исследование магнитодинамической кумуляции.— Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1976, № 6.
15. Михельсоо В. Т. Исследование магнитного поля массивного соленоида с тонкостенной оболочкой.— В сб.: Электромагнитные процессы в энергетических устройствах. Л.: ЛПИ, 1971.
16. Волков Н. Б. Численное решение магнитогидродинамической задачи о сжатии магнитного потока проводящей оболочкой.— Вестн. ХПИ, 1977, № 123, вып. 4.
17. Somon J. P. L'equation d'état des solides. L. G. I. Repor N 64/3, 1964.
18. Корнер С. Б., Фунтиков А. И. и др. Динамическое сжатие пористых металлов и уравнение состояния с переменной теплоемкостью при высоких температурах.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 686.
19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976.
20. Седов Л. И. Механика сплошных сред. Т. 1. М.: Наука, 1976.
21. Knoepfel H., Luppi R. The electrical conductivity of metals at very high temperatures.— In: Exploding Wires. Vol. 4. London, 1968, p. 233.
22. Волков Н. Б. Исследование электрофизических процессов, происходящих при получении сверхсильных импульсных магнитных полей. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Л., ЛПИ, 1978.
23. Волков Н. Б. Плазменная модель проводимости металлов.— ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 9.
24. Brin A., Besanson J. E. et al. Magnetic field compression.— In: Proceedings of the conf. on megagauss magnetic field generation by explosives and related experiments. Euratom, Brüssels, 1966.
25. Fowler C. M., Garn W. B., Caird R. S. Production of very high magnetic fields by implosion.— J. Appl. Phys., 1960, vol. 31, p. 588.
26. Сахаров А. Д., Людаев Р. З. и др. Магнитная кумуляция.— ДАН СССР, 1965, т. 165, № 1.
27. Lehner G., Linhart J. G., Somon J. P. Limitations on magnetic fields obtained by flux compression.— Nucl. Fusion, 1964, vol. 4, p. 362.
28. Herlach F. Megagauss magnetic fields.— Rept. on Progr. in Phys., 1968, vol. 31, p. 341.
29. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.

УДК 538.323 : 534.2

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ СОУДАРЕНИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

*В. Ф. Агарков, А. А. Блохинцев, С. А. Калихман,
В. И. Кузнецов, В. Н. Фомакин, А. А. Царев*

(Куйбышев, Чебоксары)

При исследовании свойств материалов путем приложения к ним механических усилий необходимы эксперименты по высокоскоростному соударению образцов конструкции с частицами размером менее миллиметра со скоростями 1—15 км/с. Перспективными ускоряющими устройствами являются электромагнитные ускорители, пель-