

**УСКОРЕНИЕ ПРОВОДНИКОВ ДО ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЕЙ
В ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ****В. Ф. Агарков, В. Н. Бондалетов, С. А. Калижман,
Ю. П. Пичугин***(Истра, Куйбышев, Чебоксары)*

Исследуется влияние формы кривой плотности тока и начального угла ускорения на скорость метания проводников с током в импульсном магнитном поле, созданном при разряде емкостного накопителя энергии. Исследование проведено путем решения вариационной задачи по определению оптимальной функции плотности тока в метаемом теле при заданной функции индукции магнитного поля. Показано, что оптимальным с точки зрения получения наибольшей скорости является соотношение $j = KV$, где K — постоянная.

Для случая однородного магнитного поля, изменяющегося по затухающей синусоиде, получены выражения для плотности тока в ускоряемом теле, скорости метания, пути ускорения. Показано наличие оптимального начального угла ускорения, зависящего от амплитуды и частоты ускоряющей силы и пути ускорения. Предложена методика приближенного расчета гиперзвукового электромагнитного ускорителя. В соответствии с выводами теории разработана установка и проведено экспериментальное исследование метания проводников в импульсном магнитном поле. Получена максимальная скорость 10.5 км/сек для алюминиевых провололок диаметром 0.16 мм.

1. При исследовании высокоскоростных соударений применяются устройства, использующие электрическую энергию для ускорения твердых тел [1]. Среди этих устройств перспективными являются электромагнитные ускорители, использующие метод силового воздействия импульсного магнитного поля на проводник с током [2-4]. Полученная на них скорость не превышает 4—5 км/сек при массе ускоряемого тела $10^{-4} \div 10^{-6}$ кг [2,5]. Причинами этого являются относительно низкое значение предельной по условиям нагрева скорости проводников в использованных устройствах и процессы в подвижном контакте ускоряемого проводника с направляющими рельсами; дугообразование в контактах приводит к шунтированию ускоряемого тела плазмой и уменьшению достигаемой скорости.

Увеличение предельной по условиям нагрева скорости и ослабление процесса дугообразования в движущемся контакте ускоряемого проводника с направляющими рельсами может быть достигнуто в рассматриваемых в работе устройствах с «разделением токов», которые позволяют регулировать отдельно ускоряющее магнитное поле и ток в проводнике. В этом случае плотность тока в метаемом теле может быть выбрана из условия допустимого нагрева, а ток, создающий ускоряющее магнитное поле, — исходя из механической и термической прочностей катушки. Путем уменьшения тока в метаемом теле при соответствующем уменьшении его сечения можно ослабить процесс дугообразования в контактах, сохраняя высокое значение ускорения.

Теория электромагнитного ускорения для случая «разделения токов» разработана недостаточно. Целью работы является нахождение оптимальных параметров устройств и режимов ускорения, экспериментальная проверка полученных соотношений.

Основным ограничением скорости при электромагнитном ускорении является нагрев тела протекающим током плотностью j . Определим оп-

тимальную функцию плотности тока, при которой скорость максимальна для известной зависимости индукции магнитного поля $B(t, x)$ в зоне ускорения и равномерного распределения тока по сечению проводника. Ускорение проводника при $\mathbf{B} \perp \mathbf{j}$ и без учета сопротивления воздуха равно

$$(1.1) \quad a = B(t, x)j(t, x)\gamma^{-1}$$

где x — координата перемещения, γ — плотность материала проводника.

В отсутствие теплообмена и без учета процессов в месте подвода тока в ускоряемый проводник для удельного сопротивления ρ имеем

$$(1.2) \quad \rho = \rho_0 + \frac{k}{\gamma} \int_0^t j^2 \rho dt, \quad k \approx \frac{\rho_0 \theta}{c}$$

где ρ_0 — начальное значение удельного сопротивления, θ — температурный коэффициент сопротивления, c — удельная теплоемкость.

Продифференцировав (1.2), получим связь между плотностью тока и удельным сопротивлением проводника

$$(1.3) \quad j = \left[\frac{\gamma}{k} \frac{d}{dt} (\ln \rho) \right]^{1/2}$$

Из (1.1) и (1.3) найдем выражение для скорости

$$(1.4) \quad v(\tau) = \frac{1}{\sqrt{k\gamma}} \int_0^\tau B(t, x) \sqrt{\dot{y}} dt$$

где τ — время ускорения, $y = \ln \rho$, $\dot{y} = dy/dt$.

Задача сводится к исследованию на максимум функционала Φ (1.4).

Выделим два случая.

1. Известно время ускорения τ

$$(1.5) \quad \Phi = \int_0^\tau F_1(t, x, \dot{y}) dt, \quad F_1(t, x, \dot{y}) = B(t, x) \sqrt{\dot{y}}$$

граничные условия для y

$$t = 0, y(0) = \ln \rho_0; \quad t = \tau, y(\tau) = \ln \rho_1$$

связь между x и t определяется уравнением движения.

Уравнение Эйлера [6] имеет вид

$$(1.6) \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial F}{\partial \dot{y}} \right) = 0$$

После преобразований (1.6) получим

$$(1.7) \quad \dot{y} = \frac{B^2}{4C_1^2}, \quad j = \sqrt{\frac{\gamma}{k}} \frac{B}{2C_1} = K' B$$

Постоянная K' определяется из граничных условий с учетом уравнения движения.

2. Известна длина участка ускорения s .

В этом случае, рассматривая t как функцию x , получим подынтегральное выражение в (1.5) в виде

$$F_2 [t(x), x, y'(x) / t'(x)] t'(x), \quad \Phi = \int_0^s B \sqrt{y' t'} dx$$

где штрих означает производную по x .

Полученная подынтегральная функция однородна относительно y' , t' . Для нахождения связи экстремальной функции плотности тока с индукцией ускоряющего магнитного тела рассмотрим уравнение Эйлера [6]

$$\frac{\partial F_2}{\partial y} - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial F_2}{\partial y'} \right) = 0$$

Так как F_2 не содержит y , то

$$(1.8) \quad \partial F_2 / \partial y = 0, \quad \partial F_2 / \partial y' = C_2$$

где C_2 — постоянная.

После преобразования (1.8) получим

$$(1.9) \quad \sqrt{y' t'} = B / 2C_2$$

Из (1.3), (1.9)

$$j = \sqrt{\gamma / k} (B / 2C_2) = K'' B$$

Постоянная K'' определяется после интегрирования (1.9) с учетом зависимости $t(x)$. Таким образом, в обоих случаях оптимальным является пропорциональность плотности тока индукции ускоряющего магнитного поля

$$(1.10) \quad j = KB$$

Соотношение (1.10), полученное для произвольной зависимости индукции ускоряющего поля от времени и координаты, исходя из обеспечения минимального нагрева проводника, является общим для всех оптимальных электромагнитных ускорителей, в которых ограничением для достижения высоких скоростей является нагрев ускоряемого проводника. Следовательно, в оптимальном для достижения высокой скорости случае плотность тока в ускоряемом проводнике должна повторять форму поля, что обеспечивается постоянством коэффициента K для любого конкретного процесса ускорения. Максимальное значение тока (плотности тока) определяется допустимым нагревом, что учитывается величиной коэффициента K . При изменении условий ускорения (индукции $B(x, t)$, пути и времени ускорения) может измениться и величина коэффициента K . Важно, что в конкретном процессе ускорения $B(t) / j(t) = \text{const}$. При заданном времени ускорения плотность тока не зависит от амплитуды индукции магнитного поля.

Устройства высокоскоростного метания должны в оптимальном режиме обеспечивать выполнение условия (1.10).

При произвольной зависимости магнитного поля от времени и координаты нахождение оптимальной функции плотности тока требует интегрирования системы нелинейных дифференциальных уравнений, что возможно лишь численными методами. Для случая однородного магнитного поля, зависящего только от времени, могут быть получены выражения для плотности тока, скорости $v(\tau)$ и пути ускорения s . Для практически важного случая магнитного поля, создаваемого при разряде емкостного нако-

питателя энергии

$$B = B_0 e^{-\beta(t+\varphi/\omega)} \sin(\omega t + \varphi)$$

получим после преобразований

$$(1.11) \quad j = 2 \{k^{-1} \gamma [\ln \rho_1 / \rho_0] [q(\tau) - q(0)]^{-1}\}^{1/2} e^{-\beta(t+\varphi/\omega)} \sin(\omega t + \varphi)$$

$$(1.12) \quad v(\tau) = \frac{B_0 e^{-\beta\varphi/\omega}}{2} \left\{ \frac{\ln \rho_1 / \rho_0}{k\gamma} [q(\tau) - q(0)] \right\}^{1/2}$$

$$(1.13) \quad s = \frac{B_0 e^{-\beta\varphi/\omega}}{2k\gamma} \left\{ \frac{\ln \rho_1 / \rho_0}{q(\tau) - q(0)} [Q(\tau) - Q(0) - \tau q(0)] \right\}^{1/2}$$

$$q(\tau) = e^{-2\beta\tau} \left[\frac{\beta \cos 2(\omega\tau + \varphi) - \omega \sin 2(\omega\tau + \varphi)}{\omega^2 + \beta^2} - \frac{1}{\beta} \right]$$

$$Q(t) = \frac{e^{-2\beta t}}{2} \left[\frac{1}{\beta^2} - \frac{(\beta^2 - \omega^2) \cos 2(\omega t + \varphi) - 2\omega\beta \sin 2(\omega t + \varphi)}{\omega^2 + \beta^2} \right]$$

где β — коэффициент затухания, φ — угол начала ускорения, τ — время ускорения.

2. Вследствие небольшой протяженности зоны ускорения (порядка 10^{-2} м) и высокой средней скорости проводника время ускорения обычно меньше полупериода колебаний тока в электрическом контуре ускорителя. С достаточной точностью можно положить в (1.11) — (1.13) $\beta = 0$, а затухание учесть путем соответствующего уменьшения амплитуды индукции магнитного поля. Тогда для скорости и пути ускорения получим из (1.12) и (1.13)

$$(2.1) \quad v / v_1 = [2\psi - \sin(2\psi + 2\varphi) + \sin 2\varphi]^{1/2}$$

$$(2.2) \quad s / s_1 = 1/2 [2\psi^2 - \cos 2\varphi + \cos(2\psi + 2\varphi) + 2\psi \sin 2\varphi] \times \\ \times [2\psi - \sin(2\psi + 2\varphi) + \sin 2\varphi]^{-1/2}$$

$$v_1 = \frac{B_0}{2} \sqrt{\frac{\ln \rho_1 / \rho_0}{\omega k \gamma}}, \quad s_1 = \frac{v_1}{\omega}, \quad \psi = \omega t$$

Используя (2.1), найдем оптимальный угол начала ускорения φ_0 , при котором скорость максимальна

$$\varphi_0 = n\pi / 2 - \psi / 2, \quad \psi / \pi < n \leq 1 + \psi / \pi$$

При $\varphi = \varphi_0$ из (2.1), (2.2) получим

$$(2.3) \quad v_0 = v_1 [2(\psi + |\sin \psi|)]^{1/2}$$

$$(2.4) \quad s_0 = v_0 \psi / 2\omega$$

Из (2.3), (2.4) могут быть найдены выражения для расчета необходимой индукции B_0 магнитного поля и энергоемкости W_0 накопителя

$$(2.5) \quad B_0^2 = \frac{k\gamma}{\ln \rho_1 / \rho_0} 2\omega v_0^2 \left[\frac{2\omega s_0}{v_0} + \left| \sin \frac{2\omega s_0}{v_0} \right| \right]^{-1}$$

$$(2.6) \quad W_0 = \Delta s \omega k \gamma v_0^2 \left[\mu_0 K_1 K_2 K_3^2 \ln \rho_1 / \rho_0 \left(\frac{2\omega s_0}{v_0} + \left| \sin \frac{2\omega s_0}{v_0} \right| \right) \right]^{-1}$$

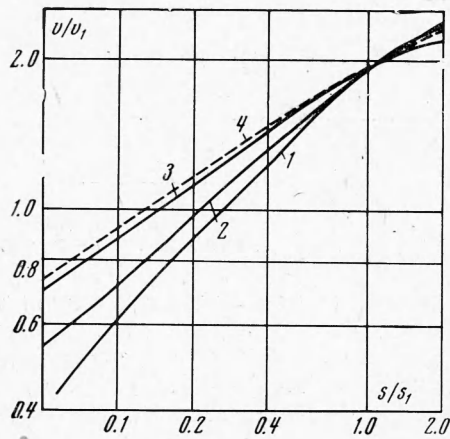
где Δs — объем зоны ускорения.

Коэффициенты K_1, K_2, K_3 имеют следующий физический смысл: $K_1 = L_1 / (L_0 + L_1)$ характеризует долю энергии, передаваемую в магнитное поле катушки от всей энергии емкостного накопителя, где L_1 — индуктивность катушки, L_0 — собственная индуктивность накопителя

$$K_2 = \exp \left\{ - \frac{r \operatorname{arc} \operatorname{tg} 2r / [\omega (L_1 + L_0)]}{\omega (L_1 + L_0)} \right\}$$

учитывает затухание тока разряда к моменту первого максимума вследствие джоулевых потерь в активных сопротивлениях (r) цепи разряда; $K_3 = B_0 / B_m$ характеризует уменьшение поля в зоне ускорения за счет магнитного поля рассеяния.

Формулы (2.3) — (2.6) были найдены в предположении постоянства времени ускорения. Чаще задана длина участка ускорения, которая оста-



Фиг. 1

ется неизменной при различных режимах ускорения. В этом случае определение оптимального угла начала ускорения сводится к решению системы трансцендентных уравнений, что возможно лишь численными методами. На фиг. 1 приведены зависимости скорости от пути ускорения при различных углах начала ускорения (1 — $\varphi = 0$, 2 — $\varphi = 30^\circ$, 3 — $\varphi = 60^\circ$, 4 — $\varphi = \varphi_0$). Анализ кривых показывает, что в широком диапазоне параметров $0.02 < s/s_1 < 1.0$ найденные соотношения позволяют рассчитать оптимальные параметры установки и режим ускорения.

Из (2.1), (2.2) наилучшим материалом для ускорения в импульсном магнитном поле является тот, у которого величина $\ln(\rho_1/\rho_0)/k\gamma$ наибольшая. В таблице приведены данные для ряда материалов. Сопоставление результатов расчета показывает, что замена медного проводника алюминиевым позволяет увеличить скорость на 100%, алюминиевого бериллиевым — на 50%.

Из (2.1), (2.2) наилучшим мате-

	$c, 10^8$ дж/кг·град	$\rho_0, 10^{-8}$ ом·м	$\gamma, 10^8$ кг/м ³	$\theta, 10^{-4}$ град ⁻¹	$k, 10^{-18}$ кг·ом·м/дж	$\ln \rho_1/\rho_0$	$\frac{\ln \rho_1/\rho_0}{k\gamma}, 10^{10}$
Be	1.79	2.8	1.8	90	1.41	2.54	1.01
Al	0.88	2.45	2.7	45	1.25	1.4	0.42
Cu	0.38	1.56	8.96	43	1.9	1.85	0.11
Fe	0.65	8.9	7.9	65	9.2	9.65	0.034
Константан	0.42	50.0	8.9	10^{-2}	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-4}$	0.0047

Полученный критерий можно выразить через интеграл от квадрата плотности тока («интеграл тока») [7]

$$J = \int_0^t j^2 dt$$

Из (1.2) следует:

$$\ln \rho_1 / \rho_0 = \frac{k}{\gamma} \int_0^t j^2 dt = \frac{k}{\gamma} J$$

Для критерия, характеризующего эффективность ускорения данного металла в импульсном магнитном поле, получаем

$$(k\gamma)^{-1} \ln \rho_1 / \rho_0 = \gamma^{-2} J$$

Наилучшим материалом для метания является тот, у которого критерий наибольший.

В [7] определяется предельная скорость, которая может быть сообщена «тонкому листу» (толщиной d , малой по сравнению с толщиной скин-слоя магнитного потока)

$$v = 1/2 \mu d \gamma^{-1} J$$

Приведенное соотношение характеризует не свойства материала ускоряемого проводника, а ограничения способа ускорения, так как наряду со свойствами материала в него входит толщина листа. Основным принципиальным недостатком этой схемы ускорения является предположение об однозначной жесткой зависимости поля H и тока в ускоряемом проводнике

$$jd = i = -H$$

В данной схеме предельная по условию нагрева скорость проводника может быть увеличена в случае независимого изменения соотношения между полем и плотностью тока. Допустив, например, $H = njd$, получим, что предельная скорость возрастет в n^2 раз, т. е. теоретическое ограничение по предельной скорости снимается.

3. Для проверки полученных соотношений и исследования динамики ускорения была проведена серия экспериментов на индукционном ускорителе с дополнительным трансформатором, позволяющим регулировать отдельно индукцию ускоряющего магнитного поля и ток в проводнике. Накопитель номинальным напряжением 5 кВ, энергоемкостью 11 кДж и собственной частотой 46 кГц собран из шести конденсаторов ИМУ-5—140. На выводе каждого конденсатора укреплен воздушный трехэлектродный разрядник с коаксиальными электродами, разрядники плоскими шинами соединяются со сборным электродом, на котором смонтирован ускоритель. Ускоряемый проводник подключен к вторичной обмотке воздушного трансформатора с высокой добротностью, первичной обмоткой которого служит токопровод емкостного накопителя энергии. Регулирование угла начала ускорения обеспечивалось устройством, использующим для переключения тока взрыв фольги, подключенной параллельно ускоряемому проводнику. В описываемых экспериментах максимальная амплитуда тока в катушке (i_1) равнялась 850 кА, в ускоряемом проводнике (i_2) — 2.5 кА. Для уменьшения дугообразования и улучшения контакта ускоряемого проводника применялись сходящиеся токоподводящие контактные рельсы с углом при вершине $\approx 15^\circ$.

Скорость тела измерялась двумя методами: скоростной фоторегистрацией теньвым методом процесса ускорения и по осциллограмме напряжения на контактных рельсах. Напряжение на рельсах

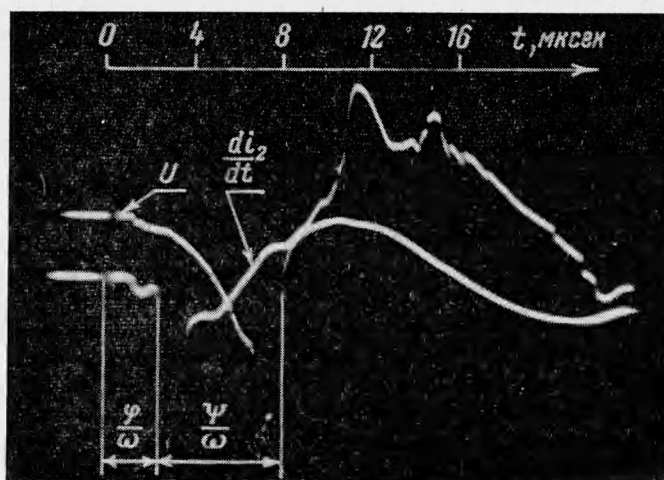
$$(3.1) \quad U = e_1 + e_2 + u, \quad e_1 = Bvl, \quad e_2 = M di_1 / dt, \\ u = d(i_2 L_2) / dt + i_2 r$$

где e_1 — э.д.с. движения ускоряемого проводника (b), B — индукция ускоряющего поля ($тл$), v — скорость проводника ($м/сек$), l — его длина ($м$), e_2 — э.д.с. взаимной индукции ($в$), M — коэффициент взаимной индукции ($гн$) и u — падение напряжения на рельсах и ускоряемом проводнике от тока i_2 .

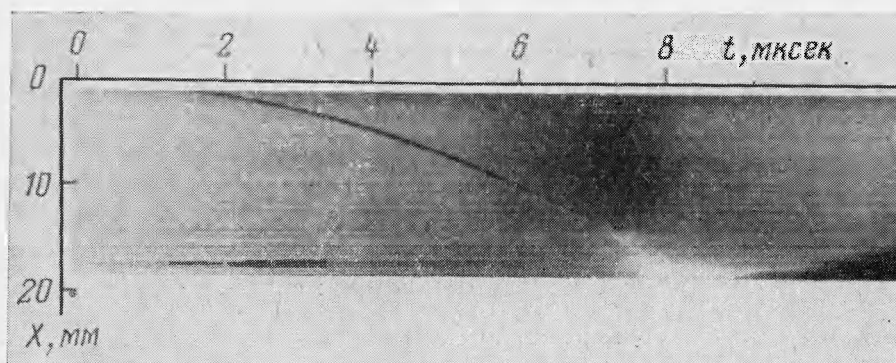
Оценим максимальные значения слагаемых в (3.1). При $B = 50 тл$, $v = 8 \cdot 10^3 м/сек$, $l = 4 \cdot 10^{-3} м$, $e_1 = 1600 в$. Максимальное значение коэффициента взаимной индукции, рассчитанное по [8], составляет $6 \cdot 10^{-9} гн$.

Таким образом, $e_2 = 1300$ в. Так как ток $i_2 \ll i_1$, то и $u \ll e_2$. Из приведенных оценок следует, что в момент удара о мишень должно наблюдаться резкое уменьшение напряжения на рельсах, по которому можно определить момент окончания ускорения.

На фиг. 2 приведены осциллограммы напряжения на рельсах и производной тока для эксперимента ($B = 50$ тл, $s = 16 \cdot 10^{-3}$ м, $l = 4 \cdot 10^{-3}$ м, угол начала ускорения 12° . Измеренное время ускорения 7 мксек, рассчитанная скорость $7 \cdot 10^3$ м/сек). Скоростная фоторегистрация процесса ускорения для того же эксперимента приведена на фиг. 3. Для подсветки использовалась



Фиг. 2

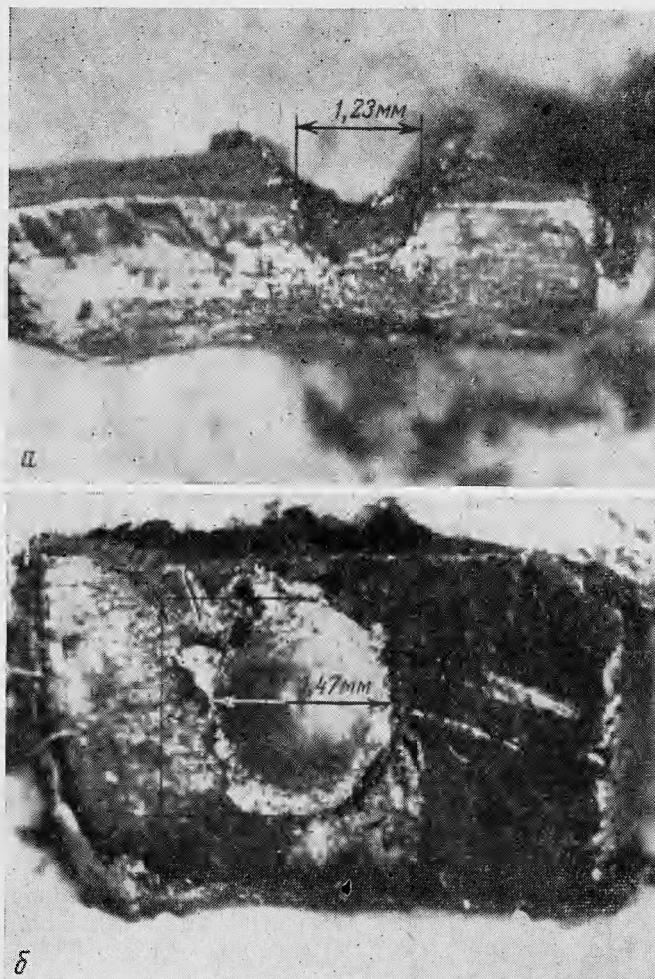


Фиг. 3

оптическая система осветителя ОУ-2 с искровым источником света. На фиг. 3 видно, что при скорости $v \approx 3$ км/сек возникает свечение воздуха перед метаемым телом. При росте скорости плотные струи воздуха, обтекающие тело, экранируют его, скорость при этом измерялась по границе возмущения. Сопоставление обоих методов измерения скорости (по осциллограммам и скоростной фоторегистрации) показало совпадение результатов в пределах погрешности измерения ($\sim 10\%$).

Контроль формы тела осуществлялся фотографированием в рентгеновских лучах процесса ускорения. Источником излучения служила остро-

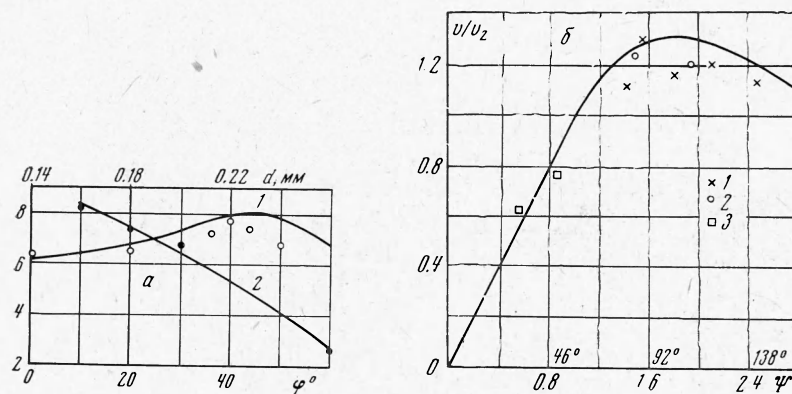
фокусная «открытая» трехэлектродная рентгеновская трубка [9]. Было проведено измерение плотности почернения изображения проводника с помощью микрофотометра типа МФ-4. Не было обнаружено существенного изменения плотности по длине ускоряемого тела, что свидетельствует о его целостности, т. е. сохранении диаметра и ориентации проводника, отсутствии неоднородностей и разрывов по его длине. При ускорении проводник неизбежно становится короче ввиду эрозии контактов.



Фиг. 4

При экспериментах мишень помещалась либо в катушке (индукторе), либо вне ее. В последнем случае в катушке имелось отверстие, пролетая сквозь которое тело могло изменить ориентацию и форму. В тех случаях, когда мишень помещалась в самой катушке, получался вытянутый кратер, так как длина ускоряемого проводника ($2 \div 4$ мм) много больше его диаметра ($0.1 \div 0.2$ мм). На фиг. 4, а приведен вид сбоку такого вытянутого кратера. В эксперименте (фиг. 4, б) мишень крепилась внутри катушки с помощью изолирующей втулки, частично закрывавшей ее активную поверхность, что объясняет вид кратера на фиг. 4, б.

Для сравнения были проведены эксперименты по ускорению проводников диаметром 0.08 мм ($j \approx 4j_*$, где j_* — значение плотности тока, рассчитанной по (1.11)). В этом случае примерно через 1.4 мксек после начала ускорения наблюдался электрический взрыв проводника (момент взрыва фиксировался по осциллограмме производной тока в проводнике и с помощью скоростной фоторегистрации) и далее происходило ускорение плазмы. Характер наблюдаемого при скоростной фоторегистрации свечения существенно отличался от случая ускорения твердого проводника, а конечная скорость в воздухе не превышала 4 км/сек.



Фиг. 5

Результаты обстрела мишеней из алюминия и меди приведены на фиг. 4 (а — алюминиевая мишень, $v = 6.8$ км/сек (вид сбоку); б — медная мишень, $v = 10.5$ км/сек (вид сверху)). Отчетливо видно наличие кратеров и сколов тыльной поверхности, характерных для высокоскоростного удара.

Зависимость скорости алюминиевых проводников от диаметра (кривая 2 при постоянном угле начала ускорения $\varphi = 40^\circ$) и от угла начала ускорения (кривая 1 при постоянном диаметре $d = 0.17$ мм) приведена на фиг. 5, а ($B = 50$ тл, $l = 4$ мм, $s = 17$ мм, расчетная кривая нанесена сплошной линией). Введем базисную скорость $v_2 = (B_0 j_0 \gamma^{-1} s)^{1/2}$, где B_0 , j_0 — соответственно амплитудные значения индукции и плотности тока. Тогда в относительных единицах результаты экспериментов могут быть представлены в виде обобщенной зависимости $v/v_2 = f(\psi)$ на фиг. 5, б (1 — $B = 50$ тл, $s = 17$ мм, $\varphi = 0$; 2 — $B = 80$ тл, $s = 18$ мм, $\varphi = 0$; 3 — $B = 50$ тл, $s = 13$ мм, $\varphi = 0$, $\psi = \omega t$ — угол ускорения, расчетная кривая нанесена сплошной линией). Наибольшая экспериментальная скорость 10.5 км/сек (ускорялся отрезок алюминиевой проволоки длиной 4 мм, диаметром 0.16 мм, $m = 2 \cdot 10^{-7}$ кг, $B = 80$ тл, $s = 18$ мм, $\varphi = 34^\circ$). Результаты экспериментов и расчетов хорошо согласуются, что свидетельствует о надежности полученных соотношений и возможности дальнейшего увеличения скорости.

Поступила 12 III 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Эйчельбергер Р., Кайнике Дж. Высокоскоростной удар. В кн. «Физика быстропротекающих процессов», т. 2, М., «Мир», 1971.
2. Cable A. J. Hypervelocity accelerators. In: High-velocity impact phenomena. New York — London, Acad. Press., 1970.
3. Бондалетов В. Н. Индукционное ускорение проводников. Ж. техн. физ., 1967, т. 37, вып. 2.

4. *Бондалетов В. Н., Гончаренко Г. М.* Ускорение проводников в импульсном магнитном поле. *Ж. техн. физ.*, 1970, т. 40, вып. 10.
 5. *Том К., Норевд Д.* Теория гиперзвукового электромагнитного ускорителя. В кн. «Техника гиперзвуковых исследований». М., «Мир», 1964.
 6. *Эльсгольц Л. Э.* Дифференциальные уравнения и вариационные исчисления. М., «Наука», 1969.
 7. *Кнопфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
 8. *Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А.* Расчет индуктивностей. Справочная книга. Л., «Энергия», 1970.
 9. *Золотых Б. Н., Сидоров В. Н.* Разборная острофокусная импульсная рентгеновская трубка. В кн. «Проблемы электрической обработки материалов». М., Изд-во АН СССР, 1962.
-