

04

© 1991 г.

ЭФФЕКТ ПРЕДЕЛЬНОЙ СКОРОСТИ В МАГНИТОПРИЖАТОМ РАЗРЯДЕ С ПОДВИЖНОЙ СТЕНКОЙ

Э. М. Дробышевский, Б. Г. Жуков, Е. В. Назаров, С. И. Розов,
В. М. Соколов, Р. О. Куракин

Представлены результаты экспериментов по ускорению тел массой $m \sim 1$ г с помощью магнитопржатого разряда с собственным магнитным полем в режимах почти постоянного тока, достигающих максимально допустимых значений по ускорению $\approx 3.5 \cdot 10^8$ г и по погонной плотности тока ≈ 60 кА/мм. Они показывают насыщение скорости на уровне 4–6 мм/мкс. Предел скорости не зависит от силы и продолжительности тока, от погонной индуктивности электродов, пропорционален $m^{-1/2}$. На него практически не влияют характер трения тела о стенки канала и небольшие отличия формы импульса тока (спадающий или нарастающий) от постоянного значения. Отмечено также постоянство напряжения на входе в систему в процессе ускорения тела, что обусловлено, по-видимому, конечным значением величины пробивного напряжения и сопровождается наблюдающимся расширением плазменного поршня вдоль канала и даже его отставанием от тела.

Условие постоянства напряжения с учетом трения плазмы о стенки и абляционного поступления их вещества в плазму позволило построить простую полуэмпирическую теорию ускорения тел, которая хорошо объясняет наблюдаемые закономерности.

1. Простейшей геометрией для исследования динамики сильноточных (сила тока $I=0.2-1.0$ МА) разрядов в поперечном магнитном поле является конфигурация из двух параллельных длинных электродов, с одной стороны которых подводятся ток. Канал разряда образуется между ними перемычку. На достаточно тонкую перемычку воздействует сила собственного магнитного поля тока $F = =L'I^2/2$, стремящаяся увеличить площадь контура с током (L' — погонная индуктивность электродов-рельсов). Магнитное давление достигает 10^1-10^3 МПа. Существуют три варианта подобных разрядов: 1) со свободным перемещением канала разряда в направлении силы F , 2) магнитопржатый разряд, когда его канал прижимается силой F к неподвижной (диэлектрической) стенке, 3) ускоряющий разряд, в отличие от предыдущего случая стенка заменяется подвижным элементом, который может свободно перемещаться, ускоряться под действием давления канала разряда — плазменного поршня. Обычно пространство между электродами ограничено с боков диэлектриком.

Наши основные усилия были направлены на изучение ускоряющего разряда. Первые результаты исследований изложены в [1].

Ускорение подвижного элемента — кубика массой m велось из состояния покоя в режиме почти постоянного тока длительностью Δt , формируемого длинной L — C -линией. В предположении отсутствия потерь на трение и тому подобного постоянство тока дает возможность с учетом выражений

$$V = \frac{L'}{2m} I^2 \Delta t, \quad S = V \Delta t / 2, \quad Q = I \Delta t \quad (1)$$

получить простую зависимость между количеством электричества, пропущенного через разряд в режиме $I = \text{const}$, с длиной ускорения

$$S = L' Q^2 / 4m, \quad (2)$$

которая парадоксальным образом не содержит времени (1).

Отсюда полный КПД системы движущееся тело—накопитель будет

$$\eta = \frac{L'^2 Q_0^2 C x^4}{4m \Delta t^2} = \frac{L' C x^2}{2 \Delta t} V = \frac{L' C x^2}{2} a, \quad (3)$$

где $Q_0 = Q/x = C U_0$ — исходный заряд емкостей C ($x \approx 1$), a — ускорение.

Эти соотношения послужили основой для создания компактного ускорителя с квадратным каналом стороной 9—12 мм ($m \approx 1-2$ г) и длиной всего 50—60 см. Стандартно $L' \approx 0.25$ мкГн/м и, согласно (1), $Q \approx 100$ Кл. Таким образом, при стандартном напряжении $U_0 = 5$ кВ (при $x = 1$) нужно зарядить $C = 20$ мФ, что соответствует энергии $W = 250$ кДж. Если ориентироваться на достижение $V = 5-8$ мм/мкс, то $\Delta t = 150-200$ мкс.

Результаты экспериментов по ускорению тел (вначале емкость батареи $C = 19.2$ мФ, с 25.06.88 $C = 23.2$ мФ)

Дата эксперимента	Масса тела, г	Начальное напряжение U_0 , кВ	Энергия в накопителе, кДж	Длительность полочки тока, мкс	Сила постоянного тока, кА	Погонная индуктивность, мкГн/м	Скорость тела на выходе, мм/мкс	КПД системы тело—накопитель, %
09.01.88	2.0	4.6	203	150	500	0.28	3.9	7.4
17.01.88	2.0	5.2	260	150	600	0.28	4.17	6.9
02.02.88	1.57	5.1	250	150	610	0.28	4.5	6.4
25.06.88	1.49	4.96	285	170	630	0.22	4.5	5.3
06.10.88	1.57	5.05	295	185	560	0.22	4.5	5.4
22.05.89	1.35	4.98	290	185	555	0.25	5.0	5.8
14.07.89	1.0	5.0	290	185	560	0.25	5.6	5.4
20.02.90	0.84	5.0	290	185	560	0.25	5.6	4.5
21.03.90	1.6	4.95	285	150	665	0.25	4.7	6.2
26.03.90	0.96	5.0	290	150	665	0.25	5.75	5.5

Типичные результаты экспериментов сведены в таблицу. Из них следует, что созданная система, помимо исходно заложенного согласования длины ускорителя с параметрами накопителя, оптимизирована, как минимум, еще по двум параметрам [1]: по величине предельного ускорения, т. е. предельной нагрузки, которую выдерживает материал (поликарбонат и др.): кубик размером $h = 10-12$ мм не разрушается при ускорении $a_{\max} \approx 3.5 \cdot 10^6$ g (а возможно, и больше), тогда как должно быть $a_{\max} = \sigma / \rho h$, что при $\rho = 1.2$ г/см³ и статическом пределе прочности $\sigma = 7-9$ кг/мм² соответствует $a_{\max} = 6 \cdot 10^5$ g; пяти-шестикратное превышение прочности обусловлено у нас упрочнением материала благодаря всестороннему сжатию; по величине предельной погонной плотности тока i : в наших условиях взрывной выброс меди из канала происходит при $i \geq 60$ кА/мм, тогда как обычно считается, что пределом является $i \approx 43$ кА/мм [2].

Благодаря реализации предельных параметров система приобрела предельную компактность, и можно было ожидать, что на длине 50—60 см будет достигнута скорость 7—8 мм/мкс. Однако полученные результаты согласуются с вышеприведенными зависимостями только при $V \leq 4$ мм/мкс. Для больших значений V эти зависимости не подтверждаются даже качественно. Выявляются следующие закономерности поведения скорости тела: а) с увеличением силы тока значение скорости выходит на некий предельный уровень V_s ; соответственно η начинает уменьшаться; б) возрастание продолжительности тока не ведет к превышению скорости над V_s ; в) при изменении m $\eta \approx \text{const}$, так что $V_s \propto m^{-1/2}$ (в исследованном диапазоне $0.9 \leq m \leq 2$ г); при $m < 0.9$ г скорость перестает нарастать; г) V_s не зависит от L' .

В поисках причин прекращения роста скорости был рассмотрен и проверен ряд гипотез.

2. Рассмотрим возможность прогрессивного нарастания трения о стенки канала боковых граней ускоряемого тела, расширяющегося в поперечном направлении под действием ускоряющей силы F , величина которой достигала ~ 5 т.

Основанием для такого предположения явилось обнаружение после выстрела на неразрушенных частях внутренних поверхностей диэлектрических стенок

канала (плексигласа) задиров характерной каплеобразной формы длиной до 10—15 мм и шириной до ≈ 5 мм, «носик» которых направлен к его задней части. Поверхность задиров состоит из поперечных валиков шириной ≈ 0.5 —

1 мм, носящих следы оплавления. Создается впечатление, что материал тела начинал сплавляться с материалом стенки в районе «носика» и потом процесс прогрессировал, приводя к расширению зоны оплавления по мере движения тела.

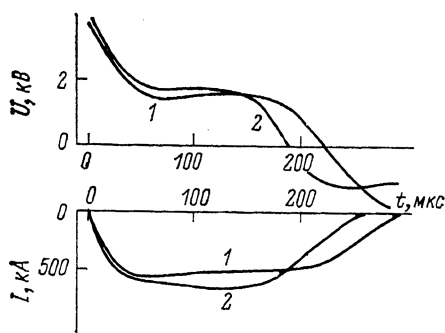


Рис. 1. Типичные осциллограммы напряжения (наверху) и тока (внизу) на входе в систему.

1 — эксперимент от 20.02.90, 2 — от 21.03.90.

Замена плексигласовых боковых стенок канала стеклянными не повлияла на величину V_0 (при разряде выбрасывалось большое количество меди, по-видимому, вследствие сильной эрозии электродов осколками стекла).

3. Согласно Хоуку [3], поршень перестает давить на тело, отставая и отделяясь от него «после того, как ток через поршень проходит максимальное значение и начинает убывать», поскольку «давление (и плотность) плазмы убывает с квадратом тока, так что плазма расширяется при уменьшении тока».

Для проверки этого утверждения форма импульса тока была несколько изменена так, чтобы ток нарастал почти до окончания импульса (эксперимент от 21.03.90) (рис. 1). При неизменных значениях S и U_0 это сократило длительность импульса от ≈ 185 до ≈ 150 мкс, но не дало принципиально новых результатов: скорость тела с $m=1.6$ г возросла от 4.5 до 4.7 мм/мкс, что естественно приписать только увеличению полного импульса $\int I^2 dt$. О том же говорит эксперимент в таких же условиях с $m=0.96$ г, здесь скорость выросла от 5.6 до 5.75 мм/мкс, но ток из-за большей индуктивной противоэ.с. не возрастал, а оставался в течение тех же 150 мкс практически на постоянном уровне. В обоих случаях напряжение на электродах оставалось постоянным, поршень расширялся и отставал от тела (рис. 2).

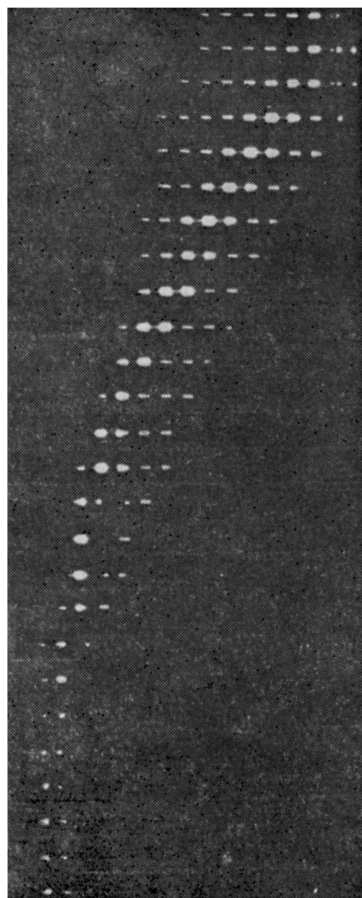


Рис. 2. Сверхскоростная фоторегистрация свечения в канале ускорителя (эксперимент от 26.03.90).

Плазменный поршень движется слева направо; затененные области — боковые болты камеры (расстояние между их осями 4 см). Временная развертка снизу вверх; кадры через 8 мкс, экспозиция каждого кадра 4 мкс. Видны постепенное расширение плазменного поршня (до ≈ 32 см) и отставание зоны максимального свечения от ускоряемого тела, которое находится справа от поршня.

Имея в виду, что близкий результат ($V=6$ мм/мкс, $m=0.9$ г при $S=0.5$ м и $I_{\max}=640$ кА) получен в ИВТАН [4] в режиме непрерывного нарастания тока в течение $\Delta t=160$ мкс, можно заключить, что способ стабилизации поршня, указанный в [3], слабо влияет на конечный результат ускорения тела, когда процесс ведется в режиме максимального ускорения.

4. В задней части системы возникают дискретные шунтирующие пробои между электродами.

При движении тела на электродах генерируется противоэдс

$$\Delta U_L = L'IV, \quad (4)$$

величина которой при стандартных режимах ($I=600$ кА, $V=6$ мм/мкс, $L'=0.25$ мкГн/м) достигает 900 В. Соответственно растет напряжение между электродами на входе в канал (при $I=\text{const}$). Поэтому можно ожидать, и это отмечалось рядом авторов (см., например, [5]), что здесь возникнут шунтирующие пробои.

Для проверки этого предположения были выполнены эксперименты с пониженной L' (0.22 вместо 0.28 мкГн/м). Как отмечалось выше, они не показали роста V . С другой стороны, на осциллограммах отсутствуют скачки падения напряжения, которые можно было бы приписать возникновению пробоев, сверхскоростная фотосъемка и магнитные зонды тоже не говорят о появлении дополнительных токовых каналов в рассматриваемых режимах.

5. Многозначительной особенностью напряжения, приложенного к задней части электродов, является его практическое постоянство после начального падения, соответствующего этапу возникновения плазменного поршня (рис. 1). Следующего из формулы (4) повышения напряжения по мере возрастания скорости тела не происходит. Объяснение этому факту можно искать в перераспределении плотности тока по длине плазменного поршня, в его расплывании и в конце концов расслоении и даже отрыве от ускоряемого тела [5] (рис. 2).

Если принять в качестве рабочей гипотезы, что количество электричества Q , протекшее через плазменный поршень (до его распада) за время эффективного ускорения Δt , в силу каких-то неясных пока причин слабо меняется в данной системе от режима к режиму ($Q=I\Delta t \approx \text{const}$), то некоторые качественные выводы о причинах наблюдаемых закономерностей можно сделать из сопоставления двух выражений для скорости: одного, следующего из идеальной теории ($V=L'IQ/2m$), и другого, следующего из условия пробоя межэлектродного промежутка, когда индукционное напряжение между электродами ΔU_L^{max} составляет некую долю χ пробойного напряжения ΔU_b

$$\Delta U_L^{\text{max}} = \chi \Delta U_b = L'IV^{\text{max}} \quad (5)$$

или

$$V^{\text{max}} = \chi \Delta U_b / L'I. \quad (6)$$

Тогда из (1) и (6) получаем, что

$$(V^{\text{max}})^2 = \chi \Delta U_b Q / 2m, \quad (7)$$

т. е. в соответствии с экспериментом $V^{\text{max}} \propto m^{-1/2}$ и не зависит от L' и I .

Как следует из (7), увеличить V^{max} при данной массе и предельно допустимом (исходя из прочности тела или скин-слоевого испарения электродов) токе I можно, наращивая значение пробивного напряжения ΔU_b и (или) повышая устойчивость поршня, т. е. увеличивая длительность Δt эффективного ускорения. Вообще говоря, устойчивость поршня может подразумевать и повышение значения ΔU_b в его пределах. Ведь процесс перераспределения тока вдоль поршня и само его расширение вдоль канала носят, по-видимому, самосогласованный характер, когда практически постоянная разность потенциалов между электродами компенсируется в каждом сечении суммой омического падения потенциала в плазме (и приэлектродных слоях) и индукционной противоэдс, пропорциональной скорости в данном сечении.

Возможность качественного объяснения полученных результатов в предположении $Q \approx \text{const}$ (строже сказать, $\chi Q \approx \text{const}$) довольно многозначительна и говорит в пользу разумности такого предположения.

Как известно, обычно рассматриваются два механизма поступления вещества с электродов в канал сильноточного разряда (при $I \geq 10^5$ А): «энергетический», когда $dm/dt \propto IU \propto I^2$ и эрозия стенок канала происходит за счет тепловых потоков, идущих из плазмы [6] (постоянная эрозии здесь $\alpha \sim 0.01-0.1$ г/кДж

для меди, для диэлектриков обычно в несколько раз меньше [7]) и «квазифарадеевский», когда $\dot{m} \propto I$, а полная эрозированная масса $\Delta m = \beta Q$ (для меди $\beta \approx 0.003$ г/Кл [8]).

Физика «квазифарадеевского» механизма в принципе не отличается от «энергетического», только в последнем реализуется энергетика приэлектродных процессов, но поскольку приэлектродные падения потенциала в широком диапазоне изменения параметров меняются слабо, то получается, что скорость эрозии $\dot{m} \propto I$.

6. Получить зависимость типа (7) можно более строго, если сделать вполне правдоподобное предположение: динамика и физика плазменного поршня таковы, что эффективная (интегральная по движущемуся с ускоряемым телом плазменному поршню) противоэДС $(L'IV)_{\text{эфф}}$ остается постоянной на основном участке ускорения. Тогда процесс ускорения с учетом вовлекаемой в движение массы m_a можно описать уравнением [9]

$$\frac{d}{dt} \left[(m + m_a) \frac{V^2}{2} \right] = \frac{(L'IV)_{\text{эфф}}}{2} \frac{dQ}{dt} - F_{\text{тр}} \cdot V. \quad (8)$$

Здесь $F_{\text{тр}} = C_f (\rho_a V^2 / 2) 4hl_a = 2C_f V^2 m_a / h$ — сила газодинамического трения плазмы о стенки канала, C_f — коэффициент поверхностного трения, h — рас-

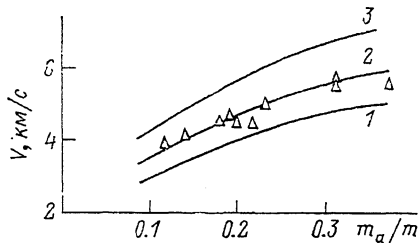


Рис. 3. Зависимость скорости от отношения m_a/m в модели почти постоянной эффективной противоэДС.

Точки — обработка экспериментальных данных; линии — вычисления по формуле (11) для значений $(L'IV)_{\text{эфф}}/\alpha U_a$, равных 100 (1), 140 (2) и 200 МДж/кг (3).

стояние между стенками, l_a — длина плазменного поршня, ρ_a — плотность плазмы.

Если пренебречь трением (при небольших скоростях оно мало), то уравнение (8) интегрируется при $(L'IV)_{\text{эфф}} = \Delta U_L^{\text{max}} = \text{const}$

$$V^2 = \frac{\Delta U_L^{\text{max}} Q}{m + m_a}, \quad (9)$$

откуда следует (7) при $m_a \ll m$. Формула (7) была получена выше в предположении постоянства Q в процессе достижения максимальной скорости. Попробуем связать значение Q с m_a .

Как следует из приводимой в [10] обобщенной формулы для напряженности электрического поля в плазменном поршне, полученной при обработке большого экспериментального материала, омическое падение напряжения на нем

$$U_a = 9.12 (ph)^{0.23}, \quad (10)$$

где p — давление (примем $p \approx (1/h^2) (L'I^2/2)$).

Поскольку U_a в процессе ускорения меняется слабо, то темп уноса массы даже в случае «энергетического» процесса эрозии можно считать пропорциональным току I . Поэтому $\dot{m} = \alpha U_a I$ и $m_a = \alpha U_a Q$, так что (9) примет вид

$$V^2 = \frac{\Delta U_L^{\text{max}} Q}{m + \alpha U_a Q} = \frac{\Delta U_L^{\text{max}}}{\alpha U_a} \frac{m_a}{m + m_a}. \quad (11)$$

На рис. 3 представлены обработанные по формуле (11) результаты таблицы. Эксперимент неплохо описывается выражением (11) при $\Delta U_L^{\text{max}}/\alpha U_a = 140$ МДж/кг. Для условий наших экспериментов из формулы (10) следует $U_a = 250 - 300$ В. При расчете $m_a Q$ вычислялось как $I \Delta t$ (т. е. могло быть несколько завышено, если иметь в виду, что предельная скорость могла достигаться за время $< \Delta t$).

Принималось $\alpha U_a = 3 \cdot 10^{-6}$ кг/Кл, т. е. $\alpha = 10 - 12$ г/МДж, что вполне соответствует приводимым в литературе данным, особенно если учесть, что в плазменном поршне остается (увлекается в движение) только часть массы, уносимой со стенок канала [7]; ΔU_L^{\max} при этом ≈ 420 В. Заметим, что приводимая в [7] напряженность электрического поля, при котором наступает пробой рельсотронной плазмы, составляет 400—500 В/см.

Из выражения (11) нетрудно получить формулу для полного КПД системы движущееся тело—накопитель энергии

$$\eta = \frac{mV^2}{Q_0 U_0} = \frac{\Delta U_L^{\max} - \alpha U_a V^2}{U_0} x, \quad (12)$$

откуда в отличие от (3) следует возможность падения КПД с ростом скорости. Выгодно повышать тем или иным способом величину пробойного напряжения $\propto \Delta U_L^{\max}$, работать с материалами, имеющими малый коэффициент абляции α . Видно также, что в рассматриваемом режиме повышение энергии накопителя следует вести за счет увеличения заряда батареи Q_0 , работая с минимально допустимым начальным напряжением U_0 на ней.

Как влияет трение? Наличие в правой части уравнения (8) члена с $m_a V^3 \propto V^5$ приводит к тому, что скорость достигает максимального значения при выполнении условия

$$(V^{\max})^3 m_a = \frac{\Delta U_L^{\max} - \alpha U_a V^2}{4C_f} I h, \quad (13)$$

следующего из (8) при $dV/dt = 0$. Получить верхнюю оценку для скорости можно, если в (13) подставить

$$m_{a0} = \frac{\alpha U_a V^2}{\Delta U_L^{\max} - \alpha U_a V^2} m \quad (14)$$

из (11), справедливого при $F_{\text{тр}} = 0$. Очевидно, что $m_{a0} < m_a$, и для верхней границы V^{\max} имеем

$$(V^{\max})^5 < \frac{[\Delta U_L^{\max} - \alpha U_a (V^{\max})^2]^2}{4C_f m \alpha U_a} I h. \quad (15)$$

После достижения максимальной скорости (правая часть уравнения (8) при этом остается больше нуля) скорость плазменного поршня начнет уменьшаться, а сам поршень — отставать от ускоряемого тела. Как следует из (15), максимальная скорость слабо зависит от m и I .

Для условий нашего эксперимента $V^{\max} \approx 6 - 6.5$ мм/мкс, если взять $C_f = 0.003$, согласно [10]. Таким образом, модель эффективной (и почти постоянной) противозде с учетом трения плазменного поршня, возрастающего пропорционально V^5 , может объяснить пороговый эффект «насыщения» скорости (см., например, [5]) даже в отсутствие шунтирующих пробоев в задней части канала.

Список литературы

- [1] Дробышевский Э. М., Жуков Б. Г., Назаров Е. В. и др. Препринт ФТИ. № 1315. Л., 1989. 23 с.
- [2] Hauke R. S., Brooks A. L., Fowler C. M., Peterson D. R. // AIAA J. 1982. Vol. 20. P. 978—985.
- [3] Hauke R. S. // Shock Waves in Condensed Matter 1987 / Ed. S. C. Schmidt, N. C. Holmes. North-Holland, 1988. P. 643—649.
- [4] Кондратенко М. М., Лебедев Е. Ф., Остафьев В. Е. и др. // ТВТ. 1988. Т. 26. № 1. С. 159—160.
- [5] Hauke R. S., Nellis W. J., Newman G. H. et al. // IEEE Trans. Magn. 1986. Vol. 22. N 6. P. 1510—1515.
- [6] Чистяков В. П., Шевцов Г. А. // ПМТФ. 1988. № 1. С. 20—27.
- [7] Parker J. V. // IEEE Trans. Magn. 1989. Vol. 25. N 1. P. 418—424.
- [8] Колесников П. М. Электродинамическое ускорение плазмы. М.: Атомиздат, 1971. 390 с.
- [9] Тамм И. Е. Основы теории электричества. М.: ГИТТЛ, 1956.
- [10] Jackson G. L., Tower M. M., Haight C. N. // IEEE Trans. Magn. 1989. Vol. 25. N 1. P. 252—255.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
30 октября 1990 г.
В окончательной редакции
11 марта 1991 г.