

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ЭРОЗИИ И АБЛЯЦИИ НА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ УСКОРЕНИЕ

Б. Б. Дьяков, Б. И. Резников

Изучены три случая электродинамического ускорения ступка плазмы переменной массы: постоянным и экспоненциально спадающим импульсом тока в отсутствие аэродинамического сопротивления среды и постоянным током с учетом этого сопротивления. Показано, что из-за увеличения массы, вызванного эффектами эрозии и абляции, скорость плазмы ограничена предельным значением, зависящим от закона изменения массы. В случае эрозии, когда $\Delta m \sim i$, предельная скорость пропорциональна току, а в случае абляции ($\Delta m \sim i^2$) предельная скорость не зависит от тока и определяется погонной индуктивностью направляющих электродов и постоянной абляции. Даны численные оценки характерных величин.

Абляция элементов конструкции ускорителя плазмы и эрозия электродов увеличивают массу ускоряемого ступка. Данный эффект заметно сказывается на его движении, что было отмечено еще в работе Арцимовича и др. [1], а также в последующих исследованиях, связанных с изучением процесса ускорения плазмы, например [2], и твердых тел [3]. В последней работе указана принципиальная важность подавления эффектов эрозии для реализации расчетного режима ускорения, соответствующего локализации плазменного поршня в узкой области ($\sim 5 \div 10$ см) за ускоряемым телом.

Нами рассмотрен ряд задач электродинамического ускорения плазменного ступка. Для получения наглядных результатов рассмотрение проведено в рамках механики точки переменной массы при основном предположении, что поступающая в ступок масса не меняет существенно полное электрическое сопротивление цепи и структуру ступка. Изучены три случая ускорения ступка переменной массы, поддающиеся аналитическому решению: 1) при постоянном токе, 2) при экспоненциально спадающем импульсе тока в отсутствие аэродинамического сопротивления среды, 3) при постоянном токе с учетом такого сопротивления.

Следует отметить, что влияние переменности массы на движение ступка, ускоряемого при разряде конденсаторной батареи, рассматривалось в [2], где были выявлены характерные эффекты изменения массы. Однако результаты этой работы, основанные на численном решении, лишены, на наш взгляд, желаемой наглядности, а ряд существенных диссипативных факторов, таких как омические потери в плазме и аэродинамическое сопротивление среды, не принимался во внимание.

Нашей целью является на примере простых моделей выявление основных эффектов переменности массы ступка на его движение. Мы рассматриваем два закона изменения массы при изменении тока i , соответствующих эрозии электродов [4]

$$m = m_0 + k \int_0^t i dt \quad (1)$$

и абляции элементов конструкции [2]

$$m = m_0 + \alpha \int_0^t i^2 dt \quad (2)$$

(m_0 — начальная масса). В первом случае добавочная масса определяется количеством электричества, прошедшим через электроды, причем, когда величина k достигает 10^{-6} — 10^{-7} кг/Кл, при токе в 200 кА за время 0.5 мс приращение составляет 0.01—0.1 г, что существенно для сгустков малой массы.

При абляции изменение массы сгустка обусловлено тепловыми эффектами. В обоих случаях предполагается, что испарившийся материал, подвергаясь воздействию плазмы, успевает ионизоваться и под действием электромагнитных сил ускоряется вместе со сгустком. По данным работы [2], правда, недостаточно полным, можно заключить, что расчетный интервал значений α равен $(1\div 5) \times 10^{-11}$ кг/А²·с. Независимая оценка α получается из условия

$$dm = dQ/H = i^2 dR/H,$$

dQ — количество тепла, выделившееся в единицу времени на участке цепи сопротивлением dR и пошедшее на превращение массы материала dm в плазму; H — удельная теплота превращения. При $i = \text{const}$ из (2) находим $\alpha = dR/H$. При $dR \sim 10^{-4}$ Ом, $H \sim (0.5\div 5) \cdot 10^7$ Дж/кг получаем $\alpha = (2\div 0.2) \cdot 10^{-11}$ кг/А²·с. Это означает, что ток 200 кА при $\alpha = 10^{-11}$ кг/А²·с за время 0.5 мс образует 0.2 г, что сравнимо с первоначальной массой сгустка. Оценка должна уточняться с учетом потерь энергии, выделившейся при прохождении тока, и потерь массы, ибо не весь материал будет уноситься вместе со сгустком. Далее в статье принято $\alpha = 10^{-11}$ кг/А²·с.

1. Ускорение сгустка переменной массы постоянным током

Уравнение, описывающее движение центра масс сгустка, в случае нулевой скорости присоединяющихся частиц (вектор скорости присоединяемых частиц принимаем перпендикулярным направлению движения сгустка), имеет вид

$$\frac{d}{dt}(mv) = \frac{L'}{2} i^2 + F_c. \quad (3)$$

Здесь L' — погонная индуктивность направляющих проводников-электродов, F_c — сила сопротивления среды. Зависимость тока от времени должна находиться из совместного решения (3) с уравнением цепи

$$i = -C \frac{du}{dt}, \quad u = \frac{dLi}{dt} + Ri, \quad (4)$$

где u — напряжение батареи емкости C ; L , R — полная индуктивность и активное сопротивление цепи, которые включают слагаемые, относящиеся к источнику и подводящим проводам L_0 , R_0 , плазме $R_{\text{пл}}$ и электродам R_p , $L'x$

$$L = L_0 + L'x, \quad R = R_0 + R_{\text{пл}} + R_p(x). \quad (5)$$

При отсутствии емкостных элементов (индуктивный накопитель в качестве источника тока) $u = 0$ и уравнения цепи имеют первый порядок. Для определения фундаментальных эффектов рассмотрим сначала случай постоянного тока. В безразмерных переменных

$$V = v/v^0, \quad \bar{t} = t/t^0, \quad x = x/l, \quad \bar{m} = m/m_0, \quad (6)$$

где

$$v^0 = i(L'/m_0)^{1/2} \sqrt{\bar{l}}, \quad t^0 = 2l/v^0 \quad (7)$$

— скорость, достигаемая сгустком постоянной массы m_0 на длине l , и пролетное время, уравнения (3) принимают вид (далее черточки над безразмерными величинами опущены)

$$\frac{d}{dt}(mV) = 1, \quad \frac{dx}{dt} = 2V, \quad m = 1 + \tau t. \quad (8)-(10)$$

Начальные условия следующие: $t=0$, $V=0$, $x=0$.

Из уравнений (8)–(10) видно, что задача содержит единственный безразмерный параметр τ . Для законов изменения массы (1), (2) он равен соответственно

$$\tau_1 = \frac{ki}{m_0} \frac{2l}{v^0} = 2k \sqrt{\frac{l}{m_0 L'}}, \quad (11)$$

$$\tau_2 = \frac{\alpha i^2}{m_0} \frac{2l}{i (L'/m_0)^{1/2} \sqrt{l}} = 2\alpha i \sqrt{\frac{l}{m_0 L'}} = \frac{2\alpha}{L'} v^0. \quad (12)$$

Существенно, что для (1) величина τ не зависит от i , а для (2) прямо пропорциональна i и может быть представлена в виде

$$\tau = \frac{i}{i_*}, \quad i_* = \frac{1}{2\alpha} \sqrt{\frac{m_0 L'}{l}}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что эффекты абляции более существенны для сгустков малой массы и больших постоянных абляции. При $\alpha = 10^{-11}$ кг/А²·с, $m_0 = 0.02$ г,

Т а б л и ц а 1

$V_I \tau$	τ	$\frac{\Delta m}{m_0}$	V_I	$V_I(\tau)$ ф. (18)	$V_I(\tau)$ ф. (21)	t_l
0.2	0.232	0.25	0.862	0.865		1.078
0.3	0.379	0.429	0.791	0.799		1.13
0.4	0.558	0.667	0.716	0.740		1.193
0.5	0.783	1	0.638			1.276
0.7	1.503	2.33	0.465		0.450	1.552
0.8	2.487	4	0.366		0.358	1.829
0.9	3.660	9	0.246		0.245	2.459
0.95	5.658	19	0.168		0.168	3.358
0.99	13.74	99	0.072		0.072	7.205

$l=1$ м имеем $i_* = 44.7$ кА. Это означает, что уже при токах порядка 50 кА и выше изменение массы существенно влияет на ускорение сгустка массой $m_0 = 0.02$ г.

Для определения влияния переменности массы требуется найти выражение $V_I(\tau)$. Интегрируя (8) и (9) с учетом (10), получаем

$$mV = t, \quad (1 + \tau t) V = t, \quad V = t/(1 + \tau t), \quad (14)$$

$$x = 2 \int_0^t \frac{tdt}{1 + \tau t} = \frac{2}{\tau^2} (\tau t - \ln(1 + \tau t)). \quad (15)$$

Исключая t с помощью соотношения $\tau t = V\tau/(1 - V\tau)$, следующего из (14), находим неявную зависимость скорости от длины пройденного сгустком участка

$$x = \frac{2}{\tau^2} \left[\frac{V\tau}{1 - V\tau} + \ln(1 - V\tau) \right], \quad (16)$$

которая при $x=1$ позволяет определить искомую зависимость $V_I(\tau)$. Отметим, что при $\tau \rightarrow 0$ выражение (16) переходит в известное соотношение для постоянной массы $V = \sqrt{x}$.

Для дальнейшего важно, что с учетом (10) и определения $m-1 = \Delta m/m_0$, выражение (14) можно записать в виде

$$V\tau = \frac{m-1}{m} = \frac{\Delta m/m_0}{1 + \Delta m/m_0}, \quad (17)$$

откуда при $\Delta m/m_0 \gg 1$ сразу следует асимптотика $V \sim 1/\tau$.

В табл. 1, рассчитанной по формулам (14), (16), (17), даны зависимость конечной скорости V_I и пролетного времени от величины τ . Видно, что с увеличением приращения массы сгустка конечная скорость его уменьшается, а пролетное

время возрастает. Зависимость безразмерной скорости от величины $\Delta m/m_0$ представлена на рис. 1.

В предельных случаях малых и больших значений τ имеют место асимптотические формулы. При $\tau \rightarrow 0$ подстановка разложения $V_l = 1 + a_1 \tau + a_2 \tau^2$ в (16) при $x=1$ дает

$$V_l = 1 - \frac{2}{3} \tau + \frac{13}{36} \tau^2 + \dots \quad (18)$$

Точность этого разложения, как следует из табл. 1, при $V_\tau \leq 0.4$ ($\Delta m/m_0 \leq 2/3$, $\tau \leq 0.56$) не хуже 3 %.

В случае $\tau \rightarrow \infty$ тождественная запись (16)

$$V_l \tau = \left[1 + \frac{2/\tau^2}{1 - \frac{2}{\tau^2} \ln(1 - V_l \tau)} \right]^{-1} \quad (19)$$

позволяет определить V_l методом последовательных приближений

$$(V_l \tau)^{(0)} = (1 + 2/\tau^2)^{-1}, \quad (20)$$

$$(V_l \tau)^{(1)} = \left(1 + \frac{2/\tau^2}{1 - \frac{2}{\tau^2} \ln \frac{2/\tau^2}{1 + 2/\tau^2}} \right)^{-1}. \quad (21)$$

При $V_l \tau \geq 0.7$ (т. е. $\tau > 1.5$) значение V_l , вычисленное согласно (21), отклоняется от точного решения менее 3 % (табл. 1). Таким образом, в случае больших τ конечная скорость сгустка вычисляется из соотношения

$$V_l = \frac{1}{\tau} \psi(\tau), \quad (22)$$

где $\psi(\tau) = (V_l \tau)^{(1)}$ и дается формулой (21).

Рассмотрим теперь зависимость размерной скорости от тока в ускоряющей цепи. Для эрозионного закона увеличения массы (1) легко получить, что скорость сгустка прямо пропорциональна току и обратно пропорциональна постоянной эрозии k

$$v = i \frac{L'}{2k} m_0 \psi(\tau_1). \quad (23)$$

В случае увеличения массы сгустка за счет абляции элементов конструкции (2) положение принципиально иное. С помощью (12) и (17) находим

$$v = v^0 V = \frac{L'}{2a} V \tau = \frac{L'}{2a} \frac{\Delta m/m_0}{1 + \Delta m/m_0} = \frac{L'}{2a} \psi(\tau). \quad (24)$$

В этом случае при сильной абляции ($\Delta m/m_0 \gg 1$) скорость плазмы асимптотически стремится к предельному значению, зависящему только от ускоряющих свойств цепи и постоянной абляции α

$$v_{\text{lim}} = L'/2\alpha. \quad (25)$$

Для этого случая величина $V \tau$ есть отношение v/v_{lim} и (16) есть универсальная зависимость $(v/v_{\text{lim}})(x\tau^2/2)$.

Численная оценка дает, что при $L' = 0.4$ мкГн/м и $\alpha = 10^{-11}$ кг/А²·с предельная скорость сгустка равна 20 км/с.

2. Ускорение сгустка экспоненциально спадающим импульсом тока

Если в качестве источника энергии используется индуктивный накопитель, в уравнении (4) $u=0$. Тогда для короткого ускорителя ($l \ll L_0/L'$, $R_p(l) \ll R_0 + R_{\text{на}}$) при $R_0 + R_{\text{на}} \approx \text{const}$ получаем, что $i = i_0 e^{-t/t_c}$, где $t_c = L_0/(R_0 + R_{\text{на}})$.

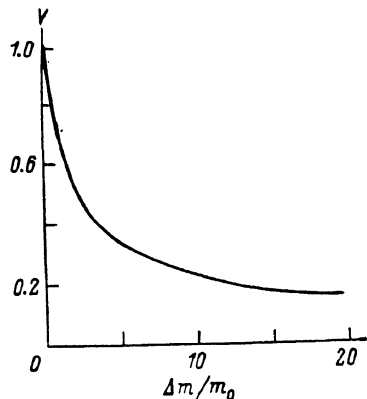


Рис. 1. Зависимость безразмерной конечной скорости сгустка плазмы от приращения его массы.

Рассмотрим задачу ускорения ступка таким импульсом в случае абляционного изменения массы (2). Исходная система (8)—(10) в этом случае имеет вид

$$\frac{dmV}{d\xi} = 1, \quad \frac{dx}{d\xi} = \frac{2V}{1 - 2\beta\xi}, \quad m = 1 + \tau\xi. \quad (26) - (28)$$

$$\xi = \int_0^t (i/i_0)^2 dt = \frac{1 - e^{-2t\beta}}{2\beta}, \quad \beta = \frac{t^0}{t_c}, \quad (29)$$

$$\tau = \frac{\alpha}{m_0} i_0^2 t^0 = 2\alpha i_0 \sqrt{\frac{l}{m_0 L'}}. \quad (30)$$

Т а б л и ц а 2

τ	ξ_l	$\frac{\Delta m}{m_0}$	$V_l \tau$	V_l	V_l (36)	t_l
0	0.698	0	0	0.698	0.393	1.2
1.06	0.8	0.85	0.459	0.433	0.382	1.61
2.69	0.9	2.42	0.708	0.263	0.258	2.3
4.23	0.95	4.02	0.801	0.189	0.188	3.0

Здесь нормирование физических величин проведено согласно (6), причем значение v^0 вычисляется теперь для начального тока i_0 . Интегрируя (26)—(28), имеем

$$mV = \xi, \quad V = \xi/(1 + \tau\xi), \quad (31)$$

$$x = \int_0^\xi \frac{2\xi d\xi}{(1 + \tau\xi)(1 - 2\beta\xi)} = \frac{2}{\tau(2\beta + \tau)} \left\{ -\frac{\ln(1 - 2\beta\xi)}{2\beta} \tau - \ln(1 + \xi\tau) \right\}. \quad (32)$$

При $\beta \rightarrow 0$ (случай ускорения постоянным током) $\xi \rightarrow t$ и (31) и (32) переходят в (14) и (15). При $x = l$ имеем $x = 1$ и (32) является соотношением для определения величины $\xi_l(\tau, \beta)$, необходимой, согласно (31), для расчета $V_l(\tau, \beta)$

$$\tau = 2 \left\{ -\frac{\ln(1 - 2\beta\xi_l)}{2\beta} - \beta - \frac{\ln(1 + \xi_l\tau)}{\tau} \right\}. \quad (33)$$

При численном решении (33) удобней рассчитывать $\tau(\xi_l)$, уточняя последний член справа итерационной процедурой. При этом следует иметь в виду, что интервал изменения ξ_l зависит от β . В частности, при $\tau \rightarrow 0$ $\xi_l(\tau, \beta) \rightarrow \xi_l(0, \beta) \neq 0$. Именно из (31) следует $V(\tau = 0, \beta) = \xi(\tau = 0, \beta)$; при этом величина $V(0, \beta)$, как нетрудно показать, находится из выражения

$$V(0, \beta) = 1 - \frac{2}{3}\beta + \frac{\beta^2}{9} + \dots$$

При $\tau \rightarrow \infty$ имеем $\xi_l(\tau) \rightarrow 1/2\beta$.

Прежде чем табулировать (33), укажем асимптотическое решение при больших значениях параметра τ . Пренебрегая в (33) членом $\ln(1 + \xi_l\tau)/\tau$, получим

$$\xi_l = \frac{1 - e^{-\left(\frac{\tau}{2} + \beta\right)2\beta}}{2\beta}, \quad \xi\tau = \frac{\Delta m}{m_0}, \quad (34), (35)$$

$$V_l = \frac{1}{\tau} \left(1 + \frac{1}{\xi_l\tau}\right)^{-1} = \frac{1}{\tau} \psi(\tau), \quad \psi(\tau) = \left\{ 1 + \frac{2\beta}{\tau} \left(1 - e^{-\left(\frac{\tau}{2} + \beta\right)2\beta}\right)^{-1} \right\}^{-1}. \quad (36)$$

В табл. 2 даны значения характерных величин при $\beta = 0.5$, откуда видно, что при $\tau > 1$ погрешность асимптотической формулы (36) не превосходит 10 % и быстро убывает с увеличением τ .

Для сравнения двух случаев ускорения — постоянным током, $\beta = 0$ и при $\beta = 0.5$ — на рис. 2 даны зависимости 1, 2 соответственно безразмерной скорости

от параметра τ . Естественно, что кривая 2 лежит ниже, так как при $\beta=0.5$ действуют два фактора, уменьшающие конечную скорость сгустка: падение тока и увеличение массы сгустка.

В предыдущем разделе было установлено, что при изменении массы по (2) с увеличением τ размерная скорость сгустка стремится к конечному пределу, не зависящему от тока, даваемому формулой (25). Этот же предел в силу (30) ограничивает скорость сгустка и в случае $\beta \neq 0$, однако те же значения v/v_{lim}

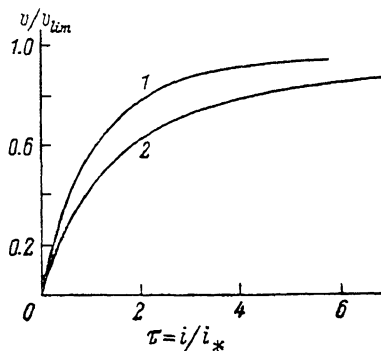
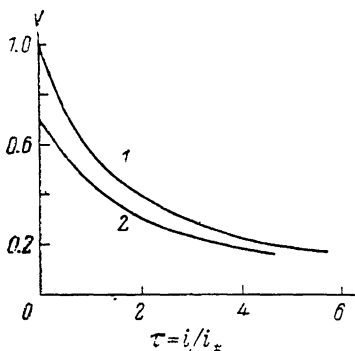


Рис. 2. Зависимость безразмерной конечной скорости сгустка плазмы от параметра абляции τ .

Рис. 3. Зависимость отношения конечной скорости сгустка плазмы к предельной от параметра абляции. $\beta=0$ (1) и 0.5 (2).

достигаются при больших значениях τ , чем в случае $\beta=0$ (рис. 3). Что же касается зависимости $(v/v_{lim})(\Delta m/m_0)$, то она такая же, как и в случае $\beta=0$

$$V\tau = \frac{v}{v_{lim}} = \frac{\xi\tau}{1 + \xi\tau} = \frac{\Delta m/m_0}{1 + \Delta m/m_0}. \quad (37)$$

3. Ускорение сгустка переменной массы при наличии сопротивления среды

Рассмотрим задачу ускорения плазмы с учетом аэродинамического сопротивления среды. Будем интересоваться случаем экспоненциально спадающего импульса тока и законом изменения массы (2). Учитывая, что сопротивление среды существенно лишь при больших скоростях, давление на плазму будем определять в приближении сильной ударной волны. В этом приближении уравнение движения сгустка принимает вид

$$\frac{d}{dt}(mv) = \frac{L'}{2} i^2 - \frac{c_x}{2} \rho A v^2, \quad m = m_0 + \alpha \int_0^t i^2 dt, \quad i = i_0 e^{-t/\tau}. \quad (38)$$

Здесь ρ — плотность среды, в которой движется сгусток; A — площадь миделя сгустка; c_x — коэффициент сопротивления, равный в этом случае $c_x = 4/(1 - \rho/\rho_2)$ (ρ_2 — плотность газа за скачком). При записи (38) пренебрегалось массой газа, сжатого ударной волной.

Обезразмеривая физические величины, согласно (6), получаем

$$dmV/dt = i^2 - SV^2, \quad S = c_x \rho A l / m_0, \quad (39)$$

$$m = 1 + \tau\xi, \quad \tau = 2\alpha l \sqrt{\frac{l}{m_0 L'}} = \frac{2\alpha}{L'} v^0, \quad (40)$$

$$\xi = \int_0^t i^2 dt = \frac{1 - e^{-2\beta t}}{2\beta} = \frac{1 - i^2}{2\beta}. \quad (41)$$

Переходя к новой переменной $y = mV$ и рассматривая m как независимую переменную, приходим к уравнению

$$\frac{dy}{dm} = \frac{1}{\tau} - \frac{S}{\tau} \frac{y^2}{m^2 \left(1 - \frac{2\beta}{\tau} (m-1)\right)}. \quad (42)$$

Мы уже видели, что учет падения тока не приводит к качественно новым результатам, поэтому для получения основных эффектов рассмотрим случай $\beta = 0$. Уравнение (42) при $\beta = 0$ есть уравнение Риккати, которое подстановкой

$$y = \frac{z'}{z} \frac{\tau}{S} m^2$$

сводится к уравнению

$$z'' + \frac{2}{m} z' - \frac{S/\tau^2}{m^2} z = 0, \quad (43)$$

общее решение которого есть

$$z = C_1 m^{\frac{\mu-1}{2}} + C_2 m^{-\frac{\mu+1}{2}}, \quad \mu = \sqrt{1 + \frac{4S}{\tau^2}}. \quad (44)$$

Начальные условия: $t = 0$, $m = 1$, $V = 0$, $y = 0$ дают $z'(1) = 0$, откуда получаем $C_2/C_1 = \frac{(\mu-1)}{(\mu+1)}$, и после ряда преобразований [окончательно находим

$$V = \frac{1}{\frac{\mu+1}{2} \frac{\tau}{S} 1 + \frac{\mu-1}{\mu+1} m^{-\mu}} \frac{1 - m^{-\mu}}{m^{-\mu}}. \quad (45)$$

Из (45) следует, что при $m \rightarrow \infty$ величина $V\tau$ стремится к пределу $2/(\mu + 1)$, что означает ограничение размерной скорости сгустка значением

$$v_{\text{lim}} = \frac{L'}{2\alpha} \frac{2}{\mu+1} = \frac{L'}{2\alpha} \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4S/\tau^2}}. \quad (46)$$

В зависимости от соотношения эффектов сопротивления среды и абляции имеем различные предельные случаи. При $S \ll \tau^2$ приходим к результату, полученному в разделе 1: $v_{\text{lim}} = L'/2\alpha$ (см. (25)), а при $4S/\tau^2 \gg 1$ предел определяется сопротивлением среды и зависит от тока

$$v_{\text{lim}} = \frac{L'}{2\alpha} \frac{2\tau}{2\sqrt{S}} = i \sqrt{\frac{L'}{\rho c_x A}}. \quad (47)$$

Существенно, что масса сгустка не входит в определение предельной скорости. Численные оценки (46) для случая $A = 1 \text{ см}^2$, $\rho = 1.29 \text{ кг/м}^3$, $c_x = 4.4$, $L' = 0.4 \text{ мкГн/м}$, $\alpha = 10^{-11} \text{ кг/А}^2 \cdot \text{с}$ при токах $i = 200$ и 300 кА соответственно дают $v_{\text{lim}} = 4.6$ и 6.5 км/с .

В заключение приводим формулу для предельной скорости при $i = \text{const}$, когда имеют место оба эффекта — эрозия электродов и абляция элементов конструкции: $m = m_0 + (\alpha i^2 + k i) t$

$$v_{\text{lim}} = \frac{L'}{2\alpha \left(1 + \frac{k/\alpha}{i}\right)} \frac{2}{\mu+1}, \quad \mu = \sqrt{1 + \frac{c_x \rho A L'}{i^2 \left(\alpha + \frac{k}{i}\right)^2}}. \quad (48)$$

При $k = 10^{-6} \div 10^{-7} \text{ кг/Кл}$ и $\alpha = 10^{-11} \text{ кг/А}^2 \cdot \text{с}$ величина $k/\alpha = 10^5 \div 10^4 \text{ А}$. Отсюда видно, что при принятых значениях k и α эффекты абляции более значительны, чем эффекты эрозии.

Заключение

Исследование модельных задач электродинамического ускорения плазмы, импульсом тока заданной формы выявило существование предельной скорости при значительном возрастании массы плазмы ($\Delta m/m_0 \gg 1$) и указало на существенное отличие влияния эрозии электродов и абляции элементов конструкции на величину этой скорости. В первом случае предельная скорость зависит от ускоряющего тока и пропорциональна его величине. Во втором случае предел скорости не зависит от тока и определяется погонной индуктивностью направленных электродов и постоянной абляции. Существование этого предела является фундаментальным фактом, связанным с конкретным законом измене-

ния массы. Существенно, что его численное значение не зависит от формы импульса.

Аэродинамическое сопротивление среды заметно снижает предельную скорость, которая находится в диапазоне от нескольких км/с до нескольких десятков км/с. Точность численных оценок в значительной степени зависит от принятых значений постоянных эрозии и абляции.

Авторы приносят глубокую благодарность Г. А. Дюжеву за обсуждение работы и ценные замечания.

Литература

- [1] Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю., Подгорный И. М., Чуватин С. А. ЖЭТФ, 1957, т. 33, № 1, с. 3—8.
- [2] Хижняк Н. А., Сафронов Б. Г., Верещагин В. Л. ЖТФ, 1968, т. 38, № 1, с. 40—47.
- [3] Кондратенко М. М., Лебедев Е. Ф., Остаев В. Е. и др. Тез. докл. VI Всес. конф. «Плазменные ускорители и инжекторы». Днепропетровск, 1986, с. 166—167.
- [4] Дороднов А. М. ЖТФ, 1978, т. 48, № 9, с. 1858—1870.

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

Поступило в Редакцию
25 декабря 1986 г.