

По результатам измерений оценен выход излучения, испускаемого при торможении струи на преграде. Показано, что при торможении струи, движущейся со скоростями более 10 км/с, происходит эффективное преобразование в энергию излучения гидродинамической энергии струи. Коэффициент такого преобразования может достигать 0,6—0,7.

Авторы выражают свою признательность И. В. Немчинову за постоянный интерес к данной работе и полезное обсуждение результатов.

Поступила 16 IV 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Войтенко А. Е. Получение газовых струй большой скорости.— ДАН СССР, 1964, т. 158, № 6.
2. Войтенко А. Е. Ускорение газа при его сжатии в условиях остроугольной геометрии.— ПМТФ, 1966, № 4.
3. Войтенко А. Е., Маточкин Е. П., Федулов А. Ф. Взрывная лампа.— ПТЭ, 1970, № 2.
4. Киселев Ю. Н., Христофоров Б. Д., Цикулин М. А. Экспериментальное исследование воздействия на преграду источников мощного излучения сплошного спектра.— В сб.: Низкотемпературная плазма в космосе и на Земле. М., ВАГО, 1977.
5. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М., Наука, 1977.
6. Кирко В. И. Воздействие высокоэнтальпийной плазмы, полученной с помощью взрывного источника, на внутреннюю поверхность полости и канала.— ФГВ, 1978, т. 14, № 6.
7. Crowley V. K., Glenn H. D. Numerical simulation of a high energy (Mach 120 to 40) air shock experiment.— In: Proc. 7th Int. Shock Tube Symp. Toronto, Univ. Toronto Press, 1970.
8. Романов Г. С., Урбан В. В. Численное моделирование взрывного плазменного генератора в газодинамическом приближении.— ИФЖ, 1979, т. 37, № 5.
9. Войтенко А. Е., Кирко В. И. Коэффициент полезного действия взрывного плазменного компрессора.— ФГВ, 1975, т. 11, № 6.
10. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Об излучении, возникающем при ударе о преграду слоя газа с очень большими скоростями.— ПМТФ, 1978, № 6.
11. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., Машиностроение, 1965.

УДК 533.9:533.952.16

ВОЗМОЖНОСТИ ВЗРЫВНОГО МГД-ГЕНЕРАТОРА КАК ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ ДЛЯ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА

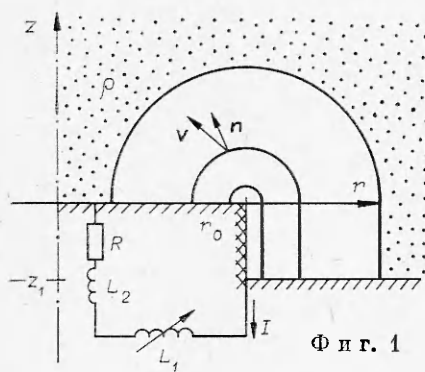
Ю. А. Буренин, Г. А. Швецов

(Новосибирск)

Плазменный фокус является в настоящее время одним из самых мощных источников нейтронного и рентгеновского излучения.

Анализ экспериментальных результатов показывает, что выход нейтронов $N \sim E_0^\alpha \sim I^\beta$, где E_0, I — энергия и ток разряда [1, 2], $1,5 \leq \alpha \leq 2,5$, $\beta \sim 3,3$. Эксперименты проводились в основном с конденсаторными батареями с энергией до 400 кДж. В мегаджоульном диапазоне в качестве источников начальной энергии перспективно применение взрывных МГД-генераторов, позволяющих получать в нагрузке ток и энергию, в 10—50 раз превышающие их начальные значения [3].

Об исследованиях по электротехническому согласованию конкретного взрывомагнитного генератора с плазменным фокусом (ВГ-ПФ) сообщалось в докладе [4]. Однако рассмотренный взрывомагнитный генератор с малой индуктивностью (400 см) и большим временем работы



Ф и г. 1

(150 мкс) передавал высокотемпературной плазме фокуса малую часть своей энергии. Кроме того, размеры камеры оказались большими: наружный диаметр 2,4 м, диаметр изолятора 90 см. В данной работе сделаны расчеты на ЭВМ, моделирующие работу взрывного МГД-генератора, нагруженного на нецилиндрический Z-пинч геометрии Н. В. Филиппова [5]. Целью работы было исследование возможности получения величин тока и энергии в плазме фокуса, значительно превышающих начальные значения тока и

энергии в генераторе, и определение необходимых для этого параметров ВГ-ПФ. Движение токовой оболочки описывалось моделью снегоочистителя [6]. Как отмечалось в [7, 8], динамика движения токовой оболочки вдали от оси, рассчитанная по модели снегоочистителя, совпадает с экспериментальными данными и результатами двумерных МГД-расчетов. Относительно малая длительность последней стадии кумуляции оболочки, когда модель снегоочистителя некорректна, не должна существенно влиять на согласование времен ВГ и схождения оболочки. Это подтверждается совпадением с экспериментальными данными расчетов по модели снегоочистителя нецилиндрического Z-пинча с питанием от конденсаторной батареи [9]. В соответствии с экспериментальными данными о нейтронном выходе $N \sim E_0^\alpha \sim I^\beta$ использовалось два критерия согласования взрывного МГД-генератора с плазменным фокусом: получение максимальной плотности кинетической энергии оболочки E_k в зоне кумуляции; получение максимального тока в момент кумуляции.

На фиг. 1 дана схема системы ВГ-ПФ. Ввиду осевой симметрии движение токовой оболочки рассматривается в плоскости (r, z) . На фиг. 1 L_1 — индуктивность генератора, $L_2 = \text{const}$ — паразитная индуктивность контура, $R = \text{const}$ — полное сопротивление контура, r_0 — радиус анода, z_1 — высота изолятора, ρ — плотность газа в камере, v — скорость оболочки. Работа системы описывается уравнениями

$$(1) \quad \frac{\partial \mu}{\partial t} = 2\pi r \rho \left(v \frac{\partial r}{\partial \lambda} - u \frac{\partial z}{\partial \lambda} \right), \quad \frac{\partial (\mu u)}{\partial t} = -\frac{1}{c^2} \frac{I^2}{r} \frac{\partial z}{\partial \lambda}, \quad \frac{\partial (\mu v)}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{I^2}{r} \frac{\partial r}{\partial \lambda}.$$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = u, \quad \frac{\partial z}{\partial t} = v, \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{L}{c^2} I \right) + RI = 0, \quad L = L_1 + L_2 + L_3,$$

$$L_1(t) = \begin{cases} L_1^0 (1 - t/\tau_0), & 0 \leq t \leq \tau_0, \\ 0, & \tau_0 \leq t, \end{cases}$$

$$L_2 = \text{const}, \quad L_3(t) = -2 \int_{\lambda=0}^{\lambda_3} \frac{\partial z(\lambda, t)}{\partial \lambda} \ln \left(\frac{r(\lambda, t)}{r_0} \right) d\lambda.$$

Здесь $L_3(t)$ — индуктивность токовой оболочки; $u(\lambda, t)$, $v(\lambda, t)$ — проекции вектора скорости, $\mathbf{v} = (u, v)$; λ — лагранжева безразмерная координата точек оболочки ($\lambda = 0$ для левого конца, $\lambda = \lambda_3 = \text{const}$ — для правого). Масса всей оболочки может быть вычислена следующим образом:

$$M(t) = \int_{\lambda=0}^{\lambda_3} \mu(\lambda, t) d\lambda,$$

где $\mu(\lambda, t)$ — масса оболочки на единицу лагранжевой координаты. Полагается, что токовая оболочка формируется при разряде тока I_0 , после

чего при $t = 0$ начинается компрессия магнитного потока в контуре. Форма оболочки при $t = 0$ определяется геометрией разряда в камере Н. В. Филишова [9]: полуокружность радиуса $r_1 = 0,02 r_0$, сопряженная с прямой (см. фиг. 1). В случае малого смещения ($r_1/r_0 \ll 1$) масса и скорость вдоль оболочки определяются аналитическим решением уравнений снегоочистителя при $I = I_0 = \text{const}$. С точностью до величины $O(r_1/r_0)$ можно получить ($0 \leq \lambda \leq \lambda_3$)

$$|\mathbf{v}(\lambda, t)| = v_0 = \frac{I_0}{c r_0 \sqrt{2\pi\rho}}, \quad I_0 = I(t=0),$$

вектор $\mathbf{v}(\lambda, 0)$ направлен по нормали к оболочке. На полуокружности ($0 \leq \lambda \leq \lambda_1$) $u(\lambda, 0) = \frac{\pi^2 r_1^2 r_0 \rho}{\lambda_1}$, на прямой ($\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_3$) $u(\lambda, 0) = \frac{\pi r_1 z_1 (2r_0 + r_1) \rho}{\lambda_2}$, где λ_1, λ_2 — длины полуокружности и прямой в лагранжевых координатах. Для записи (1) в безразмерных переменных удобно ввести следующие безразмерные параметры:

$$p_1 = \frac{v_0 \tau_0}{r_0}, \quad p_2 = r_0/z_1, \quad p_3 = R \tau_0 c^2 / L_1^0, \quad p_4 = 2r_0/L_1^0, \quad p_5 = (L_1^0 + L_2)/L_2.$$

В модели снегоочистителя определить радиус фокуса нельзя. Однако численные расчеты, как и в работе [9], показали, что оптимум основного параметра p_1 слабо зависит от радиуса фокуса и поэтому точное значение последнего несущественно. В расчетах использовалось значение радиуса фокуса $r(\lambda = 0, t)/r_0 = 0,01$. Численно решалась задача о движении токовой оболочки в неограниченном газе до момента фокуса. Расчеты выполнялись в широком диапазоне параметров, определяющих работу системы ВГ-ПФ:

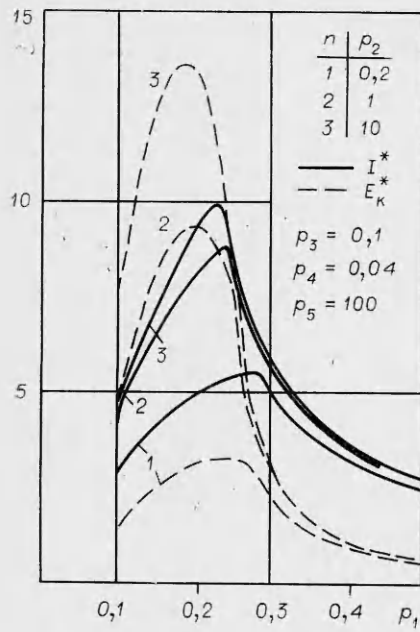
$$(2) \quad 0,1 \leq p_1 \leq 0,5, \quad 0,1 \leq p_2 \leq 10, \quad 0 \leq p_3 \leq 0,2, \quad 0,04 \leq p_4 \leq 0,5, \\ 10 \leq p_5 \leq 100.$$

После опробования ряда способов задания граничных условий для $r(\lambda, t = \text{const})$, $z(\lambda, t = \text{const})$ был выбран вариант, следующий из непрерывности этих функций от λ вместе со своими производными вплоть до третьей на концах токовой оболочки ($\lambda = 0, \lambda = \lambda_3$). Такой вариант обеспечивал наиболее гладкую форму оболочки в момент пика и наименьшую погрешность в вычислениях. Для вычисления зависимости величин $\mu, r, z, u, v, L_1, L_3, I$ от времени применялся метод дробных шагов. Для контроля вычислений использовался закон сохранения энергии:

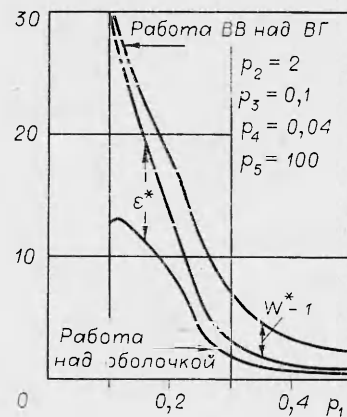
$$\frac{L(0) I_0^2}{2c^2} + \left(\begin{array}{l} \text{работа ВВ по} \\ \text{сжатию магнитного} \\ \text{потока во взрывном} \\ \text{генераторе} \end{array} \right) - \frac{L(t) I^2(t)}{2c^2} + \int_0^t R I^2(t) dt + \\ + \left(\begin{array}{l} \text{работа сил дав-} \\ \text{ления магнитно-} \\ \text{го поля над то-} \\ \text{ковой оболочкой} \end{array} \right),$$

а также проверялось равенство значений массы сгребенного газа, вычисленных двумя способами:

$$M_1 = \int_{\lambda=0}^{\lambda_3} \mu d\lambda \quad \text{и} \quad M_2 = \rho \cdot (\text{сгребенный объем}).$$



Фиг. 2



Фиг. 3

Во всех вычислениях невязка в законе сохранения энергии была меньше 1% от $W_0 = \frac{L_1^0 I_0^2}{2c^2}$, а $M_1 \approx M_2$ с точностью не хуже 0,2%.

Вычисления показали, что во всем диапазоне параметров внешний радиус

камеры можно определить в виде

$$r_2 \approx 1,5r_0,$$

а расстояние от анода до крышки камеры $z_2 \approx 0,6r_0$.

На фиг. 2 приведены зависимости плотности кинетической энергии в зоне фокуса $E_k^* = \frac{E_k(\lambda=0)r_0}{W_0}$ и тока $I^* = I/I_0$ в момент кумуляции как функции параметра p_1 . Оба критерия дают примерно один диапазон параметра $p_1 = 0,2 \pm 0,1$, при котором происходит наиболее эффективная передача энергии токовой оболочки.

Значение различных видов энергии в момент фокуса в зависимости от p_1 показано на фиг. 3. Здесь

$$\varepsilon^* = \left(\int_0^{t_1} RI^2 dt \right) / W_0, \quad W^* = \left(\frac{L(t_1)I^2(t_1)}{2c^2} \right) / W_0,$$

t_1 — момент образования плазменного фокуса.

Расчеты определили оптимальный диапазон значений $p_1 \approx 0,2 \pm 0,1$, а также показали, что оптимальные p_1 слабо зависят от изменения p_2, p_3, p_4, p_5 в исследованной области их значений (2). Это позволяет получить формулу согласования ВГ-ПФ:

$$(3) \quad p_1 = \frac{v_0 \tau_0}{r_0} = \frac{I_0 \tau_0}{c r_0^2 \sqrt{2\pi\rho}}, \quad \text{откуда} \quad r_0 = \left(\frac{I_0 \tau_0}{p_1 c \sqrt{2\pi\rho}} \right)^{0,5}.$$

Для камеры, наполненной D_2 , полагая $p_1 = 0,15$, получим

$$r_0 = 23(I_0 \tau_0 P^{-0,5})^{0,5},$$

где $[I_0] = A$; $[\tau_0] = c$; $[P] = \text{мм рт. ст.}$; $P = P_0/\rho_0 \cdot \rho$; P_0, ρ_0 — давление и плотность D_2 при нормальных условиях. Ряд вариантов согласованной системы ВГ-ПФ приведен в таблице. Для всех вариантов: $L_1^0 = 10^{-6} \text{ Г}$,

	Вариант			
	I	II	III	IV
I_0 , МА	0,25	0,5	0,25	0,5
P , мм рт. ст.	2,5	10	5	20
r_0 , см	30		25	
z_1 , см	3		2,5	
r_1 , см	44		37	
z_2 , см	18		15	
W_0 , МДж	0,031	0,125	0,031	0,125

Величины в момент кумуляции

Работа ВВ над генератором, МДж	$32W_0$		$35W_0$	
	1	4	1,1	4,4
Работа сил давления магнитного поля над токовой оболочкой, МДж	$23W_0$		$24W_0$	
	0,72	2,9	0,75	3
Магнитная энергия в контуре, МДж	$8,6W_0$		$10W_0$	
	0,27	1,1	0,31	1,3
Магнитная энергия в токовой оболочке, МДж	$7,8W_0$		$9,1W_0$	
	0,25	1	0,28	1,1
Джоулева энергия, рассеянная в омической составляющей контура, МДж	W_0		$1,1W_0$	
	0,03	0,125	0,034	0,14
Ток в момент фокуса, МА	$8,9I_0$		$10I_0$	
	2,2	4,4	2,5	5
Максимальный ток (в момент окончания работы генератора), МА	$27I_0$		$30I_0$	
	6,8	13,5	7,5	15

$\tau_0 = 10^{-5}$ с, $L_2 = 10^{-8}$ Г, $R = 10^{-3}$ Ом. Для $0,3 > p_1 > 0,15$ реализовать согласованный режим работы ВГ-ПФ (3) экспериментально легче.

Отметим малый радиус анода по сравнению с камерой, питаемой конденсаторной батареей при аналогичной энергетике, а также превышение конечных значений тока и энергии в оболочке в момент фокуса над начальными соответственно в 10 и 24 раза.

Таким образом, расчеты показывают, что плазме ПФ может быть передана значительная энергия от взрывного МГД-генератора.

Поступила 7 IV 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Bernard A. et al. The dense plasma focus — a high intensity neutron source.— Nuclear Instruments and Methods, 1977, vol. 145, p. 191.
2. Mather J. Methods of Experimental Physics. N. Y., Academic Press, 1971.
3. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., Мир, 1972.
4. Ананин С. И., Вихрев В. В. и др. Согласование взрывомагнитного генератора с плазменным фокусом.— В сб.: Материалы III Всесоюзн. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1975.
5. Агафонов В. И. и др. Исследование нецилиндрического Z-пинча при токах свыше 1 МА.— In: Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res. Vol. 2. Vienna, 1969.
6. Basque G., Jolas A., Watteau J. P. Comparison of two-dimensional snowplough with experiment.— Phys. Fluids, 1968, vol. 11, N 6.
7. Batler T. D. Coaxial snowplough discharge.— Phys. Fluids, 1969, vol. 12, N 9.
8. Импенник В. С. Двумерные нестационарные численные модели плазмы.— В кн.: Численные методы в физике плазмы. М., Наука, 1977.
9. Вихрев В. В. Согласование разрядного контура с движением оболочки в нецилиндрическом Z-пинче.— ПМТФ, 1973, № 2.

УДК 538.4 : 629.12

О ЗАДАЧЕ ОПТИМИЗАЦИИ МОРСКОГО МГД-ДВИЖИТЕЛЯ

А. П. Васильев, И. М. Курко

(Оренбург, Пермь)

В литературе [1—3] последних лет появился ряд работ, посвященных проблеме создания кондукционных МГД-двигателей на морской воде. Однако в них не рассматривались важные с точки зрения эффективности МГД-двигателей режимы работы с наибольшим КПД.

В данной работе рассмотрены основные физические особенности рабочих процессов кондукционных МГД-двигателей, найдены оптимальные режимы их работы, приводятся результаты инженерного расчета эффективности кондукционных МГД-двигателей, показывающие высокую экономичность подобных МГД-машин.

Морским МГД-двигателем называется прямоточный гидрореактивный МГД-двигатель, установленный для перемещения на транспортном объекте и использующий в качестве электропроводного тела морскую воду.

Так как морская вода имеет электропроводность $\sigma \sim 4-6 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$, т. е. в 10^5-10^6 раз меньше, чем электропроводность жидких металлов, то реальным видом МГД-двигателей могут быть только кондукционные МГД-двигатели.

В дальнейшем всюду используется термин «МГД-двигатель», если сущность рассматриваемых вопросов зависит только от внутриканальных процессов, и — «МГД-двигатель», если учитываются условия его перемещения.

Основным параметром реактивного МГД-двигателя является тяга, под которой понимают главный вектор объемных и поверхностных сил, действующих на элементы его конструкции со стороны внешнего и внутреннего потоков (фиг. 1).

Определенная таким образом тяга МГД-двигателя называется эффективной, и для нее можно записать выражение

$$(1) \quad R_0 = - \int_{V^*} \mathbf{j} \times \mathbf{B} dV - \int_{\Sigma^*} p_n d\Sigma - \int_{\Sigma_*} \pi_n d\Sigma,$$