

УДК 533.6.011.5+537.84:519.63

© 1991 г.

Г. А. КАЛУГИН

ВЛИЯНИЕ ДИССИПАТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ НА КОМПРЕССИОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛЕ ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ

Течения плазмы в коаксиальных каналах с укороченным центральным электродом сопровождаются сжатием и нагревом плазмы на оси канала [1-4]. Расчеты таких течений проведены [1, 4] в рамках простейших МГД-модели и численных методов и поэтому их результаты отражают лишь основные качественные закономерности компрессионных течений. Целью данной работы является более подробное исследование таких течений на основе более точной физической модели с учетом конечной проводимости, теплопроводности и излучения плазмы и примесей. При этом рассмотрены случаи анизотропной и классической изотропной теплопроводности. Примененный в работе численный метод основан на двух конечно-разностных схемах: SHASTA-FCT [5-7] и TVD [8, 6]. Главным достоинством этих методов является высокое разрешение ударных волн и контактных разрывов, что весьма желательно при описании компрессионных течений. Расчеты выполнены для случая полностью ионизованной водородной плазмы.

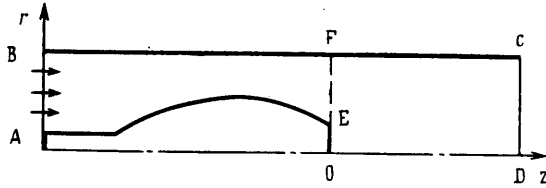
1. Постановка задачи и основные уравнения. Рассматриваются стационарные аксиально-симметричные течения плазмы с собственным азимутальным магнитным полем в канале, изображенном на фиг. 1. Для исследования компрессионных течений за срезом внутреннего электрода OE канал удобно разбить сечением OEF на две части [9]: $ABFE$ и $OEFCD$, и отдельно рассчитывать течения в последней с учетом конечной проводимости, теплопроводности и излучения плазмы, несущественных в области гладких течений $ABFE$. При этом поток в сечении EF предполагается сверхзвуковым, а граничные условия в этом сечении, необходимые для автономного расчета области $OEFCD$, берутся из предварительных расчетов области $ABFE$ [7].

Решения стационарной задачи о течении плазмы поперек магнитного поля в канале были получены методом установления в процессе численного решения нестационарных МГД-уравнений, которые с учетом указанных диссипативных процессов запишем в виде [1]

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} n\mathbf{V} &= 0, & \frac{\partial nV_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial \Pi_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} &= 0 \\ \frac{\partial n\varepsilon}{\partial t} + \operatorname{div} n\varepsilon\mathbf{V} + p \operatorname{div} \mathbf{V} &= \operatorname{div} \kappa \nabla T + \nu j^2 - Q \\ \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} &= \operatorname{rot}[\mathbf{V}, \mathbf{H}] - \operatorname{rot} \nu \mathbf{j}, & \mathbf{j} &= \operatorname{rot} \mathbf{H} \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\Pi_{\alpha\beta} = nV_\alpha V_\beta + p\delta_{\alpha\beta} - (H_\alpha H_\beta - 1/2 H^2 \delta_{\alpha\beta})$$

$$\kappa = \kappa_e + \kappa_i, \quad p = (\gamma - 1)n\varepsilon, \quad \varepsilon = \frac{\beta T}{2(\gamma - 1)}, \quad \gamma = \frac{5}{3}$$



Фиг. 1

Здесь $\Pi_{\alpha\beta}$ — тензор плотности потока импульса, κ_e и κ_i — коэффициенты теплопроводности поперек поля электронной и ионной компонент плазмы, которые в рассматриваемой здесь одножидкостной модели различаются между собой только массами частиц.

Уравнения (1.1) написаны в безразмерных переменных. В качестве единиц измерения выбраны задаваемые на входе в канал (сечение AB) характерные значения концентрации n_0 и температуры T_0 каждой компоненты плазмы, а также магнитного поля H_0 , связанного с разрядным током I и характерным радиусом канала R соотношением $H_0 = 2I/cR$. За единицы давления, скорости, времени и плотности электрического тока приняты соответственно величины $H_0^2/4\pi$, $V_0 = H_0/\sqrt{4\pi m_e n_0}$, L/V_0 и $cH_0/4\pi L$, где L — единица длины, связанная с характерной длиной канала.

Безразмерные параметры и коэффициенты имеют вид [1]:

$$\beta = \frac{8\pi p_0}{H_0^2}, \quad \nu = \frac{1}{\text{Re}_m} = \frac{c^2}{4\pi\sigma L V_0}, \quad \kappa = \frac{\kappa_{\perp} T_0}{L m_e n_0 V_0^3} \quad (1.2)$$

Размерные коэффициенты переноса σ и κ_{\perp} известным образом [10] выражаются через искомые функции. Величина Q определена ниже в разд. 2.

В уравнениях (1.1) отсутствуют неучтенные в расчетах так называемые «косые» тепловые потоки [10], о чем будет пояснено в разд. 3. Возможность использования закона Ома в его простейшем виде: $\mathbf{v}\mathbf{j} = \mathbf{E} + [\mathbf{V}, \mathbf{H}]$, вытекает из оценок вклада в уравнения членов его более общего выражения.

Граничные условия при решении системы (1.1) становятся следующим образом. На входе в канал (сечение AB): $n=1$, $T=1$, $H=(r_A+r_B)/2r$, $V_r=0$. Четыре граничных условия отвечают дозвуковому втеканию плазмы в канал, т. е. условию $V < \sqrt{\gamma\beta T/2 + H^2/n}$. Электроды предполагаются непроницаемыми, теплоизолированными и эквипотенциальными: $V_n=0$, $\partial T/\partial n=0$, $E_r=0$. На выходе из канала (сечение CD) предполагается, что тепловые потоки поперек поля в z -направлении и радиальная компонента токов выноса достаточно малы, т. е. $\partial T/\partial z=0$, $\partial H/\partial z=0$.

Для подробного исследования компрессионных течений расчеты области $OEFC$ (фиг. 1) проведены отдельно. При этом в сечении EF , в котором поток сверхзвуковой, заданы все пять граничных условий, взятые из расчетов [7]. На оси z (OD) задаются очевидные условия симметрии.

Начальные данные ставятся согласованно с граничными условиями, а в остальном достаточно произвольны.

2. Коэффициенты переноса. Модель излучения. В соответствии с [10] и выбором единиц измерения (т. е. с учетом (1.2)) безразмерные коэффициенты переноса для водородной плазмы имеют вид

$$\frac{1}{\nu} = \frac{KD}{\lambda(\chi_e)} W_0 L T^{\eta} \quad (2.1)$$

$$\kappa_{e,i} = \kappa_{0e,i} \theta_{e,i}(\chi_{e,i}); \quad \kappa_{0e} = \frac{K\beta^2 W_0}{16Dn_0 L} T^{5/2}, \quad \kappa_{0,i} = \mu \kappa_{0e} \quad (2.2)$$

$$\chi_e = \omega_e \tau_e = \frac{KW_0}{\sqrt{n_0}} \frac{HT^{3/2}}{n}, \quad \chi_i = \omega_i \tau_i = \mu \chi_e \quad (2.3)$$

$$\mu = \sqrt{\frac{2m_e}{m_i}}, \quad K = \frac{3k^2}{\sqrt{2m_e} e^3 c}, \quad D = \frac{2\sqrt{\pi} e}{\sqrt{m_i} c}, \quad W_0 = \frac{T_0^2}{\Lambda \sqrt{\beta}}$$

Здесь $\Lambda=10$ — кулоновский логарифм; $\omega_{e,i}$ — циклотронная частота электронов или ионов; $\tau_e(\tau_i)$ — среднее время между электрон-ионными (ион-ионными) столкновениями. Безразмерные параметры χ_e и χ_i характеризуют «замагниченность» соответствующей компоненты. Выражения для функций $\lambda(\chi_e)$ и $\theta_{e,i}(\chi_{e,i})$ отвечают двум аппроксимирующим полиномам для поправки к функции распределения и имеют вид [10]

$$\lambda(\chi_e) = 1 - \frac{6,416\chi_e^2 + 1,837}{\chi_e^4 + 14,79\chi_e^2 + 3,77} \quad (2.4)$$

$$\theta_e(\chi_e) = \frac{4,664\chi_e^2 + 11,92}{\chi_e^4 + 14,79\chi_e^2 + 3,77}, \quad \theta_i(\chi_i) = \frac{2\chi_i^2 + 2,645}{\chi_i^4 + 2,7\chi_i^2 + 0,677} \quad (2.5)$$

Учет излучения проведен в приближении оптически тонкой плазмы. При этом учтены тормозной и рекомбинационный механизмы в виде [11, 12], а также излучение содержащихся в плазме примесей, т. е. с учетом выбранных единиц измерения имеем

$$Q = 8,0 \cdot 10^4 \cdot Ln_0 (\beta/T_0)^{3/2} (Q_{\text{coll}} + Q_{\text{rec}} + Q_{\text{imp}}) \quad (2.6)$$

$$Q_{\text{coll}} = 1,54 \cdot 10^{-25} n^2 \sqrt{T_0 T}, \quad Q_{\text{rec}} = 4,4 \cdot 10^{-24} n^2 / \sqrt{T_0 T}$$

$$Q_{\text{imp}} = n \sum_Z n_Z Q_Z$$

$$[L] = \text{см}, \quad [n_0] = \text{см}^{-3}, \quad [T_0] = \text{эВ}, \quad [Q_Z] = \text{эрг} \cdot \text{см}^3/\text{с}$$

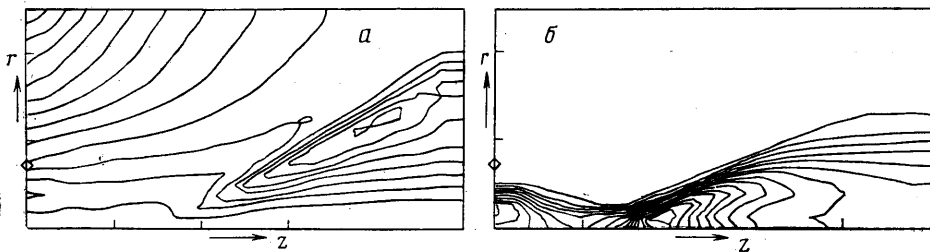
Возможные различия в численных коэффициентах в Q_{coll} и Q_{rec} связаны с различными приближениями и могут быть порядка 10% [13]. Здесь n_Z — безразмерная концентрация примесных ионов с атомным номером Z , а Q_Z — интенсивность их излучения, отнесенная к паре примесный ион-электрон.

Определение величины Q_Z основано на работе [14], в которой она вместе с величиной среднего заряда ионов примеси вычислена для различных элементов как функция электронной температуры. В расчетах использованы результаты, полученные для примесей углерода С, кислорода О, азота N и меди Си.

Для определения величины n_Z предполагается, что содержание примесных ионов пропорционально концентрации частиц основного потока, т. е. $n_Z = (\alpha_Z/100\%) n$, где постоянная α_Z определяет процентное содержание примеси Z . Суммарная концентрация примесей

$$\alpha_Z = \sum_Z \alpha_Z$$

в расчетах задается достаточно малой, так что концентрации электронов и ионов основного потока можно считать приблизительно одинаковыми и при наличии примесей.



Фиг. 2

Решение системы уравнений (1.1) в области OEFCD (см. фиг. 1) использует процедуру расщепления этих уравнений как по физическим процессам, так и по пространственным переменным r и z . В основу метода положены конечно-разностные алгоритмы: TVD — схема А. Хартена [8, 6] для решения гиперболической части системы и неявная схема, реализуемая методом продольно-поперечной прогонки, для учета конечной проводимости и теплопроводности.

Стационарные режимы течений получены методом установления.

Расчеты [7] области ABFE, из которых были взяты граничные условия в сечении EF, проводились с помощью разностного алгоритма SHASTA [5], включающего процедуру коррекции потоков.

3. Результаты расчетов. Представленные ниже результаты расчетов относятся к стационарным течениям в канале плазменного ускорителя, геометрия (фиг. 1) и характерные параметры которого соответствуют работе [15]: радиус r_0 среза внутреннего электрода и радиус внешнего электрода составляют 7,5 см и 25 см, единица длины $L=100$ см, концентрация и температура каждой компоненты плазмы на входе AB: $n_0=5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ и $T_0=2$ эВ. Расчеты проведены при значении $\beta=0,1$, что соответствует разрядному току $I \approx 355$ кА, массовому расходу 27,5 г/с и разности потенциалов между электродами на входе в канал в 1,6 кВ.

Случай анизотропной теплопроводности. Расчеты идеальной, т. е. бесконечно проводящей, нетеплопроводной и безызлучательной, плазмы показали [9], что за срезом внутреннего электрода образуется конусообразная ударная волна, а за ней в окрестности оси z — область повышенных значений плотности и температуры плазмы, которая называется областью компрессии. Далее исследуется влияние диссипативных процессов плазмы на компрессионные течения.

На фиг. 2, *a* и *b* изображены эквидистантные линии электрического тока ($Hr = \text{const}$) и изотермы соответственно течения теплопроводной плазмы с конечной проводимостью за срезом внутреннего электрода без учета излучения и в отсутствие примесей (в дальнейшем этот расчет будем называть вариантом N). Основным элементом структуры течения является расположенная под углом к оси z переходная зона, представляющая собой «размазанный» диссипативными процессами фронт ударной волны. В области компрессии плазма оказывается сильно разогретой. Однако, несмотря на высокие значения температуры, роль диссипативных процессов здесь оказывается не очень существенной, что приводит к незначительным количественным отличиям от идеального случая. В левой части ($Q=0$) табл. 1 выписаны наибольшие значения концентрации n_m/n_0 и температуры T_m/T_0 одной компоненты плазмы и отсчитываемая от среза внутреннего электрода координата z/r_0 точки, где они достигаются, для течений плазмы идеальной ($\kappa=0, \nu=0$), теплопроводной ($\kappa \neq 0$) и с конечной проводимостью ($\nu \neq 0$). (Далее все величины с размерностью длины приведены в единицах величины r_0 .)

Во всех вариантах значения n_m достигаются на оси z , а значения T_m — вблизи оси ($r \approx 0,17$), кроме случая ($\kappa=0; \nu \neq 0$), когда температура максимальна на оси.

Таблица 1

	$Q \equiv 0$				$Q \neq 0$			
	$\kappa \equiv 0$		$\kappa \neq 0$		$\kappa, \nu \neq 0$			
	$\nu \equiv 0$	$\nu \neq 0$	$\nu \equiv 0$	$\nu \neq 0$	$\alpha_{\Sigma}, \% = 0,9$	2	3	3,1
n_m/n_0	2,76	2,49	3,40	2,60	2,60	3,04	3,06	3,06
z/r_0	2,33	2,0	2,33	2,0	2,33	2,33	2,33	2,33
T_m/T_0	20,20	21,76	16,92	18,36	18,05	17,33	15,02	14,89
z/r_0	2,67	2,33	2,67	2,67	2,67	2,67	3,0	3,0

Конечная проводимость и теплопроводность не очень существенны и тогда, когда учитываются по отдельности. Конкуренция же процессов джоулева нагрева и теплопроводности приводит к уменьшению и n_m и T_m .

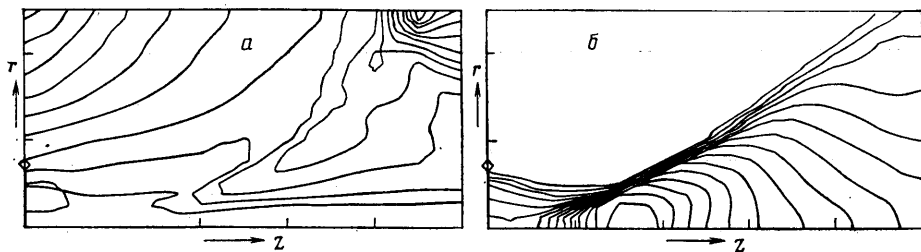
Несущественная роль диссипативных процессов связана в первую очередь с тем, что в рассматриваемом случае электроны оказываются сильно замагниченными: в окрестности оси $\chi_e > 1$ (например, в варианте N $\chi_e \approx 12,1$ при $z \approx 2,33$ и $r \approx 0,17$). Согласно (2.5), $\theta_e(\chi_e)$ — монотонно убывающая функция χ_e , а следовательно, и температуры, и при больших значениях χ_e она приводит к убыванию κ_e с ростом T (см. формулы (2.2) и (2.3)). При этом величина κ_i оказывается несущественной. Например, в расчете с $\kappa_i \equiv 0$ по сравнению с вариантом N величина n_m не изменилась вовсе, а значение T_m повысилось всего лишь на 5,2%. Именно поэтому в расчетах не учитывались «косые» потоки, которые как показывают оценки, дают вклад в уравнение энергии того же порядка, что и потоки поперек поля.

Значения коэффициента теплопроводности вдоль магнитного поля с ростом температуры всегда растут, так как его выражение совпадает с «классическим» и пропорционально $T^{5/2}$. В итоге получается, что в основном теплообмен посредством механизма теплопроводности происходит вдоль поля. Это является дополнительным оправданием рассмотрения здесь осесимметричных течений плазмы с собственным азимутальным магнитным полем.

Незначительная роль проводимости плазмы при высоких температурах очевидна в силу ее слабой зависимости от замагниченности электронов (согласно (2.1), (2.4) и (1.2), при изменении χ_e от 0 до ∞ проводимость σ монотонно убывает приблизительно в 2 раза).

Правая часть табл. 1 составлена по результатам расчетов, в которых наряду с конечной проводимостью и теплопроводностью учтены радиационные потери плазмы ($Q \neq 0$) при различных значениях суммарной концентрации α_{Σ} . Причем во всех вариантах $\alpha_C = \alpha_O = \alpha_N$, а $\alpha_{Cu} = 0\%$, кроме последнего, в котором $\alpha_{Cu} = 0,1\%$. Эти значения близки к указанным в экспериментальных исследованиях [3, 15].

С ростом количества примесей в потоке плазмы ее излучательные потери возрастают, что приводит к понижению T_m и увеличению n_m . Однако эти изменения становятся существенными только при $\alpha_{\Sigma} \geq 2\%$. Незначительное влияние излучения на течение плазмы в области компрессии при меньших α_{Σ} связано со следующими обстоятельствами. С одной стороны мощность собственного излучения плазмы оказывается на несколько порядков ниже мощности излучения на примесях. Например, в случае $\alpha_{\Sigma} = 0,9\%$ в точке максимума температуры — примерно на пять порядков. Расчеты, в которых были учтены лишь первые два слагаемых в сумме (2.6), показали, что они не играют никакой роли даже в отсутствие при-



Фиг. 3

месей. Следовательно, радиационные потери плазмы определяются только излучением на примесях.

С другой стороны, согласно [14], величины Q_z для рассматриваемых примесных ионов легких элементов в данном диапазоне значений температуры ведут себя немонотонно, причем с ее ростом преимущественно убывают. Таким образом, с ростом температуры величина Q_{imp} , а значит, и Q может уменьшаться.

Картина течения излучающей плазмы во всех вариантах качественно одна и та же и совпадает с изображенной на фиг. 2.

Случай изотропной теплопроводности ($\omega_e \tau_e = 0$). Как следует из (2.2) и (2.5), в этом случае $\kappa_e \sim T^{3/2}$, причем $\kappa_i \ll \kappa_e$. Поэтому в расчетах $\kappa_i = 0$. Согласно [10], «косые» потоки в этом случае отсутствуют. Таким образом, случай немагнитной плазмы соответствует классической теории изотропной теплопроводности плазмы [16].

На фиг. 3 для изотропно проводящей тепло плазмы с конечной проводимостью при $Q = 0$ приведены те же распределения, что и на фиг. 2. По распределениям изотерм (фиг. 3, б) видно, что ударная волна образуется ближе к внутреннему электроду, чем в анизотропном случае. Линии электрического тока (фиг. 3, а) теперь уже не так четко выражают фронт ударной волны, причем замкнутая токовая петля за фронтом на фиг. 2, а здесь оказывается замкнутой на внешний электрод вместе с другими линиями тока.

Максимальные значения n_m и T_m в этом варианте, а также в расчетах с учетом излучения плазмы на примесях, приведены в табл. 2, составленной по аналогии с табл. 1. В варианте с $\alpha_z = 3$ и 3,1% величина T_m достигается в окрестности оси z , а в остальных случаях — на самой оси.

По сравнению с анизотропным случаем радиационные потери на примесях оказывают более заметное влияние на характеристики плазмы в области компрессии. Это связано с тем, что большая теплопроводность приводит к заметному снижению температуры, что влечет за собой в рассматриваемом диапазоне температур резкий рост интенсивности излучения. Этим также может объясняться скачок в значениях T_m при изменении α_z от 2 до 3%.

Надлежащий анализ результатов расчетов показывает, что параметры компрессионного потока в основном определяются соотношением между тепловыми потоками и радиационными потерями на примесях. При этом максимум последних соответствует, как правило, максимуму концентрации плазмы, а не температуры.

Выводы. Расчеты стационарных компрессионных течений плазмы с учетом диссипативных процессов, моделируемых в соответствии с [10], показали, что конечная проводимость и теплопроводность не оказывают существенного влияния на плазменный поток. Это связано с тем, что в рассматриваемом диапазоне параметров плазмы электронная компонента оказывается замагнитенной, что в конечном итоге приводит к уменьшению

	$Q=0$	$Q \neq 0$			
		$\alpha_{\Sigma}, \% = 0,9$	2	3	3,1
n_m/n_0	1,63	2,80	3,46	4,04	4,17
z/r_0	2,0	2,0	2,33	3,0	3,0
T_m/T_0	15,34	13,84	12,0	6,12	5,88
z/r_0	2,33	2,67	3,0	3,67	3,67

коэффициента теплопроводности с ростом температуры в исследуемых течениях поперек азимутального магнитного поля. При этом коэффициент теплопроводности вдоль поля оказывается большим, в результате чего основной теплообмен механизмом теплопроводности происходит вдоль поля. Учет собственного излучения плазмы и излучения содержащихся в ней примесей показал, что первое ничтожно мало, а второе становится заметным, когда суммарная концентрация примесных ионов составляет приблизительно 2% и более концентрации ионов основного потока. В этом случае концентрация плазмы в области компрессии при ее охлаждении повышается.

В расчетах с изотропной теплопроводностью параметры плазмы в области компрессии изменяются более существенно: и температура и концентрация в ней снижаются. Однако здесь оказывается достаточно 1% примесей, чтобы даже несколько превысить значения концентрации плазмы в области компрессии, полученные в расчетах идеальных течений. В целом же параметры плазмы в области компрессии определяются соотношением между тепловыми потоками и излучением на примесных ионах, а также их ролью в энергетическом балансе плазменного потока.

Дальнейшее уточнение характеристик плазмы в области компрессии может быть связано с переходом к двухтемпературной модели, так как, согласно оценкам, различия в температурах ионов и электронов здесь могут достигать величины порядка 10%.

В заключение автор выражает глубокую признательность К. В. Брушлинскому и А. И. Морозову за неоднократное обсуждение этой работы, а также К. П. Горшенину, результаты расчетов которого здесь были использованы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брушлинский К. В., Морозов А. И. Расчет двумерных течений плазмы в капалах // Вопросы теории плазмы. Вып. 8. М.: Атомиздат, 1974. С. 88–163.
2. Морозов А. И., Соловьев Л. С. Стационарные течения плазмы в магнитном поле. Там же. С. 3–87.
3. Виноградова А. К., Морозов А. И. Стационарные компрессионные течения // Физика и применение плазм. ускорителей. Минск: Наука и техника, 1974. С. 103–141.
4. Брушлинский К. В., Морозов А. И., Савельев В. В. Некоторые вопросы течений плазмы в канале магнитоплазменного компрессора // Двумерные численные модели плазмы. М.: ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, 1979. С. 7–66.
5. Boris J. P., Book D. L. Flux-corrected transport. I. SHASTA, a fluid transport algorithm that works // J. Comput. Phys. 1973. V. 11. № 1. P. 38–69.
6. Горшенин К. П., Калугин Г. А., Савельев В. В. Сверхзвуковое МГД-течение в канале за срезом цилиндрического электрода: Препринт № 61. М.: ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, 1988. 25 с.
7. Горшенин К. П. Стационарные двумерные течения плазмы с заданным расходом в канале плазменного ускорителя: Препринт № 37. М.: ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, 1989. 25 с.

8. *Harten A.* High resolution schemes for hyperbolic conservation laws // *J. Comput. Phys.* 1983. V. 49. № 3. P. 357–393.
9. *Сыцько Ю. И., Калугин Г. А.* Численное моделирование области компрессии в плазменных ускорителях // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Харьков. 1989. С. 59–60.
10. *Брагинский С. И.* Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы Вып. 1. М.: Атомиздат, 1963. С. 183–272.
11. *Коган В. И., Мигдал А. Б.* Зависимость спектра тормозного излучения от электронной температуры плазмы // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Т. 1. М.: Изд-во АН СССР, 1958. С. 172–177.
12. *Коган В. И.* Рекомбинационное излучение водородной плазмы. Там же. Т. 3. С. 99–103.
13. *Морозов А. И.* Физические основы космических электрореактивных двигателей. Т. 1. М.: Атомиздат, 1978. 326 с.
14. *Post D. E., Jensen R. V., Tarter C. B. a. o.* Steady-state radiative cooling rates for low-density, high-temperature plasmas // *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* 1977. V. 20. № 5. P. 397–439.
15. *Волошко А. Ю., Гаркуша И. Е., Казаков О. Е. и др.* Исследование двухступенчатого квазистационарного плазменного ускорителя (КСПУ) со стержневыми электродами // Физика плазмы. 1990. Т. 16. Вып. 2. С. 158–167.
16. *Спитцер Л.* Физика полностью ионизованного газа. М.: Мир, 1965. 212 с.

Москва

Поступила в редакцию
8.VIII.1990