Българска академия на науките • Bulgarian Academy of Sciences
Аерокосмически изследвания в България • 12 • Aerospace Research in Bulgaria
София • 1996 • Sofia

Квазистатични процеси и термодинамични състояния в изкуствен модел на топлинен двигател

Милчо Вацов

Национален център по хигиена, София

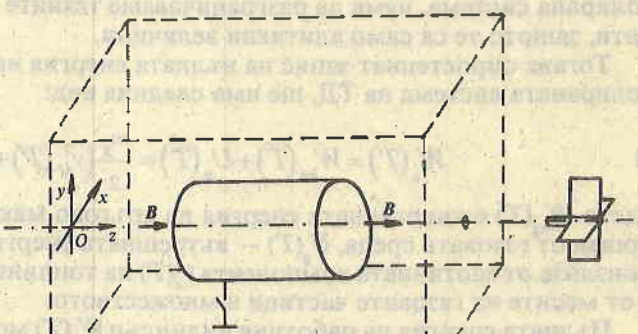
1. Въведение

В източник [1] е направено статистическо изследване на кръгов преносен макропроцес на газови йони под действие на магнитно поле в условията на изкуствен модел на топлинен двигател (ТД).

ТД е изграден от източник на постоянно хомогенно магнитно поле и работен цилиндър от немагнитен идеален изолатор, в който е затворен газ от едноименни йони с концентрация, отговаряща на среден вакуум.

На фиг. 1 е показано условно изображение на един ТД. От чертежа се вижда, че приложеното магнитно поле (***B***) е ориентирано успоредно на ротационната ос *Oz* на работния цилиндър в ТД.

Изследването е направено при предположение, че работният обем, в който йоните осъществяват топлинно движение, е коаксиално еквипотенциално и коаксиално еквискоростно пространство. Допускането е едно добро прибли-



Фиг. 1

жение към реалните условия в цилиндъра, ако неговата образувателна е много по-голяма от вътрешния му радиус.

В еквипотенциалния и еквискоростен макромодел на ТД средната топлинна скорост на йоните достига максималната си стойност върху околната повърхнина на работния цилиндър и тя е

$$v(T) = \overline{v_{max}(T)} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \tag{1}$$

където T е макротемпература на корпуса, k — константа на Болцман, а m — маса на отделен йон (газова частица).

Доказано е, че в условията на цилиндричния модел (фиг. 1) йоните имат макроскопична ротационна компонента на топлинно движение, която е определена в [1] по следния начин:

$$\omega_M(T) = \frac{v_M(v(T))}{R_c} = \frac{v_M(T)}{R_c}, \tag{2}$$

където $\omega_M(T)$ е макроскопична ъглова скорост на йоните, $v_M(T)$ — макроскопична тангенциална линейна компонента на средната топлинна скорост на йоните върху околната повърхност на цилиндъра, R_c — вътрешен радиус на работния цилиндър.

Макроскопичната тангенциална компонента на средната топлинна скорост $v_M(T)$ от (2) и максималната средна топлинна скорост $v(T)$ от (1) са свързани на повърхността на цилиндъра чрез следното равенство:

$$v^2(T) = v_{Oz}^2(T) + v_R^2(T) + v_M^2(T) = v_x^2(T) + v_M^2(T), \tag{3}$$

където $v_{Oz}(T)$ е средната топлинна скорост на йоните по оста Oz, $v_R(T)$ — средната радиална компонента на $v(T)$, а $v_x(T) = \sqrt{v_{Oz}^2(T) + v_R^2(T)}$ — средната хаотична компонента на $v(T)$.

В [1] е показано, че йоните при своето топлинно движение в установената и еквитемпературна система на ТД губят от кинетичната си енергия само чрез електромагнитно излъчване. Когато системата на ТД е изолирана, тези загуби се компенсират пълно чрез процес на обратно преобразуване на електромагнитна енергия в енергия на топлинно движение (принцип на детайлното равновесие). За простота, когато описваме пълната W и вътрешната U енергия на изолирана система, няма да разграничаваме техните електромагнитни компоненти, защото те са само адитивни величини.

Тогава опростеният запис на пълната енергия на газовата среда $W_g(T)$, за изолираната система на ТД, ще има следния вид:

$$W_g(T) = W_{kg}(T) + U_g(T) = \frac{m_g}{2}\left(v_M^2(T) + v_x^2(T)\right), \tag{4}$$

където $W_{kg}(T)$ е кинетичната енергия на кръгово макродвижение, което се извършва от газовата среда, $U_g(T)$ — вътрешната енергия на газовия обем, която произлиза от хаотичната компонента $v_x(T)$ на топлинно движение, а m_g — сумата от масите на газовите частици в множеството.

Пълната енергия на работния цилиндър $W_c(T)$ може опростено да се представи така

(5) $$W_c(T) = W_{kc}(T) + U_c(T),$$

където $W_{kc}(T)$ е кинетичната енергия на макроскопично въртене, а $U_c(T)$ — вътрешната енергия на цилиндъра, като сума от кинетичните енергии на съставящите го микрочастици при тяхното хаотично топлинно движение в твърдо тяло.

Нека да запишем и пълната енергия $W(T)$ на изолираната система, а именно

(6) $$W(T) = W_g(T) + W_c(T).$$

Аналогично и опростено ще запишем и ентропията на системата

(7) $$S(T) = S_g(T) + S_c(T).$$

Всички величини, които бяха описани досега (скорости, енергии, ентропии), са еднозначни функции на макротемпературата T. За простота в следващия текст тази важна функционална връзка ще отбелязваме само с индекс, който е еднакъв с индекса на температурата, така например ако $T = T_i$, то съответните величини са $\omega^i_M, W^i, S^i, U^i_g$ и т. н.

2. Термодинамичен анализ на изолирана система на ТД

Тук ще определим някои термодинамични параметри на изолирана система на ТД (ИС на ТД) в различни равновесни състояния и ще анализираме прехода на системата между равновесните ѝ състояния чрез средствата на термодинамиката.

С прекъсвана линия на фиг. 1 е очертан примерен контур на една плътна обвивка, която изолира вътрешния си обем.

2.1. Равновесни състояния на несвободен ТД

Несвободен ТД (НТД) ще наричаме този, в който работният цилиндър няма свобода на ротационно въртене. Обратното ще наричаме свободен ТД (СТД). Механизмът за блокиране на ТД е показан условно на фиг. 1.

Сега нека ИС на НТД да е установена в състояние на термодинамично равновесие при температура T_0 (състояние T_0).

Параметрите на ИС на НТД в състояние T_0 ще опишем така:

(8) $$\left|\begin{aligned} &T = T_0, \\ &W^0 = W^0_g + W^0_c = W^0_{kg} + U^0_g + W^0_{kc} + U^0_c \\ &\quad = W^0_{kg} + U^0_g + U^0_c, \text{ защото } W^0_{kc} = 0, \\ &S^0 = S^0_g + S^0_c. \end{aligned}\right.$$

Ще запишем и параметрите на ИС на НТД в състояние T_1, а именно:

$$
(9)\quad \left| \begin{aligned} & T = T_1 < T_0, \\ & W^1 = W^1_g + W^1_c = W^1_{kg} + U^1_g + U^1_c < W^0, \\ & S^1 = S^1_g + S^1_c < S^0. \end{aligned} \right.
$$

Разликата между двете състояния (T_1 и T_0) може да се опише чрез измененията в стойностите на термодинамичните параметри, така:

$$
(10)\quad \left| \begin{aligned} & \Delta T_{01} = T_1 - T_0 < 0, \\ & \Delta W^{01} = \Delta W^{01}_g + \Delta W^{01}_c = \Delta W^{01}_{kg} + \Delta U^{01}_g + \Delta U^{01}_c = \\ & = W^1_{kg} - W^0_{kg} + U^1_g - U^0_g + U^1_c - U^0_c < 0, \\ & \Delta S^{01} = S^1 - S^0 = S^1_g - S^0_g + S^1_c - S^0_c < 0. \end{aligned} \right.
$$

Изменението на пълната енергия ΔW^{01} от (10) може да бъде точно оценено чрез пресмятане на един процес на изохорно охлаждане (ΔT_{01}) [2] в същата, но неизолирана система на НТД. Количеството на изведената от системата топлина ще се определи така:

$$
(11)\quad \Delta Q^{01} = \Delta T_{01}\left(\frac{m_g}{M_g}C_{vg} + \frac{m_c}{M_c}C_{vc}\right) = \Delta Q(\Delta T_{01}) < 0,
$$

където M_g е моларна маса на газовия обем, m_c и M_c са съответно масата и моларната маса на веществото в цилиндъра, C_{vg} и C_{vc} — моларните топлоемкости на двете тела в изохорен процес, а $\Delta Q(\Delta T_{01})$ е неявна еднозначна функция на ΔT_{01} за всеки интервал на температурите, в който C_{vg} и C_{vc} са постоянни величини.

Чрез прилагане на първия закон на термодинамиката можем да намерим връзката между ΔQ^{01} от (11) и ΔW^{01} от (10), която изглежда така:

$$
(12)\quad \Delta Q^{01} = \Delta W^{01} \text{ или } \Delta T_{01}\left(\frac{m_g}{M_g}C_{vg} + \frac{m_c}{M_c}C_{vc}\right) = \Delta W^{01}_{kg} + \Delta U^{01}_g + \Delta U^{01}_c.
$$

2.2. Преход от равновесно състояние на ИС на НТД към равновесно състояние на ИС на СТД

Нека ИС на НТД да е установена в състояние T_0.

Сега нека да си представим, че в горната система сме премахнали механичната блокировка, но така че не сме осъществили никакво друго въздействие над системата.

Кръговият газов поток, който до този момент е осъществявал насочено „недисипативно" триене [1] с околната повърхност продължава своето ротационно макродвижение. Резултантната тангенциална сила на триене, която е приложена върху цилиндъра, вече е свободна да извършва работа за неговото ускоряване, защото силата на противодействие, създавана до този момент чрез блокиращия механизъм, има вече нулева стойност.

За някакво време кръговият газов поток ще извърши елементарна положителна работа δA_g, за да ускори тангенциално ротационния цилиндър. За същото време и същата по количество, но отрицателна работа $\delta A_c = -\delta A_g$ ще извърши и работният цилиндър над газовата среда. Следователно газовият обем ще се охлажда, а от относително по-топлия (спрямо охладения с някакво изпреварване газ) цилиндър към газовия обем ще се насочва топлина.

ИС на освободения ТД не е устойчива и търси ново равновесно състояние. Очевидно е, че целият преходен процес от състояние T_0 на ИС на НТД към равновесно състояние на ИС на СТД ще се осъществява за някакво много голямо, но крайно време. За времето на прехода системата ще преминава последователно през непрекъснат ред от низходящи и практически безкрайно близки състояния на термодинамично равновесие. Следователно системата, за времето на преходния процес, ще се намира в неустойчиво квазистатично термодинамично равновесие [3].

За времето на прехода ъгловата скорост на цилиндъра $\omega_c(T)$ ще расте, а макроскопичната ъглова скорост $\omega_M(T)$ на газовия поток ще намалява. Двете ъглови скорости ще клонят към една обща стойност $\omega_c(T_1) = \omega_M(T_1)$, при която резултантният въртящ момент (от насочено триене) ще добие нулева стойност, а макротемпературата в ИС на СТД ще спре да намалява и ще се установи в някаква равновесна стойност T_1 $(T_1 < T_0)$.

При макротемпература T_1 изолираната система (ИС) на свободния топлинен двигател (СТД) е достигнала състояние на устойчиво термодинамично равновесие.

Така определената макротемпература T_1 е основна характеристика за равновесното състояние на ИС на СТД и нейната величина T_1 е определяща за всички температури, които тук предварително бяха означени със същия символ (T_1).

За времето на прехода енергетичният обмен между двете тела е еднопосочен сходящ макропроцес, който клони към макропроцес на равновесен обмен на кинетична енергия в състояние T_1. При синхронно въртене на двете тела $(\omega_c(T_1) = \omega_M(T_1))$ триенето между тях е „недисипативен" процес.

За времето на прехода посоката на енергетичен обмен е винаги:

— отрицателна за газовия обем, защото той извършва само положителна работа за ускоряване на цилиндъра;

— положителна за работния цилиндър, въпреки че той се охлажда, защото извършва само отрицателна работа над газовия обем като акумулира кинетична енергия на въртеливо макродвижение.

Сега нека да проследим накратко обратния преход между двете равновесни състояния на ИС на ТД.

Нека ИС на СТД да се намира в състояние T_1. Чрез постепенно или „мигновено" включване на механичната блокировка можем отново да спрем работния цилиндър. Опростено първичният резултат на това действие ще бъде отделяне на топлина, която е топлинен еквивалент на преобразуваната кинетична енергия и която остава в системата. Температурата в системата ще се повишава плавно или рязко. Без да анализираме процесите в плавния обратен преход или тези след „мигновено" спиране, можем да кажем, като се позовем само на законите за съхранение в механиката, че след достатъчно дълго време системата ще се установи в състояние на термодинамично равновесие, което точно съвпада със състояние T_0 на ИС на НТД.

По същата логика ИС на ТД ще се установи обратно в състояние T_0 на ИС на НТД и ако принудителното спиране е извършено и в който и да е междинен момент на прав преходен процес, т. е. когато спирането се извърши по време на преход от състояние T_0 към състояние T_1.

Направеният логически анализ показва, че всички равновесни състояния на ИС на ТД, в т. ч. и квазистатичните равновесни състояния при преход, са равновесни и обратими състояния. Следователно и всички макропроцеси в ИС на ТД са равновесни и обратими процеси.

Възможно е и е необходимо да се намери количествена оценка на параметрите на системата чрез прилагане на първите два закона на термодинамиката.

Ще опишем измененията, които настъпват в ИС на ТД след развъртане на работния цилиндър чрез първия закон на термодинамиката.

Промяната в състоянието на газовата среда при преход на ИС на ТД от състояние T_0 към състояние T_1, т. е. при прав преход ΔT_{01} ще представим така:

(13)
$$\Delta Q_g^{01} = \Delta W_g^{01} + \Delta A_g^{01} = \Delta W_{kg}^{01} + \Delta U_g^{01} + \Delta A_g^{01},$$

където:

— $\Delta Q_g^{01} > 0$ е количеството топлина, което газовата среда получава от работния цилиндър в преходния процес;

— $\Delta W_g^{01} = \Delta W_{kg}^{01} + \Delta U_g^{01} < 0$ е отрицателното изменение на пълната енергия на газовото тяло;

— $\Delta W_{kg}^{01} < 0$ е отрицателното изменение на енергията на макроскопично движение на газовата среда;

— $\Delta U_g^{01} < 0$ е отрицателното изменение на вътрешната енергия на газовата среда;

— $\Delta A_g^{01} > 0$ е пълното количество положителна работа, което газовият поток е извършил над цилиндъра:

По аналогичен начин можем да опишем и промените в работния цилиндър, които се извършват при преход ΔT_{01}, а именно:

(14)
$$\Delta Q_c^{01} = \Delta W_c^{01} + \Delta A_c^{01} = \Delta W_{kc}^{01} + \Delta U_c^{01} + \Delta A_c^{01},$$

където:

— $\Delta Q_c^{01} < 0$ е количеството топлина, което е отнето от работния цилиндър;

— $\Delta W_c^{01} = \Delta W_{kc}^{01} + \Delta U_c^{01} > 0$ е сумарното и положително изменение на пълната енергия на цилиндъра след развъртане;

— $\Delta W_{kc}^{01} > 0$ е кинетичната енергия на въртеливо движение, която е акумулирана в работния цилиндър;

— $\Delta U_c^{01} < 0$ е отрицателното изменение на вътрешната енергия на цилиндъра при охлаждане;

— $\Delta A_c^{01} < 0$ е пълното количество отрицателна работа, което работният цилиндър е извършил над газовата среда.

Но в ИС на ТД няма нито приток, нито отток на топлина и следователно

(15)
$$\Delta Q_g^{01} = -\Delta Q_c^{01}.$$

Тогава пълното изменение на ентропията [2] в ИС на ТД при преход ΔT_{01} ще бъде

(16)
$$\Delta S^{01} = \frac{\Delta Q_g^{01} + \Delta Q_c^{01}}{T_1} \equiv 0.$$

Полученият резултат е в съответствие с втория закон на термодинамиката, който гласи, че изменението на ентропията в една изолирана система е нула, независимо от вида на процесите, които протичат в нея.

Следователно за ИС на ТД след развъртане и установяване в състояние T_1 може да се напише известното термодинамично тъждество, което обединява първия и втория закон на термодинамиката [2], по следния начин:

(17)
$$T_1 \Delta S^{01} = \Delta W_g^{01} + \Delta A_g^{01} + \Delta W_c^{01} + \Delta A_c^{01}$$
$$= \Delta W_{kg}^{01} + \Delta U_g^{01} + \Delta A_g^{01} + \Delta W_{kc}^{01} + \Delta U_c^{01} + \Delta A_c^{01}.$$

Ако отчетем, че $\Delta S^{01} \equiv 0$, а $\Delta A_g^{01} = -\Delta A_c^{01}$ и заместим в (17), то след решаване на равенството спрямо ΔW_{kc}^{01} ще получим

(18)
$$\Delta W_{kc}^{01} = -\Delta W_{kg}^{01} - \Delta U_g^{01} - \Delta U_c^{01} = -\Delta W^{01}.$$

Величините ΔW_{kg}^{01}, ΔU_g^{01}, ΔU_c^{01} и ΔW^{01}, както знаем, са еднозначни функции на посоката и големината на температурния преход ΔT_{01} и следователно те имат отрицателни стойности. Тогава енергията на въртеливо макродвижение, която е акумулирана в работния цилиндър, е положителна и реална величина.

Но от уравнение (12) ние имаме точната количествена оценка на величината ΔW^{01}. Тогава ще бъде вярно и следващото равенство

(19)
$$\Delta W_{kc}^{01} = -\Delta T_{01}\left(\frac{m_g}{M_g} C_{vg} + \frac{m_c}{M_c} C_{vc}\right) \quad \text{или} \quad \Delta W_{kc}^{01} = -\Delta Q^{01} = \left|\Delta Q^{01}\right|.$$

От равенство (19) пряко следва, че количеството на кинетичната енергия, която се запасява в работния цилиндър, расте неограничено, когато масата на едното или на двете съставни тела (m_g, m_c) се увеличава.

Следователно ИС на СТД е акумулатор на механична енергия, който може да има неограничен капацитет.

От една страна, величината ΔW_{kc}^{01} е енергетичен еквивалент на работата ΔA_g^{01}, която е извършена от газовия поток за ускоряване на работния цилиндър. От друга страна, величината $\left|\Delta Q^{01}\right| = \Delta W_{kc}^{01}$ е топлинен еквивалент на трансформираната във въртеливо макродвижение кинетична енергия на хаотичното топлинно движение на всички микрочастици в изолираната макросистема за времето на прехода ΔT_{01}.

Тогава от равенство (19) следва, че коефициентът на полезно действие (КПД) на ИС на ТД при трансформация на собствената си вътрешна енергия в кръгово макродвижение е

(20)
$$\eta = \frac{\Delta A_g^{01}}{\left|\Delta Q^{01}\right|} = \frac{\Delta W_{kc}^{01}}{\left|\Delta Q^{01}\right|} \equiv 1.$$

Енергията на въртеливо макродвижение $\Delta W_{\mathrm{kc}}^{01}$ може да се свърже с аналитична зависимост, която е известна от механиката, по следния начин:

$$\Delta W_{\mathrm{kc}}^{01} = \frac{J_{\mathrm{c}}\left(\overset{1}{\omega}_{\mathrm{M}}\right)^2}{2} = \frac{J_{\mathrm{c}}\overset{2}{\omega}_{\mathrm{M}}\left(T_1\right)}{2}, \tag{21}$$

където J_{c} е инерционният момент на работния цилиндър.

Тогава ако знаем стойностите на J_{c}, R_{c}, m_{g}, m_{c}, M_{g}, M_{c}, C_{vg}, C_{vc} и T_0, то чрез заместване в (21) и решаване на същото уравнение можем да определим числената стойност на макротемпературата T_1. След заместване на T_1 в (2) и решаване ще определим еднозначно и стойността на макроскопичната ъглова скорост $\omega_{\mathrm{M}}(T_1) = \omega_{\mathrm{c}}(T_1)$ на газовия поток в състояние T_1.

Но ако сме изчислили двете величини (T_1 и $\omega_{\mathrm{M}}(T_1)$), то ние можем да определим и всички термодинамични параметри, които бяха обсъждани тук.

3. Анализ на частично изолирана система на ТД

ТД в конструктивно отношение представлява една закрита система. Нека закритата система на ТД да може да извършва механична работа над външни сили, но да не може да обменя топлина и електромагнитна енергия с околната среда. Една такава система ще наречем частично изолирана система на ТД (ЧИС на ТД).

Изолираният модел на ТД от фиг. 1 ще се превърне в модел на ЧИС на ТД, ако някакъв външен (вън от екрана) товар се свърже аксиално с работния цилиндър чрез твърда и термоизолираща връзка.

На фиг. 1 е показан един примерен външен товар — турбина.

Нека пространството около ЧИС на ТД да е запълнено с газ с произволна концентрация и макротемпература T_2.

В изходно положение работният цилиндър на ТД е несвободен, ЧИС на НТД е установена в състояние T_0 и нека температурата T_0 да е по-малка от T_2, а във външното газово пространство да няма преходни макропроцеси. ЧИС на НТД и околната среда образуват една обединена система, която ще остане в изходното си състояние произволно дълго време — до външно въздействие.

Нека да си представим, че без да нарушим изходното състояние на обединената система сме освободили ТД в ЧИС.

След момента на освобождаването турбината ще започне да се върти. Нейните лопатки ще загряват околната среда за сметка на пълната енергия в ЧИС на СТД.

В този идеализиран случай ЧИС на СТД има устойчиво равновесно състояние при температура T_1=0.

Крайното състояние на околната среда ще се характеризира чрез макротемпература T_3, която е по-голяма от началната T_2 ($T_3 > T_2$).

Следователно единственият резултат на горния процес е предаване на топлина от хладно към горещо тяло.

Нека да повторим горния цикъл, но при външен товар — ротационно тяло с крайна маса, което е в среда на абсолютен вакуум.

Крайното състояние на системата след освобождаване на ТД и развъртане на товара ще се характеризира с това, че ЧИС на ТД е в равновесно състояние T_1 ($0<T_1<T_0$), а външният товар се върти с постоянна ъглова скорост, която е равна на $\omega_M(T_1)$.

Единственият резултат от горния процес ще бъде извършена работа за сметка на охлаждането на едно тяло — ЧИС на ТД.

И в тези два случая лесно можем да се убедим, че КПД на ЧИС на ТД е отново единица. Например когато външен товар е ротационно тяло с крайна маса, то КПД при ускоряване на външния товар ще се определи така

$$\eta = \frac{\dfrac{J_L \omega_M^2(T_1)}{2}}{\left|\Delta Q^{01}\right| - \dfrac{J_c \omega_M^2(T_1)}{2}} = \frac{\dfrac{J_L \omega_M^2(T_1)}{2}}{\dfrac{J_c + J_L}{2}\omega_M^2(T_1) - \dfrac{J_c \omega_M^2(T_1)}{2}} \equiv 1, \tag{22}$$

където J_L е инерционният момент на външния товар.

4. Анализ на неизолирана система на ТД

Нека един предварително загрят НТД да е в пространство на абсолютен вакуум. Системата на НТД губи енергия чрез електромагнитно излъчване и следователно се охлажда.

Сега нека в един „начален" момент да освободим ТД в системата.

Ако отчетем работата, която е извършена за ускоряване на цилиндъра до някакъв друг момент (след началния) и я отнесем към изменението на вътрешната енергия в СТД за същия интервал от време, то КПД на ускорителния процес ще бъде (вече) по-малък от единица. В този случай изменението на вътрешната енергия е сума от полезно извършената работа и интеграла от мощността на електромагнитното излъчване за времето на наблюдение.

Очевидно е, че системата на СТД има равновесно състояние при $T_1 = 0$.

По-интересно е да си представим какво ще бъде поведението на една система на СТД с постоянен приток на външна енергия.

Ако мощността на входящата енергия е равна на мощността на електромагнитната енергия, която напуска системата, то СТД ще е в устойчиво равновесие. Когато двете мощности са различни, то тогава ротационното тяло в СТД ще се ускорява или забавя.

В една установена система на СТД с постоянен приток на външна енергия ротационното тяло се върти с крайна ъглова скорост, която е постоянна величина.

В една система на СТД с постоянен приток на външна енергия може да се постигне развъртане на тяло с безкрайна маса до крайна ъглова скорост, макар и за безкрайно дълго време.

Може би изследваният в [1] и тук изкуствен модел е примитивен първообраз на модел за реално изследване на осевото въртене на естествени космически обекти със собствено магнитно поле и постоянен приток на енергия от космическа радиация.

5. Хипотеза за токово термодинамично равновесие

В [4] е направено предположение за съществуване на закономерно явление, което е обект на изследване и тук. Направената хипотеза може да се опише.

Ако в закрития обем на една загрята среда, с относително ниска концентрация, е установено стационарно и ненулево макроразпределение на съставящите я свободни неутрални и свободни електрически заредени микрочастици, които се намират под действие на вътрешно магнитно поле, то в обема на средата практически за всички стойности и посоки на действащите вътрешни магнитно и електрическо поле ще се установи насочен макропроцес на кръгов пренос на вещество, който е:

— „недисипативен" процес с точност до количеството електромагнитна енергия, която се излъчва от електрически заредените частици при тяхното участие в същия преносен макропроцес, защото за поддържане на същия процес практически не се извършва работа и защото енергетичният обмен при механично взаимодействие между микрочастиците в еквитемпературната среда е равновесен процес;

— обективно недисипативен процес, когато системата (среда и полета) е изолирана, защото количествата на излъчваната и поглъщаната в системата електромагнитна енергия са равни.

С горното описание е направен опит да се формулира по-прецизно хипотеза за токово равновесие в среда с висок вакуум и хипотеза за токово термодинамично равновесие за среда със среден вакуум.

6. Заключение

Резултатите на този анализ потвърждават направеното в [1] предположение, че кръговият преносен макропроцес на „свободни" и електрически заредени частици под действие на магнитно поле в изолирана система на цилиндричен корпус от идеален изолатор е равновесен и обратим преносен макропроцес.

В изкуствения модел са създадени условия, при които част от енергията на хаотично топлинно движение на всички микрочастици в макросистемата се преобразува непрекъснато в кинетична енергия на въртеливо макродвижение на „свободните" и електрически заредени частици.

В изолираната макросистема на изкуствения модел кръговият преносен макропроцес е обективно недисипативен — той е вечен.

В неизолираната макросистема на изкуствения модел кръговият преносен макропроцес е „недисипативен" с точност до количеството на електромагнитната енергия, която се излъчва в същия процес и която напуска системата.

Закритата макросистема на изкуствения модел, наречена тук свободен топлинен двигател, има устойчиво състояние на равновесие, когато излъчваната от нея електромагнитна енергия се компенсира чрез еквивалентен приток на външна енергия. В състояние на устойчиво равновесие съставните тела на топлинния двигател осъществяват синхронно ротационно въртене с постоянна ъглова скорост.

Естествените космически тела със собствено магнитно поле са „закрити" системи и те могат да се сведат до неизолиран модел на свободен топлинен двигател с постоянен приток на външна енергия.

Литература

1. Вацов, М. Кръгов поток на газови йони в магнитно поле. — Аерокосмически изследвания в България, № 12 (под печат).
2. Детлаф, А., Б. Яворский. Курс физики. М., ВШ, 1989.
3. Джанколи, Д. Физика. М., Мир, 1989, с. 614.
4. Вацов, М. Физическа система в състояние на токово термодинамично равновесие. С., ИНРА, рег. № 93993, 1991.

Постъпила на 12. XII. 1994 г.

Quasi-static processes and thermodynamic states in an artificial model of thermal engine

Milcho Vatsov

(Summary)

Simplified thermodynamic analysis of a closed system in which under the effect of a magnetic field, takes place a circle transport of gaseous ions round the rotational axis of a cylinder of ideal insulator. Two reversible states of steady thermodynamic equilibrium are characteristic for the artificial model insulated system. A direct or reverse transition from the one equilibrium state to the other is likely to occur after external effect. The transition process between the two equilibrium states is an unidirectional thermodynamic one of the type of quasi-static direct or reverse trigger transition. The internal energy and the rotational macromovement energy differ substantially in the two equilibrium states of the insulated system. The non-insulated system of the artificial model has steady equilibrium states, when an external energy source compensates for the electromagnetic radiation losses.