

Псевдоотражателен метод за определяне на дрейфовата скорост на свободни йони под действие на постоянни и взаимно перпендикулярни магнитно и електрическо поле с произволно разпределение по оста на електрическия вектор

Милчо Вацов

Национален Център по Хигиена, София

1. Въведение

Дисипацията на енергия в една система е процес, при който кинетичната компонента на нейната механична енергия се преобразува във вътрешна енергия [1].

В [2,3] е изследван обратен процес, при който част от вътрешната енергия в системата на изкуствен модел се преобразува в кинетична енергия на въртливо макродвижение, която се акумулира в съставните тела на системата.

Аддисипативният процес на преобразуване е установен за закрыта осесиметрична система чрез изследване в заместващ плосък модел.

Доказано е, че ако газови йони с ниска концентрация осъществяват топлинно движение над безкрайна плоска дифузно-отражателна повърхност на твърд немагнитен и идеален електрически изолатор под действие на постоянни хомогенни и взаимно перпендикулярни магнитно (B)

и електрическо (E) поле, то йоните извършват повърхностен дрейф с крайна скорост. В тези условия топлинното движение на йоните има две компоненти, които са различни. Освен обичайната хаотична компонента, йоните имат и макроскопична компонента на топлинно движение. В изолирана и установена система двете компоненти на топлинно движение са незатихващи, а КПД на адисипативното преобразуване е единица [3].

Дрейфът на йоните в напречни магнитно и електрическо поле е наречен "недисипативен макроскопичен пренос" (НМП). Условното определение "недисипативен" е въведено в [2] като основна отличителна характеристика на всеки преносен процес, за поддържането на който не се извършва работа. Известни са два "недисипативни" преносни процеса. Те се отнасят до насочен пренос на ускорени йони в нехомогенно магнитно поле или до насочен пренос на йони в напречни магнитно и потенциално поле. При "недисипативен" пренос йоните губят от кинетичната си енергия само чрез електромагнитно излъчване. Следователно употребата на определение "недисипативен" е винаги условна и тя е коректна с точност до количеството електромагнитна енергия, която се излъчва в процеса на НМП.

НМП е процес на разредените йонизирани среди в магнитно поле. Той е и процес, който може да бъде количествено оценен ако бъде разграничен от всички други преносни процеси. Всички други преносни процеси са дисипативни и те затихват ако за тяхното поддържане не се извършва работа.

Във всяка система от разредена йонизирана среда и магнитно поле могат да съществуват паралелно както дисипативни, така и "недисипативни" преносни процеси. В една изолирана и установена система от разредена йонизирана среда и магнитно поле няма устойчиви дисипативни преносни процеси, но в системата може устойчиво да съществува кръгов НМП на йони. Кръговият НМП на йони е равновесен и обратим преносен макропроцес [3].

Екваториалната област в магнитосферата на една планета може опростено да се сведе до закрыта осево-симетрична система с постоянен приток на енергия (от космическата радиация) към образуващата я разредена йонизирана среда в магнитно поле.

В [3] е обоснована теза, че чрез действието на кръгов НМП една такава закрыта система с постоянен приток на енергия има равновесно състояние на осево въртене, което е еднотипно с равновесното състояние на осево въртене на същата, но изолирана система. И в двата случая електромагнитното излъчване в системите, в т.ч. и радиационните загуби при НМП са точно компенсирани съответно чрез приток на външна енергия или чрез обратно преобразуване на електромагнитна енергия в топлинно движение. Тогава енергийният баланс на всеки друг процес в системата практически

няма да зависи от електромагнитното излъчване. Динамиката на всички други паралелни процеси може да бъде статистически изследвана, като не се отчита процесът на електромагнитно излъчване. Тогава точността при едно статистическо изследване на НМП няма да се намали ако приемем, че йоните не излъчват електромагнитна енергия.

Тук ще изследваме кръгови процеси на НМП само в установени закрити осево-симетрични системи, които са изградени от разреждана йонизирана среда и магнитно поле и при предположение, че системите не излъчват електромагнитна енергия.

Целта на тази работа е да се създаде метод за приблизителна количествена оценка на екваториалната компонента на кръговия поток от йони (НМП) в магнитосферите на естествените космически тела чрез решаване на едномерна параметрична задача.

По-конкретно задачата е да се създаде метод за числено пресмятане на макроскопичната ъглова скорост на повърхностен или на свободен дрейф на йони в установени закрити осево-симетрични системи с постоянен приток на външна енергия под действие на постоянни и напречни магнитно и електрическо поле, които имат произволно разпределение по оста на електрическия вектор.

2. Работен модел

Работният модел (РМ) е безкраен плосък аналог на установена закрита система, изградена от затворен цилиндричен отражателен корпус, разреждана среда от газови йони и постоянно магнитно поле, което е поляризирано аксиално и има радиално разпределение [2].

Участък от безкраен плосък РМ е представен на фиг. 1.

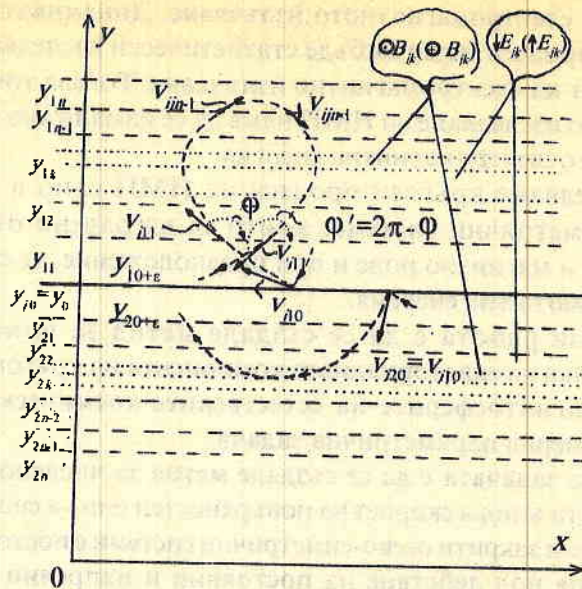
Описанието на РМ ще започнем като определим понятието "разреждана йонизирана среда" (РИС).

РИС наричаме тази среда, в която ако тя е под действие на магнитно поле, честотите както на електрическите взаимодействия от малки разстояния, така и на ударните взаимодействия между отделните йони в средата са много по-малки по стойност от средната ларморовска честота. Следователно РИС има свойства, близки до тези на идеална течност [1].

Изследването ще направим при предположение, че РИС има свойства на идеална течност. Тогава количествените оценки на НМП, които ще получим, ще се отнасят за среда без вътрешно триене и следователно те ще бъдат теоретично екстремални по стойност.

Сега ще обосновем кратко прехода от осево-симетричен към плосък модел на изследване.

В закрития отражателен цилиндър на изходния модел действа аксиално



Фиг. 1

магнитно поле, което при взаимодействие с отразените йони създава в централното напречно сечение на цилиндъра един коаксиален поток от заредени частици (НМП) [2]. Тангенциалната скорост на коаксиалния поток може да бъде определена по посока и големина върху околната повърхнина на цилиндъра чрез решаване на тримерна задача.

Нека образувателната на отразителния цилиндър да е много по-голяма от неговия радиус. Тогава средностатистическото разпределение на йоните и полетата в модела е такова, че работният обем е аналог на коаксиално еквиотемпературно, еквиотемпературно и еквиотемпературно пространство [2,3]. Тангенциалната скорост на коаксиалния поток може да бъде определена чрез решаване на двумерна задача върху затворена крива линия, която съвпада с отразителната окръжност в едно напречно сечение на цилиндъра.

Най-простото функционално и геометрично приближение на затворен в себе си дълъг цилиндричен отразител с относително голям радиус и прилежащото му коаксиално еквипространство е това на безкраен плосък отразител с прилежащо плоско-паралелно еквипространство. В този случай скоростта на НМП може да се определи чрез решаване на едномерна параметрична задача [2], напр. по оста Ox на плоския модел от фиг.1.

Равнината на чертежа от фиг.1 съвпада с вертикалната равнина xOy на дясно ориентирана правоъгълна координатна система xuz . Хоризон-

талната линия $y = y_0$ представлява условно изображение на безкраен плосък двустранен и дифузен отражател на йони. С прекъсвани линии $y = y_{jk}$ ($k=1, 2, \dots, n$) в горния ($j=1$) и в долния ($j=2$) полуобем на РМ са представени дискретни еквивива. Тук ще използваме и спомагателни еквивива, които са успоредни и безкрайно близко до изследваното еквививо y_{jk} , например отражателните повърхности на двустранния отражател се намират на нива, които са означени условно на чертежа с $y_{10+\varepsilon}$ и $y_{20+\varepsilon}$; като $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} y_{j0+\varepsilon} = y_0$, когато $\varepsilon \ll l$ ($\varepsilon \rightarrow 0$).

Тук ще приемем, че стойностите на величините y_{jk} са предварително известни.

Поляризацията и разпределението на двете полета E_{jk} и B_{jk} ще определим допълнително в текста. На фиг. 1 е пояснена само тяхната поляризация чрез право и обратно условно означение, които са взаимноизключващи.

Както в [2], така и тук ще направим изследване на НМП само в равнината ($\perp B$) на магнитно взаимодействие, т.е. в xOy . Едно такова изследване е изчерпателно за количествена оценка на НМП, защото всички взаимодействия в "недисипативния" преносен процес се извършват винаги в една равнина, която е нормална на B . Нещо повече - количествените оценки, които ще получим ще се отнасят еднозначно и до аналогични системи, в които поляризацията на двете полета е постоянна, но взаимната ориентация на векторите B и E е произволна. В този случай нормалната компонента, получена от разложението на вектор E по посока на вектор B заедно със същия вектор B определят пълно НМП. Другата компонента на E , тази която е съосна на B , води до дисипативен пренос на йони по направление на своята ос.

Движението на всеки отделен йон с маса m_i и електрически заряд q_i , което той извършва в равнината на магнитно взаимодействие ще определим с една векторна величина по следния начин:

$$(1) \quad v_{ijk} = v_{ijk} e^{j\varphi} = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{8kT_{ijk}}{\pi m_i}} e^{j\varphi}, \quad v_{ijk} \perp B,$$

където j е имагинерна единица; $v_{ijk} = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{8kT_{ijk}}{\pi m_i}}$ - големина на напречната

компонента на средната топлинна скорост, която в РМ е присъща на всеки йон от вид i , когато той се намира на еквипотенциално ниво y_{jk} , T_{ijk} - температура на йоните от вид i на ниво y_{jk} , k - константа на Болцман, φ - моментна стойност на равнинния ъгъл, който векторът v_{ijk} на отделен йон сключва с положителната посока на оста Ox по посока на часовниковата

стрелка (фиг. 1).

Нека да си представим, че са ни известни както амплитудите V_{ijk} , така и интервалите от действителни стойности на аргумента φ за всяка точка (x, y, z) в закрития обем на РМ, включително върху отражателните повърхнини.

Тогавата (1) е аналитично описание на едномерна задача, която определя еднозначно движението както на отделен йон, така и движението на множеството от йони на РИС в РМ [2].

Тук искаме да намерим решение на една подобна едномерна задача. За целта ще опишем подробно съставните тела и процесите в РМ.

2.1. Отражател

Механичният отражател (y_0) е направен от твърд немагнитен материал на идеален електрически изолатор. Той е безкраен, плосък, тънък, двустранен, непроницаем и дифузен отражател на йони.

Отражателят разделя механично РМ на горен и долен полуобем. Посоките на отражение на йоните след удар са случайни и равномерно разпределени в пространствен ъгъл от 2π стеррадиана. Плоският отражател е ориентиран успоредно на вектор B (фиг. 1). Тогавата посоките на разсейване при отражение в равнината xOy са случайни и равномерно разпределени в граници от $\varphi = 0$ до $\varphi = \pi$ радиана в горния полуобем и от $\varphi = \pi$ до $\varphi = 2\pi$ радиана в долния полуобем. Очевидно е, че тук пренебрегваме триенето на йоните при плъзгане по повърхността на отражателя, което в рамките на задачата е допустимо [2].

Средностатистически ударното взаимодействие на йоните с отражателя е процес на еластично взаимодействие, защото всяка отражателна повърхност $(y_{10+\epsilon}, y_{20+\epsilon})$ е еквипературна ($T_{i0} = T_0 = \text{const}$) разделителна граница между газовата и диелектричната среда в РМ. Тогавата статистическото изследване на НМП може да се извърши при опростяващо допускане, че и всеки отделен акт на отражение е еластично взаимодействие [2].

Първоначално изследването ще извършим за РМ с отражател, а по-нататък и за РМ, в който отражателят е отстранен.

2.2. Йонен газ

Множествата на йоните M от двете страни на непроницаемия и еквипературен отражател са механично разделени. Йоните от двете страни на отражателя осъществяват независимо топлинно движение.

Всяко множество M е ограничено множество от йони (РИС). Огра-

ниченото множество $M = \sum_i M_i$, се състои от произволен, но ограничен брой подмножества M_i ($i = 1, 2, \dots$). Числото i е ограничено отгоре чрез условието за РИС.

Всяко подмножество M_i се състои от еднакви по маса (m_i) и електрически заряд (q_i) йони.

Сумарната маса на йоните от M или M_i , ще отбелязваме по същия начин с $M = \sum_i M_i$, или M_i .

Тегловата концентрация на йоните от M в M_i , ще означим с

$$(2) \quad g_i = \frac{M_i}{M}.$$

Всички йони в M са динамично свързани с дифузно-отражателната повърхност в своя полуобем чрез действие на двукомпонентно векторно поле ($E \perp B$). Тогава при своето топлинно движение всеки йон осъществява последователно удари с отражателя. Последователността на ударите е със случаен интервал на повторение, чиято продължителност се изменя от нула до времевата продължителност на периода на един пълен съставен трахоидален цикъл. Периодът на един съставен трахоидален цикъл е определен за всеки вид йони (m_i, q_i) от разпределението на магнитната индукция B_k в обема на РМ.

Ще приемем, че максималният вертикален размах на трахоидалните траектории на йоните (вкл. за вид $m_i = m_{\max}$ и $q_i = q_{\max}$) в двата полуобема е по-малък съответно от ($y_{1n} - y_0$) или от ($y_0 - y_{2n}$), (фиг. 1). Следователно нива y_{1n} и y_{2n} представят двете външни граници на РМ.

Очевидно е, че концентрацията на йоните в двата полуобема ще се изменя от максимум на нивата на отражение до нула на външните граници. Ниво y_0 , на което формално ще обединим двете отражателни нива $y_{10+\varepsilon}$ и $y_{20+\varepsilon}$, е формално ниво на максимална йонна плътност в РМ.

Тук ще приемем, че величините m_i , и g_i са известни.

2.3. Векторно поле

Известно е [2], че свободните йони в закрит обем на безкрайно дълъг цилиндър създават вътрешно електрическо поле E с радиално разпределение и поляризация. На радиалното електрическо поле в изходния цилиндричен модел съответства, в приетия плосък РМ, едно вътрешно електрическо поле с разпределение и поляризация по вертикалната ос Oy .

На аксиалното магнитно поле в изходния цилиндричен модел съответства, в приетия плосък РМ, едно поле с поляризация по оста Oz .

Следователно в обема на РМ действа векторно поле с електрическа и

магнитна компонента. Задачите на повърхностен и свободен дрейф на йони ще решим при действие на векторно поле, което се изменя стъпално по оста Oy . С $W_{(2n)}$ тук ще отбелязваме $2n$ -стъпално двукомпонентно вектор-но поле, което е заместващо на двукомпонентно векторно поле W с непрекъснато разпределение по оста на електрическия вектор.

Разпределението и поляризацията на $W_{(2n)}$ ще определим за всяка точка (xyz) в обема на РМ чрез следните скалярни произведения:

$$(3) \quad \left. \begin{aligned} E(xyz)e_y = E(y)e_y = E_{jk}e_y = E_{jk} &= \begin{cases} = \text{const} > 0, & \text{когато } E_{jk} \parallel (-e_y) \\ = \text{const} < 0, & \text{когато } E_{jk} \parallel e_y \end{cases} \\ -\infty < x < \infty & \\ y_{2n} < y < y_{1n} & \quad y_{1k} \leq y \leq y_{1k+1}, j=1 \\ -\infty < z < \infty & \quad y_{2k} \geq y \geq y_{2k+1}, j=2 \end{aligned} \right\} \\ \text{за } j=1,2 \text{ и } k=0,1,2,\dots,n-1 \\ E(xyz)e_x = E(xyz)e_z = 0 \\ \text{както и при същите условия} \\ B(xyz)e_z = B(y)e_z = B_{jk}e_z = B_{jk} = \begin{cases} = \text{const} > 0, & \text{когато } B_{jk} \parallel (-e_z) \\ = \text{const} < 0, & \text{когато } B_{jk} \parallel e_z \end{cases} \\ B(xyz)e_x = B(xyz)e_y = 0 \end{aligned}$$

където e_x, e_y и e_z са единични вектори по трите оси на xyz ; E_{jk} и B_{jk} са двойка рационални числа, които определят чрез своя знак и стойност съответно поляризацията и големината на двете компоненти на $W_{(2n)}$ в произволен дискретен слой $(jkk+1)$ на плоскопаралелния екви модел.

Векторното поле не е определено на външните граници $(y_{1n}$ и $y_{2n})$ на РМ, защото по условие там няма йони.

Тук ще приемем, че величините E_{jk} и B_{jk} са известни.

От (3) се вижда, че двете векторни компоненти на $W_{(2n)}$ са винаги взаимно перпендикулярни. Когато по-нататък използваме означение $W_{(2n)}$, то винаги ще разбираме, че на него съответстват $2n$ двойки взаимно

перпендикулярни вектори ($E_{jk} \perp B_{jk}$).

В [2] задачата за повърхностен дрейф е решена при действие на едноствъпално векторно поле $W_{(1)}$, т.е. при действие на векторно поле, което е хомогенно в целия обем на РМ ($W_{(1)} = \text{const}$ за $j=1,2$ и $k=0,1,\dots,n-1$).

Тук ще използваме решението, намерено в [2] и затова ще дефинираме $W_{(1)}$ по аналогичен начин и при същите подусловия (3), а именно

$$(4) \quad \begin{cases} E(xyz)e_y = E_{jk}e_y = E_{10}e_y = E_{10} = \text{const} \leq 0 \\ E(xyz)e_x = E(xyz)e_z = 0 \\ B(xyz)e_z = B_{jk}e_z = B_{10}e_z = B_{10} = \text{const} \leq 0 \\ B(xyz)e_x = B(xyz)e_y = 0 \end{cases}$$

В (4) сме избрали една двойка рационални числа (E_{10} и B_{10}) от (3), която характеризира векторното поле $W_{(1)}$ в целия обем на РМ.

2.4. Скаларно поле в РМ

Тук ще изградим едно поле от числени величини (скалари и псевдоскалари [4]) и функции на Φ , характеризиращи движението на частиците в целия обем на РМ в степен, която позволява пресмятане на едномерна (по Φ) задача.

В този смисъл можем да причислим към скаларното поле в РМ и всички двойки рационални числа E_{jk} и B_{jk} на $W_{(2n)}$ от (3) или тази на E_{10} и B_{10} при действие на $W_{(1)}$ от (4).

Скаларното поле в РМ ще изградим с величини, в чиито означения ще въведем три- или четириразрядни индекси. Величините с триразрядна индикация (T_{ijk}) ще определим за всеки вид (i) йони и на/за всяко дискретно еквивалентно ниво Y_{jk} . Величините с четириразрядна индикация (η_{ijkl}) ще определим аналогично по i , но и за/в обема на произволен слой между едно изходно ниво Y_{jk} и едно крайно ниво Y_{jl} ($l = k+1, k+2, \dots, n$).

Първо ще определим семействата на рационалните числа, които задават ларморовските честоти (ω_{ijk}) на йоните от всеки вид (i) във всеки дискретен слой и на всяко дискретно ниво

$$(5) \quad \omega_{ijk} = \omega_{ijk+1-s} = \frac{q_i B_{jk}}{m_i} = \begin{cases} = \text{const} > 0 & \text{ако } q_i B_{jk} > 0 \\ = \text{const} < 0 & \text{ако } q_i B_{jk} < 0, j=1,2, k=0,1,\dots,n-1. \end{cases}$$

Тук ще използваме само означение ω_{ijk} .

За частния случай, когато в РМ действа хомогенно векторно поле ларморовските честоти не зависят от вертикалната координата y , така че

$$(6) \quad \omega_{ijk} = \omega_{i10} = \frac{q_i B_{10}}{m_i} = \text{const} \leq 0.$$

Амплитудата v_{ijk} на вектор v_{ijk} беше определена в (1) като еднозначна функция на температурата T_{ijk} на произволно ниво y_{ijk} . Но напречната компонента на средната топлинна скорост е непрекъснатата функция от вертикалната координата на заредената частица, защото тя се движи в потенциално електрическо поле с поляризация по оста Oy . Паралелната зависимост на v_{ijk} от T_{ijk} и y_{ijk} ни позволява да съставим едно двустранно равенство, което свързва дискретните нива в РМ по следния начин

$$(7) \quad v_{ijk} = \left| \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{8kT_{ijk}}{\pi m_i}} \right| = \begin{cases} = \left| \sqrt{v_{ijk+1}^2 + \frac{2E_{jk}q_i \Delta y_{jkk+1}}{m_i}} \right|, & \Delta y_{jkk+1} = y_{jk} - y_{jk+1} \\ = \left| \sqrt{v_{ijk-1}^2 + \frac{2E_{jk-1}q_i \Delta y_{jkk-1}}{m_i}} \right|, & \Delta y_{jkk-1} = y_{jk} - y_{jk-1} \end{cases}$$

Тогавя нека да приемем, че знаем температурата T_{ijk} на ниво y_{jk} . Ако заместим T_{ijk} и m_i в средната част на (7) и я пресметнем, то ще получим стойността на v_{ijk} в лявата страна на равенството. След това ако заместим в дясната страна на (7) известните величини E_{jk} (E_{jk-1}), m_i , q_i и Δy_{jkk+1} (Δy_{jkk-1}) и решим равенството спрямо v_{ijk+1} (Δv_{ijk-1}), то ще получим числената стойност на напречната скорост на съседно ниво. После ако приравним v_{ijk+1} (Δv_{ijk-1}) на средната част на (7) и решим равенството спрямо температурата в подкоренната величина, то ще получим еквitemпературната стойност T_{ijk+1} (T_{ijk-1}). Ако продължим, то от

$T_{ijk+1}(T_{ijk-1})$ можем да определим $v_{ijk+1}(\Delta v_{ijk-1})$ и $T_{ijk+2}(T_{ijk-2})$ и т.н.

Следователно ако знаем (емпирично) T_{ijk} на йоните от вид i на едно и само едно произволно еквипово Y_{jk} , то чрез (7) ние можем да изградим последователно скаларното поле в РМ по стойностите Y_{ijk} и T_{ijk} на всички нива и за всеки вид (i) йони.

Ще запишем (7) за еквипературното ниво на отражателя

(8)

$$v_{ij0} = v_{i10} = v_{i20} = \left| \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{3kT_0}{\pi n_i}} \right| = \begin{cases} \sqrt{v_{i11}^2 + \frac{2E_{10}q_i \Delta y_{101}}{m_i}}, & \Delta y_{101} = y_0 - y_{11} < 0 \\ \sqrt{v_{i21}^2 + \frac{2E_{20}q_i \Delta y_{201}}{m_i}}, & \Delta y_{201} = y_0 - y_{21} > 0. \end{cases}$$

$$T_0 = T_{ij0} = \text{const}$$

Решенията на (8) няма да се променят ако си представим, че отражателят в РМ е отстранен. Скоростта v_{ijk} е непрекъсната величина в работния обем и нейните стойности са инвариантни от това дали на нивото на максимална йонна плътност (y_0) има или няма еквипературна механична преграда. Тази инвариантност показва една формална функционална връзка между преносните процеси при повърхностен и свободен (без отражение) дрейф на йони.

Равенство (8) е аналитично описание на един частен случай $(q_i, W_{(2n)}, xOy)$, който може да бъде обобщен в едно априорно твърдение - еднакви и свободни микрочастици от двете страни на еквипературна механична преграда в една установена система имат еднакви средни топлинни скорости.

Сега ще потърсим начин да определим границите, в които се изменят стойностите на аргумента Φ от (1).

Веднага можем да кажем, че интервалът на възможните стойности на Φ във всеки полуобем, а следователно и в целия обем на РМ е непрекъснат интервал с големина от $\Phi = 0$ до $\Phi = 2\pi$ радиана ($[0, 2\pi]$). По-същес твено е да определим интервалите от действителни стойности на Φ , които съответстват на всяко дискретно ниво Y_{jk} .

Нека да си представим, че един йон, когато се отдалечава от отражателя

пресича ниво U_{jk} под някакъв ъгъл φ (фиг. 1). Продължавайки своето движение по трахоидална траектория, той ще пресече отново същото ниво, когато се приближава до отражателя, но под ъгъл с друга стойност φ' . Ъглите φ и φ' са обратимо съответни величини. Връзката между двете стойности е винаги следната

$$(9) \quad \varphi' = 2\pi - \varphi.$$

Тук ще различаваме ъгли φ и интервали $\Delta\varphi_{ijk}$ на право преминаване, когато те се отнасят до преминаване на йон през ниво U_{jk} при отдалечаване от отражателя, т.е. при отдалечаване от нивото на максимална йонна плътност. Ъглите и интервалите при обратно преминаване (при доближаване) ще наричаме обратни и ще ги бележим с φ' и $\Delta\varphi'_{ijk}$.

В същата връзка ще различаваме “външен” и “вътрешен” подобем на всяко ниво U_{jk} . Една частица се движи във външния подобем на ниво U_{jk} от момента на нейното право преминаване през U_{jk} до следващия момент, в който тя преминава отново през същото ниво, но в обратна посока. По условие (т.2.1) знаем, че на нивата на отражение ($U_{10+\varepsilon}, U_{20+\varepsilon}$) стойностите на ъглите φ са в границите на следните два интервала на право преминаване:

$$(10) \quad \left. \begin{aligned} \Delta\varphi_{i10+\varepsilon} &= \varphi_{i10}^{\max} - \varphi_{i10}^{\min} = \pi - 0 \\ \Delta\varphi_{i20+\varepsilon} &= \varphi_{i20}^{\max} - \varphi_{i20}^{\min} = 2\pi - \pi \end{aligned} \right\} = \pi = \Delta\varphi_{ij0},$$

както и че във всеки от тях функцията на разпределение на йоните $\kappa_{ij0}(\varphi)$ по φ е константа

$$(11) \quad \kappa_{ij0}(\varphi) = \kappa_{i10}(\varphi) = \kappa_{i20}(\varphi) = \frac{1}{\pi} = \text{const}, \quad \varphi \in \{\Delta\varphi_{ij0}\}$$

така че

$$(12) \quad \int_{\Delta\varphi_{ij0}} \kappa_{ij0}(\varphi) d\varphi = \int_0^{\pi} \kappa_{i10}(\varphi) d\varphi = \int_{\pi}^{2\pi} \kappa_{i20}(\varphi) d\varphi = 1$$

Ако приложим (9) за да преобразуваме (10) и (11), то ще получим φ' , $\Delta\varphi'_{ij0}$ и $\kappa_{ij0}(\varphi')$ на йоните в моментите, които непосредствено предхождат тяхното отражение, т.е. ъглите, интервалите и функциите на разпределение при обратно “преминаване”, а именно

$$(13) \left\{ \begin{array}{l} \Delta\varphi'_{10+\varepsilon} = \varphi'_{10}^{\max} - \varphi'_{10}^{\min} = (2\pi - \varphi_{10}^{\min}) - (2\pi - \varphi_{10}^{\max}) = 2\pi - \pi \\ \Delta\varphi'_{120+\varepsilon} = \varphi'_{120}^{\max} - \varphi'_{120}^{\min} = (2\pi - \varphi_{120}^{\min}) - (2\pi - \varphi_{120}^{\max}) = \pi - 0 \end{array} \right\} = \pi = \Delta\varphi'_{j0} = \Delta\varphi_{j0}$$

както и че

$$(14) \quad \kappa_{j0}(\varphi') = \kappa_{j0}(2\pi - \varphi) = \kappa_{j0}(\varphi) = \text{const} = \frac{1}{\pi}, \quad \text{така че}$$

$$\int_{\Delta\varphi_{j0}} \kappa_{j0}(\varphi) d\varphi = \int_0^{\pi} \kappa_{110}(\varphi) d\varphi = \int_{\pi}^{2\pi} \kappa_{120}(\varphi) d\varphi = 1$$

Без да доказваме ще обобщим, че на всяко ниво Y_{jk} в РМ правите $\Delta\varphi_{ijk}$ и обратните $\Delta\varphi'_{ijk}$ интервали от действителни стойности на φ са:

- непрекъснати;
- еднакви по големина и в граници $0 \leq \Delta\varphi_{ijk} = \Delta\varphi'_{ijk} \leq \pi$, като по условие най-малко $\Delta\varphi_{i1n}$ и $\Delta\varphi_{i2n}$ имат нулеви стойности;
- взаимно симетрични в интервала $[0, 2\pi]$ на възможните стойности на φ с център на симетрия т. $\varphi = \pi$ от мислената ос $O\varphi$;
- инверсни по разположение в двата полуобема спрямо т. $\varphi = \pi$ (напр. ако $\varphi \in \{\Delta\varphi_{11k}\}$, то $0 \leq \varphi \leq \pi$, но ако $\varphi \in \{\Delta\varphi_{12k}\}$ то $\pi \leq \varphi \leq 2\pi$).

Отново чрез (9) можем да се убедим, че функциите на разпределение на йоните съответно по φ и φ' на едно произволно ниво Y_{jk} са две симетрични функции с ос на симетрия правата $\varphi = \pi$ от мислена правоъгълна координатна система $\varphi O \kappa_{ijk}(\varphi) O$ освен това, лесно може да се съобрази, а по-нататък и ще покажем, че аргументът φ е непрекъсната и нелинейна функция от вертикалната координата на частицата. Тази нелинейност променя функциите на разпределение $\kappa_{ijk}(\varphi)$ и $\kappa_{ijk}(\varphi')$ така, че ако те са константни величини (вж. (10), (13)) на нивата на отражение, то на всяко друго ниво те са променливи функции от φ или φ' в границите на съответния интервал $\Delta\varphi_{ijk}$ или $\Delta\varphi'_{ijk}$. Симетрията и нелинейността на $\kappa_{ijk}(\varphi)$ и $\kappa_{ijk}(\varphi')$ ще опишем така:

$$(15) \quad \left\{ \begin{array}{l} \kappa_{ijk}(\varphi_1) = \kappa_{ijk}(2\pi - \varphi_1) = \kappa_{ijk}(\varphi'_1) \quad \varphi'_1 = 2\pi - \varphi_1 \\ \varphi_1 \in \{\Delta\varphi_{ijk}\} \\ \kappa_{ijk}(\varphi_2) = \kappa_{ijk}(2\pi - \varphi_2) = \kappa_{ijk}(\varphi'_2) \quad \varphi'_2 = 2\pi - \varphi_2 \\ \varphi_2 \in \{\Delta\varphi_{ijk}\}, \varphi_2 \neq \varphi_1 \end{array} \right.$$

$$\text{като } \kappa_{ijk}(\varphi_1) \geq \kappa_{ijk}(\varphi_2).$$

$$\text{но така че } \int_{\Delta\varphi_{ijk}} \kappa_{ijk}(\varphi) d\varphi = \int_{\Delta\varphi'_{ijk}} \kappa_{ijk} d\varphi = 1.$$

Численото пресмятане на величините $\Delta\varphi_{ijk}$ и $\kappa_{ijk}(\varphi)$ ще опишем по-нататък.

Сега ще потърсим връзка между количествата на йоните, които пресичат две съседни нива в права (обратна) посока. Очевидно е, че от всички йони, които са преминали през Y_{jk} , например в права посока, само една част от тях ще достигнат до съседно ниво Y_{jk+1} . Тази част е пропорционална на големината на един непрекъснат подинтервал $\Delta\varphi_{ijk+1}$ от пълния интервал $\Delta\varphi_{ijk}$. Тогава относителното количество на йоните η_{ijk+1}^1 , които преминават през слой $(jkk+1)$ може да се определи по следния начин:

$$(16) \quad 0 \leq \eta_{ijk+1}^1 = \frac{\int_{\Delta\varphi_{ijk+1}} \kappa_{ijk}(\varphi) d\varphi}{\int_{\Delta\varphi_{ijk}} \kappa_{ijk}(\varphi) d\varphi} = \int_{\Delta\varphi_{ijk+1}} \kappa_{ijk}(\varphi) d\varphi < 1.$$

Величината η_{ijk+1}^1 ще наречем право предавателно число на дискретен слой $(jkk+1)$. Очевидно е, че обратните предавателни числа, които тук няма да използваме, са реципрочни на η_{ijk+1}^1 .

Правото предавателно число на произволен многопластов слой (jkl) между едно изходно ниво и едно произволно ниво Y_{yl} ще определим така:

$$(17) \quad 0 \leq \eta_{ijkl} = \eta_{ijk+1}^1 \eta_{ijk+1k+2}^1 \dots \eta_{ijl-1l}^1 = \prod_{k=k}^{l-1} \eta_{ijk+1}^1 < 1, \quad l = k+1, k+2, \dots, n,$$

като по условие $\eta_{jn-1n} = 0$, защото най-малко $\eta_{jn-ln} = 0$ чрез $\Delta\varphi_{jn-1n} = 0$.

Товага предавателното число между отражателно ниво Y_{j0} и едно произволно ниво Y_{jk} ще се определи така:

$$(18) \quad \eta_{jok} = \prod_{s=1}^k \eta_{js-1s}.$$

От двете предавателни числа (16) и (18) можем да определим тегловата концентрация на тази част от йоните в M_j , която се намира постоянно в слой $(jkk+1)$ по следния начин:

$$(19) \quad \mathcal{G}_{jkk+1} = \eta_{j0k} (1 - \eta_{jkk+1}).$$

Сега ще опишем една нелинейна функция $\rho_{ijk}(\varphi)$, която определя разстоянието между геометричните центрове на един отделен йон и мислената циклоидална окръжност [2]. Стойността на $\rho_{ijk}(\varphi)$, за всяка отделна частица, се изменя стъпално на границата Y_{jk} между всеки два слоя, а в границите (дебелината $|\Delta Y_{jkk+1-\varepsilon}|$) на всеки дискретен слой тя е постоянна величина

(20)

$$\rho_{ijk+\Delta k}(\varphi) = \begin{cases} \rho_{ijk-\varepsilon}(\varphi_k) = \left| \frac{v_{jk-\varepsilon}}{\omega_{jk-\varepsilon}} \sqrt{1 + \left(\frac{E_{jk-\varepsilon}}{v_{jk-\varepsilon} B_{jk-\varepsilon}} \right)^2} + 2 \frac{E_{jk-\varepsilon}}{v_{jk-\varepsilon} B_{jk-\varepsilon}} \cos \varphi_k \right| = \text{const} = C_{k-1}, & \Delta k = -\varepsilon \\ \rho_{ijk}(\varphi_k) = \left| \frac{v_{jk}}{\omega_{jk}} \sqrt{1 + \left(\frac{E_{jk}}{v_{jk} B_{jk}} \right)^2} + 2 \frac{E_{jk}}{v_{jk} B_{jk}} \cos \varphi_k \right| & \Delta k = 0 \\ \rho_{ijk+\Delta k}(\varphi) = \left\{ \begin{array}{l} \rho_{ijk+\Delta k}(\varphi) = \left| \frac{v_{jk+\Delta k}}{\omega_{jk+\Delta k}} \sqrt{1 + \left(\frac{E_{jk+\Delta k}}{v_{jk+\Delta k} B_{jk+\Delta k}} \right)^2} + 2 \frac{E_{jk+\Delta k}}{v_{jk+\Delta k} B_{jk+\Delta k}} \cos \varphi \right| \\ \rho_{ijk+1-\varepsilon}(\varphi_{k+1}) = \left| \frac{v_{jk+1-\varepsilon}}{\omega_{jk+1-\varepsilon}} \sqrt{1 + \left(\frac{E_{jk+1-\varepsilon}}{v_{jk+1-\varepsilon} B_{jk+1-\varepsilon}} \right)^2} + 2 \frac{E_{jk+1-\varepsilon}}{v_{jk+1-\varepsilon} B_{jk+1-\varepsilon}} \cos \varphi_{k+1} \right| \end{array} \right\} = \text{const} = C_k \neq C_{k+1}, & 0 < \Delta k < 1 - \varepsilon \\ & \Delta k = 1 - \varepsilon \\ \rho_{ijk+1}(\varphi_{k+1}) = \left| \frac{v_{jk+1}}{\omega_{jk+1}} \sqrt{1 + \left(\frac{E_{jk+1}}{v_{jk+1} B_{jk+1}} \right)^2} + 2 \frac{E_{jk+1}}{v_{jk+1} B_{jk+1}} \cos \varphi_{k+1} \right| = \text{const} = C_{k+1} \neq C_k, & \Delta k = 1 \end{cases}$$

$\varepsilon \ll 1$

където:

$$\lim_{\varepsilon} v_{ijk-\varepsilon} = v_{ijk}, E_{jk-\varepsilon} = E_{jk-1}, B_{jk-\varepsilon} = B_{jk-1}, \omega_{ijk-\varepsilon} = \omega_{ijk-1}, \text{ когато } \Delta k = -\varepsilon;$$

$$v_{ijk+\Delta k} = v_{ijk+\Delta k}, E_{jk+\Delta k} = E_{jk}, B_{jk+\Delta k} = B_{jk}, \omega_{ijk+\Delta k} = \omega_{jk}, \text{ когато } 0 < \Delta k < 1 - \varepsilon;$$

$$\lim_{\varepsilon} v_{ijk+1-\varepsilon} = v_{ijk+1}, E_{jk+1-\varepsilon} = E_{jk}, B_{jk+1-\varepsilon} = B_{jk}, \omega_{ijk+1-\varepsilon} = \omega_{ijk}, \text{ когато}$$

$$\Delta k = 1 - \varepsilon; \varphi_k \neq \varphi_{k+1}, \varphi_k \leq \varphi_{k+1}.$$

Разслоеното равенство (20) показва, че ако един йон пресича ниво Y_{jk} под фиксиран ъгъл φ_k , то той, преминавайки през прилежащия слой, ще променя непрекъснато аргумента φ на своя вектор $V_{ijk+\Delta k}$ ($0 \leq \Delta k < 1$) по посока на една фиксирана стойност φ_{k+1} ($\varphi_{k+1} \leq \varphi_k$), докато я достигне на следващото дискретно ниво Y_{jk+1} . Фиксираните стойности φ_k и φ_{k+1} (от $\Delta\varphi_{ijk}$ и $\Delta\varphi_{ijk+1}$) са свързани помежду си чрез нелинейна зависимост (20), като обратимо съответни ъгли на две съседни нива.

Тогав ако познаваме $\Delta\varphi_{ijk}$ и $\kappa_{ijk}(\varphi)$ на едно произволно ниво, то ние можем да определим $\Delta\varphi_{ijk+1}$ и $\kappa_{ijk+1}(\varphi)$ на съседно ниво чрез многократно решаване на равенства от вида

$$(21) \quad \rho_{ijk}(\varphi_k) = \rho_{ijk+1-\varepsilon}(\varphi_{k+1}), \quad \varphi_{k+1} \in \{\Delta\varphi_{ijk+1}\}$$

$$\varphi_k \in \{\Delta\varphi_{ijk}\}$$

като избираме последователно фиксирани стойности на φ_k от известния интервал $\Delta\varphi_{ijk}$, за да определим обратимо съответните (по (20)) величини φ_{k+1} , които принадлежат на неизвестния интервал $\Delta\varphi_{ijk+1}$.

За да поясним, нека един йон да стартира от отражателно ниво Y_{j_0} под ъгъл $\varphi = \varphi_0, \varphi_0 \in \{\Delta\varphi_{ij_0}\}$. Той ще пресече ниво Y_{j_1} под друг ъгъл φ_1 , чиято стойност можем да определим след заместване на φ_0 в (21) като известна величина и решаване спрямо φ_1 . Отново чрез заместване в (21) на φ_1 , но вече като известна величина и решаване в условията на слой j_2 ние можем да определим стойността на ъгъл φ_2 на ниво Y_{j_2} и т.н. Следователно чрез последователно решаване на (21) ние можем да съпоставим на всяка случайна величина $\varphi = \varphi_0$ по едно семейство от фиксирани стойности φ_k , под които отделният йон ще пресича всички възходящи нива. Тогав движението на отделния йон в РМ се характеризира с една числова редица, в която само първият член ($\varphi = \varphi_0$) е случайна величина

$$(22) \quad \varphi_{ij}(\varphi) = \{\varphi = \varphi_0, \varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_k, \dots, \varphi_{n-1}\}$$

$$\varphi_0 \in \{\Delta\varphi_{ij_0}\}$$

Дължината на числовата редица (22) е променлива величина. Ако Y_{jk} е най-високото дискретно ниво, до което един йон достига след акт на отражение, то всички фиксирани стойности в редицата от φ_{k+1} до φ_{n-1} са нули.

Следователно (21) е аналитично средство, което позволява да се изгради скаларното поле в РМ по величините на $\rho_{ijk}(\varphi)$, $\Delta\varphi_{ijk}$, $\Delta\varphi_{ijkk+1}$, $\kappa_{ijk}(\varphi)$ и $\varphi_{ij}(\varphi)$ на всички нива Y_{jk} , а чрез (16), (18) и (19) и по стойностите на η_{ijkk+1} , η_{ijok} , и ξ_{ijkk+1} .

Сега нека да си представим движението на отделен йон между две последователни отражения. Между двете събития той осъществява свободен (без отражение) дрейф под действие на векторно поле $W_{(n)}(W_{(1)})$. Всеки акт на дифузно отражение прекъсва свободния дрейф на частицата и същевременно ѝ дава случаен (по φ) старт в нов цикъл на свободен дрейф по съставна ($W_{(n)}$) или проста ($W_{(1)}$) трахоидална траектория с фиксирани параметри (v_{ijk} , E_{jk} и B_{jk}), но със случайна фазова дължина. В този случай повърхностният дрейф на йоните от РИС в РМ може да бъде разложен на една постоянна и на една случайна скоростна компонента на движение по оста Ox . За да извършим такова разложение е необходимо да знаем големината на всички възможни (по φ) фазови пътища, изминавани от циклоидалните окръжности за времената на свободен дрейф между моментите на две последователни отражения [2]. За да разложим йонния поток (при повърхостен дрейф) по слоеве, ще ни е необходимо да определим още и възможните фазови пътища във външния подобем на всяко дискретно еквивалентно ниво и във всеки слой.

За целта тук е синтезирана функция $\alpha_{ijk}(\xi(\varphi))$ на фазовия път, която е изведена, както и в [2] при действие на хомогенно векторно поле $W_{(1)}$ (4). Функцията $\alpha_{ijk}(\xi(\varphi))$ определя големината на половината от фазовия път, изминаван от циклоидална окръжност за времето, в което частицата се намира във външния подобем на произволно ниво Y_{jk} , включително и за Y_{j0}

$$(23) \quad \alpha_{ijk}(\xi(\varphi)) = \frac{\omega_{ijk}}{|\omega_{ijk}|} \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\xi(\varphi)}{|\xi(\varphi)|} \right) + \xi(\varphi) \right]$$

$$\text{за } \xi(\varphi) = \xi_{ijk}(\varphi) = \frac{\omega_{ijk}}{|\omega_{ijk}|} \arctg \frac{\sin \varphi}{\frac{E_{jk}}{v_{ijk} B_{jk}} + \cos \varphi}$$

$$\omega_{ijk} = \omega_{i0}, E_{jk} = E_{i0}, B_{jk} = B_{i0}(W_{(1)})$$

По-нататък функцията $\alpha_{ijk}(\xi(\varphi))$ от (23) ще бележим опростено с $\alpha_{ijk}(\varphi)$.

Функцията $\alpha_{ijk}(\varphi)$ е дефинирана в целия интервал $[0, 2\pi]$ на възможните стойности на ъгъл φ , но тя е приложима само във външните подобеми на РМ, защото там движението на частиците е свободно (няма отражения). Следователно при изследване на повърхностен дрейф функцията $\alpha_{ijk}(\varphi)$ се отнася само до ъглите на право преминаване, т.е. за ъгли от $\varphi = 0$ до $\varphi = \pi$ в горния полуобем и за ъгли от $\varphi = \pi$ до $\varphi = 2\pi$ в долния полуобем.

Реално, а чрез (23) и аналитично, фазовите пътища на две противоположни по знак и еднакви по маса и електрически заряд ($m_1 = m_2$, $q_1 = -q_2$) частици, които достигат ниво Y_{jk} с еднакъв ъгъл φ и при равни други условия ($V_{1jk} = V_{2jk}$, E_{jk} , B_{jk}), са свързани по следния начин:

$$(24) \quad \alpha_{2,jk}(\varphi) = -[\pi - \alpha_{1,jk}(\varphi)].$$

Функцията $\alpha_{ijk}(\varphi)$ е приложима за изследване и на свободен (без отражение) дрейф на йони под действие на векторно поле $W_{(1)}$. Така например ако в РМ е отстранен механичният отражател (Y_0), то йоните ще извършват дрейф при движение по пълни трахоидални траектории. Дискретните еквивива Y_{jk} ще разделят условно тези траекторни линии на горни и долни части. Фазовите пътища на мислена циклоидална окръжност по двете части на една условно разделена траекторна линия могат да бъдат определени поотделно, в границите на един пълен трахоидален цикъл, чрез решаване на (23).

В границите на един пълен трахоидален цикъл мислената циклоидална окръжност на отделния йон изминава фазов път от 2π радиана.

Ако решим (23) за произволна стойност на φ в интервал $[0, 2\pi]$, то ще определим половината на фазовия път от едната страна на произволно ниво. Ако при равни други условия решим отново (23), но за обратимо съответната стойност $\varphi' = 2\pi - \varphi$ (9) на първия ъгъл, то ще получим половината на фазовия път, от другата страна на същото ниво. Сумата на двете решения образува едно тъждествено равенство

$$(25) \quad \alpha_{ijk}(\varphi) + \alpha_{ijk}(2\pi - \varphi) = \alpha_{ijk}(\varphi) + \alpha_{ijk}(\varphi') \equiv \pi, \quad \varphi' = 2\pi - \varphi.$$

Равенство (25) доказва, че функцията $\alpha_{ijk}(\varphi)$ е синтезирана вярно, както и че между процесите на „НМП“ при повърхностен и свободен дрейф има още една (освен (8)) формална функционална връзка.

Сега нека да анализираме функцията $\alpha_{ijk}(\varphi)$ във времето, преди и след момента, в който частицата достига до ниво U_{jk} . Цялата предистория на нейното движение до U_{jk} е отчетена чрез стойностите на величините V_{ijk} и $\varphi(\varphi \in \{\Delta\varphi_{ijk}\})$, които те получават на същото ниво. Бъдещото движение на частицата (фазовият път) е еднозначно определено чрез компонентите на векторното поле (E_{jk}, B_{jk}) , които ще действат върху нея от ниво U_{jk} нататък. Но чрез равенства (7) и (21) можем да определим еднозначно цялата предистория на движението на частицата до U_{jk} , а нейното бъдещо движение да предопределим чрез задаване на друго произволно хомогенно векторно поле, което действа във външния подобем на същото ниво.

Следователно функцията $\alpha_{ijk}(\varphi)$ е приложима за изследване дрейфа на йони под действие на векторно поле със стъпално разпределение $(W_{(2n)})$. Съгласно (3), $W_{(2n)}$ се изменя стъпално между всеки две безкрайно близки нива $U_{jk-\varepsilon}$ и U_{jk} . Между тези две нива непрекъснатите величини φ и V_{ijk} практически не се променят, докато фазовата функция се изменя със скок, така че

$$(26) \quad \alpha_{ijk-\varepsilon}(\varphi) \neq \alpha_{ijk}(\varphi), \quad \varepsilon \ll 1.$$

Тук ще завършим изграждането на скаларното поле в РМ като на всяко ниво U_{jk} съпоставим по две функции $\alpha_{ijk-\varepsilon}(\varphi)$ и $\alpha_{ijk}(\varphi)$, които са еднозначно определени чрез известните стойности на всички седем параметрични величини $(V_{ijk}, E_{jk-\varepsilon} = E_{jk-1}, E_{jk}, B_{jk-\varepsilon} = B_{jk-1}, B_{jk}, \omega_{ijk-\varepsilon} = \omega_{ijk-1}$ и $\omega_{ijk})$ и за всички стойности на своя аргумент φ в границите на известен интервал $\Delta\varphi_{ijk}$.

3. Решения на едномерна задача при повърхностен дрейф

3.1. Решение в първо приближение

В [2] е намерено решение на едномерна задача за определяне макроскопичната скорост на йоните при повърхностен дрейф в РМ под действие на постоянно и хомогенно векторно поле $W_{(1)}$

($E_{10} = \text{const}$, $B_{10} = \text{const}$).

Тук ще наречем решението от [2] първо приближение на общата задача, защото то се отнася до едностъпална апроксимация $W_{(1)}$ на векторно поле W с произволно разпределение по оста на електрическия вектор. Ще опишем това решение като използваме приетите вече означения.

Уравненията на движение на отделен йон в границите на времеви интервал между две последователни преминавания на частицата в права и обратна посоки през ниво Y_{jk} имат следния вид:

$$(27) \quad \begin{cases} x = x_0 + v\rho_{ijk}(\varphi) \left[\sin(\omega_{110}t - \alpha_{ijk}(\varphi)) + \sin \alpha_{ijk}(\varphi) \right] - \frac{E_{10}}{B_{10}} t \\ y = Y_{jk} + v\rho_{ijk}(\varphi) \left[\cos(\omega_{110}t - \alpha_{ijk}(\varphi)) - \cos \alpha_{ijk}(\varphi) \right], \end{cases}$$

където x_0 е абциса на точката, в която частицата пресича $y = Y_{jk}$ в права посока; $v = \frac{\pi - \varphi}{|\pi - \varphi|}$ - единичен знаков множител, който отчита инверсията в посоката на отражение в двата полуобема, т.е. инверсията в посоката на право преминаване в тях, както и инверсията в посоката на движение при право (φ) и обратно (φ') преминаване през ниво Y_{jk} ; t - текущо време, за което е прието, че има нулева стойност в момента, в който частицата се намира в т. (x_0, Y_{jk}).

Ако използваме, както в [2], първото уравнение от (27), то можем да определим средната дрейфова скорост $v_{ijk}^d(\varphi)$ на отделната частица за времето между моментите на нейното право и обратно преминаване през Y_{jk} , т.е. средната скорост на повърхностен дрейф по оста Ox на отделната частица в същия интервал, а именно:

$$(28) \quad v_{ijk}^d(\varphi) = v\omega_{110}\rho_{ijk}(\varphi) \frac{\sin \alpha_{ijk}(\varphi)}{\alpha_{ijk}(\varphi)} - \frac{E_{10}}{B_{10}} = a_{ijk}(\varphi) - \frac{E_{10}}{B_{10}}.$$

С $a_{ijk}(\varphi)$ в (28) е означена, т.нар. в т.2.4 случайна компонента на скоростта на отделна частица, с която тя се движи по оста Ox на РМ при повърхностен дрейф под действие на хомогенно векторно поле $W_{(1)}$.

Числовата величина E_{10}/B_{10} в (28) представлява съответно постоянната компонента на дрейфовата скорост.

Сега ще се отклоним, за да анализираме кратко свойствата на случайната компонента на скоростта $a_{ijk}(\varphi)$ при повърхностен дрейф. Функцията $a_{ijk}(\varphi)$ е еднозначно определена в границите на времеви интервал между две последователни отражения на отделната частица, но тя е случайна функция чрез случайната стойност на своя аргумент φ след

всяко отражение. Функцията $a_{ijk}(\varphi)$ е определена само във външния подобем на изследваното ниво Y_{jk} , защото там траекторните линии не са деформирани чрез отражения.

На нивата на отражение Y_{j0} ние можем да съпоставим на всеки ъгъл $\varphi (\varphi \in \{\Delta\varphi_{i10}\})$ на право преминаване в горния полуобем по един ъгъл $2\pi - \varphi (2\pi - \varphi \in \{\Delta\varphi_{i20}\})$ на право преминаване в долния полуобем. Стойностите на функциите $a_{i10}(\varphi)$ и $a_{i20}(2\pi - \varphi)$ са свързани за всяка такава двойка ъгли чрез (25) и (28) по следния начин:

$$(29) \quad a_{i20}(2\pi - \varphi) = -\frac{\alpha_{i10}(\varphi)}{\pi - \alpha_{i10}(\varphi)} a_{i10}(\varphi), \quad 0 \leq \varphi \leq \pi.$$

Сега нека да си представим, че отражателят в РМ е отстранен (или той е станал проникваем), като при това върху йоните не е оказано никакво друго въздействие. В работния обем ще настъпят следните изменения:

- йоните от всеки полуобем ще се разпределят в общия обем;
- йоните ще се движат по пълни трахоидални траектории.

РМ, в който отражателят е отстранен, т.е. в който е премахнат "генератора" на случайни по φ отражения ще наречем псевдоотражателен РМ. В РИС на псевдоотражателния РМ не се генерират случайни състояния и следователно трябва да предположим, че случайната компонента $a_{ijk}(\varphi)$ има нулев принос за определяне скоростта на йоните при свободен (от отражения) дрейф под действие на $W_{(1)}$. Последното предположение ще докажем по-нататък. Тук ще посочим само, че средната дрейфова скорост по Ox на всеки йон в псевдоотражателния РМ може да бъде определена непротиворечиво и поотделно от двете страни на всяко ниво Y_{jk} чрез последователно решаване на (28). При това за всяка двойка обратимо съответни (9) ъгли φ и $\varphi' (\varphi' = 2\pi - \varphi)$ от двете страни на Y_{jk} стойностите на вече псевдослучайните величини $a_{ijk}(\varphi)$ и $a_{ijk}(\varphi')$ са свързани по следния начин:

$$(30) \quad a_{ijk}(\varphi') = a_{ijk}(2\pi - \varphi) = -\frac{\alpha_{ijk}(\varphi)}{\pi - \alpha_{ijk}(\varphi)} a_{ijk}(\varphi).$$

Еднаквата форма на равенства (29) и (30) показва още една (вж. (8) и (21)) формална функционална връзка между преносните процеси при повърхностен и свободен дрейф.

И накрая още едно свойство на функцията $a_{ijk}(\varphi)$. Чрез заместване в (28) можем да се убедим, че ако две еднакви, но противоположно заредени

частици ($m_1 = m_2, q_1 = -q_2$) достигнат с еднаква скорост ($V_{1jk} = V_{2jk}$) и под еднакъв ъгъл φ едно произволно ниво Y_{jk} , то техните функции $a_{1jk}(\varphi)$ и $a_{2jk}(\varphi)$ както в РМ, така и в псевдоотражателния РМ са свързани по познатия ни вече начин

$$(31) \quad a_{2jk}(\varphi) = -\frac{\alpha_{1jk}(\varphi)}{\pi - \alpha_{1jk}(\varphi)} a_{1jk}.$$

След направеното отклонение ще продължим отново изследването на повърхностния дрейф на йони под действие на $W_{(1)}$.

Нека да умножим (28) с $\kappa_{ijk}(\varphi)$ и да интегрираме произведението в границите на интервала $\Delta\varphi_{ijk}$, така както това е направено в [2] за отразително ниво Y_{10} . Ще получим макроскопичната дрейфова скорост (по оста Ox) на тази част от йонния поток, която се намира постоянно във външния подобем на ниво Y_{jk} , а именно

$$(32) \quad v_{ijkn} = \int_{\Delta\varphi_{ijk}} \kappa_{ijk}(\varphi) v_{ijk}^d(\varphi) d\varphi = \int_{\Delta\varphi_{ijk}} \kappa_{ijk}(\varphi) a_{ijk}(\varphi) d\varphi - \frac{E_{10}}{B_{10}} = 0.$$

Ако запишем отново (32) за двете нива на отражение, то като отчетем (11) и (29) ще получим

$$(33) \quad v_{ij(n)} = v_{ij(0n)} = \begin{cases} v_{i10n} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} a_{i10}(\varphi) d\varphi - \frac{E_{10}}{B_{10}} \\ v_{i20n} = \frac{1}{\pi} \int_{\pi}^{2\pi} a_{i20}(\varphi) d\varphi - \frac{E_{10}}{B_{10}} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} a_{i20}(2\pi - \varphi) d\varphi - \frac{E_{10}}{B_{10}} = \\ = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{\alpha_{i10}(\varphi)}{\pi - \alpha_{i10}(\varphi)} a_{i20}(\varphi) d\varphi - \frac{E_{10}}{B_{10}} \end{cases}$$

две решения в първо приближение ($v_{ij(1)}$) на едномерна задача, определяща

средната скорост на йоните от M_i при повърхностен дрейф. Двете решения в първо приближение се различават по един функционален множител пред подинтегралната величина $a_{j0}(\varphi)$.

От тук нататък степента на приближение ще отбелязваме с числен индекс в малки скоби, само когато решението се отнася до цялото изследвано подмножество M_i или множество M (напр. $v_{j(n)}$ за M_i или $v_{j(n)}$ за M при n -то приближение).

Сега нека да припомним, че плоският РМ е заместващ на един изходен цилиндричен модел, който има крайни по големина: периметър на напречно сечение ($2\pi R_{j0} \approx 2\pi y_{j0}$) и образувателна по оста Oz . Тогава електрическият ток, който тече в радиалните граници ($R_{j0} \approx y_{j0}$ и $R_{jn} \approx y_{jn}$) на йонния цилиндър, може да се определи в първо приближение от всяка страна на отражателя и с точността ($R_{j0} \approx y_{j0} \gg \frac{m_i v_{j0}}{q_i B_{j0}}$, [2]) на извършения коаксиално-плосък моделен преход по следния начин:

$$(34) \quad I_{ij(1)} = I_{j0n} = q_i \frac{M_i}{m_i} \frac{1}{\Delta t_{j0}} = q_i \frac{M_i}{m_i} \frac{v_{j(1)}}{2\pi y_{j0}},$$

където $I_{ij(1)}$ е първо приближение на теоретично максималния електрически ток, породен от ротационната дрейфова компонента в движението на йоните от M_i ; Δt_{j0} - времето, за което йоните от M_i изминават отражателния периметър ($2\pi R_{j0}$) на изходния цилиндричен модел със скорост $v_{j(1)}$.

Сега нека да се върнем към плоския РМ и да решим (32) за две съседни нива y_{jk} и y_{jk+1} . Двете решения v_{jkn} и $v_{j(k+1)n}$, както и предавателното число η_{jkk+1} (16) определят макроскопичната скорост v_{jkk+1} на тази част от йонния поток, която се намира постоянно в дискретен слой ($jk+1$), а именно:

$$(35) \quad v_{jkk+1} = \frac{v_{jkn} - \eta_{jkk+1} v_{j(k+1)n}}{1 - \eta_{jkk+1}}.$$

Тогава тегловата компонента на дрейфовата скорост на йоните от M_i , които се намират в слой ($jk+1$), е определена чрез произведението на (19) и (35) по следния начин:

$$(36) \quad g_{jkk+1} v_{jkk+1} = \eta_{j0k} (v_{jkn} - \eta_{jkk+1} v_{j(k+1)n}).$$

Но ако знаем дрейфовата скорост V_{ijkk+1} на йоните в дискретните слоеве, то по аналогия с (34) ще можем да определим и електрическият ток, който тече в радиалните граници ($R_{jk} \approx y_{jk}, R_{jk+1} \approx y_{jk+1}$) на всеки коаксиален слой ($jkk+1$) в изходния модел

$$(37) \quad I_{ijkk+1} = g_{ijkk+1} q_i \frac{M_i V_{ijkk+1}}{m_i 2\pi y_{jk}}$$

Тогава относителният електрически ток i_{ijkk+1} в произволен слой на изследваните модели ще получим като отношение на (37) и (34) в следния вид:

$$(38) \quad i_{ijkk+1} = \frac{I_{ijkk+1}}{I_{j(1)}} = g_{ijkk+1} \frac{V_{ijkk+1}}{v_{j(1)}} \frac{y_{j0}}{y_{jk}}$$

Сега ако сумираме (36) по k и приравним резултата с лявата страна на (33), то ще получим едно тъждествено равенство, което представлява отново т.нар. първо приближение на задачата за повърхностен дрейф, като решението е разложено вече по теглови скоростни компоненти в дискретните слоеве на РМ, а именно:

$$(39) \quad v_{j(1)} = \sum_{k=0}^{n-1} g_{ijkk+1} V_{ijkk+1}$$

Макроскопичната скорост $v_{j(1)}$ (39) се отнася само до подмножество M_i от $M = \sum M_i$. Скоростта $v_{j(1)}$ на повърхностен дрейф (в първо приближение), с която се движи масовият център (за плосък РМ) на множеството M може да се представи като сума от парциални скоростни компоненти $v_{ij(1)}$

$$(40) \quad v_{j(1)} = \sum_i g_i v_{ij(1)} = \sum_i g_i \sum_{k=0}^{n-1} g_{ijkk+1} V_{ijkk+1}$$

3.2. Решение в n -то приближение

Задачата за повърхностен дрейф има решения в по-високи приближения, които съвпадат по форма с тази на решението от (40).

Ако величините g_{ijkk+1} и V_{ijkk+1} в (40) са пресметнати по стойностите на стъпалните компоненти (E_{jk}, B_{jk}) на $W_{(2n)}$ от (3), то ще получим две

решения в l -то приближение, които определят скоростта на повърхностен дрейф на йоните от двете страни на отражателя под действие на векторно поле W с произволно разпределение по оста на електрическия вектор, а именно

$$(41) \quad V_{j(n)} = \sum_i g_i V_{ij(n)} = \sum_i g_i \sum_{k=0}^{n-1} g_{ijkk+1} V_{ijkk+1}.$$

За да поясним нека да приемем, че сме пресметнали дрейфовата скорост V_{j01} на йоните от M_i и тяхната теглова концентрация g_{j01} в първия слой ($j01$) от едната страна на отражателя при действие на хомогенно векторно поле $W_{(1)}(E_{j0}, B_{j0})$. Ако анализираме двете величини (V_{j01} и g_{j01}) в разгърнат вид, то ще се убедим, че те са инвариантни от разпределението на $W_{(1)}$ извън външното ниво y_{j1} на слоя, в който те са определени.

Тогав нека да си представим, че от ниво y_{j1} започва да действа друго векторно поле, което е хомогенно във външния подобем на същото ниво. Например нека в обема на многопластовия слой ($j1n$) вече да действа поле с компоненти E_{j1} и B_{j1} от (3). Чрез решаване на (32) можем да определим дрейфовата скорост на йоните V_{j1n} във външния подобем на ниво y_{j1} при действие на E_{j1} и B_{j1} . Тогав пропорционалната сума

$$(42) \quad V_{j(2)} = g_{j01} V_{j01} + g_{j1n} V_{j1n}$$

представлява решение във второ приближение на задачата, защото се отнася до двустъпално векторно поле $W_{(2)}$. По-нататък ако мислено разложим външния подобем на ниво y_{j1} на два слоя ($j12$) и ($j2n$), пресметнем V_{j12} и g_{j12} в условия на E_{j1} и B_{j1} , зададем някакви нови стойности E_{j2} и B_{j2} от (3) на полето в слой ($j2n$), пресметнем V_{j2n} при действие на E_{j2} и B_{j2} и сумираме тегловите скоростни компоненти на йоните в трите слоя ($j01$), ($j12$) и ($j2n$), то ще получим $V_{j(3)}$, т.е. трето приближение на задачата и т.н.

4. Псевдоотражателен метод

Получените досега резултати могат да бъдат използвани за решаване на едномерна задача, която определя макроскопичната дрейфова скорост на йони в свободно (от отражение) пространство под действие на постоянни и напречни магнитно и електрическо поле с произволно разпределение по оста на електрическия вектор.

Решението на горната задача ще демонстрираме първо при действие на хомогенно векторно поле $W_{(1)}$, т.е. ще покажем едно решение в първо приближение чрез псевдоотражателен метод.

Нека йоните от едно подмножество M_j да осъществяват повърхностен дрейф над отражателя в РМ ($W_{(1)}$) със средна скорост $V_{j(1)}$.

Ако си представим, че сме отстранили механичния отражател без да окажем никакво друго въздействие върху йоните, то те ще се разпределят от двете страни на ниво y_0 .

Тегловата концентрация на тази част от йоните, която след разпределението, ще се намира постоянно в долния полуобем е равна на относителното време на престой на йоните в същия полуобем. Тази трета по вид (тук) теглова концентрация може да се представи и преобразува чрез (25) в следния вид:

$$(43) \quad g_{j2} = \frac{\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \alpha_{j20}(\varphi) d\varphi}{\pi} = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\pi} \alpha_{j20}(2\pi - \varphi) d\varphi = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\pi} [\pi - \alpha_{j10}(\varphi)] d\varphi.$$

Аналогично тегловата концентрация на йоните от M_j в горния полуобем (след отстраняване на отражателя) ще бъде

$$(44) \quad g_{j1} = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\pi} \alpha_{j10}(\varphi) d\varphi.$$

Чрез т.нар. формални функционални връзки (8), (25) и (30) между преносните процеси при повърхностен и свободен дрейф, както и чрез (33) се доказва, че средната дрейфова скорост $V_{j(1)}$ на йоните, които се намират над ниво y_0 не се променя след отстраняване на отражателя, въпреки разпределението на частиците в двата полуобема. Аналогично може да се докаже, че йоните под y_0 в псевдоотражателния РМ се движат по Ox със средна дрейфова скорост $V_{j(1)}$ от (33).

Ако сумираме скоростите ($V_{j(1)}$ и $V_{j2(1)}$) от двете страни на y_0 пропорционално на тегловите концентрации g_{ij} , и след заместване с (33), (43) и (44) преобразуваме получените произведения от прости интеграли в двойни интеграли и съкратим, то ще получим един числен резултат

$$(45) \quad V_{j(1)} = \sum_{j=1}^2 g_{ij} V_{j(1)} = -\frac{E_{10}}{B_{10}}.$$

Дясната страна на (45) съвпада по знак и стойност с известен теоретичен и емпиричен резултат. Съвпадението доказва, че дрейфовата скорост на йони под

действие на напречни магнитно и електрическо поле може да се представи като пропорционална сума от две псевдоотражателни скоростни компоненти.

Псевдоотражателният метод позволява непротиворечиво решение на същата задача в условия на векторно поле със стъпално разпределение (3).

За целта е достатъчно да определим тегловите концентрации g_{ij} на йоните в двата полуобема при действие на $W_{(2n)}$. Равенства (43) и (44) ще добият следния универсален вид

(46)

$$g_{ij} = \frac{\tau_{ij}}{T_i} = \frac{\frac{1}{\pi} \int_{\Delta\varphi_{j0}} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{2\Delta\alpha_{ijk+1}(\varphi_j(\varphi))}{\omega_{ijk}} d\varphi}{T_i} = \frac{\frac{2}{\pi} \int_{\Delta\varphi_{j0}} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{\alpha_{ijk}(\varphi_k) - \alpha_{ijk+1-\varepsilon}(\varphi_{k+1})}{\omega_{ijk}} d\varphi}{T_i}$$

където τ_{ij} е средно време на престой на йоните от едната страна на псевдоотражателя, $T_i = \sum_{j=1}^2 \tau_{ij}$ - среден период на трахоидалните цикли в псевдоотражателния РМ, $\frac{2\Delta\alpha_{ijk+1}(\varphi_j(\varphi))}{\omega_{ijk}}$ - време на престой на отделен йон в слой $(jkk+1)$, $\varphi_j(\varphi)$ - числовата редица от (22), $\alpha_{ijk}(\varphi_k)$ и $\alpha_{ijk+1-\varepsilon}(\varphi_{k+1})$ са функции на фазовия път на отделен йон, пресметнати върху границите на слой $(jkk+1)$, вж. (26), φ_k и φ_{k+1} са две поредни фиксирани стойности на $\varphi_j(\varphi)$.

Тогава сумата

$$(47) \quad V_{(2n)} = \sum_i g_i \sum_{j=1}^2 g_{ij} V_{ij(n)} = \sum_i g_i \sum_{j=1}^2 g_{ij} \sum_{k=0}^{n-1} g_{ijk+1} V_{ijk+1}$$

представлява решение в $(2n)$ -приближение на едномерна задача, определяща средната дрейфова скорост на йони ($M = \sum_i M_i$) под действие на напречни магнитно и електрическо поле с произволно разпределение по оста на електрическия вектор.

5. Обсъждане на получените резултати

Намерени са решения на едномерни задачи за количествена оценка с желана точност на равновесен повърхностен или свободен дрейф на йони в установена закрыта осево-симетрична система от разрежена йонизирана среда и постоянно магнитно поле с аксиална поляризация и радиално разпределение.

Обоснован е псевдоотражателен метод за количествена оценка на йонен поток в обема на закрыт плазмен цилиндър, който се върти около ротационната си ос под действие на аксиално магнитно поле. Ако си представим, че дискретните ординати Y_{jk} в плоския РМ (фиг.1) са дискретни радиуси R_{jk} на плазмения цилиндър, то оценките ще се отнасят до:

- теоретично максималната макроскопична ъглова скорост на плазмения цилиндър ($\omega_{(2n)} = \frac{V_n}{R_0}$, вж.(47));

- разпределението на относителния дрейфов електрически ток по посока и големина в коаксиалните слоеве на цилиндъра, вж.(38).

- разпределението на йоните по коаксиални слоеве, вж.(19).

Известно е предположение, че всяка закрыта осево-симетрична система с постоянен приток на външна енергия, която е съставена от разрежена йонизирана среда и аксиално магнитно поле има устойчиво състояние на термодинамично равновесие, при което съставните тела на системата осъществяват синхронно ротационно въртене [3].

Магнитосферите на естествените космически тела могат опростено да се сведат до системи от горния тип. Следователно, направеното в [3] предположение има следния смисъл - естествените космически тела имат параметри на осево въртене, които са определени чрез параметрите на кръговия поток от йони в екваториалната област на своята магнитосфера.

Връзката между двете ротационни движения за случая, когато магнитната ос в системата на космическото тяло съвпада с оста на механично въртене, има следния вид:

$$(48) \quad K\omega_{(2n)} = K \frac{V_{(2n)}^*}{R_0} = \omega_s, \quad K < 1,$$

където K е интегрален коефициент на затихване на кръговата скорост на йоните при "недисипативен макроскопичен пренос" в магнитосферата, който отчита действието на всички спиращи фактори (електрически микровзаимодействия на йоните в плазмата, ударни взаимодействия между

микрочастиците в магнитосферата, геометрични отклонения на магнитосферата от идеален осево-симетричен модел и др.); $\omega_{(2n)}$ - ъглова скорост на плазмения цилиндър в заместващ модел; ω_s - емпиричната стойност на ъгловата скорост при механично (осево) въртене на космическия обект; $R_0 = R_{j_0} \approx Y_{j_0} = Y_0$ - екваториален радиус на магнитосферата, в който плътността на йоните е максимална, т.е. R_0 е радиус на мислен псевдоотражател; $V_{(2n)}$ - решение на едномерна псевдоотражателна задача в заместващ модел на същата магнитосфера, в който е отчетено и действието на гравитационните сили.

Численото пресмятане на $V_{(2n)}$ от (48) се постига чрез решаване на уравнение (47), в което величината E_{jk} е заместена с един двучлен

$$(49) \quad E_{jk} \rightarrow E_{jk} + \frac{m_i g_{jk}}{q_i} \quad j=1, 2, \quad k=0, 1, \dots, n-1,$$

където g_{jk} е дискретна стойност на гравитационното ускорение в точка от екваториалната равнина с радиус $R_{jk} \approx Y_{jk}$.

В случая, когато магнитната ос на космическото тяло не съвпада с оста на неговото механично въртене, връзката между величините ω_s и $\omega_{(2n)}$ е нелинейна. Кръговото движение на йоните около прецесиращата магнитна ос може да се разложи на една екваториална и на една полярна компонента. Акумулацията на въртеливо макродвижение в твърдото ядро на космическата система се осъществява само чрез действието на екваториалната компонента на прецесиращия кръгов поток.

Относителната безинерционност на йонния поток, спрямо процесите на прецесионно и осево въртене, ни позволява да представим опростено ъгловата скорост $\omega_{(2n)}^E$ на неговата екваториална компонента по следния начин:

$$(50) \quad \omega_{(2n)}^E = \omega_{(2n)}^E(\psi) = \omega_{(2n)} \frac{\cos \Theta}{\cos \Psi},$$

където Θ е плосък ъгъл между магнитната ос на тялото и оста на неговото механично въртене; Ψ - моментна стойност на плоския ъгъл, който сключва един радиус-вектор с екваториалната равнина, когато векторът се намира в равнината на магнитния екватор и се върти с постоянна ъглова скорост $\omega_{(2n)}$ около своето начало върху магнитната ос на системата.

Ако интегрираме и осредним (50) по стойностите на ъгъл Ψ ще получим величина, която, съгласно предположението от [3], е равна, с точност до стойността на множителя K от (48), на ъгловата скорост ω_s , с която космическото тяло осъществява механично въртене

(51)

$$K \frac{1}{\Theta} \int_0^{\Theta} \omega_{(2n)}^E(\Psi) d\Psi = K \omega_{(2n)} \frac{\cos \Theta}{\Theta} \int_0^{\Theta} \frac{d\Psi}{\cos \Psi} = K \omega_{(2n)} \frac{\cos \Theta}{\Theta} \ln \operatorname{tg} \left(\frac{\Theta}{2} + \frac{\pi}{4} \right) = \omega_s,$$

$$0 < \Theta < \frac{\pi}{2}.$$

Коректно е да посочим, че една функционална връзка от вида на (48) или (51) противоречи или най-малко противоречиво ще се съгласува с хипотезата за периодична инверсия в поляритета на магнитните полета на космическите обекти, например за Земята този период е от 10^5 до 10^6 г. [5].

Една проверка на предположението, че кръговият поток от йони в магнитосферите на естествените космически тела и образувания е основен фактор за тяхното осево въртене [2,3], може да се извърши със средствата на предложени тук псевдоотражателен метод.

Нека да предположим, че имаме изходни емпирични данни за:

- масата (m_i) и заряда (q_i) на йоните в земната магнитосфера;
- тегловите концентрации g_i на йоните в същата магнитосфера;
- разпределенията на магнитното, електрическото и гравитационното поле, в радиалните граници (R_{1n}, R_{2n}) на земната магнитосфера чрез техните средни (денонощни, годишни) стойности във всичко $2l$ на брой точки (кръгови орбити) R_{jk} от екваториалната равнина;
- средната температура $T_{j0} = T_0$ на плазмата в пресечните точки на прецесиращата равнина на магнитния екватор с екваториална орбита с радиус $R_{j0} = R_0$, т.е. температурата в точките на максимална йонна плътност.

От горните емпирични данни можем да изградим еднозначно скаларното поле (т. 2.4) в един заместващ екви модел на земната магнитосфера.

Чрез последователно въвеждане на числените и функционални величини от скаларното поле в уравнения с номера до (47), в които е извършена смяна на параметричната величина E_{jk} (вж. (49)) и след тяхното решаване ще можем да решим и уравнение (51). След пресмятанията ще имаме данни за ъгловата скорост, радиалното разпределение на заредените частици и на електрическия ток в заместващ модел на земната магнитосфера.

Псевдоотражателният метод би имал безспорно приложение за изследване на естествени космически обекти ако неговите резултати, при оценка на преносните процеси в заместващ модел на земната магнитосфера, се окажат разумно сравними с емпирични данни, например за ω_s в съответствие с (51) или на такива за известните [6] кръгови електрически токове в долните и горните слоеве на същата магнитосфера.

Псевдоотражателният метод е разработен при предположение, че

всички подмножества M_i от йони имат сечения на максимална йонна плътност, които съвпадат с ниво y_0 на РМ. Задачата има решение и когато тези сечения не съвпадат.

Литература

1. Д е т л а ф, А., Б. Я в о р с к и. Курс физики. М., Высшая школа, 1989.
2. В а ц о в, М. Кръгов поток от газови йони в магнитно поле. - Аерокосмически изследвания в България, 1997, 12.
3. В а ц о в, М. Квазистатични процеси и термодинамични състояния в изкуствен модел на топлинен двигател. - Аерокосмически изследвания в България, 1997, 12.
4. М а д е л у н г, Э. Математический аппарат физики. М., Наука, 1968.
5. М а р д и р о с я н, Г. Екокатастрофи. С., Ванеса, 1995.
6. С ю н я е в, А. Физика космоса. М., СЭ, 1986.

Постъпила на 30. VIII. 1995г.

A pseudoreflexion method for determination of the drift velocity of free ions under the influence of constant and mutually perpendicular magnetic and electric fields with arbitrary distribution along the axis of the electric vector

Milcho Vatzov

(S u m m a r y)

A solution of one-dimensional parameter problem has been found, which determines with accuracy the macroscopic velocity of the surface drift, performed by free ions above a mechanical reflector under the influence of constant and mutually perpendicular magnetic and electric fields with arbitrary distribution along the axis of the electric vector. All other conditions being equal, the problem has different solutions on both sides of the reflector. It has been proved that the proportional sum of the different solutions of both sides of the reflector determines uniquely the macroscopic drift velocity of the same ions under the influence of the same fields, but in a space with no reflections (a space with a pseudo-reflector). The problem refers only to thin ionized media, where inner friction is negligible. The magnetosphere of a natural space body can, if

simplified, be substituted by a model, representing an established axial-symmetric system of thin ionized medium under the influence of magnetic, electrical and gravitational fields. The so-called substituting model coincides with the working model that has been used in the study. The suggested pseudo-reflection method represents an algorithm for numerical calculation of the ions macroscopic angular velocity and radial distribution as well the electric currents radial distribution in the plasma cylinder of the substituting model under initial empirical data for relatively small physical quantities.