УДК 533.9

УСЛОВИЯ НАРУШЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ И КВАЗИСТАЦИОНАРНОСТИ В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ

Г. М. Жинжиков, Г. А. Лукьянов, Н. О. Павлова

(Ленинград)

Ряд задач современной газодинамики и технической физики связан с термодинамически неравновесными средами и условиями их получения. Одной из таких задач, актуальность которой определена проблемой создания эффективных плазменных лазеров [1], является релаксация низкотемпературной плазмы в процессе адиабатического разлета. Условия нарушения (сохранения) равновесия для некоторых типичных ситуаций в плазме хорошо известны (например, [2, 3]). Как правило, это ситуации, когда причиной нарушения равновесия является стационарное воздействие возмущающего фактора на исследуемый параметр.

В данной работе рассматривается нарушение равновесия в нестационарной плазме. Получены критерии нарушения равновесной ионизации, равновесного распределения по уровням и термического равновесия при разлете равновесной в начальный момент плазмы, и рассмотрен тесно связанный с перечисленными вопрос об условиях квазистационарного заселения возбужденных состояний в рекомбинирующей плазме.

Известно, что процесс протекает равновесно для рассматриваемого параметра q на некотором временном интервале τ_0, если в любой точке этого интервала выполняется условие (например, [4])

$$\delta/q^0 \ll 1, \tag{1}$$

где $\delta = |q^0 - q|$; q^0 и q — равновесное (или частично равновесное) и фактическое значения данного параметра.

Если для параметра q справедливо релаксационное уравнение вида

$$dq/dt = (|q^0 - q|)/\tau_q, \tag{2}$$

где τ_q — время релаксации данного параметра, то при мгновенном изменении параметра q^0 в момент $t = t_1$ на величину Δq^0 (как, например, на идеализированной ударной волне) (фиг. 1) решение уравнения (2) при $\tau_q = \text{const}$ и начальном равновесии имеет вид

$$\delta = \Delta q^0 \exp\,[-(t - t_1)/\tau_q]. \tag{3}$$

Отсюда следует, что если $\Delta q^0/q^0$ не мало (не много меньше единицы), то равновесие нарушается на время порядка времени релаксации τ_q.

Известно также, что равновесие может нарушаться и при непрерывном изменении параметра q^0. Типовой вариант такого изменения q^0 [5] ($\delta = 0$ при $t < t_1$, $dq^0/dt = \text{const}$ при $t \geqslant t_1$) показан на фиг. 2. Решение уравнения (2) в этом случае имеет вид

$$\delta = \tau_q \frac{dq^0}{dt}\left[1 - \exp\left(-\frac{t - t_1}{\tau_q}\right)\right]. \tag{4}$$

Отсюда следует, что процесс будет равновесным, если

$$\tau_q/\tau_q^0 \ll 1,$$

где $\tau_q^0 = q^0/|dq^0/dt|$. Аналогичный результат получен в [6], но при более жесткой, чем (1), формулировке условия существования равновесия. Неравенство

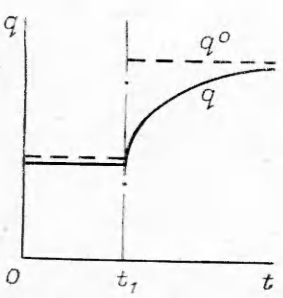
$$\tau_q \geqslant \tau_q^0 \tag{5}$$

можно считать условием существенного нарушения равновесия.

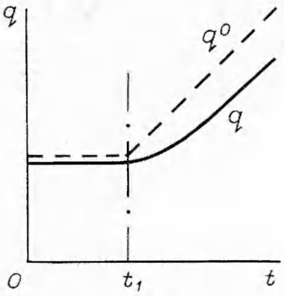
Нарушение ионизационного равновесия. В этом случае (5) имеет вид

$$\tau_{n_e} \geqslant \tau_{n_e}^0, \tag{6}$$

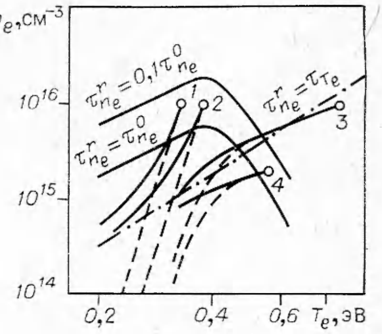
где $\tau_{n_e}^0$ и τ_{n_e} — характерные времена изменения ионизационно равновесной и фактической концентрации электронов, т. е. время релаксации n_e.



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

Временем релаксации электронной концентрации является время рекомбинации $\tau^r_{n_e}$. Характерное время изменения ионизационно равновесной концентрации электронов $\tau^0_{n_e}$ определяется через уравнение Саха, связывающее равновесное значение электронной концентрации n^0_e с изменяющейся при разлете плазмы температурой электронов T_e и концентрацией атомов n_a:

$$\tau^0_{n_e} = \frac{n^0_e}{\left|\dfrac{dn^0_e}{dt}\right|} = \frac{1}{\left|\dfrac{1}{2}\left[\dfrac{1}{n_a}\dfrac{dn_a}{dt} + \left(\dfrac{3}{2} + \dfrac{I}{kT_e}\right)\dfrac{1}{T_e}\dfrac{dT_e}{dt}\right]\right|},$$

I — потенциал ионизации.

Так как в момент нарушения ионизационного равновесия при адиабатическом разлете плазмы $(dn_e/dt)^r < 0$ и $dn^0_e/dt < 0$, условие (6) принимает форму

$$\frac{1}{n_e}\left(\frac{dn_e}{dt}\right)^r \geqslant \frac{1}{2}\left[\frac{1}{n_a}\frac{dn_a}{dt} + \left(\frac{3}{2} + \frac{I}{kT_e}\right)\frac{1}{T_e}\frac{dT_e}{dt}\right]. \tag{7}$$

В случае простой плазмы, состоящей из атомов, электронов и однозарядных ионов,

$$n_a = (1 - \alpha)n_e/\alpha,$$

где α — степень ионизации, и

$$\frac{1}{n_a}\frac{dn_a}{dt} = \frac{\alpha}{1-\alpha}\frac{d}{dt}\left(\frac{1-\alpha}{\alpha}\right) + \frac{1}{n_e}\frac{dn_e}{dt}.$$

Так как

$$\frac{1}{\alpha}\frac{d\alpha}{dt} = \frac{1}{n_e}\left(\frac{dn_e}{dt}\right)^r, \quad \frac{dn_e}{dt} = \left(\frac{dn_e}{dt}\right)^f + \left(\frac{dn_e}{dt}\right)^r$$

($(dn_e/dt)^f$ — скорость изменения концентрации электронов при замороженных ионизации и рекомбинации, $(dn_e/dt)^r$ — вследствие рекомбинации), то

$$\frac{1}{n_a}\frac{dn_a}{dt} = \frac{1}{n_e}\left(\frac{dn_e}{dt}\right)^f - \frac{\alpha}{1-\alpha}\frac{1}{n_e}\left(\frac{dn_e}{dt}\right)^r.$$

Если выделяющаяся при разлете эффективная энергия рекомбинации не слишком велика в сравнении с энтальпией плазмы, т. е. $(1/n_e)(dn_e/dt)^f$ и $(1/T_e)dT_e/dt$ — величины одного порядка, а также $kT_e/I \ll 1$, то условие (7) примет вид

$$\frac{1}{n_e}\left(\frac{dn_e}{dt}\right)^r \geqslant \frac{1}{2}\left[-\frac{\alpha}{1-\alpha}\frac{1}{n_e}\left(\frac{dn_e}{dt}\right)^r + \frac{I}{kT_e}\frac{1}{T_e}\frac{dT_e}{dt}\right]$$

или с несущественной для критериальных оценок потерей точности

$$\tau_{T_e}/\tau^r_{n_e} \leqslant (1-\alpha)\, I/kT_e, \tag{8}$$

где $\tau_{T_e} = T_e/|\,dT_e/dt\,|$ — характерное время охлаждения электронного компонента, которое определяется условиями конкретной задачи. Для малых степеней ионизации, когда $1-\alpha \cong 1$, это условие предложено в [7]. Условие (8) качественно верно отражает два момента: чем ниже T_e, тем легче нарушить ионизационное равновесие, и, наоборот, при высоких T_e, когда $\alpha \cong 1$, сделать это труднее, а иногда и невозможно. Например, у элементов с сильно различающимися величинами потенциалов смежных кратностей ионизации имеется значительный температурный интервал, уменьшение T_e в котором не влечет за собой (из уравнения Саха) существенного изменения n_e^0. Поэтому в этом диапазоне сколь угодно быстрое охлаждение электронов не нарушит ионизационного равновесия. К таким элементам, в частности, относятся щелочные металлы. На фиг. 3 представлены результаты численного расчета параметров плазмы лития, расширяющейся в клиновидном сопле с углом раскрытия 48° и высотой критического сечения 2 мм при различных равновесных начальных параметрах с начальной степенью ионизации α_0 от 0,01 до 0,999 (точки *1*—*4*). Видно, что для рассматриваемых вариантов условие $\tau^r_{n_e} = \tau^0_{n_e}$ в отличие от обычно используемого условия $\tau^r_{n_e} = \tau_{T_e}$ [1] достаточно точно фиксирует момент нарушения ионизационного равновесия — отслоение кривых изменения фактических значений электронных параметров в сопле от равновесных (штриховые линии). Выше кривой $\tau^r_{n_e} = 0{,}1\,\tau^0_{n_e}$ отклонение от равновесия при разлете плазмы не превышает нескольких процентов для плотности электронов.

Нарушение изотермичности в плазме. При расширении первоначально равновесной плазмы возможность нарушения термического равновесия обусловлена рекомбинационным нагревом электронного компонента и недостаточной скоростью термализации компонентов плазмы. В двухтемпературной, двухкомпонентной модели плазмы уравнения для энергии электронов и тяжелых частиц можно представить в виде

$$\frac{1}{T_e}\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3}\frac{1}{n_e}\left(\frac{dn_e}{dt}\right)^f + \frac{Q^r}{n_e\,(3/2)\,T_e} - \frac{Q^{\Delta T}}{n_e\,(3/2)\,T_e}; \tag{9}$$

$$\frac{1}{T}\frac{dT}{dt} = \frac{2}{3}\frac{1}{n}\frac{dn}{dt} + \frac{Q^{\Delta T}}{(n_e/\alpha)\,(3/2)\,T}, \tag{10}$$

где n и T — концентрация и температура тяжелых частиц; Q^r и $Q^{\Delta T}$ — отнесенные к единице объема и времени соответственно эффективная энергия рекомбинации и энергия упругого обмена между электронами и тяжелыми частицами.

Из структуры уравнений (9) и (10) видно, что отклонение от термического равновесия происходит на фоне одинакового изменения температур компонентов в процессе адиабатического разлета $[(1/n_e)(dn_e/dt)^f = (1/n)dn/dt]$, при этом в уравнении (10) присутствует еще только релаксационный член, пропорциональный разности температур ΔT. Поэтому сохранение или нарушение термического равновесия зависит от скорости релаксации температуры тяжелого компонента к изменяющейся вследствие рекомбинационного нагрева и охлаждения при упругом обмене температуре электронов. При таком подходе следует считать, что $\tau^0_T = \tau_{T_e}$ и условие нарушения термического равновесия, как это вытекает из (9) и (10), принимает вид $Q^{\Delta T} \leqslant Q^r/(1+\alpha)$.

Равенство $Q^{\Delta T} = Q^r$ является условием квазистационарного изменения температуры электронов, когда она определяется балансом энергии, приобретаемой электронами в процессе рекомбинации и теряемой ими при упругом обмене с тяжелыми частицами [8]. Отсюда следует, что квазистационарный характер изменения температуры электронов может быть только при существенной неизотермичности плазмы. Если учесть, что $Q^r \sim I^*/\tau^r_{n_e}$, а $Q^{\Delta T} \sim (3/2)kT_e/\tau^{\Delta T}$ (I^* — эффективная энергия рекомбинации, $\tau^{\Delta T}$ — характерное время термализации при упругих столкновениях), то условие нарушения термического равновесия примет вид

$$\tau^{\Delta T}/\tau^r_{n_e} \geqslant (3/2)\,(1+\alpha)\,kT_e/I^*.$$

Нарушение относительного равновесия заселенностей уровней. При разлете плазмы с равновесным в начальный момент распределением по возбужденным состояниям больцмановское равновесие может нарушаться как вследствие возникновения рекомбинационного потока $(dn_e/dt)^r$, так и изменения электронной температуры T_e. Как геометрический фактор разлет не нарушает равновесного распределения, так как одинаковое при разлете изменение заселенностей уровней не меняет температуры распределения.

Рассмотрим уравнение изменения заселенности k-го возбужденного состояния n_k в рамках модели модифицированного диффузионного приближения [2]

$$(11)\quad \partial n_k/\partial t = n_{k-1}z_{k-1,k} - n_k(z_{k,k+1} + z_{k,k-1} + A_k) + n_{k+1}(z_{k+1,k} + A_{k+1,k}),$$

где n — заселенности уровней; z — эффективные вероятности одноквантовых столкновительных переходов — вероятности, точно учитывающие (в рамках определенной модели) одноквантовые переходы и приближенно — остальные; A — вероятности радиационных переходов.

Для рекомбинирующей плазмы уравнение (11) удобно записать в виде

$$(12)\quad \partial n_k/\partial t = n_{k-1}z_{k-1,k} - n_k(z_{k,k-1} + A_k) + j_k,$$

где $j_k = n_{k+1}(z_{k+1,k} + A_{k+1,k}) - n_k z_{k,k+1}$ — результирующий поток электронов на уровень k «сверху».

Для того чтобы при разлете плазмы сохранялись равновесные значения заселенностей состояний k и $k-1$ (при $A_k/z_{k,k-1} \ll 1$)

$$(13)\quad n^0_k/g_k = (n_{k-1}/g_{k-1})\exp(-\Delta E_{k,k-1}/kT_e)$$

($\Delta E_{k,k-1}$ — энергетический зазор между уровнями, g_k и g_{k-1} — статистические веса), необходимо, чтобы стационарное значение заселенности уровня k, определяемое уравнением (12) с нулевой левой частью, равнялось равновесной заселенности данного уровня и чтобы время релаксации заселенности уровня k было существенно меньше времени изменения равновесного значения данной заселенности.

Первое условие будет выполнено, если, как это следует из (12), $j_k \ll n_k z_{k,k-1}$. При $j_k \cong -(dn_e/dt)^r$ данное неравенство принимает вид

$$(14)\quad \tau_{n_k}/\tau^r_{n_e} \ll n_k/n_e,$$

где $\tau^r_{n_e}$ — характерное время рекомбинации.

В стационарно распадающейся плазме условием (14) исчерпываются ограничения на характер изменения параметров плазмы, необходимый для сохранения относительного равновесия уровней. Второе условие означает, что $\tau_{n_k} \ll \tau^0_{n_k}$.

Скорость равновесного изменения заселенности dn^0_k/dt определяется, как и при выводе условия ионизационного равновесия, дифференцированием соответствующей равновесной переменной (в данном случае уравнения (13)), откуда следует

$$\frac{1}{n_k}\frac{dn^0_k}{dt} = \frac{1}{n_{k-1}}\frac{dn_{k-1}}{dt} + \frac{\Delta E_{k,k-1}}{kT_e}\frac{1}{T_e}\frac{dT_e}{dt}.$$

Если $dn_{k-1}/dt \leqslant 0$ (для $k-1 \geqslant 2$), что при (14) обычно выполняется, то необходимое условие сохранения относительного равновесия заселенностей уровней можно записать в виде

$$\tau_{n_k}/\tau_{T_e} \ll kT_e/\Delta E_{k,k-1}. \tag{15}$$

Условие квазистационарной заселенности уровней в рекомбинирующей плазме. Известно, что в широком диапазоне скоростей изменения параметров плазмы реализуются квазистационарные значения заселенностей возбужденных состояний, близкие к стационарным значениям n_k^∞, определяемым уравнением (11) с нулевой левой частью. Условие квазистационарности $dq/dt = 0$ является, очевидно, математической идеализацией такого процесса, в котором время релаксации τ_q параметра q существенно меньше характерного времени изменения стационарного значения данного параметра τ_q^∞:

$$\tau_q/\tau_q^\infty \ll 1. \tag{16}$$

Из (16) следует, что определение условий квазистационарности сводится к нахождению значений τ_q и τ_q^∞ в конкретных задачах.

Время релаксации τ_q определяется линеаризацией соответствующего динамического уравнения [2] (в данном случае уравнения (11)), а характерное время изменения стационарного значения параметра τ_q^∞ — через стационарное значение параметра q (через логарифмическую производную от n_k^∞ из уравнения (11) с нулевой левой частью).

Определим условия квазистационарности возбужденных состояний при рекомбинации охлаждающейся плазмы в двух предельных случаях: малый рекомбинационный поток $j_k \ll n_k^0 z_{k,k-1}$, большой рекомбинационный поток $j_k \gg n_k^0 z_{k,k-1}$.

В первом случае $n_k^\infty = n_k^0$ и условие квазистационарности заселенности уровня k совпадает с условием сохранения относительного равновесия (15):

$$\tau_{n_k}/\tau_{T_e} \ll kT_e/\Delta E_{k,k-1}, \tag{17}$$

где $\tau_{n_k} = 1/(z_{k,k-1} + z_{k,k+1})$.

В качестве примера на фиг. 4 приведена область параметров плазмы водорода (заштрихованный треугольник в нижней части), в которой нарушается квазистационарность заселения уровня $k = 2$ при характерном времени охлаждения плазмы $\tau_{T_e} \leqslant 2 \cdot 10^{-8}$ с. Там же показана в верхней части область нарушения квазистационарности из [1]. Так как в приведенной на фиг. 4 области параметров для уровней $k = 1$ и 2 водорода справедливо корональное приближение, равновесные значения заселенности уровня $k = 2$ определялись в рамках этой модели, при этом условие малости рекомбинационного потока, очевидно, имеет вид $j_k \ll n_k^\infty A_{21}$.

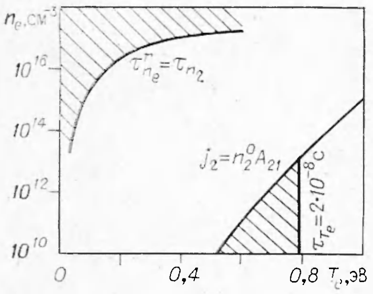
Во втором случае стационарным решением для n_k будет $n_k^\infty = j_k/z_{k,k-1}$, откуда относительная скорость изменения стационарного значения

$$\frac{1}{n_k^\infty}\frac{dn_k^\infty}{dt} = \frac{1}{j_k}\frac{dj_k}{dt} - \frac{1}{z_{k,k-1}}\frac{dz_{k,k-1}}{dt}. \tag{18}$$

Так как $z_{k,k-1} \sim n_e T_e^{-0,5}$ [2], а для $j_k \cong -(dn_e/dt)^r$ справедливо приближение $j_k \sim n_e^3 T_e^{-4,5}$, то (18) принимает вид

$$\frac{1}{n_k^\infty}\frac{dn_k^\infty}{dt} = 2\left(\frac{1}{n_e}\frac{dn_e}{dt} - 2\frac{1}{T_e}\frac{dT_e}{dt}\right). \tag{19}$$

Для неподвижной плазмы $(1/n_e)dn_e/dt = (1/n_e)(dn_e/dt)^r$. Условие квазистационарности в этом случае будет зависеть от соотношения между



Фиг. 4

$\tau^r_{n_e}$ и τ_{T_e}. Если $\tau^r_{n_e} \ll \tau_{T_e}$, то, как следует из (16) и (19), оно имеет вид

$$\tau_{n_k}/\tau^r_{n_e} \ll 1,$$

а в противном случае $(\tau_{T_e} \ll \tau^r_{n_e})$

$$\tau_{n_k}/\tau_{T_e} \ll 1.$$

Рассмотрим, как изменяется условие квазистационарности в случае разлета плазмы.

При $j_k \ll n_k^0 z_{k,k-1}$ условие квазистационарности и условие сохранения равновесия эквивалентны, поэтому, как отмечено выше, разлет не нарушает квазистационарности.

В случае $j_k \gg n_k^0 z_{k,k-1}$ ситуация иная. Разлет влечет как изменение рекомбинационного потока j_k и вероятности распада $z_{k,k-1}$, приводящих к изменению стационарного значения заселенности n_k^∞, так и непосредственно изменение заселенности, которое нужно, очевидно, рассматривать как изменение скорости релаксации уровня.

При быстром разлете, когда изменения температуры и концентрации электронов связаны адиабатическим соотношением с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$, уравнение (19) имеет вид

$$\frac{1}{n_k^\infty}\frac{dn_k^\infty}{dt} = -\frac{2}{3}\frac{1}{n_e}\left(\frac{dn_e}{dt}\right)^f,$$

откуда следует, что стационарные значения заселенностей уровней при таком разлете возрастают. С учетом этого условие квазистационарности (16) запишем в виде

$$\frac{1}{\tau_{n_k}} + \frac{1}{n_k}\left(\frac{dn_k}{dt}\right)^f \gg -\frac{2}{3}\frac{1}{n_e}\left(\frac{dn_e}{dt}\right)^f$$

или, так как $(1/n_k)(dn_k/dt)^f = (1/n_e)(dn_e/dt)^f$,

$$\tau_{n_k}/\tau^f_{n_e} \ll 1.$$

В случае, когда характерные времена разлета и рекомбинации одного порядка, условие квазистационарности зависит от того, что является определяющим в правой части уравнения (19).

Таким образом, представленные здесь условия существования квазистационарности заселения уровней при разлете плазмы позволяют достаточно корректно оценивать правомерность использования квазистационарной модели заселения уровней в такой задаче.

Авторы благодарны В. И. Кислову за предоставленную возможность использовать в работе результаты проведенных им численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Гудзенко Л. И., Яковленко С. И.** Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978.
2. **Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т.** Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
3. **Кудрявцев А. А., Скребов В. Н.** К вопросу о критериях равновесного распределения атомов по возбужденным состояниям в низкотемпературной плазме.— ТВТ, 1981, т. 19, № 6.
4. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
5. **Бесекерский В. А., Попов Е. П.** Теория систем автоматического регулирования. М.: Наука, 1975.
6. **Полянский О. Ю.** О возможных типах неравновесных течений.— ЧММСС, 1976, т. 7, № 3.

7. **Luk'yanov G. A., Pavlova N. O., Zhinzhikov G. M.** Nonequilibrium phenomena in rapidly expanding plasma flows.— In: Proc. XV Intern. Conf. on Phenom. Ionized Gases: Contrib. Papers, pt II. Minsk, 1981.
8. **Лукьянов Г. А.** О рекомбинационном плазмодинамическом лазере на свободно расширяющейся струе плазмы водорода.— ЖТФ, 1976, т. 46, № 4.

Поступила 21/III 1984 г.

УДК 533.7+536.24

МАТРИЦА КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕНОСА МНОГОЭЛЕМЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ В ЗАДАЧАХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ГАЗОДИНАМИКИ

Г. А. Павлов

(Черноголовка)

Исследования течения и процессов тепломассообмена многоэлементной плазмы с ограничивающими поверхностями необходимы при конструировании перспективных энергетических и других технических устройств [1]. Экспериментальное изучение тепломассообмена в данных устройствах затруднено, поэтому прибегают к численному моделированию движения многокомпонентной частично-ионизованной плазмы в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР) на основе определенной системы уравнений (см., например, [2]) с заданными граничными и начальными условиями. Диапазон параметров, в котором следует задать теплофизические свойства вещества для численного моделирования ($p \sim 10^{-1}$—10^3 МПа, $T \sim 10^3$—10^5 К), включает важную и недостаточно изученную область плазмы с сильным кулоновским взаимодействием. Последовательное описание свойств такой плазмы из-за сильного межчастичного взаимодействия невозможно, поэтому возникла проблема построения теоретических моделей, основанных, в частности, на известных экспериментальных данных.

В [3, 4] сформулирован модельный подход к вычислению кинетических коэффициентов неидеальной плазмы — коэффициентов вязкости ζ, η, транспортной теплопроводности λ', многокомпонентных коэффициентов диффузии D_{ik} и термодиффузии D_i^T. С этой целью предложено использовать систему классических кинетических уравнений, интегралы столкновений которой определены в больцмановской форме с учетом элементарных процессов, существенных в неидеальной плазме, качественных особенностей ее состава и данных по кинетическим коэффициентам неидеальных классических кулоновских систем. Такой подход позволяет разделить вклады в кинетические коэффициенты, обусловленные конкретным компонентным составом плазмы и сильным кулоновским взаимодействием в ней, т. е. некулоновские и кулоновские эффекты. При переходе от D_{ik}, D_i^T к эффективным коэффициентам переноса (ЭКП), через которые выражены массовые потоки химических элементов $\mathbf{J}_a$ (в том числе электрический ток $\mathbf{J}_e$) и поток тепла $\mathbf{J}_q$, следует, согласно [3, 4], принять во внимание неидеальность в термодинамических силах.

Изложенная выше схема вычисления ЭКП достаточно сложна. Поэтому для контроля численных значений ЭКП (ζ, η, $\lambda' > 0$) необходимо использовать общие ограничения на нелинейную, недиагональную матрицу ЭКП, описывающую перенос энергии и массы (заряда) в многоэлементной плазме в приближении ЛТР. Свойства матрицы ЭКП важны также при использовании последней в задачах высокотемпературной газодинамики. Элементы матрицы ЭКП связаны с коэффициентами при старших производных (но не совпадают с ними) в системе уравнений диффузии химических элементов и энергии. Очевидно, от свойств матрицы коэффициентов при старших производных в системе уравнений диффузии и энергии зависит характер решений данной системы. Исследуем матрицу коэффициентов при старших производных в системе уравнений диффузии химических элементов и энергии, а также матрицу ЭКП, исходя из соотношений термодинамики необратимых процессов, сформулированной относительно химических потенциалов элементов, и условий термодинамической устойчивости.