

УДК 533.72

ВЛИЯНИЕ СВЕРХУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ НА КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОНОВ В ИМПУЛЬСНОЙ РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ АЗОТА И ВОЗДУХА

Ю.Ф. Колесниченко, Д.В. Хмара

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва

dkhmara@list.ru

Аннотация

Предложен метод, позволяющий корректно учесть влияние сверхупругих столкновений электронов на характер их энергетического распределения при условии преобладания электронно-столкновительного возбуждения колебательных уровней молекул в основном электронном состоянии. Метод, основан на взаимосогласованном решении задачи о ФРЭЭ и КФР компонентов газовой смеси, позволяет получать выражения для констант скорости индивидуальных процессов в виде функции двух параметров: приведенного поля E/N и энерговклада в разрядную плазму ε : $K(E/N, \varepsilon) = K_0(E/N, \varepsilon=0) \times \eta(E/N, \varepsilon)$, где K_0 – константа скорости при нулевом энергокладе (отсутствии сверхупругих столкновений), η – поправочный множитель на сверхупругие столкновения ($\varepsilon > 0$). При решении задачи были получены соответствующие зависимости для констант скорости в приближении разряда в азоте и воздухе.

INFLUENCE OF SUPERELASTIC COLLISIONS ON KINETIC CHARACTERISTICS OF ELECTRONS IN IMPULSE DISCHARGE PLASMA OF NITROGEN AND AIR

The method is proposed which allows correctly take into account the influence of super-elastic collisions on energy distribution of electrons under the prevailing of electron-collision vibrational excitation of molecules in the ground electronic state. Method is based on coordinated solution of EDF and VDF for gas components and allows obtain expressions for rate constants of individual processes as a function of two parameters: reduced electric field E/N and energy deposition in the discharge plasma ε : $K(E/N, \varepsilon) = K_0(E/N, \varepsilon=0) \times \eta(E/N, \varepsilon)$, where K_0 – rate constant in the absence of energy deposition (or super-elastic collisions), η – correction factor on super-elastic collisions ($\varepsilon > 0$). The appropriate dependencies for the electron-neutral rate constants are obtained for discharge in nitrogen and air.

С ростом энерговклада в плазму импульсного газового разряда возрастает значимость сверхупругих столкновений электронов с нейтралами. Сверхупругие столкновения влияют на динамику формирования распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в течение импульса энергетической накачки. В общем случае это выражается в перераспределении энергетического спектра электронов – в относительном увеличении числа электронов в высокоэнергетической части ФРЭЭ и уменьшении в низкоэнергетической, что влечет за собой изменение кинетических характеристик, в частности, ускорение таких процессов как электронное возбуждение частиц, ионизация, диссоциация и проч. и замедление низкоэнергетических процессов. Границей раздела служит энергия, соответствующая положению максимума резонансов колебательного возбуждения N_2 : 2-2.3 эВ.

В азотсодержащих газах (N_2 , воздух, активные среды в N_2 - CO и – CO₂ лазерах) сверхупругие столкновения связаны, прежде всего, с девозбуждением колебательных степеней свободы основного электронного состояния молекулы N_2 . Заселение

колебательных уровней N_2 – формирование колебательной функции распределения (КФР) – происходит весьма интенсивно в столкновениях $e - N_2$. Достаточно сказать, что в приведенных электрических полях $E/N \approx 100$ Тд (E – электрическая напряженность N – плотность газа) примерно 50% энерговклада идет на возбуждение первых восьми колебательных уровней N_2 как в плазме азота, так и в плазме воздуха [10].

Традиционно [1, 2], проблема влияния колебательной заселенности на ФРЭЭ решается в приближении бальцмановского характера колебательной функции распределения, когда КФР характеризуется так называемой колебательной температурой

$$T_v = E_{10} \times \left[\ln \frac{N_{v=0}}{N_{v=1}} \right]^{-1}, \quad (1)$$

E_{10} – разность энергий между первым и нулевым колебательными уровнями (в градусах К), $N_{v=0}$, $N_{v=1}$ – их заселенности. При этом константы скорости элементарных процессов являются функцией двух параметров $K = K(E/N, T_v)$.

Между тем, КАРС-измерения [3, 4, 6] показывают, что в тех случаях, когда доминирующим механизмом формирования КФР являются столкновения $e - N_2$, колебательная функция распределения оказывается существенно небаальцмановской и не может быть описана единственной колебательной температурой (1). Если для длительности импульса разряда τ выполняется условие

$$\tau < \tau_{vv} \sim \left[\sum K_{vv} \times N \right]^{-1}, \quad (2)$$

здесь N – плотность газа [см^{-3}], $\sum K_{vv}$ – взвешенная по относительному содержанию компонентов смеси константа скорости VV -обмена на нижних уровнях N_2 [$\text{см}^3/\text{с}$], неупругие и сверхупругие столкновения с электронами остаются единственным механизмом формирования КФР. Условие (2) можно так же записать и как $p \times \tau < \frac{3.8 \cdot 10^{-20}}{\sum K_{vv}}$, где p –

давление [атм], τ [с].

Для грубого описания такой КФР возможно “двухтемпературное приближение” (рис.1). Колебательная температура T_v является “баальцмановской” (1), а колебательная температура T'_v определяется как усредненная по заселенностям нижних уровней, возбуждаемых электронным ударом – уровни $v=1-8$ для N_2 , а в воздухе – дополнительно $v=1-4$ для O_2 . При этом расчетами [4, 33] было показано, что температура T_v определяется преимущественно энерговкладом ε в разряд, а T'_v – приведенным полем E/N . Расчетами было так же показано, что связь КФР и ФРЭЭ через неупругие/сверхупругие столкновения не является односторонней: изменение характера ФРЭЭ влечет изменение констант скорости реакций $e - N_2$, (и $e - O_2$ для воздуха) что, в свою очередь, приводит к изменению КФР. Сказанное справедливо для разряда не только в однокомпонентной, но и для смеси газов.

Целью предпринятой работы был расчет ФРЭЭ и других характеристик электронов в азоте и воздухе, основываясь на естественно формирующихся КФР в течение разрядного импульса при условии доминирования колебательного возбуждения электронным ударом (2), с использованием двух параметров для описания ФРЭЭ: E/N и ε . Конечной целью было получение параметрических зависимостей констант скоростей индивидуальных процессов вида:

$$K(E/N, \varepsilon) = K_0(E/N, \varepsilon = 0) \times \eta(E/N, \varepsilon), \quad (3)$$

где

$$K_0 = A \times (E / N)^q \times \exp \left[- \frac{E / N_0}{E / N} \right] \quad (4)$$

традиционное (аррениусовское) выражение для констант скорости при нулевом энерговкладе (“нулевая КФР”), когда относительная колебательная заселенность уровней выглядит как

$$\tilde{N}_{v=0} = 1, \tilde{N}_{v>0} = 0, \quad (5)$$

η - поправочный множитель на сверхупругие столкновения при колебательном возбуждении среды.

Функция распределения электронов по энергиям рассчитывалась в общепринятом так называемом “двучленном” приближении в результате численного решения уравнения для энергетического спектра электронов $f(u)$:

$$\begin{aligned} \frac{E^2}{3} \times \frac{u}{\sum_k N_k \times \sigma_{m,k}(u)} \times \frac{df(u)}{du} + \sum_k \frac{2m}{M_k} \times N_k \times u^2 \times \sigma_{m,k}(u) \times \left[f(u) + \frac{kT_g}{e} \times \frac{df(u)}{du} \right] + \\ \sum_k N_k \times B_k \times \varepsilon \times \sigma_{rot,k}(u) \times \left[f(u) + \frac{kT_g}{e} \times \frac{df(u)}{du} \right] = \\ - \sum_k \left[\sum_{ij} N_{k,i} \int_u^{u+\varepsilon_{k,ij}} \sigma_{k,ij}(u') \times u' \times f(u') \times du' + \sum_{ji} N_{k,j} \int_{u-\varepsilon_{k,ij}}^u \sigma_{k,ji}(u') \times u' \times f(u') \times du' \right] \end{aligned}$$

здесь индекс k обозначает сорт частиц; e , m , M - заряд, масса электрона и масса тяжелой частицы соответственно; T_g , E , N и B - газовая температура, электрическое поле, концентрация частиц и вращательные постоянные молекулярных частиц; σ_m и σ_{rot} - сечение упругого рассеяния электронов и сечения вращательного возбуждения молекул; σ_{ij} - сечения неупругих столкновений электрон-нейтрал (колебательные, сечения возбуждения электронных состояний, ионизации, диссоциации) с порогом ε_{ij} перехода между начальным i и конечным j состояниями. Сечения обратных процессов σ_{ji} определялись на основе принципа детального равновесия [12]: $\sigma_{ji}(u - \varepsilon_{ij}) = \frac{g_i}{g_j} \times \frac{u}{u - \varepsilon_{ij}} \times \sigma_{ij}(u)$, g_i и g_j статистические веса соответствующих электронных состояний.

Первое слагаемое левой части уравнения описывает увеличение энергии электронов в электрическом поле E , второе и третье слагаемое - энергетические потери при упругих столкновениях и вращательном возбуждении молекул в приближении «диффузии» электронов вдоль энергетической оси.

Слагаемые в правой части описывают неупругие и сверхупругие столкновения электронов. В первом случае электроны теряют энергию σ_{ij} , переводя тяжелую частицу в возбужденное состояние, во втором - приобретает ту же энергию в столкновительной деактивации возбужденного состояния.

Уравнение для энергии электронов преобразуется к виду аналогичному [9]:

$$\ln f(u) = - \int_0^u \frac{I + \frac{\sum_k \left[\sum_{i,j} N_{k,i} \int_{u'}^{u'+\varepsilon_{k,ij}} \frac{z f(z) \sigma_{k,ij}(z)}{u' \cdot f(u')} dz - \sum_{j,i} N_{k,j} \int_{u'-\varepsilon_{k,ji}}^{u'} \frac{z f(z) \sigma_{k,ji}(z)}{u' \cdot f(u')} dz \right]}{u' \cdot \sum_k N_k \cdot \left[\frac{2m}{M_k} \cdot \sigma_{m,k}(u') + B_k \sigma_{rot,k}(u') \right]}}{\frac{T_g}{e} + \frac{E^2}{3 \sum_k N_k \cdot \sigma_{m,k}(u') \cdot u' \sum_k N_k \cdot \left[\frac{2m}{M_k} \cdot u' \cdot \sigma_{m,k}(u') + B_k \sigma_{rot,k}(u') \right]}} \cdot du'$$

и решалось методом прямых итераций до достижения принятой точности (0.1%).

Полученная таким образом ФРЭЭ нормализовалась как: $\int_0^{\infty} f(u) \times \sqrt{u} \times du = 1$.

На основе рассчитанной ФРЭЭ рассчитывались все необходимые характеристики электронов, включая дрейфовую скорость электронов:

$$V_{dr} = \frac{1}{3} \times \sqrt{\frac{2e}{m}} \times \frac{E}{N} \times \int_0^{\infty} \frac{u}{\sigma_m(u)} \times \left(\frac{df(u)}{du} \right) \times du, \tag{6}$$

температуру электронов

$$T_e = \frac{2}{3} \times \int_0^{\infty} f(u) \times \sqrt{u} \times du, \tag{7}$$

характеристическую температуру электронов

$$T_{ch} = \frac{D_T}{\mu} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{u}{\sigma_m(u)} \times f(u) \times du}{\int_0^{\infty} \frac{u}{\sigma_m(u)} \times \left(\frac{df(u)}{du} \right) \times du}, \tag{8}$$

и константы скорости процессов

$$K_{ij} = \sqrt{\frac{2}{m}} \times \int_0^{\infty} \sigma_{ij}(u) \times f(u) \times u \times du. \tag{9}$$

При расчетах ФРЭЭ использовались наборы сечений для компонентов газа, показанные в табл. 1.

Таблица 1

Литературные источники сечений электронно-столкновительных процессов, принятых при расчетах

Тип возбуждений	N ₂	O ₂
упругие	[29]	[28]
вращательные	[29]	[7]
колебательные	[22, 37, 48]	[31]
электронные	[15, 32, 41, 50]	[28, 31]
диссоциация	[20, 50]	[17, 28]
ионизация	[36, 49]	[49]
прилипание	—	[30, 31, 38]

Сечения колебательного возбуждения N₂ $\nu=0 \rightarrow \nu=1-8$ в области резонансов возбуждения брались из работы [48], а при энергиях столкновений менее ≈ 1.6 эВ – из [14]. При этом абсолютное значение сечений нормировалось в соответствии с выводами [5]. Сечения ступенчатого возбуждения колебательных уровней ($\nu \rightarrow \nu' > \nu$, $\nu=1-7$, $\nu' \leq 8$) брались из [37].

Сечения возбуждения электронных состояний N₂ ($X^1\Sigma_g^- \rightarrow A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $a'^1\Sigma_u^-$, $a'^1\Pi_g$, $w'^1\Delta_u$ и $C^3\Pi_u$) брались из [15, 32, 41], $G^3\Pi_u$ и $F^3\Pi_u$ – из [19], а $a''^1\Sigma_g^-$ и $E^3\Sigma_g^+$ – из [15] и нормировались по результатам [52]. Сечения возбуждения состояний $b^1\Pi_u$, $b'^1\Sigma_u^+$, $c^1\Pi_u$, $c_4'^1\Sigma_u^+$, брались из [50]. Сечение возбуждения иона N₂ $X^2\Sigma_g^+ \rightarrow B^2\Sigma_u^+$ бралось из [40]. Сечение диссоциации молекулы бралось из [20], а молекулярного иона – из [50].

Сечения ионизации N₂ с выходом ионов N₂⁺ и N⁺ брались из [49], а сечение ионизации из состояния $A^3\Sigma_u^+$ – из [36].

Сечения возбуждения электронных состояний кислорода $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ взяты из [31].

Возбуждение состояний $c^1\Sigma_u^-$, $C^3\Delta_u$, $A^3\Sigma_u^+$ и $B^3\Sigma_u^-$ является преимущественно диссоциативным. Преобладание диссоциации при их возбуждении из основного электронного состояния $X^3\Sigma_g^-$ связано с тем, что межъядерный потенциал возбужденных состояний в области равновесной геометрии основного состояния является отталкивающим и поэтому перекрытие результирующих волновых функций диссоциативного континуума лучше, чем перекрытие волновых функций связанных колебательных уровней с волновыми функциями колебательных уровней $X^3\Sigma_g^-$.

Оценки в соответствии с принципом Франка-Кондона, долей возбуждения с уровня $\nu=0$ основного электронного состояния, идущие в связанные колебательные уровни возбужденных состояний, по отношению к возбуждению более высоких, то эти доли составляют $\ll 0.01$ [8], ≈ 0.02 [8], ≈ 0.01 [34] и $\ll 0.01$ [8] соответственно. Здесь ссылки указывают на литературные источники, откуда брались данные по факторам Франка-Кондона для соответствующих переходов. Авторы [23] рассчитали сечения

возбуждения связанных колебательных уровней и диссоциативного континуума $B^3\Sigma_u^-$, получив отношение сечений 3×10^{-4} для $\nu = 0$.

Суммарное сечение возбуждения $c^1\Sigma_u^- + C^3\Delta_u + A^3\Sigma_u^+$ и $B^3\Sigma_u^-$ брались из [28], где авторы дают комментарий, что эти процессы являются диссоциативными. В первых трех случаях – при возбуждении $c^1\Sigma_u^-$, $C^3\Delta_u$, $A^3\Sigma_u^+$ продуктами являются $O(^3P)+O(^3P)$, а в четвертом - $O(^3P)+O(^1D)$. Вместе с этим авторы [26] указывают на механизм распада состояний $c^1\Sigma_u^-$, $C^3\Delta_u$ и $A^3\Sigma_u^+$ через диссоциативное прилипание электронов, причем, концентрация отрицательных ионов увеличивается при уменьшении температуры электронов.

Сечение диссоциации молекулярного иона O_2^+ бралось из [17].

Сечения ионизации O_2 с раздельным выходом ионов O_2^+ и O^+ брались из [49]. Сечение полярной ионизации с выходом пары ионов O_2^+ и O^- - из [44].

Сечение диссоциативного прилипания электронов к молекуле O_2 в состоянии $X^3\Sigma_g^-$ было взято из [38] (при $T = 300$ К), а в состоянии $a^1\Delta_g$ - из [30]. Сечение трехчастичного прилипания бралось из [31], где концентрация молекул буферного газа была приведена к давлению 10 Тор при $T = 300$ К.

Наборы сечений для компонентов среды предварительно тестировались путем сравнения экспериментальных и расчетных характеристик электронов. Результаты тестирования показаны для N_2 - на рис.2, 3, для O_2 - на рис.4 и для воздуха (в приближении 78% $N_2 + 22\%$ O_2) - на рис.5. На всех рисунках экспериментальные данные обозначены символами, а расчетные – сплошными линиями. Как правило, эксперименты по определению характеристик электронов выполняются либо в слаботочных, либо в короткоимпульсных электронных пучках, поэтому для КФР азота выполняется условие (5).

На рис.2 показаны экспериментальные зависимости V_{dr} [21, 47, 53] (6), T_e [10] (7), T_{ch} [21, 46, 53] (8) и ND_T [13] в N_2 . В круглых скобках указаны, приведенные выше, формулы расчета соответствующих величин. Коэффициент поперечной диффузии рассчитывался исходя из соотношения $ND_T = \frac{T_{ch}}{V_{dr} \times (E/N)}$, где E/N имеет размерность $V \times \text{см}^2$. На рис.3

сравниваются зависимости константы скорости возбуждения $A^3\Sigma_u^+$ [11] (9), суммарного коэффициента ионизации [21, 26] и коэффициента возбуждения состояния $C^3\Pi_u$ [21, 51].

Коэффициенты возбуждения и ионизации рассчитывались как $\frac{\eta}{N} = \frac{K}{V_{dr}}$, где K – константа скорости соответствующего процесса.

На рис.4 сравниваются с расчетом зависимости ND_T [13] V_{dr} [21, 47], T_{ch} [21, 39, 45], коэффициента трехчастичного и диссоциативного прилипания электронов [16] ($T = 300$ К) и суммарного коэффициента ионизации [21, 42, 43] в O_2 . Измерения коэффициента трехчастичного прилипания выполнены в диапазоне 7.6-54 Тор. На рисунке этот коэффициент приведен к двухчастичной реакции для концентрации частиц буферного газа, соответствующей давлению 36 Тор при комнатной температуре.

На рис.5 приведены зависимости V_{dr} , [21, 47] T_{ch} [21] и суммарный коэффициент ионизации [21] в воздухе.

Обычно в литературных источниках сечения электронно-колебательных переходов приводятся как суммарные по всем колебательным уровням (ν , w) исходного и конечного электронных состояний: $\sigma_{ij}(u) = \sum_{\nu} \sum_w \sigma_{i\nu \rightarrow jw}(u)$. При этом, как правило, суммарное сечение σ_{ij} , дается для слабо возбужденных сред, когда выполняется условие (2).

В случае колебательно возбужденной среды энергетическая зависимость полного сечения оказывается “зависимой” от колебательной заселенности исходного электронного состояния:

$$\sigma_{iv \rightarrow jw}(u) = \tilde{N}_{i,v} \times q_{iv,jw} \times \sigma_{ij} \left(\frac{E_{j,0}}{E_{j,w} - E_{i,v}} \times u \right), \quad (10)$$

где $\tilde{N}_{i,v} = \frac{N_{i,v}}{N_{i,0}}$ относительная заселенность колебательного уровня с квантовым номером v

исходного электронного состояния i $\sum_v \tilde{N}_{i,v} = 1$; $E_{i,v} = E_i + \omega_e \times v - \omega_e x_e \times v^2 + \omega_e y_e \times v^3$ ($v = v+1/2$) полная энергия электронно-колебательного состояния i, v ; E_i – энергия минимума потенциальной кривой электронного термина i , ω_e – колебательный квант, $\omega_e x_e$, $\omega_e y_e$ – константы колебательного ангармонизма [35]; $q_{iv,jw}$ – факторы Франка-Кондона для электронно-колебательных переходов $i, v \rightarrow j, w$.

Значения $q_{ij,vw}$ брались из следующих источников: $N_2(X^1\Sigma_g^-) \rightarrow A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, B'^3\Sigma_u, a'^1\Sigma_u^-, w^1\Delta_u, C^3\Pi_u, E^3\Sigma_g^+, N_2^+(X^2\Sigma_g^+)$ [24], $a^1\Pi_g, b^1\Pi_u, b'^1\Sigma_u^+$ и $N_2^+(X^2\Sigma_g^+) \rightarrow B^2\Sigma_u^+$ [8]; $O_2(X^3\Sigma_g^-) \rightarrow a^1\Delta_g$ [34], $B^3\Sigma_u^-$ [8] и $O_2^+(X^2\Pi_g)$ [24]. Для электронно-колебательных переходов $N_2(X^1\Sigma_g^-) \rightarrow G^3\Pi_u, F^3\Pi_u, a''^1\Sigma_g^-, c^1\Pi_u, c_4'^1\Sigma_u^+$ данные отсутствуют. Данные для переходов $O_2(X^3\Sigma_g^+) \rightarrow c^1\Sigma_u^-, C^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$ имеются в [8], но известно лишь суммарное сечение возбуждения этих состояний. Как уже отмечалось, переходы на связанные колебательные уровни составляют малую (до ~ 0.01) долю от общего возбуждения этих состояний, поэтому увеличение колебательной заселенности основного электронного состояния, ведущее к относительному росту заселенности связанных уровней, сколько-нибудь радикально не меняет общую картину – возбуждения продолжают оставаться диссоциативными.

Методика расчета и результаты

Исходя из перечисленных исходных данных и посылок, проводился расчет ФРЭЭ для азота и воздуха.

Расчет выполнялся в два этапа. Первый этап – расчет ФРЭЭ с колебательными функциями распределения в приближении (5), в результате которого определялись коэффициенты A , q и E/N_0 в выражении для констант скорости (4). Расчеты ФРЭЭ проводились в диапазоне энергий столкновений электронов 0-50 eV для N_2 и 0-60 eV для воздуха с шагом интегрирования 0.02-0.04 eV в интервале $E/N = 60-160$ Тд.

Приближение (5) для КФР означало нулевой (исчезающее малый) энерговклад в плазму. Полученные при расчете коэффициенты интерполяции для различных типов столкновительных процессов приведены в табл.2 и 3 соответственно для азота и воздуха. В таблицах принято сокращение вида $4.05^{-06} = 4.05 \times 10^{-06}$.

Второй этап состоял в расчетах ФРЭЭ с ненулевыми колебательными функциями распределения в основном электронном состоянии компонентов среды при вариации E/N в указанном выше диапазоне и величины энерговклада $\varepsilon = 0 - 2$ Дж \times см $^{-3}$ \times атм $^{-1}$. Блок-схема расчета показана на рис.6.

В начальном приближении КФР брались в соответствии с (5). По результатам расчета ФРЭЭ определялись константы скорости процессов (6) и дрейфовая скорость электронов (7). Далее, с использованием этих данных, определялись КФР. Колебательное распределение

рассчитывалось в приближении равновесия между электронно-столкновительным возбуждением / девозбуждением каждого колебательного уровня k -го компонента как

$$\tilde{N}_{k,v'} = \tilde{N}_{k,v} \times \frac{K_{k,vv'} \times \langle n_e \tau \rangle}{1 + K_{k,v'v} \times \langle n_e \tau \rangle}, \quad (11)$$

$K_{k,vv'}$, $K_{k,v'v}$ – константы скорости возбуждения колебательного уровня v' с уровня v и девозбуждения уровня v' на уровень v . Относительные колебательные заселенности нормировались как $\sum_v \tilde{N}_{k,v} = 1$.

Величина энерговклада в разряд за время τ равна $\varepsilon = j \times E \times \tau = e \times E \times V_{dr} \times \int_0^\tau n_e(t) \times dt$

(j – плотность тока, n_e – концентрация электронов) определяет множитель $\langle n_e \tau \rangle = \frac{\varepsilon}{e \times E \times V_{dr}}$.

Угловые скобки означают что в рамках ограничения по длительности импульса (2), для любого заданного τ , ни абсолютное значение n_e , ни динамика наработки электронной концентрации в течение τ значения не имеют, а важна лишь среднеинтегральная величина $\langle n_e \tau \rangle$, которая как и V_{dr} определяет энерговклад.

Далее, для полученных КФР рассчитывались сечения возбуждения электронных состояний в соответствии с (10) и проводился расчет ФРЭЭ для текущих КФР и полученных зависимостей сечений.

Названные процедуры повторялись циклически до сходимости итераций: достижения заданной относительной погрешности КФР (0.01%) в двух последовательных приближениях для каждого из компонентов. Особо следует заметить, что принятый метод учета сверхупругих столкновений при расчете ФРЭЭ дает решение на основе взаимосогласованного влияния ФРЭЭ и КФР компонентов газа. Для каждой пары E/N и ε такое решение является единственным.

По результатам расчетов были получены зависимости поправочного множителя $\eta(E/N, \varepsilon)$ в выражении (3):

$$\eta(E/N, \varepsilon) = E/N^{b \times \chi} \times \exp \left[\frac{E/N_1 - a \cdot E/N}{E/N} \times \chi \right], \quad \chi = \tanh \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right], \quad (12)$$

где ε_0 , E/N_1 , a , b – подгоночные коэффициенты приведенные для азота и воздуха в табл.4 и 5.

На рис.7 приведены зависимости $\eta(\varepsilon)$ при фиксированном E/N для процессов возбуждения с разными энергетическими порогами в N_2 . Как следует из рисунка, влияние сверхупругих столкновений тем больше, чем выше порог процесса. Так, увеличение константы скорости с ростом ε от 0 до 2 Дж/см³·атм составляет ≈ 2.5 , 2.0 и 1.7 раз для ионизации, возбуждений $C^3\Pi_u$ и $A^3\Sigma_u^+$. Для сравнения на рисунке так же показано

отношение $\frac{K(T_v > 0)}{K(T_v = 0)}$ в случае Больцмановской КФР с T_v , соответствующей той же

заселенности уровней $v = 0, 1$ (см. рис.1). Больцмановское приближение КФР занижает величины констант скорости названных процессов на 40-60 %.

Заключение

Предложен метод, позволяющий точно учесть влияние сверхупругих столкновений электронов на характер их энергетического распределения при условии преобладания электронно - столкновительного возбуждения колебательных уровней молекул в основном

электронном состоянии. Метод, основанный на взаимосогласованном решении задачи о ФРЭЭ и КФР компонентов газовой смеси, позволяет получать выражения для констант скорости индивидуальных процессов в виде функции двух параметров: приведенного поля E/N и энерговклада в разрядную плазму ε : $K(E/N, \varepsilon)$ и позволяет отказаться от, строго говоря, неточной гипотезы о больцмановском характере КФР, когда константы скорости выражаются как $K(E/N, T_v)$, а для многокомпонентной среды понятие T_v вообще теряет смысл.

При решении задачи были получены зависимости констант скорости $K(E/N, \varepsilon)$ в приближении разряда в азоте и воздухе. Метод одинаково работоспособен как для моногаза так и для многокомпонентной газовой среды.

Литература

1. Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Е.Е. Функция распределения электронов и кинетические коэффициенты азотной плазмы // ФП. 1978. Т.4. №5. С.1182.
2. Александров Н.Л., Сон Е.Е. Функция распределения электронов и кинетические коэффициенты в газах в электрическом поле. Химия плазмы / Под ред. Смирнова Б.М. М.: Атомиздат, 1980. вып.7. С.35.
3. Валянский С.И., Верещагин К.А., Вернике В., Волков А.Ю., Пашинин П.П., Смирнов В.В., Фабелинский В.И., Чаповский П.Л. // Квантовая электроника. 1984. Т.11. №9. С.1833.
4. Верещагин К.А., Смирнов В.В., Шахатов В.А. Исследование колебательной кинетики молекул азота на стадиях горения и послесвечения импульсного разряда методом спектроскопии когерентного антистоксового рассеяния света // ЖТФ. 1997. Т.67. №5. С.34.
5. Гордеев О.А., Хмара Д.В. Влияние нормировки сечений возбуждения колебаний молекул на макроскопические характеристики разряда в азоте // ТВТ. 1991. Т.32. №1. С.133.
6. Девятков А.А., Доленко С.А., Рахимов А.Т., и др. // ЖЭТФ. 1986. Т.90. №2. С.429.
7. Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Певгов В.Г. Анализ процессов взаимодействия электронов с молекулой кислорода // Препринт № 169. 1977. М: ФИАН.
8. Кузьменко Н.Е., Кузнецова Л.А., Кузяков Ю.Я. Факторы Фрака-Кондона двухатомных молекул. М.: Изд-во Моск. Ун-та, 1984. 344 с.
9. Осипов А.П., Рахимов А.Е. Об одной ионизационной неустойчивости в плазме несамостоятельных разрядов // ФП. 1977. Т.3. №3. С.644.
10. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 С.
11. Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980. 312 С.
12. Физико-химические процессы в газовой динамике. Справочник // Под ред. Черного Г.Г. и Лосева С.А. М.: Научный мир, 2007. Т.1. С.203.
13. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 872 С.
14. Burrow P.D., Schulz G.J. Vibrational Excitation by Electron Impact near Threshold in H_2 , D_2 , N_2 , and CO_2 // Phys. Rev. 1969. V.187. №1. P.97.
15. Cartwright D.C., Trajmar S., Chutjian A., Williams. W. Electron impact excitation of the electronic states of N_2 . II. Integral cross sections at incident energies from 10 to 50 eV // Phys. Rev. A. 1977. V.16. №3. P.1041.
16. Chanin L.M., Phelps A.V., Biondi M.A. Measurements of the Attachment of Low-Energy Electrons to Oxygen Molecules // Phys. Rev. 1962. V.128. №1. P.219.
17. Cherkani-Hassani H., Belic D.S., Jureta J.J., Defrance P. Absolute cross sections for electron impact ionization and dissociation of O_2^+ // J. Phys. B. 2006. V.39. №24. P.5105.
18. Christophorou L.G., McCorkle D.L., Carter J.G. Cross Sections for Electron Attachment Resonance Peaking at Subthermal Energies // J. Chem. Phys. 1971. V.54. P.253.
19. Chutjian A., Cartwright D.C., Trajmar S. Electron impact excitation of the electronic states of N_2 . III. Transitions in the 12.5-14.2 eV energy-loss region at incident energies of 40 and 60 eV // Phys. Rev. A. 1977. V.16. №3. P.1052.
20. Cosby P.C. Electron-impact dissociation of nitrogen // J. Chem. Phys. 1993. V.98. №12. P.9544.
21. Dutton J. A Survey of Electron Swarm Data, // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. V.4. №3. P.577.

22. Engelhard A.G., Phelps A.V., Risk S.R. Determination of Momentum Transfer and Inelastic Collision Cross Sections for Electrons in Nitrogen Using Transport Coefficients // *Phys. Rev.* 1964. V.135. №6A. P.1566.
23. Garrett B.C., Redmon L.T., McCurdy C.W, Redmon M.J. Electronic excitation and dissociation of O₂ and S₂ by electron impact // 1985. V.32. № 6. P.3366.
24. Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J. Franck-Condon Factors, r-Centroids, Electronic Transition Moments, and Einstein Coefficients for Many Nitrogen and Oxygen Band Systems // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1992. V.21. №5. P.1005.
25. Hake R.D. Jr., Phelps A.V. Momentum-Transfer and Inelastic-Collisions Cross Sections for Electrons in O₂, CO, and CO₂ // *Phys. Rev.* 1967. V.158. №1. P.70.
26. Hayashi D., Kadota K. Efficient Production of O⁻ by Dissociative Attachment of Slow Electrons to Highly Excited Metastable Oxygen Molecules // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1999, V.38. №1A. P.225
27. Haydon S.C., Williams O.M. Combined spatial and temporal studies of ionization growth in nitrogen // *J. Phys. D.* 1976. V.9. №3. P.523.
28. Itikawa Y., Ichimura A., Onda K., Sakimoto K., Takayanagi K., Hatano Y., Nishimura H., Tsurubuchi S. Cross Sections for Collisions of Electrons and Photons with Oxygen Molecules // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1989. V.18. №1. P.23.
29. Itikawa Y. Cross Sections for Electron Collisions with Nitrogen Molecules // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 2006. V.35. №1. P.31.
30. Jaffke, Meinke, Hashemi, Christophorou, Illenberger Dissociative Electron Attachment to Singlet Oxygen // *Chem. Phys. Lett.* 1992. V.193. P.62.
31. Jeon B.-H. Determination of Electron Collision Cross-Sections for the Oxygen Molecule by Using an Electron Swarm Study // *J. Korean Phys. Soc.* 2003. V.43. №4. P.513.
32. Johnson P.V., Malone C.P., Kanik I., Tran K., Khakoo M. A. Integral cross sections for the direct excitation of the $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $a'^1\Sigma_u^-$, $a^1\Pi_g$, $w^1\Delta_u$, and $C^3\Pi_u$ electronic states in N₂ by electron impact // *J. Geophys. Res.* 2005. V.110. №A11. P.311.
33. Khmara D., Kolesnichenko Yu. Influence of energy deposition into discharge on electron-neutral impact rate constants in nitrogen and air plasma // *Proc. of 4th Workshop on Magneto- and Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications.* Ed. By V.A. Bityurin, M.: IVTAN, 2002. P.280.
34. Krupenie P.H. The spectrum of molecular oxygen // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1972. V.1. №2. P.423.
35. Laher R.R., Gilmore F.R. Improved fits for the vibrational and rotational constants of many states of nitrogen and oxygen // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1991. V.20. №4. P.685.
36. Märk T.D. Cross section for single and double ionization of N₂ and O₂ molecules by electron impact from threshold up to 170 eV // *J. Chem. Phys.* 1975. V.63. №9. P.3731.
37. Mihajlov A.A., Stojanović V.D., Petrović Z.Lj. Resonant vibrational excitation // de-excitation of N₂(v) by electrons // *J. Phys. D.* 1999. V.32. №20. P.2620.
38. O'Malley T.F. Calculation of Dissociative Attachment in Hot O₂ // *Phys. Rev.* 1967. V.155. №1. P.59.
39. Naidu M. S., Prasad A. N. Mobility, diffusion and attachment of electrons in oxygen // *J. Phys. D.* 1970. V.3. №6. P.957.
40. Orel A.E. Theoretical study of electron-impact excitation of N₂ // *Phys. Rev. A.* 1990. V.42. №9. P.5292.
41. Phelps A.V., Pichford L.C. Anisotropic scattering of electrons by N₂ and its effect on electron transport // *Phys. Rev. A.* 1985. V.31. №5. P.2932.
42. Price D. A., Lucas J., Moruzzi J. L. Ionization in oxygen-hydrogen mixtures // *J. Phys. D.* 1972. V.5. №7. P.1249.
43. Price D.A., Moruzzi J.L. Ionization in mixtures of oxygen and carbon monoxide // *J. Phys. D.* 1973. V.6. №2. P.L17.
44. Rapp D., Briglia D.D. Total Cross Sections for Ionization and Attachment in Gases by Electron Impact. II.Negative-Ion Formation // *J. Chem. Phys.* 1965. V.43. №5. P.1480.
45. Roznerski W., Mechlinska-Drewko J. The ratio of lateral diffusion coefficient to mobility for electrons in oxygen and dry air // *J. Phys. D.* 1979. V.12. №11. L127.
46. Roznerski W., Leja K. The ratio of lateral diffusion coefficient to mobility for electrons in hydrogen and nitrogen at moderate E/N // *J. Phys. D.* 1980. V.13. №10. P.L181.

47. Roznerski W., Leja K. Electron drift velocity in hydrogen, nitrogen, oxygen, carbon monoxide, carbon dioxide and air at moderate E/N // J. Phys. D. 1984. V.17. №2. P.297.
48. Schulz G.J. Phys. Rev. Vibrational Excitation of N₂, CO, and H₂ by Electron Impact // 1964. V.135. №3A. P.988.
49. Straub H.C., Renault P., Lindsay, B.G., Smith K.A., Stebbings R.F. Absolute partial cross sections for electron-impact ionization of H₂, N₂, and O₂ from threshold to 1000 eV // Phys. Rev. A. 1996. V.54. №3. P.2146.
50. Tabata T., Shirai T., Sataka M., Kubo H. Analytic cross-sections for electron impact collisions with nitrogen molecules // At. Data and Nucl. Data Tables. 2006. V.92. P.375.
51. Tachibana K., Phelps A.V. Excitation of the C³Π_u state of N₂ by low energy electrons // J. Chem. Phys. 1979. V.71. №.8. P.3544.
52. Trajmar, S., Register D. F., Chutjian A. Electron-scattering by molecules: 2. Experimental methods and data // Phys. Rep. 1983. V.97. № 5. P.221.
53. Wedding A.B., Blevin H.A., Fletcher J. The transport of electrons through nitrogen gas // J. Phys. D. 1985. V.18. № 12. P.2361.

Статья поступила в редакцию 17 июля 2008 г.

Таблица 2

Коэффициенты аппроксимации для констант скорости (4) процессов в азоте при $\varepsilon = 0$. $K_0 - \text{см}^3 \times \text{с}^{-1}$, $E/N_0 - \text{Тд}$

Переход	A	q	E/N_0
Колебательное возбуждение			
$0 \rightarrow 1$	4.05^{-06}	-1.174	143.96
$0 \rightarrow 2$	1.15^{-05}	-1.459	177.66
$0 \rightarrow 3$	2.06^{-05}	-1.619	198.03
$0 \rightarrow 4$	3.36^{-05}	-1.758	241.91
$0 \rightarrow 5$	2.92^{-05}	-1.745	261.46
$0 \rightarrow 6$	1.00^{-04}	-1.959	325.01
$0 \rightarrow 7$	1.13^{-04}	-2.065	371.61
$0 \rightarrow 8$	1.48^{-04}	-2.228	419.50
Электронное возбуждение из $X^1\Sigma_g^+$			
$A^3\Sigma_u^+$	1.05^{-06}	-0.958	497.96
$B^3\Pi_g$	4.96^{-06}	-1.187	535.32
$w^3\Delta_u$	2.79^{-07}	-0.708	514.59
$B'^3\Sigma_u$	1.80^{-07}	-0.821	545.18
$a'^1\Sigma_u$	2.09^{-07}	-0.880	552.42
$a^1\Pi_g$	8.25^{-08}	-0.546	533.98
$w^1\Delta_u$	8.50^{-07}	-1.076	577.67
$C^3\Pi_u$	2.20^{-06}	-0.923	688.05

Переход	A	q	E/N_0
Электронное возбуждение из $X^1\Sigma_g^+$			
$E^3\Sigma_g$	1.09^{-10}	-0.086	647.16
$a''^1\Sigma_g^-$	1.42^{-09}	-0.152	682.78
$b^1\Pi_u$	1.68^{-09}	0.024	736.85
$G^3\Pi_u$	8.04^{-10}	-0.050	701.49
$c_4'^1\Sigma_u^+$	2.89^{-11}	0.475	744.39
$F^3\Pi_u$	6.15^{-10}	-0.147	701.93
$c^1\Pi_u$	1.95^{-09}	-0.007	743.78
$b'^1\Sigma_u^+$	5.11^{-11}	0.480	821.49
Электронное возбуждение из $X^2\Sigma_g^+$			
$B^2\Sigma_u^+$	3.94^{-03}	-1.872	486.26
Диссоциация N_2 и N_2^+			
$N + N$	1.38^{-11}	1.023	576.54
$N + N^+$	7.26^{-07}	-0.537	542.72
Ионизация из состояния $X^1\Sigma_g^+$			
N_2^+	1.08^{-09}	0.330	904.55
$N + N^+$	5.89^{-09}	-0.203	2148.8
Ионизация из состояния $A^3\Sigma_u^+$			
N_2^+	4.90^{-09}	0.136	543.02

Таблица 3

Коэффициенты аппроксимации для констант скорости (4) процессов в воздухе при $\varepsilon = 0$. $K_0 - \text{см}^3 \times \text{с}^{-1}$, $E/N_0 - \text{Тд}$

Азот

Переход	A	q	E/N_0
Колебательное возбуждение			
$0 \rightarrow 1$	4.63^{-06}	-1.215	131.70
$0 \rightarrow 2$	1.05^{-05}	-1.465	157.60
$0 \rightarrow 3$	1.26^{-05}	-1.559	168.36
$0 \rightarrow 4$	1.91^{-05}	-1.689	202.92
$0 \rightarrow 5$	1.86^{-05}	-1.699	220.34
$0 \rightarrow 6$	5.15^{-05}	-1.883	268.52
$0 \rightarrow 7$	5.16^{-05}	-1.973	304.09
$0 \rightarrow 8$	4.39^{-05}	-2.066	335.82
Электронное возбуждение из $X^1 \Sigma_g^+$			
$A^3 \Sigma_u^+$	1.05^{-07}	-0.607	405.34
$B^3 \Pi_g$	5.85^{-07}	-0.860	450.02
$w^3 \Delta_u$	2.97^{-08}	-0.359	429.08
$B'^3 \Sigma_u$	2.18^{-08}	-0.490	465.12
$a'^1 \Sigma_u$	2.76^{-08}	-0.564	474.42
$a^1 \Pi_g$	1.21^{-08}	-0.247	458.82
$w^1 \Delta_u$	1.42^{-07}	-0.801	505.29
$C^3 \Pi_u$	5.97^{-07}	-0.723	628.13

Переход	A	q	E/N_0
Электронное возбуждение из $X^1 \Sigma_g^+$			
$E^3 \Sigma_g$	3.55^{-11}	0.091	592.15
$a''^1 \Sigma_g^-$	4.51^{-10}	0.029	626.33
$b^1 \Pi_u$	6.02^{-10}	0.188	680.16
$G^3 \Pi_u$	2.50^{-10}	0.137	643.98
$c_4'^1 \Sigma_u^+$	9.32^{-12}	0.663	685.47
$F^3 \Pi_u$	2.18^{-10}	0.015	646.68
$c^1 \Pi_u$	7.38^{-10}	0.146	687.73
$b'^1 \Sigma_u^+$	1.91^{-11}	0.641	761.43
Электронное возбуждение из $X^2 \Sigma_g^+$			
$B^2 \Sigma_u^+$	5.60^{-04}	-1.595	382.34
Диссоциация N_2 и N_2^+			
$N + N$	3.25^{-12}	1.267	517.96
$N + N^+$	1.31^{-07}	-0.271	472.69
Ионизация из состояния $X^1 \Sigma_g^+$			
N_2^+	4.48^{-10}	0.473	841.91
$N + N^+$	2.14^{-09}	-0.042	2011.5
Ионизация из состояния $A^3 \Sigma_u^+$			
N_2^+	9.96^{-10}	0.391	478.95

Таблица 3. Продолжение

Кислород

Переход	<i>A</i>	<i>q</i>	<i>E/N₀</i>
Колебательное возбуждение			
0 → 1	3.05 ⁻¹³	1.576	-39.70
0 → 2	1.85 ⁻¹³	1.533	-24.68
0 → 3	4.08 ⁻¹³	1.332	43.776
0 → 4	9.86 ⁻¹²	0.708	138.90
Электронное возбуждение из X ³ Σ _g ⁻			
<i>a</i> ¹ Δ _g	6.41 ⁻⁰⁸	-0.600	251.18
<i>b</i> ¹ Σ _g ⁺	1.46 ⁻⁰⁷	-0.986	305.11
Диссоциация O ₂ и O ₂ ⁺			
³ P + ³ P	8.65 ⁻⁰⁶	-1.302	386.95
³ P + ¹ D	7.79 ⁻⁰⁶	-1.278	420.09
O+O ⁺	2.74 ⁻⁰⁷	-0.461	401.95

Переход	<i>A</i>	<i>q</i>	<i>E/N₀</i>
Диссоциативное прилипание			
e+ X ³ Σ _g ⁻	6.40 ⁻⁰⁶	-1.905	413.18
e+ <i>a</i> ¹ Δ _g	3.55 ⁻⁰⁵	-2.055	402.07
Ионизация			
O ₂ ⁺	1.07 ⁻¹⁰	0.600	588.09
O + O ⁺	5.16 ⁻¹²	0.830	1043.2
Парная ионизация			
O ⁺ + O ⁻	3.45 ⁻¹³	0.769	923.97

Таблица 4

Коэффициенты аппроксимации для поправочного коэффициента η (12) процессов в азоте. ε_0 – Дж \times см⁻³ \times атм⁻¹, E/N_0 - Тд

Переход	ε_0	a	b	E/N_1
Колебательное возбуждение				
0 \rightarrow 1	2.42	4.47	0.70	131
0 \rightarrow 2	1.86	4.92	0.79	141
0 \rightarrow 3	1.64	5.50	0.89	151
0 \rightarrow 4	1.42	6.70	1.08	187
0 \rightarrow 5	1.34	7.18	1.16	204
0 \rightarrow 6	1.15	9.11	1.48	258
0 \rightarrow 7	1.07	10.49	1.70	297
0 \rightarrow 8	1.02	11.92	1.94	335
Электронное возбуждение из $X^1\Sigma_g^+$				
$A^3\Sigma_u^+$	1.08	14.24	2.31	392
$B^3\Pi_g$	1.06	13.91	2.24	402
$w^3\Delta_u$	1.07	14.36	2.33	405
$B'^3\Sigma_u$	1.07	14.42	2.34	409
$a'^1\Sigma_u$	1.07	14.45	2.34	410
$a^1\Pi_g$	1.06	13.81	2.22	406
$w^1\Delta_u$	1.08	15.06	2.46	423
$C^3\Pi_u$	1.09	14.74	2.40	430

Переход	ε_0	a	b	E/N_1
Электронное возбуждение из $X^1\Sigma_g^+$				
$E^3\Sigma_g$	1.05	13.47	2.14	407
$a''^1\Sigma_g^-$	1.03	13.53	2.19	411
$b^1\Pi_u$	1.05	12.22	2.16	418
$G^3\Pi_u$	1.07	13.88	2.23	408
$c_4'^1\Sigma_u^+$	1.05	14.34	2.21	415
$F^3\Pi_u$	1.09	14.47	2.13	411
$c^1\Pi_u$	1.06	14.50	2.26	407
$b'^1\Sigma_u^+$	1.04	13.26	2.14	412
Электронное возбуждение из $X^2\Sigma_g^+$				
$B^2\Sigma_u^+$	1.06	13.59	2.19	394
Диссоциация N ₂				
N + N	0.98	12.26	1.976	381
Ионизация из состояния $X^1\Sigma_g^+$				
N ₂ ⁺	1.07	14.53	2.316	448
N + N ⁺	1.11	15.82	2.522	540
Ионизация из состояния $A^3\Sigma_u^+$				
N ₂ ⁺	1.04	13.04	2.090	394

Таблица 5

Коэффициенты аппроксимации для поправочного коэффициента η (12) процессов в воздухе. ϵ_0 – Дж·см⁻³·атм⁻¹, E/N_I – Тд

Азот

Переход	ϵ_0	a	b	E/N_I
Колебательное возбуждение				
0 → 1	1.30	3.86	0.63	97
0 → 2	1.28	4.71	0.78	117
0 → 3	1.23	5.11	0.84	126
0 → 4	1.15	6.43	1.06	161
0 → 5	1.13	7.08	1.17	182
0 → 6	1.04	8.87	1.47	230
0 → 7	1.02	10.16	1.68	264
0 → 8	1.00	11.32	1.87	295
Электронное возбуждение из $X^1\Sigma_g^+$				
$A^3\Sigma_u^+$	0.97	13.74	2.29	350
$B^3\Pi_g$	1.04	13.65	2.27	358
$w^3\Delta_u$	1.05	13.96	2.33	359
$B'^3\Sigma_u$	1.06	14.00	2.32	362
$a'^1\Sigma_u$	0.96	13.29	2.21	346
$a'^1\Pi_g$	1.01	13.46	2.24	355
$w'^1\Delta_u$	1.07	14.64	2.44	375
$C^3\Pi_u$	1.07	14.45	2.40	387

Переход	ϵ_0	a	b	E/N_I
Электронное возбуждение из $X^1\Sigma_g^+$				
$E^3\Sigma_g$	0.98	13.15	2.18	361
$a''^1\Sigma_g^-$	0.99	13.21	2.17	363
$b^1\Pi_u$	1.01	11.93	2.14	369
$G^3\Pi_u$	1.03	13.55	2.21	360
$c_4'^1\Sigma_u^+$	1.01	14.00	2.19	367
$F^3\Pi_u$	1.05	14.13	2.11	363
$c^1\Pi_u$	1.02	14.16	2.24	359
$b'^1\Sigma_u^+$	1.00	12.95	2.12	364
Электронное возбуждение из $X^2\Sigma_g^+$				
$B^2\Sigma_u^+$	0.98	13.12	2.180	343
Диссоциация N_2^+				
N + N	0.94	12.04	1.982	337
Ионизация из состояния $X^1\Sigma_g^+$				
N_2^+	1.03	14.47	2.39	402
N + N ⁺	1.06	15.80	2.61	527
Ионизация из состояния $A^3\Sigma_u^+$				
N_2^+	1.14	13.24	2.19	366

Таблица 5. Продолжение

Кислород

Переход	ε_0	a	b	E/N_1
Электронное возбуждение из $X^3\Sigma_g^-$				
$a^1\Delta_g$	1.99	4.07	0.64	142
$b^1\Sigma_g^+$	1.19	10.53	1.73	294
Диссоциация				
$^3P + ^3P$	1.17	13.58	2.52	370
$^3P + ^1D$	1.13	13.25	2.19	360
Диссоциативное прилипание				
$e + X^3\Sigma_g^-$	1.12	13.29	2.20	355
$e + a^1\Delta_g$	0.97	11.64	1.92	314

Переход	ε_0	a	b	E/N_1
Ионизация				
O_2^+	1.15	13.46	2.22	378
$O + O^+$	1.20	14.52	2.38	430
Парная ионизация				
$O^+ + O^-$	1.00	14.50	2.94	410

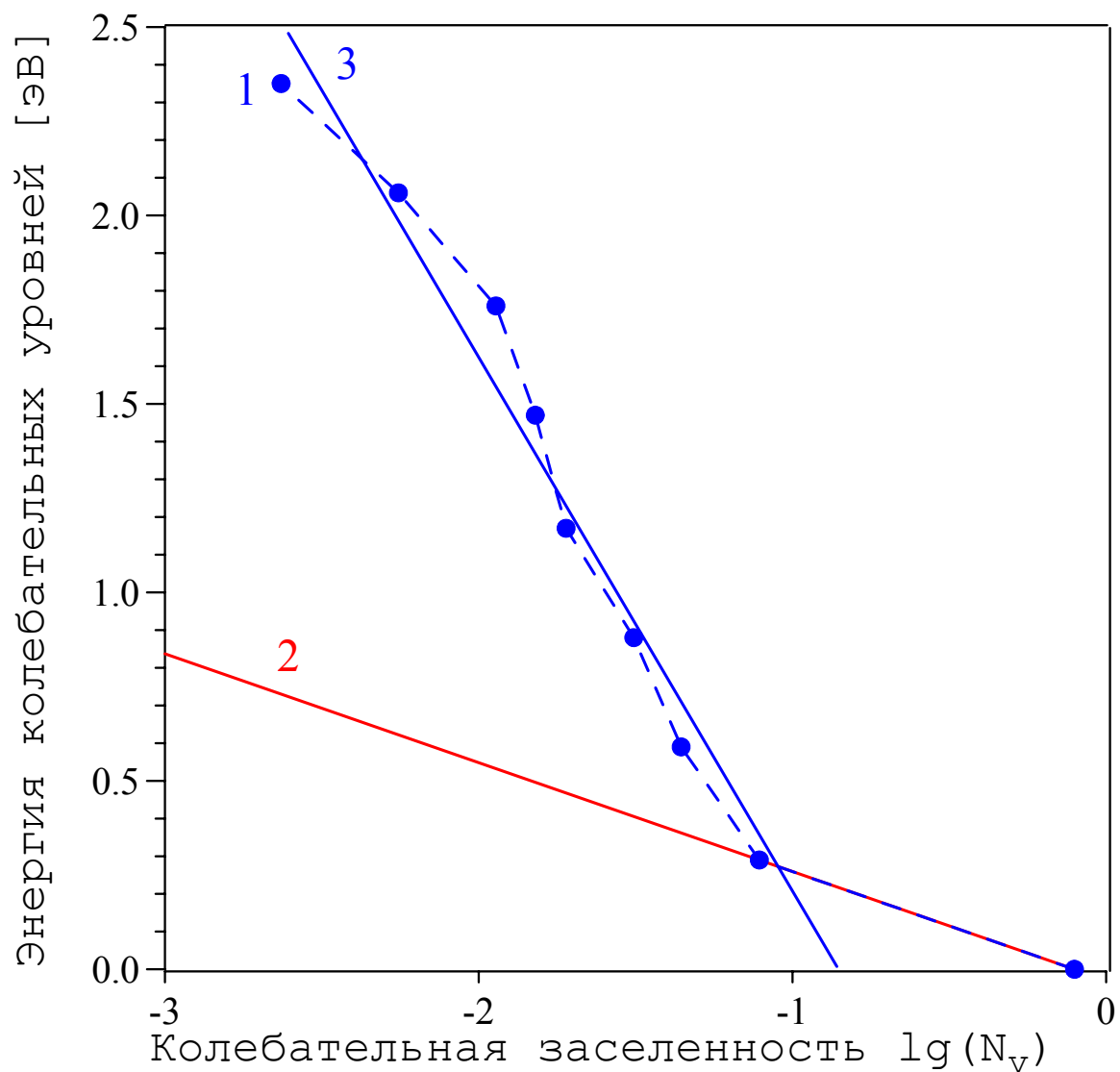


Рис.1. 1 - колебательная функция распределения в N_2 при $E/N = 110$ Тд и $\varepsilon = 1.4$ Дж \times см $^{-3}$ \times атм $^{-1}$; 2 - бoльцмановская КФР с такой же температурой T_v что и - 1; 3 - температура T_v' распределения 1.

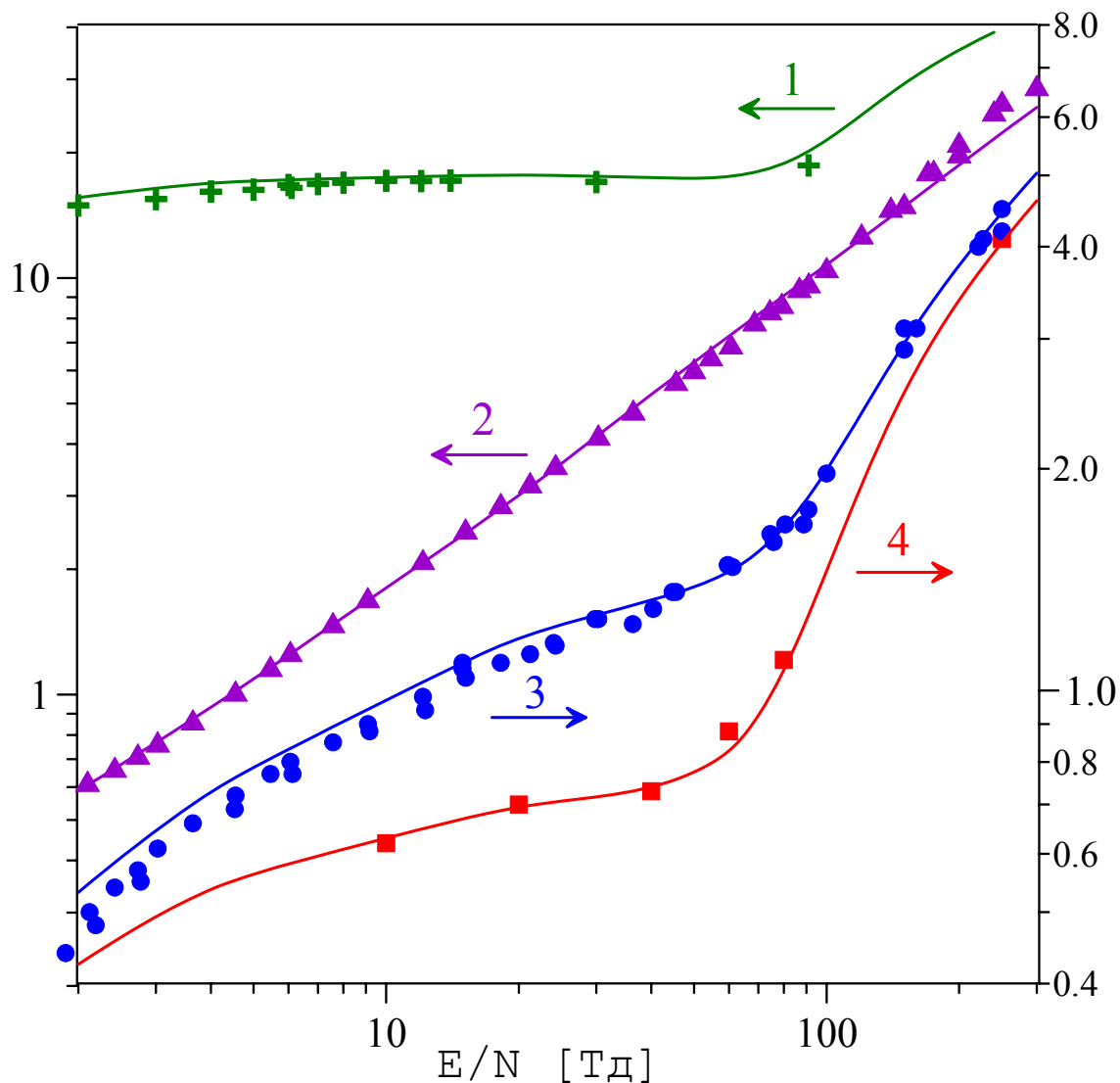


Рис.2. Дрейфовые характеристики электронов в N₂. 1 – коэффициент поперечной диффузии $ND_T \times 10^{-21}$ [см² × с⁻¹], 2 - дрейфовая скорость $V_{dr} \times 10^{-6}$ [см × с⁻¹], 3 - характеристическая T_{ch} и 4 – T_e температура электронов [эВ]

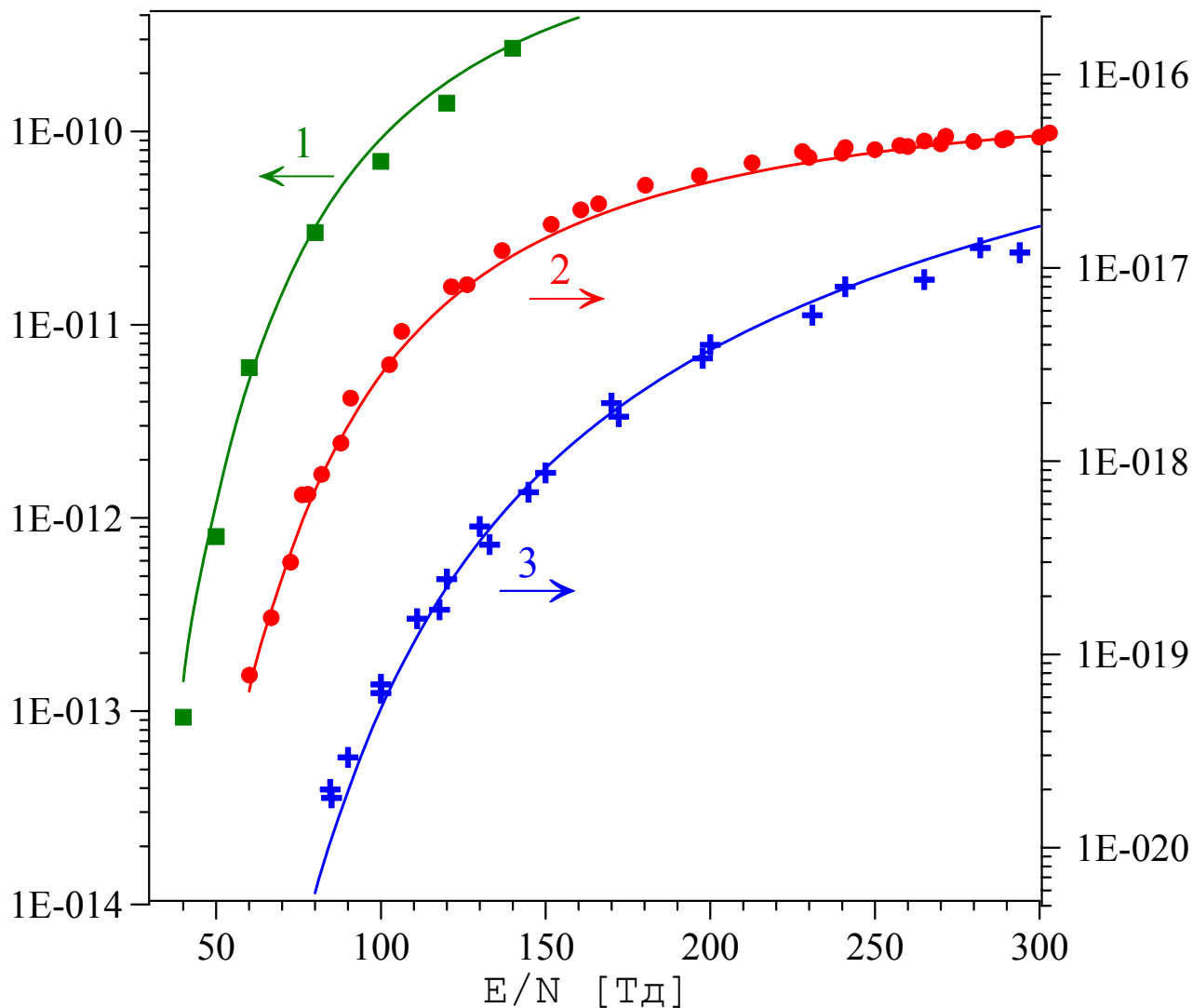


Рис.3. Коэффициенты и константы скорости процессов в N_2 . 1 – константа скорости возбуждения состояния $A^3\Sigma_u^+$ [$cm^3 \times s^{-1}$]; 2 – коэффициент возбуждения состояния $C^3\Pi_u$; 3 – суммарный коэффициент ионизации [cm^2]

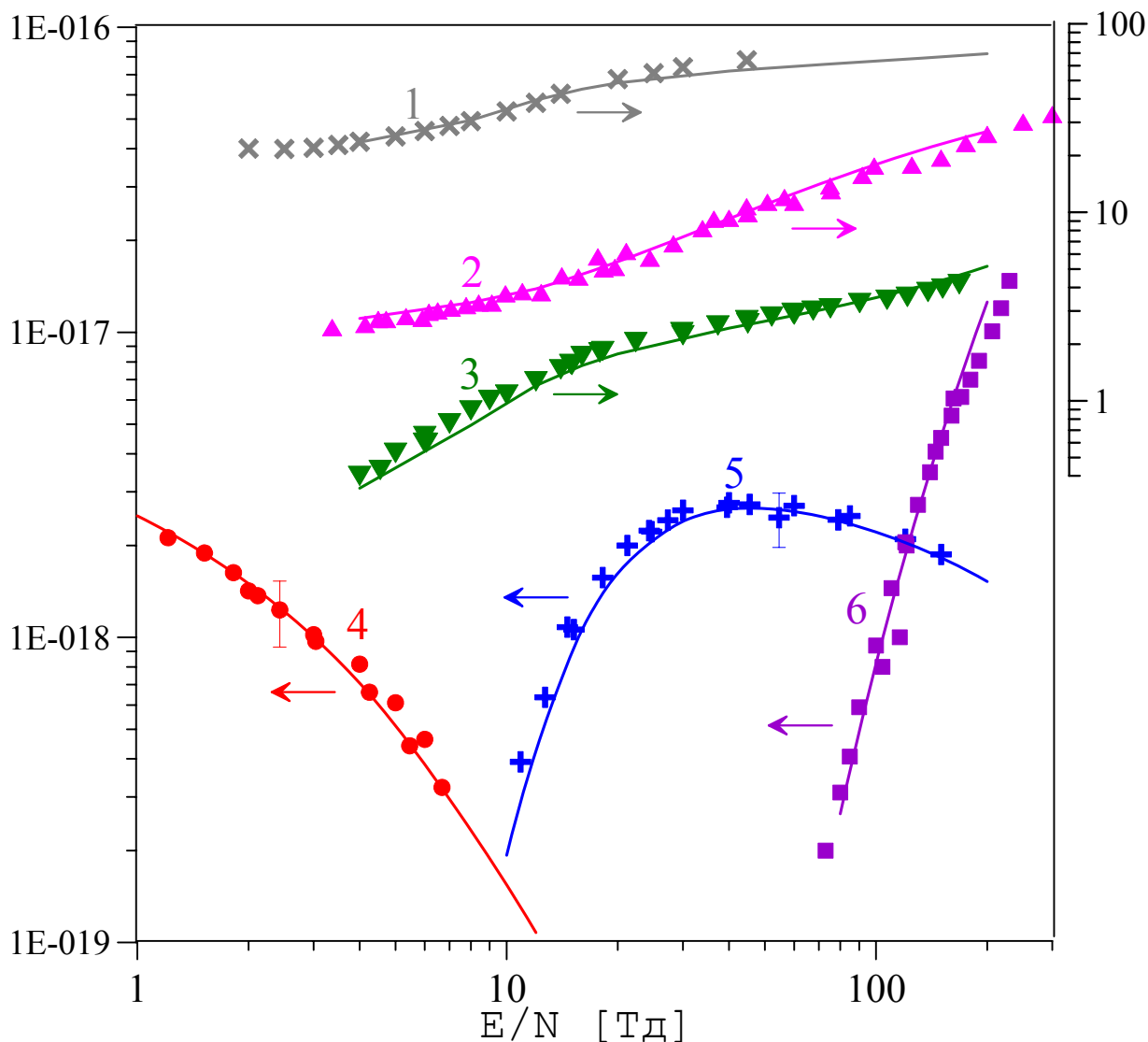


Рис.4. Дрейфовые и столкновительные характеристики электронов в O_2 . 1 – коэффициент поперечной диффузии $ND_T \times 10^{-21}$ [$cm^2 \times c^{-1}$], 2 – дрейфовая скорость $V_{dr} \times 10^{-6}$ [$cm \times c^{-1}$] 3 - характеристическая температура электронов T_{ch} [эВ], 4 – коэффициент трехчастичного ($T = 300$ К, $P = 36$ Тор) и 5 – диссоциативного ($T = 300$ К) прилипания электронов [cm^2]; 6 – суммарный коэффициент ионизации [cm^2]

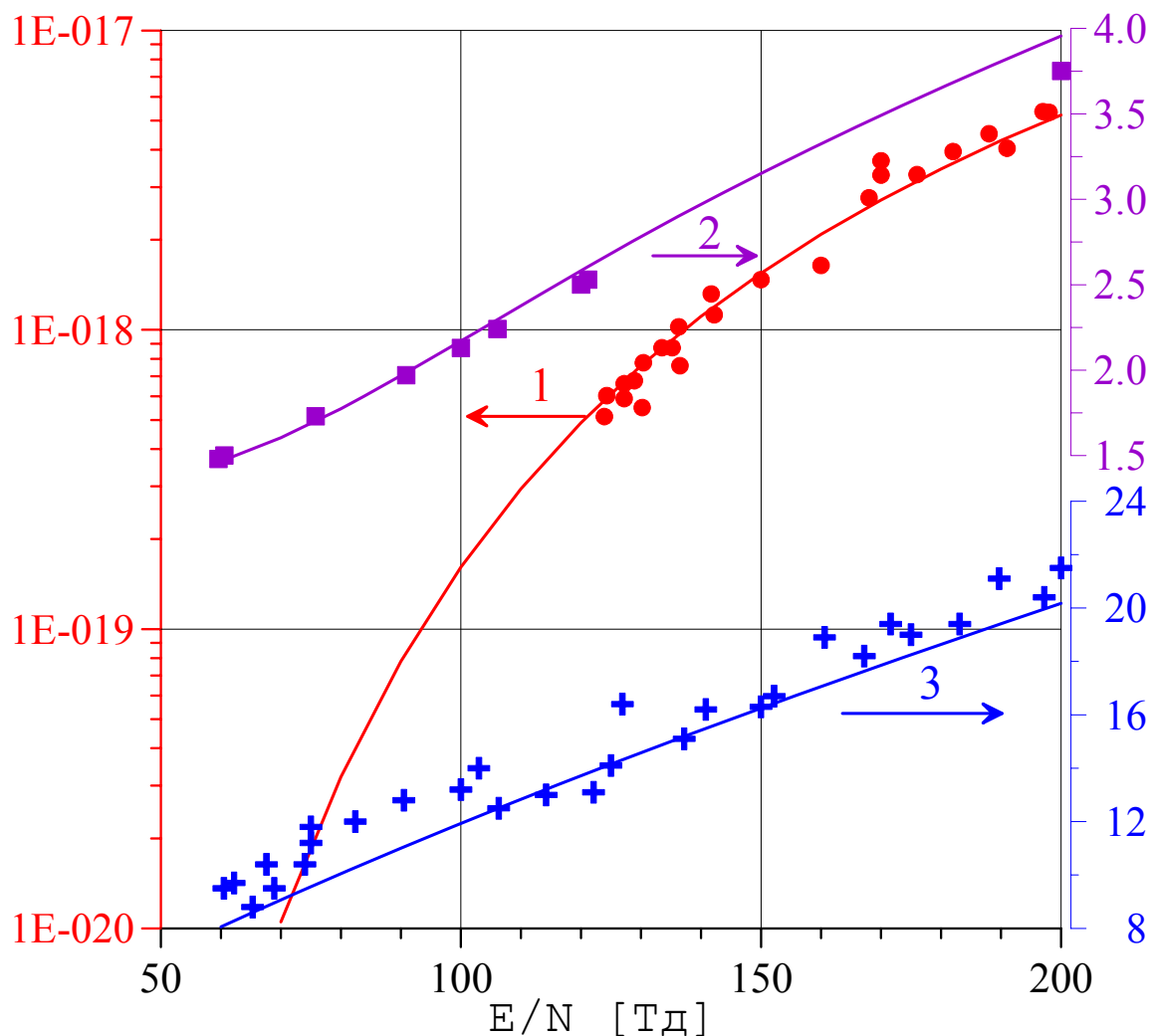


Рис.5. Коэффициент ионизации и дрейфовые характеристики в воздухе. 1 – суммарный коэффициент ионизации [см^2]; 2 – характеристическая температура электронов T_{ch} [эВ] и 3 – дрейфовая скорость $V_{dr} \times 10^{-6}$ [$\text{см} \times \text{с}^{-1}$]

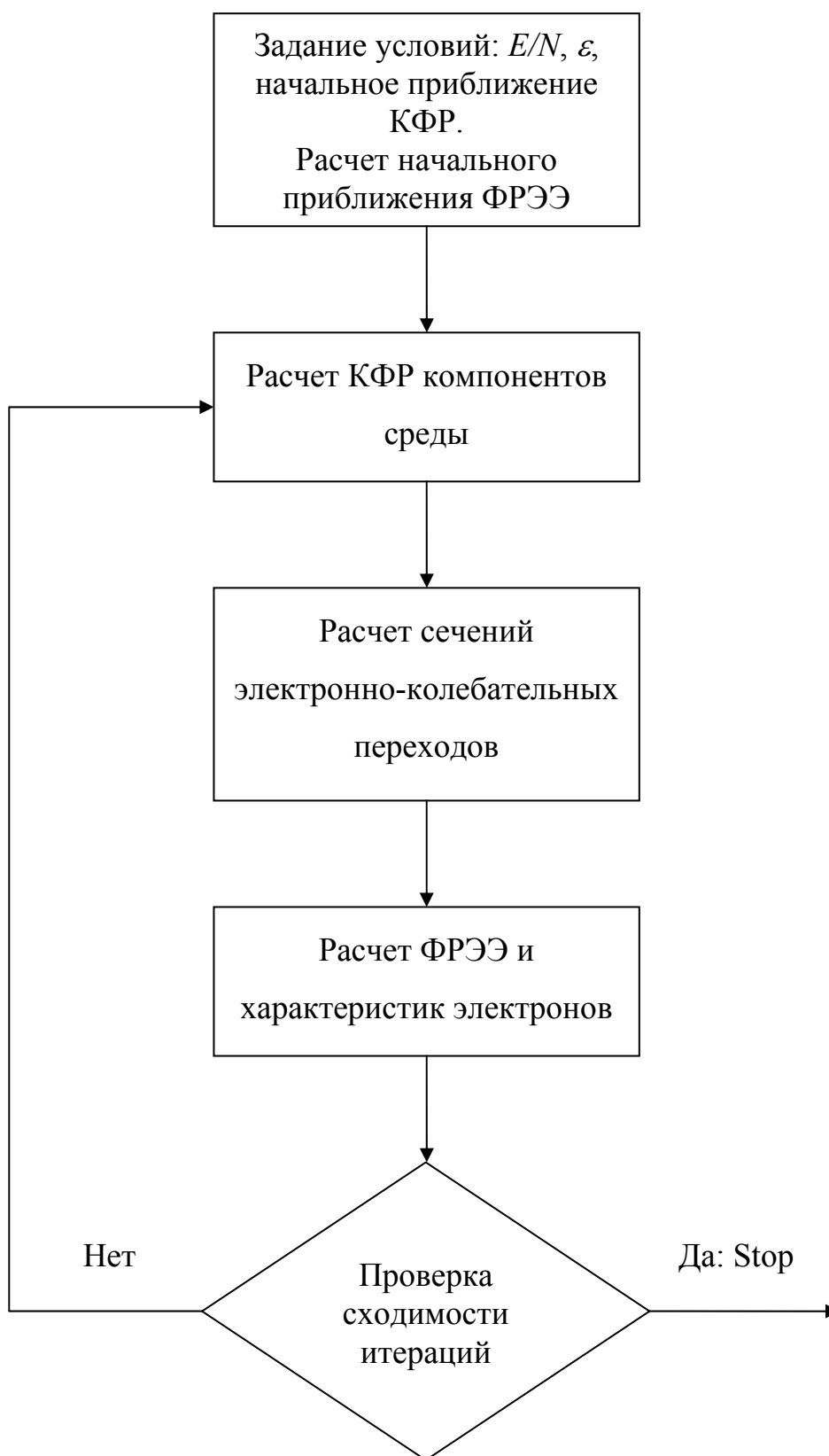


Рис. 6. Блок-схема расчетов ФРЭЭ

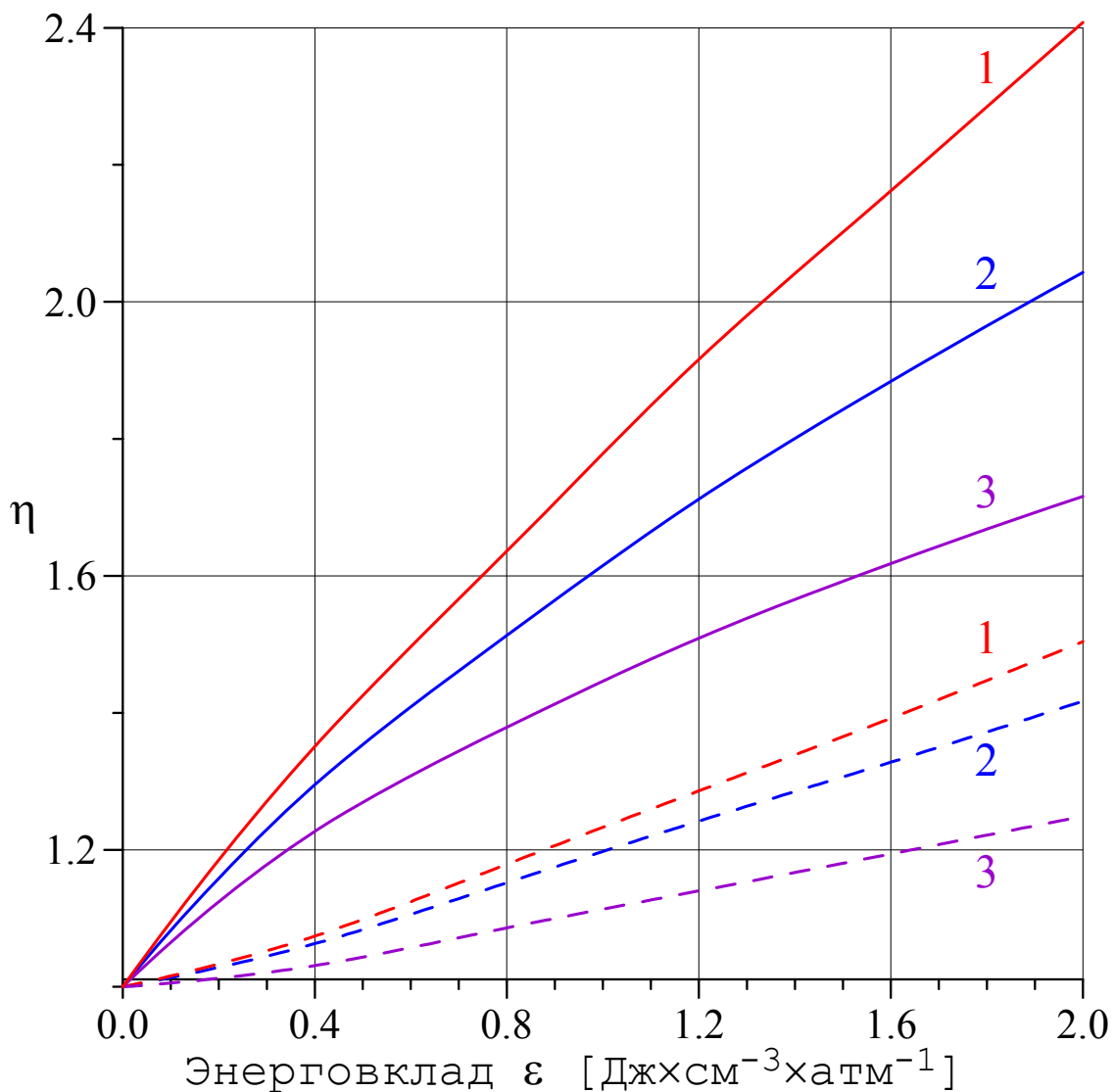


Рис. 7. Зависимость поправочного множителя $\eta(3)$ и (12) от энерговклада в азотный разряд – сплошные линии. Штриховыми линиями показано отношение $\frac{K(T_v > 0)}{K(T_v = 0)}$ при бoльцмановской КФР с T_v , соответствующей той же заселенности уровней $v = 0, 1$. 1 – суммарная ионизация, 2 – $C^3\Pi_u$, 3 – возбуждение $A^3\Sigma_u^+$. $E/N = 100$ Тд