

ЛИТЕРАТУРА

1. Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З. Устойчивость плазмы. Усп. физ. н., 1961, т. 73, вып. 4.
2. Stringer T. E. Electrostatic instabilities in current-carrying and counter-streaming plasmas. J. Nuclear Energy, pt C, 1964, vol. 6, No. 3.
3. Fried B. D., Wong A. Y. Stability limits for longitudinal waves in ion beam — plasma interaction. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 6.
4. Dawson J. M., Shanny R. Some investigations of nonlinear behavior in one-dimensional plasmas. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 7.
5. Алиханов С. Г., Сагдеев Р. З., Чеботаев П. З. Разрушение ионно-звуковых волн большой амплитуды. ЖЭТФ, 1969, т. 57, вып. 5.
6. Сигов Ю. С. Нелинейная задача о столкновении антипараллельных потоков разреженной плазмы. Докл. АН СССР, 1970, т. 192, № 3.
7. Forslund D. W., Shonk C. R. Numerical simulation of electrostatic counter-streaming instabilities in ion beams. Phys. Rev. Letters, 1970, vol. 25, No. 5.
8. O'Neil T. Collisionless damping of nonlinear plasma oscillations. Phys. Fluids, 1965, vol. 8, No. 12.

УДК 537.56

**ИНТЕГРАЛЫ СТОЛКНОВЕНИЙ ИОНИЗОВАННЫХ КОМПОНЕНТ ВОЗДУХА
ДЛЯ ЭКРАНИРОВАННОГО КУЛОНОВСКОГО ПОТЕНЦИАЛА**

И. А. Соколова

(Новосибирск)

В работе представлены результаты численного расчета интегралов $\Omega^{l,s}$ ($l = 1, 2, 3, 4$ и $s = l \dots 8 - l$), через которые выражаются коэффициенты переноса [1]. Полученные данные представляют практический интерес для расчетов кинетических свойств ионизованных газов в приближении теории Чепмена—Энскога с тремя членами в разложении по полиномам Сонина. Интегралы $\Omega^{l,s}$ рассчитаны для столкновений однократнозаряженных частиц, присутствующих в воздухе при температурах $T = 10000 - 40000^\circ K$ и давлениях $p = 0.1, 1, 100 \text{ атм.}$ В качестве модели электрон-ионного и ионного взаимодействия используется экранированный потенциал Кулона притяжения и отталкивания; дебаевский радиус экранирования выбирается с учетом экранирования как электронами, так и i -краткозаряженными ионами. В области рассматриваемых температур и давлений воздуха квантовые эффекты несущественны и при расчетах кинетических свойств ими можно пренебречь.

1. В настоящее время процессы переноса в ионизованных газах могут быть рассчитаны в приближении теории Чепмена—Энскога [1], если в качестве модели взаимодействия заряженных частиц используется экранированный кулоновский потенциал. Как показано в работах [2,3], сходимость решения для ионизованных газов имеет место, если в разложении по полиномам Сонина оставлено по крайней мере три члена. В этом случае для полностью ионизованного газа коэффициенты электропроводности и теплопроводности совпадают с асимптотическими выражениями Спитцера [4], полученными численным решением уравнения Фокера—Планка. Наличие трех членов в разложении по полиномам Сонина приводит к необходимости вычисления транспортных сечений Q^l порядка $l = 1, 2, 3, 4$ и интегралов $\Omega^{l,s}$ порядка s от $s = l$ до $s = 8 - l$. Квантово-механические поправки, связанные с дифракционными эффектами и эффектом неразличимости частиц, наиболее подробно рассмотрены в работе [5]. Квантовые эффекты становятся значительными при достаточно высоких температурах, когда длина волны де Бройля становится больше классического расстояния наибольшего сближения. В области температур, представляющих интерес для переносных свойств воздуха, квантово-механические поправки к транспортным сечениям несущественны.

Расчет интегралов $\Omega^{l,s}$ для частиц, взаимодействие которых подчиняется экранированному потенциалу Кулона, выполнен в ряде работ [6,8]. Однако в работах [6,7] расчеты проводились приближенными методами. Это позволило получить аналитические выражения интегралов $\Omega^{l,s}$

$$\Omega^{l,s} = A^{l,s} / T^2 (\ln \Lambda + B^{l,s}) \quad (1.1)$$

которые могут быть использованы в качестве асимптотических выражений при $\Lambda \gg 1$ ($\Lambda = H/E$, где H — дебаевский радиус экранирования, $E = e^2 z_1 z_2 / kT$), $A^{l,s}$ и $B^{l,s}$ — константы для заданных значений l и s . В области низких температур в разреженном газе и в плотной плазме при всех температурах результаты расчетов для потенциала притяжения и отталкивания различны и отличаются от аналитических выражений $\Omega^{l,s}$ (1.1). В работе [8] точный численный расчет интегралов $\Omega_{\pm}^{l,s}$ выполнен для широкого интервала значений параметра Λ . Однако в этой работе нет всех сечений, необходимых для расчета кинетических свойств в третьем приближении в разложении по полиномам Сонина теории Чепмена — Энскога.

2. Взаимодействие двух сталкивающихся заряженных частиц в случае притяжения и отталкивания описывается экранированным потенциалом Кулона

$$\varphi(r) = \mp e^2 z_1 z_2 r^{-1} \exp(-r/H) \quad (2.1)$$

где знак плюс соответствует отталкиванию, знак минус — притяжению

$$H = \sqrt{kT / 4\pi n_e e^2 \left(1 + \frac{1}{n_e} \sum n_i z_i^2\right)}$$

H — дебаевский радиус экранирования, учитывающий электростатическое влияние всех заряженных частиц (e — заряд электрона, z_i — зарядовое число i -го иона, n_i — число i -х ионов в единице объема, n_e — число электронов в единице объема).

В классическом представлении каждой частице можно приписать вполне определенную траекторию движения и рассеяние характеризовать углом отклонения χ

$$\chi = \pi - 2b \int_{r_m}^{\infty} \frac{dr}{r^2 \sqrt{1 - b^2/r^2 - 2\varphi(r)/\mu g^2}}$$

где b — прицельный параметр, μ — приведенная масса двух сталкивающихся частиц, g — относительная скорость двух частиц на бесконечности, r_m — расстояние наибольшего сближения, при котором подкоренное выражение обращается в нуль. Сечение расстояния Q^l имеет вид

$$Q^l = 2\pi \int_0^{\infty} [1 - \cos^l(\chi)] b db \quad (2.2)$$

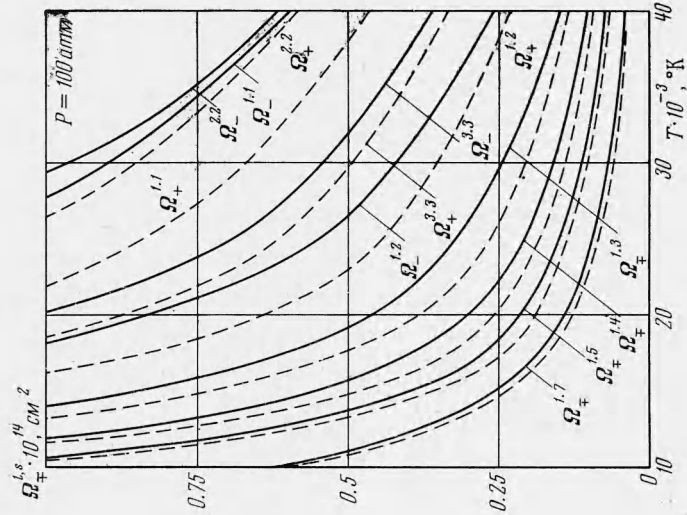
Интегралы $\Omega^{l,s}$, входящие в выражение для коэффициентов переноса, определяются как статистически-усредненные сечения Q^l

$$\Omega^{l,s} = \frac{4(l+1)}{(s+1)! [4l+1 - (-1)^l]} \int_0^{\infty} \exp(-\gamma^2) \gamma^{2s+3} Q^l(g) d\gamma \quad (2.3)$$

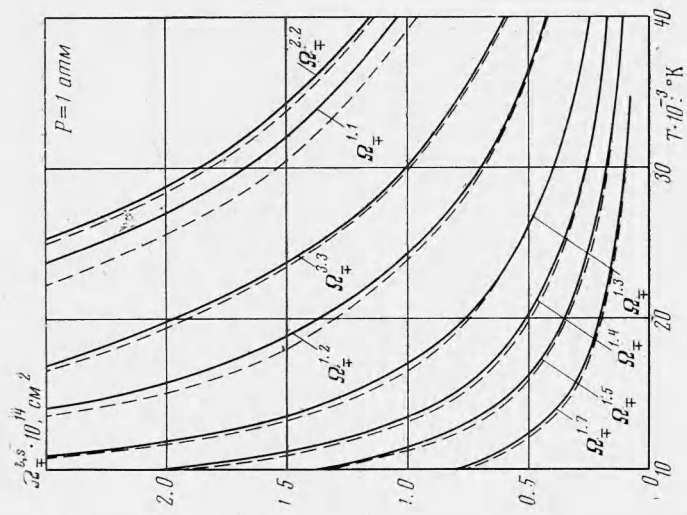
где $\gamma = \sqrt{\mu g^2 / 2kT}$ — приведенная относительная скорость частиц.

Метод численного расчета интегралов столкновений изложен в работе [9]. Трудности, связанные с далекодействующим экранированным потенциалом, обсуждаются в работе [8]. Численные расчеты интегралов (2.2) и (2.3) в данной работе выполнены с точностью в 1%. Совпадение результатов расчета с интегралами $\Omega^{l,s}$ и $\Omega_{\pm}^{l,s}$ для потенциалов притяжения и отталкивания работы [8] находится в пределах точности вычислений. Данные по составу воздуха взяты из работ [10,11].

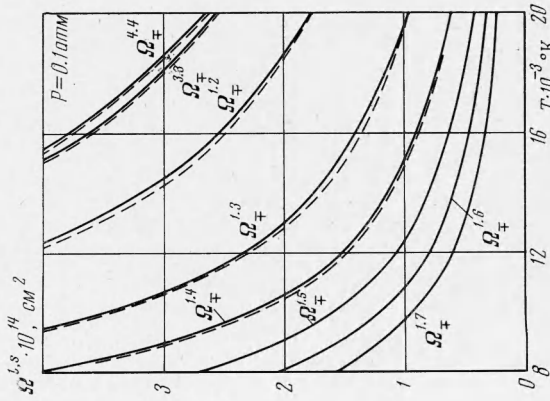
Результаты расчетов интегралов $\Omega_{\pm}^{l,s}$ для значений l и s , представленных на фиг. 1—3, указаны для однократно заряженных компонент воздуха в области температур T от 10000 до 40000° K и давлений $p = 0.1, 1, 100$ атм. Сплошные линии на фигурах соответствуют притяжению, пунктирные — отталкиванию. Для малых давлений ($p = 0.1$ атм) различие между интегралами $\Omega_{-}^{l,s}$ и $\Omega_{+}^{l,s}$, соответствующими потенциалу притяжения и потенциалу отталкивания, для $l = 1$ и $l = 2$ составляет не более 5—6% а для всех других $\Omega_{\pm}^{l,s}$, где l и s имеют более высокий порядок, различие не превышает 1—2%. С уменьшением давления воздуха параметр Λ растет, [и для давлений $p \leq 0.01$ атм значение Λ по крайней мере больше 100 для всей рассматриваемой области температур, так что различие между притяжением и отталкиванием в потенциале (2.1) приводит к незначительному отклонению в интегралах от асимптотических значений работы [6]. С ростом давления значение параметра Λ падает: для давления



Фиг. 3



Фиг. 2



Фиг. 1

10 атм и $6000^\circ \text{K} \leq T \leq 40\,000^\circ \text{K}$ пределы значений Λ находятся в границах от 6 до 40; для давления 100 атм в указанной области температур значение Λ лежит в пределах от 2.5 до 17. Из представленных на фиг. 3 значений $\Omega_{\pm}^{l,s}$ видно, что для всех значений l и s расхождение между $\Omega_{-}^{l,s}$ и $\Omega_{+}^{l,s}$ превышает 1%. Для Ω_{\pm}^{11} и Ω_{\pm}^{22} это различие составляет $\sim 30\%$.

Для всей рассматриваемой области температур и давлений квантовые поправки не превышают 0,3%.

Поступила 27 IV 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей, гл. 7. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
2. Grad H. Modern kinetic theory of plasmas. In «Proc. of 5-th internat. conf. on ionization phenomena in gases», pt 2; Munich, 1961; Amsterdam, North-Holland Publ. Company, 1962.
3. Devoto R. S. Transport properties of ionized monatomic gas. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 6.
4. Spitzer L., Härm R. Transport phenomena in completely ionized gas. Phys. Rev., 1953, vol. 89, No. 5.
5. Williams R. H., Dewitt H. E. Quantum-mechanical plasma transport theory. Phys. Fluids, 1969, vol. 12, No. 11.
6. Devoto R. S. Transport coefficients of partially ionized argon. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 2.
7. Liboff R. L. Transport coefficients determined using the shielded coulomb potential. Phys. Fluids, 1959, vol. 2, No. 1.
8. Mason E. A., Munn R. J., Smith F. J. Transport coefficients of ionized gases. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 8.
9. Smith F. J., Munn R. J. Automatic calculation of the transport collision integrals with tables for the Morse potential. J. Chem. Phys., 1964, vol. 41, No. 11.
10. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Плешанов А. С., Самуйлов Е. В., Рождественский И. Б. Таблица термодинамических функций воздуха (для температур от 12000 до 20000° К и давлений от 0.001 до 1000 атм). М., Изд-во АН СССР, 1959.
11. Neuman K. Thermodynamische Gleichgewichte bei hohen Temperaturen in Luft. Berichte Bunsen Ges. Physik Chem., 1963, Bd 67, Nr 4.

УДК 621.375.82

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ СО₂-ОКГ С «ИМПУЛЬСНЫМ» ВОЗБУЖДЕНИЕМ

И. Ф. Канаев, Э. П. Кругляков, В. К. Малиновский

(Новосибирск)

В [1-3] обсуждался ряд методов, позволяющих получить значительные величины инверсной заселенности в оптических квантовых генераторах (ОКГ) на смеси СО₂-N₂-He. В данной работе описана модель ОКГ, сочетающая в себе преимущества импульсного возбуждения молекул в разряде [3] с неравновесным истечением в вакуум сверхзвуковой струи [1,2].

Схема эксперимента приведена на фиг. 1. Рабочая смесь газов СО₂-N₂-He (соотношение компонент 1 : 3 : 6 соответственно), предварительно приготовленная в камере 1, через быстродействующий клапан 2 (время открывания $5 \cdot 10^{-4}$ сек) поступила в сопло Лавала 3 и разогналась до скорости $5 \cdot 10^4$ см/сек. Начальный вакуум в системе $\sim 10^{-2}$ торр. Бустерный объем 6 играет роль насоса большой производительности, позволяя моделировать свободное истечение струи в вакуум в течение $20 \cdot 10^{-3}$ сек. Спустя $5 \cdot 10^{-3}$ сек после срабатывания клапана устанавливался стационарный режим течения и на разрядные промежутки, совокупность которых образовывала решетку 4, подавался прямоугольный импульс напряжения длительностью до $2 \cdot 10^{-2}$ сек. Длина отдельного разрядного канала в направлении потока 2 см, его диаметр 0.5 см. Суммарная прозрачность решетки 40%.