533.601.155/.9

ИОНИЗАЦИОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЗА СИЛЬНЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В ГАЗАХ

Л. М. Биберман, А. Х. Мнацаканян, И. Т. Якубов

1. ВВЕДЕНИЕ

Прохождение сильной ударной волны (у. в.) сопровождается резким изменением состояния газа. В вязком скачке уплотнения (во фронте у. в.) на расстоянии порядка длины свободного пробега энергия направленного движения переходит в тепловую; поступательная температура газа резко возрастает. Возбуждение внутренних степеней свободы протекает за значительно бо́льшие промежутки времени. В результате за фронтом у. в. образуется довольно протяженный район, в котором концентрации частиц, а также их распределение по энергетическим уровням релаксируют к конечному термодинамически равновесному состоянию.

В случае слабых у. в. в молекулярных газах скорость установления равновесия определяется колебательной релаксацией и различными химическими реакциями (например, диссоциацией). С ростом скорости у. в. эти процессы протекают быстрее, и процессом, определяющим протяженность неравновесной области, становится ионизация. Конечным равновесным состоянием в этом случае является атомарная плазма. На ее создание затрачивается значительная часть энергии набегающего потока.

Ориентировочные характеристики неравновесной области в этом случае таковы: числа частиц 10¹⁵ — 10¹⁹ см⁻³, температуры порядка нескольких эв, времена релаксации 1—10³ мксек. Таким образом, ионизационная релаксация является сравнительно медленным процессом, который реализуется путем многочисленных последовательных столкновений. Задачей теории является определение профилей температур и концентраций основных компонент, их распределения по возбужденным состояниям и, в результате этого, вычисление времен релаксации.

Релаксационные явления за у. в. обсуждалась в обзорах *) и монографиях ¹⁻⁶. Однако вопросы ионизационной релаксации не могли получить в этих работах достаточно полного освещения, поскольку основные результаты в этой области были получены лишь за последние годы. Эти успехи обусловлены интенсивными экспериментальными исследованиями при больших числах Маха, а также прогрессом теории кинетики в низкотемпературной плазме. В настоящем обзоре мы попытались просуммировать результаты последних лет в области ионизационной релаксации и обратить внимание на ряд еще не решенных вопросов.

^{*)} Укажем также на обзоры ^{7, 8}, где собран обширный материал по константам скоростей различных реакций, существенных для исследования неравновесных эффектов за слабыми у. в. в молекулярных газах.

1.1. Основные уравнения. Краткое содержание обзора

Важным этапом изучения развития ионизации за у. в. явилась работа Петчека и Байрона⁹, которые экспериментально и теоретически исследовали у. в. в аргоне. Уже в этой работе было установлено, что релаксация протекает в два этапа. На первом происходит сравнительно медленная генерация электронов. После того как концентрация электронов достигает определенной величины, релаксация завершается лавинной ионизацией электронным ударом. Последующие исследования сильных у. в. в атомарных и молекулярных газах (преимущественно в воздухе) показали, что элементарные процессы, вызывающие ионизацию на первом этапе, могут быть весьма различными. Скорость лавинной ионизации существенно зависит от энергии электронов и, таким образом, определяется балансом энергии электронного газа.

Очевидно, что развитие ионизации должно описываться системой уравнений кинетики и газодинамики. Для плоской у. в. эта система записывается следующим образом:

Уравнение кинетики ионизации:

$$\partial (n_e v) / \partial x = S_e \tag{1,1}$$

Уравнение баланса энергии электронов:

$$\partial \left({}^{3}_{2} n_{e} v T_{\bullet} \right) / \partial x + T_{e} n_{e} \partial v / \partial x = \sum_{i} Q_{i}.$$
(1,2)

Здесь x — расстояние от фронта у. в., v — скорость газа, n_e , T_e — концентрация и температура электронов, S_e — источник электронов, обусловленный совокупностью различных элементарных процессов. Величины Q_i соответствуют различным процессам нагрева и охлаждения электронного газа в результате упругих и неупругих столкновений. Конвективным членом $T_e n_e \partial v \partial x$ можно пренебречь, исключая область, непосредственно примыкающую к фронту у. в. В отличие от у.в. в полностью ионизованной плазме, электронная теплопроводность в (1,2) несущественна. Однако при достаточной амплитуде у. в. электронная теплопроводность играет роль и при распространении у. в. по неионизованному газу (см. раздел 4.4).

Газодинамические уравнения, выражающие законы сохранения потоков массы, импульса и энергии, имеют вид

$$\rho_{1}V_{1} = \rho v, \quad p_{1} + \rho_{1}V_{1}^{2} = p + \rho v',$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\rho v \left(h + \frac{v^{2}}{2} \right) \right] = -Q_{R}.$$
 (1,3)

Здесь ρ — плотность, p — давление, h — удельная энтальпия газа, Q_R — потери энергии вследствие выхода излучения. Индексом 1 снабжены величины, относящиеся к состоянию газа перед скачком уплотнения.

Система уравнений (1,1) - (1,3) является сложной. Это связано с тем, что величины S_e , Q_i , Q_R в бо́льшей или меньшей мере зависят от распределения атомов по возбужденным состояниям, а также от распределения электронов по энергиям, которое не всегда является максвелловским. Кроме того, для у. в. в молекулярных газах оказывается необходимым записывать уравнения кинетики типа (1,1) и для других компонент. В соответствии с изложенным в обзоре будут рассмотрены вопросы кинетики ионизации в плазме, механизмы начальной ионизации и структура релаксационной зоны. В заключительном разделе обсуждается излучение неравновесной зоны.

2. КИНЕТИКА ИОНИЗАЦИИ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

2.1. Ионизация и рекомбинация в атомарной плазме при столкновениях с электронами

В ранних работах предполагалось, что ионизация происходит с основного состояния атома. В соответствии с этим различали коэффициенты ионизации электронным ударом, столкновением с атомом или ионом, коэффициент фотоионизации. В действительности каждый акт ионизации является результатом большого числа столкновительных и радиационных процессов, при которых связанный электрон, приобретая и теряя энергию, постепенно проходит множество состояний возбуждения. Поэтому использование упоминавшихся выше различных коэффициентов ионизации (рекомбинации) имеет смысл лишь в предельных случаях преобладания какого-либо одного элементарного процесса.

Скорость изменения n_e запишем обычным образом:

$$S_e = n_1 n_e \beta - n_e^3 \alpha, \qquad (2,1)$$

где n_1 — концентрация атомов в основном состоянии, α и β — коэффициенты рекомбинации и ионизации. Роль различных элементарных процессов сказывается на виде α и β . Рассмотрим предельный случай преобладания возбуждения и ионизации электронным ударом.

Для нахождения α и β необходимо знать населенности всех возбужденных состояний атома, которые определяются из решения системы нестационарных уравнений баланса частиц на каждом из уровней. Однако если не интересоваться очень малыми интервалами времени с начала процесса (порядка $10^{-8} - 10^{-7}$ сек), то можно воспользоваться приближением квазистационарности возбужденных состояний. Оно состоит в том, что состояния, населенности которых малы, $n_k \ll n_e$, n_1 , в процессе релаксации в каждый момент успевают подстраиваться под сравнительно медленные изменения концентрации электронов и их температуры. Это позволяет рассмотреть систему стационарных уравнений баланса частиц на возбужденных уровнях атома и получить достаточно общие выражения для коэффициентов α и β .

Известно, что переходы электронов между энергетически близкими состояниями являются наиболее вероятными. Поэтому процесс ионизации (рекомбинации) можно рассматривать как некоторый медленный вероятностный процесс типа броуновского движения в пространстве энергий. Идеи диффузионного приближения в кинетике рекомбинации при низких температурах были развиты еще в работе Беляева и Будкера ¹⁰. Однако для расширения круга задач диффузионное приближение необходимо сочетать с учетом дискретности энергетического спектра атома.

В работах ¹¹⁻¹³ было развито диффузионное приближение в пространстве энергий и получено уравнение типа Фоккера — Планка в конечных разностях для связанных электронов и дифференциальное для свободных. В результате его решения было найдено распределение атомов по энергетическим уровням и вычислены коэффициенты α и β с учетом как столкновительных, так и радиационных процессов, а также возможного нарушения максвелловского распределения электронов по энергиям. Когда ионизация и возбуждение обусловлены лишь электронным ударом, приближенное выражение для β имеет вид ¹³

$$\beta^{-1} = \beta_{1}^{-1} + \beta_{2}^{-1} \chi (E_{2}/T_{e}),$$

$$\beta_{1} = \Gamma F_{1} \Lambda_{1} \frac{(\text{Ry})^{3/2}}{\sqrt{T_{e}} (E_{1} - E_{2})} e^{(E_{2} - E_{1})/T_{e}},$$

$$\beta_{2} = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \Gamma \overline{\Lambda} \frac{\Sigma_{i}}{g_{1}} \left(\frac{\text{Ry}}{T_{e}}\right)^{3} e^{-E_{1}/T_{e}},$$

$$\Gamma = 4\sqrt{2\pi} e^{4} / \sqrt{m} \text{Ry}^{3/2} = 1.7 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{3}/\text{cer};$$
(2.2)

 E_1 и E_2 — уровни энергии основного и первого возбужденного состояний, отсчитываемые от континуума, g_1 и Σ_i — статистический вес основного



Рис. 1. Зависимость кулоновского логарифма для связанных состояний Λ_k от относительной энергии перехода $\Delta E/T_e$. состояния и статистическая сумма остаточного иона,

$$\chi(x) = \frac{4}{3} \sqrt[7]{\pi} \int_{0}^{x} e^{-t} t^{3/2} dt,$$

$$\chi(x) \cong 1 - \left(\frac{4}{3} \sqrt[7]{\pi}\right) x^{3/2} e^{-x}, \quad x \gg 1,$$

$$\chi(x) \cong \left(\frac{8}{15} \sqrt[7]{\pi}\right) x^{5/2}, \quad x \ll 1.$$

Величина F_1 учитывает немаксвелловость распределения электронов по энергиям и будет обсуждаться ниже. При наличии распределения Максвелла $F_1 = 1$. Формула (2,2) позволяет легко вычислить коэффициент ионизации в различных конкретных условиях.

Естественно, что коэффициент ионизации зависит от сечений отдельных переходов. Однако эти величины входят в (2,2) в таких

комбинациях, которые мало чувствительны к возможным погрешностям индивидуальных сечений. Это позволяет учесть особенности индивидуальных переходов универсальной величиной, так называемым кулоновским логарифмом для связанных состояний, Λ_h , который зависит от отношения энергии перехода ΔE к T_e . Соответствующий график, построенный на основе имеющихся в настоящее время сечений, представлен на рис. 1. Слабая зависимость β от сечений отдельных переходов позволила в (2,2) учесть все Λ_h , $k \neq 1$ путем введения $\overline{\Lambda} \approx 0,2$. Наиболее важный переход $1 \rightarrow 2$ учитывается Λ_1 . (В разделе 5.1 будут также использованы Λ_k , $k \neq 1$.)

Формула (2,2) является хорошим приближением к более общему выражению, полученному в ¹³, и неплохо согласуется с экспериментом и результатами машинных решений ¹⁴ системы уравнений кинетики возбужденных состояний.

Обсудим предельные случаи высоких и низких температур.

При высоких температурах (энергия ионизации первого возбужденного состояния сравнима с кинетической энергией электронов) можно считать, что каждый появляющийся в процессе ионизации возбужденный атом будет немедленно ионизован. В этом случае скорость ионизации определяется скоростью возбуждения

$$\boldsymbol{\beta} = \langle \boldsymbol{z}_{12} \rangle = \sum_{n \ge 2} \langle \boldsymbol{w}_{1n} \rangle = \boldsymbol{\beta}_1, \qquad (2,3)$$

где $\langle w_{in} \rangle$ — усредненная по функции распределения электронов вероятность возбуждения $1 \rightarrow n$. Это приближение «немедленной ионизации» в задаче о релаксации за у. в. использовалось в ряде работ, начиная с⁹. В случае высоких T_e приближенное значение суммы (2,3) соответствует первому члену в формуле (2,2).

При низких температурах непосредственно ионизуются лишь самые верхние возбужденные состояния. Поэтому населенности первых возбу-

жденных состояний в процессе релаксации остаются близкими к своим больцмановским значениям, соответствующим T_e . Это обстоятельство позволяет в уравнении Фоккера — Планка перейти от дискретного спектра к непрерывному не только в районе, прилегающем к континууму ^{10, 15}, но и во всем интервале энергии. Тогда

$$\beta = \beta_2, \quad 2 (3/2)^{3/2} \sqrt{T_e/\text{Ry}} \ll 1.$$
 (2.4)

Множитель F_4 в (2,2) появляется в результате учета возможного нарушения максвелловского распределения, поскольку каждый акт возбуждения электронным ударом означает в то же время перемещение свободного электрона в область меньших энергий. Максвеллизирующим фактором являются межэлектронные соударения, однако их роль в области больших энергий может оказаться недостаточной. Для F_4 получено выражение

$$F_{1} = \frac{1}{C} \frac{\sqrt{1+4C}-1}{\sqrt{1+4C}+1} \simeq \frac{1}{1+C} ,$$
$$C = 2 \frac{n_{1}}{n_{e}} \cdot \frac{T_{e}}{E_{1}-E_{2}} \cdot \frac{\Lambda_{1}}{\lambda} ,$$

где λ — кулоновский логарифм для межэлектронных столкновений, $\lambda = \ln (9T_e^3/8\pi n_e e^6) + 1$. В характерных условиях $\lambda \simeq 10$, $\Lambda_1 \simeq 0.01 - 0.05$.

Таким образом, формула (2,2), сочетающая как диффузионные представления, так и учет дискретности уровней атома, имеет ясные предельные выражения, определяя границы их применимости, и неплохо согласуется ¹³ с экспериментом. Для иллюстрации на

рис. 2 представлены значения β для аргоновой и калиевой плазмы. Как и следовало ожидать, для атома К, имеющего сравнительно равномерную плотность уровней, обычное диффузионное приближение имеет бо́льшую область применимости. Наоборот, в Ar хорошо работает приближение немедленной ионизации. Кривые на рис. 2, соответствующие различным степеням ионизации, иллюстрируют влияние немаксвелловости электронов на величину β.



Рис. 2. Зависимость коэффициента ионизации β от относительной температуры (E_1 —энергия ионизации). Аргон, формула (2,2), при различных степенях ионизации: $I - \alpha = 10^{-2}$, $2 - 10^{-3}$, $3 - 10^{-4}$, $4 - 10^{-5}$. Калий, формула (2,2),— кривая 5: кривые 8 и 9 — предельные случаи β_2 и β_1 . Калий в смеси с аргоном (произведение толщины слоя плазмы на отношение числа атомов К к числу атомов Аг принято равным 10⁻⁴), формула (2,5), при различных n_e : $6 - n_e = 10^{13}$, $7 - 10^{12}$ см⁻³. При построении кривых 6 - 9 принято $F_1 = 1$.

2.2. Влияние излучения и межатомных столкновений на кинетику ионизации и рекомбинации

Ниже приводится выражение для β , дополненное учетом излучения и столкновений атом-атом. При этом среди столкновений атом-атом удержаны лишь переходы 1 \Rightarrow 2, а радиационные переходы между возбужденными состояниями учтены приближенно (более общее выражение для β можно найти в ¹³). Имеем

$$\beta^{-1} = (\beta_{1}\xi_{1})^{-1} + (\beta_{2}\xi_{2})^{-1} \chi (E_{R}/T_{e}), \qquad (2,5)$$

$$\xi_{1} = \frac{n_{e} \langle z_{12} \rangle^{0} F_{1} + n_{a} \langle z_{12}^{a} \rangle}{n_{e} \langle z_{12} \rangle^{0} F_{1}}, \qquad (2,5)$$

$$\xi_{2} = \frac{n_{e}n_{1} \langle z_{12} \rangle^{0} F_{1} + n_{a}^{2} \langle z_{12}^{a} \rangle}{n_{e} \langle z_{12} \rangle^{0} F_{1} + A_{a}^{*} + n_{a} \langle z_{12}^{a} \rangle} \cdot \frac{1}{n_{2}^{o} (T_{e})}.$$

В (2,5) по-прежнему (как и в (2,2)) первое слагаемое остается в пределе «немедленной ионизации», а второе характеризует скорость прохождения электроном возбужденных состояний. Поэтому ξ_1 отражает рост числа актов возбуждения из основного состояния за счет ударов атом-атом ($n_e \langle z_{12} \rangle^0$ и $n_a \langle z_{12}^a \rangle$ — скорости возбуждения $1 \rightarrow 2$ электроном и атомом, $\langle \rangle^0$ означает усреднение по максвелловскому распределению электронов). Множитель ξ_2 приближенно представляет собой отношение населенности второго уровня n_2 при учете столкновений атом-атом и высвечивания к больцмановскому значению n_2^0 (T_e); $\langle z_{21} \rangle^0$ и $\langle z_{21}^a \rangle$ эффективность ударов второго рода, $A_{21}^* = A_{21}\theta_{21}$ — вероятность высвечивания с учетом реабсорбции (см. раздел 3.2). Тем самым множитель ξ_2 учитывает влияние дополнительно учтенных процессов на скорость ступенчатой ионизации. Функция χ (E_R/T_e) ответственна за уменьшение скорости ионизации вследствие «встречного» процесса — высвечивания сильно возбужденных состоянияй. Для E_R имеется формула ¹³

$$E_{R} \simeq \operatorname{Ry} \cdot n_{e}^{1/44} (\sqrt{\pi} e^{4} \overline{\Lambda}/\operatorname{Ry} \sqrt{mT_{e}} C_{4})^{1/4},$$

$$C_{4} \simeq (3 \div 4) \cdot 10^{10} \ ce\kappa^{-1}.$$

Формула (2,5) наглядно демонстрирует характер влияния столкновений атом-атом и радиационных процессов на скорость ионизации.

Радиационные процессы оказывают влияние на кинетику при малых n_e . Множители ξ_2 и χ (E_R/T_e) учитывают радиационные переходы между нижним возбужденным состоянием и основным, а также между возбужденными состояниями. В работе ¹⁶ при рассмотрении рекомбинации учтены факторы, соответствующие появлению ξ_2 ; в ¹⁷ фактически вводится аналог χ (E_R/T_e). Очевидно, что области применимости результатов этих работ различны (высокие и низкие температуры соответственно).

Соотношение между коэффициентами ионизации в и рекомбинации а имеет вид

$$\beta = \mathscr{K}_{\mathbf{i}} \alpha n_{\mathbf{i}} \Pi^{-1}, \quad \Pi = \xi_{\mathbf{i}} / \xi_2, \tag{2,6}$$

где \mathscr{K}_1 — константа ионизационного равновесия. Очевидно, что излучение и столкновения тяжелых частиц по-разному влияют на α и β . За сильными у. в. рекомбинация обычно становится существенной лишь при больших n_e , когда в кинетике преобладают столкновения с электронами. Тогда, поскольку $\Pi \rightarrow 1$ и $\xi \rightarrow 1$, $\beta = \mathscr{K}_1 n_1 \alpha$.

Обратим внимание на ограничения при использовании приведенных выше формул. В (2,5) приняты во внимание столкновения атом-атом лишь следующего типа:

$$X + X \rightleftharpoons X^* + X. \tag{2,7}$$

При этом остаются не учтенными процессы ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации

$$X + X \stackrel{\longrightarrow}{\leftarrow} X_2^+ + e, \tag{2,8}$$

$$X + X^* \rightleftharpoons X_2^+ + e. \tag{2.9}$$

Эти процессы будут обсуждаться в последующих разделах.

Учет радиационных процессов не отражает, конечно, явлений, связанных с наличием в плазме больших градиентов плотности излучения. Так, например, «подсветка» из интенсивно излучающего равновесного газа может ускорить ионизацию в зоне релаксации. Соответствующее обобщение рассмотрено в разделе 3.2.

При больших температурах может стать заметной ионизация с основного состояния и рекомбинация с непосредственным образованием атома в основном состоянии. Эти процессы не являются ступенчатыми и легко учитываются. Их вклад в изменение концентрации электронов суммируется с результирующим вкладом ступенчатых процессов.

2.3. Баланс энергии электронов

Релаксационные процессы в атомарной плазме описываются тремя характеристическими величинами: временем ионизационной релаксации τ , временем релаксации (к квазистационарному значению) возбужденных состояний τ_k и аналогичным временем релаксации температуры электронов τ_T . Эти величины обычно удовлетворяют неравенствам $\tau_k \leqslant \tau_T \ll \tau$.

Квазистационарность возбужденных состояний обсуждалась в начале этого раздела. Квазистационарность T_e физически имеет тот же смысл и обусловлена малостью вклада энергии электронов в энтальпию. По истечении τ_T температура T_e «забывает» свое начальное значение и определяется локальным балансом энергии:

$$B_{2}T_{e}S_{e} + Q_{in} - Q_{el} = 0.$$
 (2,10)

В (2,10) сумма источников энергии ΣQ_i (уравнение (1,2)) записана в виде разности потерь энергии электронов при неупругих столкновениях Q_{in} (возбуждение, ионизация) и нагрева упругими столкновениями с атомами и ионами Q_{el} . Поскольку большие затраты энергии электронов Q_{in} компенсируются сравнительно медленным нагревом упругими столкновениями, то T_e за фронтом оказывается значительно меньше, чем температура атомов и ионов T_a . Это обстоятельство было выяснено ещ в ⁹.

Если межатомные столкновения несущественны в кинетике, то Q_{in} удобно представить в виде

$$Q_{in} = E_i S_e + Q_R + Q_{si}, \qquad (2,11)$$

где E_1S_e — затраты энергии на ионизацию, Q_R — радиационные потери энергии, Q_{st} — потери энергии на поддержание квазистационарной населенности возбужденных состояний,

$$Q_{st} = \sum_{k} (E_1 - E_k) \, \partial n_k v / \partial x.$$

Практически величина Q_{st} несущественна в тех случаях, когда первое возбужденное состояние отделено от основного значительным энергетическим промежутком (например, в инертных газах). В противном случае (например, атомы N, O) необходим учет ^{18,19} термов основной электронной конфигурации.

Для вычисления Q_R необходимы неравновесные значения населенностей излучающих состояний. В разделе 5.1 приводятся соответствующие формулы, полученные при решении системы уравнений баланса возбужденных атомов в диффузионном приближении (см. выше).

При влиянии столкновений атом-атом на кинетику ионизации запись Q_{in} (2,11) должна быть видоизменена. Например, если в приближении немедленной ионизации роль столкновений атом-атом сводится к (2,7), то на первых этапах релаксации

$$Q_{in} = E_1 n_e \langle z_{12} \rangle + E_2 n_a \langle z_{12}^a \rangle + Q_R. \tag{2.12}$$

Однако возможно, что столкновения атом-атом эффективно ионизуют возбужденные состояния (процесс (2,8)), а появившийся электрон снабжают некоторой энергией *E*. Тогда

$$Q_{in} = (E_1 - E_2) n_e \langle z_{12} \rangle - E n_a [\langle z_{12}^a \rangle + \langle z_{12} \rangle] + Q_R.$$
(2.13)

Полная ясность о реальном ходе процессов часто отсутствует, так как не все сечения межатомных столкновений известны. Отметим, однако, что на первом этапе релаксации, когда существенны межатомные столкновения, знание точных значений T_e для вычисления времени релаксации не всегда бывает необходимым. Так, например, обстоит дело за у. в. в инертных газах.

В молекулярных газах вследствие незавершенности диссоциации на начальном этапе релаксации могут присутствовать молекулярные компоненты. При столкновениях электронов с молекулами возможно возбуждение вращательных, колебательных и электронных степеней свободы. Механизмы этих процессов, как известно, весьма разнообразны (см., например, ^{21, 22}).

Скорость обмена энергией при столкновениях электрона с молекулой, сопровождающихся изменением ее вращательной энергии, была вычислена в ²³. Для условий за сильными у. в. этот процесс мало существен.

Непосредственное возбуждение колебательных уровней двухатомных молекул при столкновениях с медленными электронами затруднено вследствие резкого различия масс сталкивающихся частиц и сравнительно большой величины передаваемой энергии. Однако в некоторых случаях (например, N₂, CO ²⁴) наблюдается своеобразный процесс захвата медленного электрона молекулой с образованием нестабильного отрицательного иона. После его «распада» молекула может оказаться в состоянии с колебательным квантовым числом, отличающимся от исходного на несколько единиц. При этом энергия электрона меняется на значительную величину (напомним, что для N₂ величина колебательного кванта $\hbar \omega = 0.29$ эе).

Для скорости обмена энергией между электронами и молекулами имеется приближенная формула²⁵

$$Q_v = \hbar \omega P_{10}(T_e) \left(\varepsilon_v - \varepsilon_e\right) \left(\varepsilon_v + \varepsilon_e + 1\right), \qquad \varepsilon = (e^{\hbar \omega/T} - 1)^{-1}. \qquad (2,14)$$

Более точное выражение можно найти в ²⁶. Для молекулы азота

$$P_{10} = 4.5 \cdot 10^{-9} \exp(-10^4 \,^{\circ}\text{K}/T_e) \, cm^3/ce\kappa$$

[—] усредненное сечение дезактивации первого колебательного уровня N₂²⁵. Q₀ играет существенную роль в балансе энергии электронов и в колебательной релаксации за сильными у. в. в воздухе ¹⁹.

Потери энергии на возбуждение электронных состояний молекул учитываются обычным образом. Как правило, они невелики.

Завершая обсуждение роли молекулярных компонент, отметим механизм нагрева электронов в результате ассоциативной ионизации ((2,8)— (2,9)). Возникающий при ассоциативной ионизации электрон получает энергию $\sim T_a^{27}$. Соответственно, исчезающий при диссоциативной рекомбинации электрон уносит в среднем энергию $3/{_2T_e}$. Вклад этих процессов (Q_{ai}) в баланс энергии равен

 $Q_{ai} = {}^{3}/{}_{2}T_{a}S_{ai} - {}^{3}/{}_{2}T_{e}S_{dr},$ (2,15)

где S_{ai} , S_{dr} — соответственно скорости прямого и обратного процессов; их явный вид обсуждается в 3.1. Величина Q_{ai} играет заметную роль лишь в самом начале релаксации.

В качестве иллюстрации на рис. З представлен баланс энергии за у. в. в воздухе (профили основных параметров плазмы см. ниже, на рис. 24)²⁶. В начале релаксации электроны интенсивно нагреваются столкновениями с колебательно-возбужденными молекулами, что компенсирует потери энер-



Рис. 3. Вклады различных процессов' в баланс энергии электронов у. в. в воздухе, $V_1 = 10 \ \kappa m/ce\kappa$, $p_1 = 0.1 \ mm$ рт. ст., $z = p_1 x$.

Кривые: $1 - Q_v$; $2 - E_1 S_e$; $3 - Q_{ai}$; 4 - затраты (энергии на возбуждение и нагрев ударами второго рода, $5 - Q_{el}$.

гии на возбуждение и ионизацию. С течением времени молекулы диссоциируют, а атомные низколежащие возбужденные состояния, накопившие к этому моменту значительное количество энергии, начинают нагревать электроны ударами второго рода. Отметим, что упругие столкновения с ионами, играющие основную роль в нагреве в инертных газах, здесь почти незаметны.

3. ИОНИЗАЦИЯ НА ПЕРВОМ ЭТАПЕ РЕЛАКСАЦИИ

Выше отмечалось, что на первом этапе релаксации, когда концентрация электронов еще мала, ионизация электронным ударом не может обеспечить необходимой скорости генерации заряженных частиц. Рассмотрим различные процессы, могущие быть причиной первичной ионизации.

3.1. Ионизация при атомно-молекулярных столкновениях

Сечения ионизации из основного состояния при атомно-молекулярных столкновениях припороговых энергий невелики — ~10⁻²⁰ сm² ^{21, 28}. Поэтому этот процесс недостаточно эффективен для объяснения первичной ионизации ²⁹. Вайман ³⁰ предположил, что за у. в. в инертных газах ионизация при столкновениях атом-атом может быть ступенчатой. Благодаря снижению пороговой энергии (в приближении немедленной ионизации) столкновения (2,7) могут быть достаточно эффективны. Теория атомных столкновений еще не позволяет вычислить сечение процесса (2,7). Однако необходимая информация может быть получена из анализа некоторых экспериментов в ударных трубах. Микроволновые измерения ³¹⁻³³ дают линейное нарастание n_e за фронтом. Из этих данных можно получить величины усредненного сечения и пороговой энергии. Последняя оказалась близка к первому потенциалу возбуждения, что является серьезным доводом в пользу ступенчатой ионизации. Предполагается, что скорость ионизации определяется скоростью возбуждения, а функция возбуждения линейно зависит от энергии. В таблице приводятся значения наклона функции возбуждения σ_0 (в $cm^2/g\theta$), полученные разными авторами.

X	Ar	Xe	Kr 32	Ar ³³
σ ₀ , см ² /әв	1,2.10-19	1,8.10-20	1,4.10-19	2,5.10-20

Условия экспериментов Келли ³² и Мак-Ларена и Гобсона ³³ близки — $M_1 \simeq 7 \div 10, p_1 \sim 1$ мм рт. ст. В ³³ имеются соображения в пользу того, что данные Келли завышены.

В отличие от упомянутых работ, в ³⁴ для измерения хода n_e использовался оптический интерферометр, $M_1 = 15 - 18$. Авторы отмечают, что им не удалось подобрать такой зависимости сечения возбуждения атом-атом от энергии, которая обеспечивала бы согласие с экспериментом при разных M_1 . К сожалению, какие-либо ориентировочные цифры в ³⁴ не приводятся.

Данные таблицы, по-видимому, действительно характеризуют процесс (2,7). Роль излучения вряд ли могла быть велика, а уровень примеси не превышал 10⁻⁶. Оценки ³⁵ свидетельствуют в пользу применимости приближения «немедленной ионизации» в условиях ³², ³³. Однако в ³⁵ сделано предположение о полной реабсорбции резонансного излучения. Это требование эквивалентно тому, что радиационные переходы $2 \rightarrow 1$ почти полностью компенсируются встречным процессом, вызванным поглощением излучения $1 \rightarrow 2$ (см. (2,5)). Таким образом, полагая, что скорость начальной ионизации полностью определяется атом-атомными столкновениями, мы в неявной форме допускаем существенное влияние пропессов переноса излучения.

В молекулярных газах первичная ионизация может быть обусловлена весьма эффективным механизмом — ассоциативной ионизацией (2,8), (2,9). Эффективность этих процессов объясняется большой величиной сечения и сравнительно малой энергией активации реакции (так, минимальная величина порога в случае $N + N \rightarrow N_2^+ + e$ составляет 6,3 эв, а в случае $N + O \rightarrow NO^+ + e - 2,8$ эв). Применительно к слабым у. в. в воздухе процессы ассоциативной ионизации впервые подробно обсуждались Лином и Тиром ³⁶.

Полагая для простоты, что молекулярный ион образуется в основном электронном состоянии, запишем скорость генерации заряженных частиц:

$$S_{e} = S_{al} - S_{dr} = n_{1} \sum_{k} \beta_{k} (T_{a}) n_{k} - n_{e} n_{2}^{+} \sum_{k} \alpha_{k} (T_{e}), \qquad (3,1)$$

$$\overline{\alpha} = \sum \alpha_k, \quad \overline{\beta} = \sum \beta_k n_k / \sum n_k,$$
 (3,2)

где n_k — концентрация атомов на k-м возбужденном уровне, n⁺₂ — концентрация молекулярных ионов. Выражение (3,1) очевидным образом распространяется на случай взаимодействия атомов разных элементов.

Литературные данные о скоростях α_h и β_h (т. е. о конечных состояниях продуктов реакции) ограничены. В теоретических работах используются модельные представления, область применимости которых остается неясной. В экспериментах определя-

неясной. В экспериментах определяются лишь суммарные эффективности реакций α (распадающаяся плазма) и $\overline{\beta}$ (ионизационная релаксация за у. в.) в неперекрывающихся интервалах температур. Поскольку измерения проводятся обычно в неравновесных условиях, вычисление α по известному $\overline{\beta}$ (и наоборот) требует осторожности (соотношения детального равновесия можно записать лишь для α_h и β_h).

По-видимому, при диссоциативрекомбинации молекулярного ной иона инертного газа возникает сильно возбужденный атом 42. В случае N₂⁺, O₂⁺, NO⁺ образуются метастабильные атомы основной конфигурации (для случая O_2^+ атом $O({}^1D) {}^{43}$). На рис. 4 приведены экспериментальные данные о коэффициенте диссоциативной рекомбинации в азоте (аналогичный сводный рисунок для NO⁺ см. в 44). Кривые 5 и 6 получены пересчетом значений β в предположении, что распределение атомов по возбужденным состояниям было равновесным по атомарной температуре. Пунктирная часть кривой 2 рис. 4 соответствует экстраполяции данных ³⁸ на высо-



Рис. 4. Зависимость коэффициента диссоциативной рекомбинации N_2^+ от T_e . Данные микроволновых измерений в распадающейся плазме. Кривые: $1 - {}^{37}$, $2 - {}^{36}$, $3 - {}^{30}$. Значения с, полученные из скорости ассоциативной ионизации в у. в.: $4 - {}^{36}$, 5 - результаты обработки 19 осциллограмм 40 инфракрасного излучения за у. в. в воздухе (см. рис. 19), 6 - результаты измерений 41 в смеси Ar $+ N_2$.

кие температуры. Противоречие между 2 и 5 отражает недостаток информации о состоянии конечных продуктов реакции. Так, полагая, что основной вклад в $\overline{\beta}$ дает β_3 , получим α_3 , близкое к пунктирной кривой.

3.2. Ионизация, обусловленная переносом излучения

Градиенты параметров плазмы за у. в. невелики, и в связи с этим явления молекулярного переноса не играют существенной роли. Перенос излучения, имеющего большие длины пробега, может влиять на ход рэлаксации двумя путями. Излучение у. в. может опережать волну и создавать перед фронтом возбужденные атомы и электроны. Эти частицы вносятся в зону релаксации, ускоряя процесс первичной ионизации. Помимо этого, излучение равновесной области поглощается в зоне релаксации, что также ускоряет приближение к равновесию. Как в том, так и в другом случае может быть существенным перенос излучения в линиях и континууме.

В случае плоской волны источник возбужденных атомов, обусловленный переносом излучения в спектральной линии, записывается

⁷ УФН, т. 102, вып. 3

в следующем виде 45:

$$B_{k}(x) = -A_{k1} \left[n_{k}(x) - \int_{-\infty}^{+\infty} n_{k}(\xi) K_{k}(x, \xi) d\xi \right], \qquad (3,3)$$

где A_{k1} — вероятность спонтанного перехода $k \to 1$, $n_k(x)$ — населенность излучающего уровня в точке x. Первый член в (3,3) характеризует высвечивание, второй — поглощение излучения остального объема газа. $K_k(x, \xi)$ — вероятность того, что фотон, испущенный в элементе объема с координатой ξ , будет поглощен в x. $K_k(x, \xi)$ определяется излучательной способностью газа и спектральным коэффициентом поглощения $k_v^*(x)$.

Таким образом, нахождение скорости ионизации с учетом переноса излучения требует решения интегро-дифференциальной системы уравнений кинетики. Это обусловлено тем, что перенос излучения связывает между собой удаленные друг от друга объемы плазмы.

В некоторых случаях весь объем, занимаемый плазмой, естественно разбивается на несколько слабонеоднородных, но резко отличающихся друг от друга областей (например, плазма перед фронтом и за фронтом у. в.). Тогда источник B_k может быть преобразован к виду, допускающему дальнейшие упрощения. Разобьем объем газа на две области («горячий» и «холодный» газ). Допустим, что горячий газ в пределе своих линий излучения является черным при некоторой температуре T. Тогда для источника возбужденных атомов в холодном газе можно записать выражение ¹⁸

$$B(x) = A[n^{0} - n(x)] \theta(x) - \int_{0}^{\infty} d\xi A[n(x) - n(\xi)] K(x, \xi).$$
(3.4)

Первые два слагаемых в (3,4) учитывают обмен излучением между холодным и горячим газом — «подсветку» холодного объема горячим и обратный процесс «высвечивания». n^0 — больцмановская концентрация при T, $\theta(x)$ — вероятность высвечивания за пределы объема V, занимаемого холодным газом, является обычной при описании переноса в слабонеоднородной среде ⁴⁶. В настоящем обзоре имеет смысл рассматривать линии дисперсионного контура, так как фотоны, соответствующие крыльям линии, имеют большие длины свободных пробегов. Если «холодный» газ можно считать оптически однородным, то

$$\theta(x) \simeq (2+3\sqrt{\pi k_0 x})^{-1},$$
 (3.5)

где k₀ — коэффициент поглощения в центре линии.

Последний член в (3,4) существен лишь при сильной неоднородности «холодного» газа. Он учитывает обмен фотонами, происходящий в его объеме. Вопросам, связанным с переносом излучения в спектральной линии в неоднородной среде, посвящены работы 47.

Аналогичным образом можно записать источник электронов, обусловленный переносом излучения в рекомбинационном континууме. В (3,4) n_k заменяется на n_e^2 , A_{k1} — на α_{e1} , где α_{e1} — коэффициент радиационной рекомбинации в основное состояние.

а. Опережающее излучение. Влияние опережающего излучения на состояние газа перед фронтом у. в. было впервые рассмотрено Зельдовичем и Райзером^{1, 2} в связи с проблемой яркости фронта у. в. большой интенсивности. В этих работах изучался нагрев газа перед фронтом. В работе⁴⁸ рассматривались неравновесные эффекты перед фронтом у. в. Было показано, что опережающее излучение создает перед фронтом волну возбужденных атомов, причем их концентрация может приближаться к больцмановской при равновесной температуре T_{eq} . В ⁴⁸ было использовано то обстоятельство, что в районе, не очень близко прилежащем к фронту, можно пренебречь последним членом в (3,4). Уравнение относительно n_2 решалось с учетом тушения и сноса потока. В результате $n_2(x)$, будучи близкой к больцмановской при температуре горячего газа за фронтом T_{eq} , медленно спадала при удълении от него. В ⁴⁸ было также отмечено, что фотоионизация возбужденных атомов приводит к появлению заметной концентрации электронов на больших расстояниях от фронта.

Концентрация электронов перед фронтом вычислялась в ⁴⁹. На больших расстояниях она обусловлена фотоионизацией возбужденных атомов, а на малых — фотоионизацией атомов в основном состоянии. Последний эффект заметно растет с увеличением скорости у. в.

Явлениям, связанным с опережающим излучением, посвящено значительное число работ, обсуждение которых вывело бы нас за пределы темы обзора. Обратим внимание лишь на работу Мерти ⁵¹, подробно рассмотревшего ту же задачу и получившего в итоге близкие результаты.

Результаты, полученные для плоской у. в., можно использовать для интерпретации явлений в ударных трубах лишь как предельный случай, соответствующий идеальному отражению излучения от стенок. Другой предельный случай — отсутствие отражения — был рассмотрен в⁴⁹. Поглощение стенками ослабляет первичное облучение множителем

$$f(y) = 1 - y^{3/2} (1 + y^2)^{-3/4}, \quad y = x/R.$$
 (3,6)

Меняется также выражение для θ (y). В итоге, при $y \ge 1$ концентрация электронов и возбужденных атомов значительно снижается.

б. Ионизация за фронтом у. в., вызванная переносом излучения. Вопрос о влиянии излучения на начальную ионизацию многократно обсуждался в литературе, начиная с работ ^{9, 50}. В ⁵² с помощью ряда упрощающих предположений была вычислена скорость начальной ионизации, обусловленная переносом излучения в спектральных линиях. Поскольку за фронтом хорошо работает приближение немедленной ионизации, то в (3,4) можно ограничиться лишь учетом «подсветки» из равновесного района. Если, кроме этого, считать зону релаксации оптически однородной (пренебрегаем штарковским уширением и поджатием газа, существенными лишь в узком слое), то скорость начальной ионизации имеет вид ⁵²

$$B_{l}(x) = \sum_{k} A_{k1} n_{k}^{0} (T_{eq}) \left(3 \sqrt{(k_{0})_{k} \pi (\Delta x - x)} \right)^{-1}, \qquad (3,7)$$

где сумма берется по всем переходам в основное состояние, $\Delta x - длина$ релаксации, x отсчитывается от равновесной зоны. Для учета поглощения стенками (3,7) надо умножать на $f\left(\frac{\Delta x - x}{R}\right)$.

Вклад рекомбинационного континуума в источник электронов был рассмотрен Кузнецовым ⁵³ и позднее в ряде работ других авторов ^{54, 55}. Полагая, что коэффициент фотоионизации слабо зависит от частоты, получим

$$B_{c}(x) = N(T_{eq}) \varkappa \phi [\varkappa (\Delta x - x)], \quad \phi(y) = e^{-y} + y \operatorname{Ei}(-y); \quad (3,8)$$

 $N(T_{eq})$ — количество фотонов частоты $v > v_i$ (v_i — граница фотоионизации с основного уровня), испускаемых единицей поверхности черного тела в секунду, \varkappa — сечение фотоионизации.

На рис. 5 сопоставлены скорости начальной ионизации непосредственно за фронтом, обусловленные поглощением излучения и столкновениями атом-атом. Сечения возбуждения атом-атом заимствовались из работы ³³ для Ar и ³² для Xe (табл. I), вероятности A_{k1} — из ^{56, 57}. Учитывались резонансное, ван-дер-ваальсово и естественное уширения. Длины релаксации брались на основе эксперимента ^{9, 58, 59}.

Роль излучения является значительной при малых и больших M_1 и растет с уменьшением p_1 .

При малых M_1 преобладает излучение в спектральных линиях. С ростом M_1 температура атомов за скачком начинает все более и более превосходить T_{eq} , определяющую интенсивность излучения. Поэтому интенсивность возбуждения атом-атом растет быстрее. При дальнейшем увеличении M_1 зона релаксации начинает пропускать континуум. Его роль



Рис. 5. Сопоставление скоростей начальной ионизации непосредственно за фронтом у. в. в Ar (a) и Xe (б) при столкновениях атом-атом (пунктир), ионизации примеси $3 \cdot 10^{-2}\%$ воздуха (штрих-пунктир) и в результате поглощения излучения. p_1 — давление перед фронтом (мм, рт ст.), R — радиус ударной трубы (см)

возрастает и становится преобладающей. На рис. 5 также показана зависимость начальной ионизации от R, если предположить полное поглощение излучения стенками ударной трубы. Влияние стенок сказывается при $\Delta x \ge R$.

Оценки, аналогичные демонстрируемым на рис. 5, проводились также Жихаревой и Тумакаевым ⁶⁰. Рассматривался более узкий диапазон условий и не учитывался внос электронов и возбужденных атомов через фронт (см. ниже). Поэтому роль излучения оказалась несколько заниженной.

Радиационный процесс не является бинарным, и с уменьшением p_1 роль излучения возрастает. Небольшие отклонения от бинарности в экспериментальных данных по длинам релаксации ($p_1 \Delta x \neq \text{const}$) можно в определенных условиях связать с влиянием излучения. Такие отклонения от бинарности (в сторону, противоположную той, что обусловлена рекомбинацией) имеются в результатах Петчека и Байрона (см. ниже, рис. 15).

Рис. 5 не дает еще полного представления о соотношении ударных и радиационных процессов. Вклад последних возрастает по мере удаления

444

от фронта, а интенсивность столкновений атом-атом меняется мало. На рис. 5 не учтено также и влияние опережающего излучения. С этой точки зрения целесообразно рас-

смотреть профиль $n_e(x)$ в области $n_e, 10^{14}$ см⁻³ первичной ионизации:

$$n_{e}(x) \simeq 4v_{1}^{-1} \{ \langle Z_{12}^{a} \rangle x + \int_{0}^{x} dx [B_{l}(x) + B_{c}(x)] \} + n_{e}(0).$$
(3,9)

Роль континуума в создании $n_e(0)$ можно оценить, полагая, что фотоны континуума, не поглощенные в зоне релаксации, возвращаются в нее в виде электронов. Спектральные линии создают около фронта населенность возбужденных атомов, которую при оценке сверху можно принять больцмановской при T_{eq} . Будучи ионизованными при переходе через фронт, эти атомы дадут вклад в $n_e(0)$.

На рис. 6 для у. в. в Ar в соответствии с (3,9) представлено нарастание n_e в зоне первичной



Рис. 6. Нарастание n_e в зоне первичной ионизации за у. в. в Ar, $M_1 = 20$, $p_1 = = 1$ мм рт. ст.

2 — ионизация, обусловленная столкновениями атомов, 1 — ионизация, обусловленная поглощением излучения за фронтом у. В., 3, 4 — нарастание n_e с учетом 1, 2 и вноса электронов и возбужденных атомов через фронт (3 соответствует полному поглощению опережающего излучения стенками трубы).

ионизации. Кривая 4 соответствует оценке сверху вноса через фронт. Кривая 3 учитывает внос в наиболее жестком предположении неотражающих стенок ударной трубы. Из рис. 6 следует, что вклад излучения в первичную ионизацию может быть более значительным, чем это следует из рис. 5.

3.3. Влияние примесей на начальную ионизацию

Обсуждая результаты своих измерений, Петчек и Байрон предположили, что начальная ионизация обусловлена примесями в рабочем газе. Однако лишь для у. в. в районе $M_1 = 10 - 12$ их опыты (с уровнями примеси $5 \cdot 10^{-5}$, $2 \cdot 10^{-5}$, $7 \cdot 10^{-6}$) могут быть привлечены для подтверждения исходного предположения (см. ниже, рис. 16). Поразительно, однако, то, что для этого необходимо постулировать процесс, протекающий с участием примеси и имеющий сечение $\sim 4 \cdot 10^{-14}$ см² (эта цифра получена в ⁶¹ при обработке результатов ⁹). Такой процесс Петчеком и Байроном найден не был.

Среди процессов ионизации при столкновениях тяжелых частиц одним из наиболее быстрых является ассоциативная ионизация атомов N и O. На рис. 5 штрих-пунктиром указана начальная скорость генерации электронов при наличии $3 \cdot 10^{-2}$ % воздуха в Ar. Предполагается, что N₂ и O₂ полностью диссоциированы. Время диссоциации N₂ за у. в. в Ar при $M_1 \leq 15$ существенно меньше длины зоны ионизационной релаксации и сравнивается с последней при $M_1 \simeq 20$. Если азот не успевает продиссоциировать полностью, то существенным может оказаться нагрев электронов при столкновениях с колебательно-возбужденными молекулами N₂ (см. (2,14)). В этих условиях отношение $Q_0/Q_{el} \simeq 0,5 \gamma_M/\alpha$, γ_M — доля примеси N₂.

Оценки влияния примеси воздуха (образование NO⁺) проводились также в ⁶¹ для у. в. в Ar и в ⁶² для у. в. в смеси 0,9 Ar + 0,1 N₂. В ⁶¹ показано, что если не проводится специальная очистка (как, например, в ⁷¹) и примесь воздуха может достигать 1%, то она может играть важную роль.

Резюмируя обсуждение механизма первичной ионизации, можно отметить, что в воздухе и, по-видимому, в других молекулярных газах решающим процессом является ассоциативная ионизация. В атомарных газах конкурируют межатомные столкновения и излучение. Процессы с участием примесей могут играть существенную роль лишь при высоких концентрациях последних.

4. СТРУКТУРА РЕЛАКСАЦИОННОЙ ЗОНЫ

4.1. Профили параметров плазмы в зоне релаксации

В результате решения системы уравнений кинетики совместно с уравнениями сохранения могут быть получены распределения параметров

плазмы в зоне релаксации. На рис. 7 дан типичный расчетный случай для у. в. в Аг. На рис. 8 приведена интерферограмма у. в. в Аг, на которой отчетливо видна зона релаксации *). Релаксация



Рис. 7. Зона релаксации за у. в. в Ar. $M_1 = 20, p_1 = 2$ мм рт. ст. $T_1 = 300^{\circ}$ К.



 $M_1 = 20,6, p_1 = 1,09$ мм рт. ст. Длины волн $\lambda = 5300$ Å и 10 600 Å. У. в. движется налево.

проходит в два этапа. Вначале степень ионизации с нарастает линейно или несколько быстрее, если существенно излучение. Далее с ростом с на первый план выходит ионизация электронами, скорость которой пропорциональна с; зависимость становится экспоненциальной. Поэтому

446

^{*)} Авторы благодарят проф. И. И. Гласса, любевно предоставившего интерферограммы.

ясно, что если начальная ионизация очень интенсивна, то длина зоны Δx зависит от ее скорости почти что линейно. В обратном случае эта зависимость ослабевает и превращается в логарифмическую.

что плазма за у. в. почти Отметим, всегда квазинейтральна. Лишь там, где градиенты n_e наиболее велики, возникает возможность диффузии электронов относительно ионов. Как видно из рис. 9, заимствованного из работы Бонда ⁶³, отклонения от квазинейтральности малы. Обсуждение этих эффектов и оценки см. в². Более подробные расчеты для у. в. в инертных газах были выполнены Чаббом 64. Скачок потенциала имеет место в точке наибольшего градиента ne. В 9 это обстоятельство было использовано для измерения времени релаксации.

В молекулярных газах диссоциация может происходить медленнее ионизации (при малых скоростях у. в.) и быстрее ее; см. раздел 4.3. На рис. 10 даны профили зоны релаксации за у. в. в воздухе при $V_1 = 14 \ \kappa m/ce\kappa^{18}$. В этих условиях временем диссоциации можно пренебречь. Расщепление кривых, соответствующих разным давлениям и, следовательно, отступление от бинарности, связано с учетом рекомбинации.



Рис. 9. Распределение зарядов n₊, n₋, поля **Є**, потен-циала V за фронтом у. в. x — расстояние от фронта.

Непосредственное измерение Т_а связано с большими трудностями. Так, в 65 определялся профиль вращательной температуры T_r возбужденного электронного состояния $B^2\Sigma^+_u$ иона N^+_2 за у. В. в азоте. Оказалось, что



Рис. 10. Зона релаксации за у. в. в воздухе 18. $V_1 = 14$ км/сек, $T_1 = 300^{\circ}$ К. Давление p_1 : $I = 10^{-4}$, $2 = 10^{-3}$, $3 = 10^{-2}$ атм.

измеренные значения T_r превышают расчетные значения T_a. В действительности вследствие неадиабатического взаимодействия состояний $A^2 \Pi_u$ и $B^2 \Sigma_u^+$ молекулы N_2^+ понятие T_r не всегда может быть использовано ⁶⁶. Значения T_e весьма быстро выходят на квазистационарный уровень, после чего T_e меняется медленно. Поэтому зависимость от весьма неопределенного начального значения локализуется вблизи фронта, там, где



Рис. 11. Возможные пути развития ионизации.

 T_e не оказывает влияния на ход релаксации. Расчеты с различными T_e (0), проведенные в ⁶⁷, иллюстрируют это обстоятельство. Быстрое установление квазистационарности экспериментально подтверждено в ⁶⁸.

Картину релаксации иногда удобно изображать на плоскости $\{n_e, T_e\}$. Вдоль кривых на этой плоскости (рис. 11) меняется время, по мере роста которого возрастает n_e . Возможны три случая. Случай 1 — скорость ионизации столь велика, что в каждый момент времени имеется ионизационное равновесие (n_e и T_e связаны уравнением Саха). Лишь замедленный обмен энергией между электронами и тяжелыми частицами

препятствует более быстрому установлению равновесия. Случаи 2 и З соответствуют отсутствию локального ионизационного равновесия. При этом может иметь место локальный

перегрев электронов (случай 3). Характер зависимости n_e (T_e) в значительной степени определяется





Рис. 12. Зона релаксации за у. в. в парах Hg. $M_1 = 10, T_1 = 200^{\circ}$ С, $n_1 = 1,0 \cdot 10^{17}$ см⁻³. T_e дается в квазистационарном приближении.

Рис. 13. Концентрации возбужденных атомов за у. в. в парах ртути (условия рис. 12) по отношению к концентрации атомов перед фронтом. 1 — уровень 6 ³P₁, 2 — 6 ³P₈.

структурой схемы термов атомов данного газа. В аргоне и воздухе благодаря наличию значительного энергетического промежутка ($E_1 - E_2$), реализуются случаи 2 и 3; см. рис. 7 и 10. Однако в парах ртути благодаря весьма равномерному распределению уровней в спектре, ионизация и возбуждение при столкновениях с электронами протекают быстро, так что успевает устанавливаться локальное равновесие с температурой T_e . Возникает так называемая «двухтемпературная» плазма и релаксация идет

по схеме I (рис. 12). На рис. 13 даны экспериментальные значения концентраций возбужденных атомов ⁷⁷, с которыми удовлетворительно согласуются больцмановские значения, вычисленные при T_e . Поскольку рекомбинацией нельзя пренебречь во всей зоне, то возникают специфические отклонения от бинарности.

Вслед за рекомбинационной зоной расположена область, заполненная равновесной плазмой. Параметры этой плазмы меняются несравненно медленнее, чем в зоне релаксации (рис. 14). Плазма постепенно остывает, главным образом благодаря выходу излучения.



Рис. 14. Концентрация электронов за у. в. в Ar³⁴.

Обсуждение этого эффекта не входит в предмет настоящего обзора (см., например, ^{4, 18}). В охлаждающейся плазме сохраняется локальное термодинамическое равновесие, и лишь в некоторых условиях выход излучения его нарушает.

4.2. Сопоставление расчетных и измеренных значений времен релаксации в атомарных газах

На рис. 15 представлены результаты Петчека и Байрона, полученные в аргоне при различных давлениях. Там же приведены расчетные данные Моргана и Моррисона ⁶⁹ и Чабба ⁶⁴. Расчеты ⁶⁹, проведенные с разными значениями сечений возбуждения атом-атом, хорошо демонстрируют чувствительность Δx к скорости начальной ионизации — она имеет логарифмический характер. Расчет Чабба ⁶⁴, так же как и аналогичный расчет, проведенный Хоффертом и Лином ⁶⁷, превышают измеренные в ⁹ величины при $p_1 = 10$ и 2 мм рт. ст. в 2,5—3 раза и значительно лучше соответствуют им при $p_1 = 50$ мм рт. ст.

Результаты Вонга и Бершадера ⁷⁰ (рис. 16), полученные обработкой осциллограмм профиля $n_e(x)$, лежат выше данных Петчека и Байрона. Поэтому они ложатся ближе к расчетным кривым ^{64, 69}. Авторы работ ^{34, 70} сами подбирали сечение возбуждения атом-атом, с тем чтобы удовлетворить полученным профилям n_e (так, как это сделано на рис. 14). Для различных M_1 потребовались различные значения сечений. Это говорит о наличии дополнительного источника начальной ионизации. Небольшие отклонения от бинарности, имеющие место на рис. 15, позволяют преднолагать влияние переноса излучения. Однако если говорить об излучении от равновесного района, то в работе ⁵² оно было переоценено. На рис. 16 представлены результаты измерений т в аргоне с разными уровнями примеси. Соответствие между т и долей примеси у установить трудно. За у. в. в Хе т измерялось в ^{58, 72-76}. На рис. 17 представлены

За у. в. в Хе т измерялось в ³⁵, ⁷²⁻⁷⁶. На рис. 17 представлены p_1 т, полученные за прямой у. в. Смитом ⁷⁵ (оптические измерения, $\gamma \sim 10^{-5}$). Там же ориентировочно приведены результаты интерферометрических измерений Лазовской и Тумакаева ⁵⁸ ($\gamma \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$). Несмотря на разный уровень примеси, они не противоречат друг другу, но плохо

 $M_1 = 18, T_1 = 300^{\circ}$ К, $p_1 = 3$ мм рт. ст., $(n_e)_{\text{max}} = 1.8 \cdot 10^{17}$ см^{-3 3}. Кружками отмечены данные обработки интерферограммы. Расчетная кривая получена подбором Величины сечения возбуждения атом-атом.









Рис. 16. Результаты измерений времени релаксации в Ar τ (жксек) в лабораторной системе при различных начальных давлениях p_1 (жм рт. ст.) и уровнях примеси у.

[панные работы ⁹: △-p₁=2, γ=8 · 10⁻⁵; ○-p₁=10, γ=5 · 10⁻⁵, ◇-p₁=50, γ-5 · 10⁻⁵; **—** $p_1=50$, γ=2 · 10⁻⁵; □-p₁=50, γ=7 · 10⁻⁶; ▲, ●, ◆-γ×10⁻³, p₁=2, 10, 50 соответственно. Работа ⁷⁰: ♥, ⊗-γ=10⁻⁵, p₁=2, 5 соответственно. Работа ⁷¹: ♥ y=3,5× × 10⁻³ ÷ 1 · 10⁻², p₁=5. Работа ⁶¹: p₁=5, + -γ=3⁻⁴,×-8 · 10⁻³ соответственно. согласуются с расчетом Чабба ⁶⁴, в котором начальная ионизация обусловливалась межатомными столкновениями ³².

В литературе имеются результаты измерений времен релаксации в парах ртути ⁵⁸, ⁷⁷ (см. обсуждение рис. 12, 13), парах калия ⁷⁸ и в смеси

Аг с парами цезия ⁷⁹. Оценки, проведенные для у. в. в Аг с примесью Cs с простейшей схемой кинетики, показывают ⁸⁰, что в условиях ⁷⁹ начальная ионизация обусловлена столкновениями атомов Cs и Ar. Для у. в. в Не расчеты структуры зоны релаксации приведены в ⁸¹.

Завершая обсуждение, отметим, что для у. в. в инертных газах расчетные значения длин релаксации превышают экспериментальные. Как это ни парадоксально, ситуация для воздуха является значительно более удовлетворительной.

4.3. Ионизационная релаксация за сильными у.в. в молекулярных газах

Развитие ионизации в молекулярных газах отличается интересной особенностью, выясненной в работах, по-



Рис. 17. Произведение времени релаксации т в Хе на начальное давление.

Экспериментальные точки-работа ⁷³, р₁= =0,5 мм рт. ст. Пунктиром ориентировочно показаны результаты измерений ⁶³. Расчетная сплошная нривая-работа ⁶⁴.

священных релаксации в воздухе: зависимость τ от V_1 проходит через максимум (рис. 18), обусловленный сменой механизмов релаксации.



Рис. 18. Зависимость p_1 т от скорости у. в. V_1 в воздухе. Расчетные кривые: 1-работа ³⁶, 2-⁸², 3-¹⁹. Результаты измерений: -работа ⁸³, O-40.

При малых V₁ равновесная степень ионизации α_{eq} мала. Ионизация, обусловленная межатомными столкновениями, не влияет на ход

релаксации газа. По истечении времени т, еще на начальной стадии диссоциации, заряженные частицы (электроны и молекулярные ионы) приходят в квазиравновесие с релаксирующим газом ³⁶.

В интервале $V_1 \sim 9 - 10 \ \kappa m/cek$ (эти значения несколько зависят от p_1) α_{eq} возрастает более чем на порядок. В то же время эффективная температура, при которой протекает ионизация, меняется незначительно. Это обусловлено тем, что в этом интервале еще продолжается диссоциация. а на ионизацию затрачивается все возрастающая доля энтальпии газа. Таким образом, увеличение V_1 и тем самым начальной энтальпии не приводит к возрастанию скорости ионизации, в то время как число заряженных частиц (электронов и атомарных ионов), которое необходимо полу-



Рис. 19. Сравнение экспериментальных ⁴⁰ (штриховка) и расчетных ¹⁹ приведенных осциллограмм излучения с длиной волны $\lambda \sim 6$ мк за у. в. в воздухе. $a - V_1 = 9,5$ км/сек, $p_1 = 0,2$ мм рт. ст., $6 - V_1 = 10,9$ км/сек, $p_1 = 0,1$ мм рт. ст.

чить в процессе релаксации, возрастает. Поэтому растет и τ . При $V_1 > 10$ км/сек диссоциация практически завершена, α_{eq} зависит от V_1 относительно слабо. В силу этого увеличению V_1 вновь соответствует убывание τ .

Немонотонность зависимости $p_1 \tau$ от V_1 была предсказана в ⁸² и в последствии подтверждена экспериментом в работах ⁴⁰, ⁸⁴. В ⁸² практически пренебрегалось молекулярными процес-

сами, что не позволило рассмотреть промежуточный интервал скоростей. Химическая, колебательно-диссоциационная и ионизационная релаксация были совместно рассмотрены в ¹⁹. Вычисленные профили излучения в инфракрасной области спектра, дающие непосредственную информацию о нарастании n_e, хорошо согласуются с экспериментальными (рис. 19). Поэтому значения времени релаксации, возрастающие в интервале $V_1 = 9 - 10 \kappa m/ce\kappa$ на порядок, также совпадают с измеренными величинами. Расчеты релаксации при $V_1 = 5 - 10 \kappa m/ce\kappa$ были проведены в ⁸⁵.

По-видимому, закономерности, обнаруженные в воздухе, будут иметь место и в других молекулярных газах, но характерные значения скоростей будут, естественно, другими.

4.4. Более сильные ударные волны

При больших числах Маха в механизме релаксации должны проявиться новые факторы. Экспериментальные данные для этих условий пока отсутствуют. При возрастании M_1 в районе $M_1 = 30 - 40$ зона релаксации резко сужается и становится сопоставимой с размерами вязкого скачка уплотнения. Поэтому можно предположить, что заметная ионизация появляется уже в скачке. Этот эффект был учтен в работе Чабба ⁶⁴, выполнив шего расчеты для у. в. в Ar, Kr, Xe. Структура скачка вычислялась по методу Мотт-Смита (см., например, ²). При этом, однако, справедливость использования бимодального распределения атомов по скоростям при интенсивных неупругих столкновениях не обсуждалась. Было получено, что при наибольших M_1 вона релаксации лишь в три раза превосходит длину «скачка» уплотнения.

При больших M₁ и, следовательно, при высоких температурах, существенно усиливается взаимное влияние всех областей у. в., обусловлен-

ное переносом излучения. Кларк и Феррари 54 учитывали перенос излучеионизационном ния в континууме; толщиной пренебрегалось. скачка обусловлива-Ионизация лась поглощением излучения и столкновениями с электронами. Учитывалась взаимосвязь всех областей у. в. Расчеты были выполнены для $M_1 \sim 30$ в Ar и Не (рис. 20). Опережающее излучение создавало значительную ионизацию перец фронтом, заметно повышая энтальцию набегающего потока. Это приводило к большей величине газа непотемпературы скачком средственно зa



Рис. 20. Структура у. в. в Ar.

1 но. 20. отруктура у. в. в ил. $M_1 = 28,9, p_1 = 10^{-3} amm, T_r = 300^{\circ}$ К. Кривые — пара-метры плазмы в относительных единицах: 1 — относитель-ная плотность ρ/ρ_1 ($\rho_4/\rho_1 = 12,3$), 2 — степень ионизации ($\alpha_4 = 0,720$), 3 — температура ($T_4 = 18\ 200^{\circ}$ К), 4 — поток лучистой энергии по отношению к полному потоку энергии q ($q_0 = 0,111$), η — расстояние в длинах пробега фотона ионизационного континуума перед фрнтом у. в.; 4 соответ-ствует равновесному состоянию газа за фронтом у. в.

уплотнения. Далее температура уменьшалась в результате прохождения ионизационной релаксации и радиационного охлаждения. Эти эффекты



Рис. 21. Структура сильной у. в. в воздухе 110, $V_1 \approx 55 \ \kappa m/ce\kappa, \ p_1 \approx 2.3 \cdot 10^{-5} \ amm.$ Кривые — параметры плазмы: 1 — степень ионизации, 2 — относительная плотность ρ/ρ_1 , 3 — относительная температура электронов $\theta_e = T_e/2\varepsilon_0$,

4 — относительная температура тяжелых частиц $\theta = T/2\varepsilon_0 (\varepsilon_0 - начальная кинетическая энер гия атома); <math>\xi = x/L_i$ — приведенное расстояние в единицах L_i характерной длины ионизации, равновесному за фронтом. состоянию соответствующей

обсуждаются также в ряде других работ; см. обзор 86. Работа 54 носит модельный характер (эта модель развивается далее в⁸⁷), поскольку для атома была принята двухуровневая схема и T_e=T_a. В ⁵⁵ отличие T_e от T_a было учтено, но перенос излучения в спектральных линиях, как и в ⁵⁴, не рассматривался. Попытку учесть влияние линии L_{α} на структуру у. в. в водороде предприняли Уитни и Скалафурис 88. При этом не была принята во внимание специфика переноса излучения в линии, что, как показано в работе ⁸⁹, привело к ошибочным выводам.

До сих пор рассматривались явления за фронтом у. в., в равновесной области которых осуществляется однократная ионизация газа. С увеличением скорости у. в. начинает играть роль также двукратная (при дальнейшем росте V1 и многократная) ионизация. Релаксация за очень сильными у. в., соответствующими многократной

ионизации, рассматривалась в 105 в связи с проблемой движения метеоритных тел в атмосфере. Однако некоторые исходные положения 105 вызывают сомнения. Так, предполагалось больцмановское распределение атомов и ионов по возбужденным уровням, причем уравнения энергии не учитывали затрат на его поддержание. Для коэффициентов тройной рекомбинации и ступенчатой ионизации были использованы термодинамически противоречивые выражения. Не учитывалась также электронная теплопроводность.

В работе Магретовой, Пащенко и Райзера ¹¹⁰ было показано, что электронная теплопроводность приводит к весьма сильному прогреву электронного газа перед фронтом волны. В результате этого первая ионизация в основном происходит перед скачком. Для расчета кинетики многократной (3—4-кратной) ионизации у. в. в воздухе авторы ¹¹⁰ воспользовались моделью ионов с «дробным», т. е. непрерывно меняющимся зарядом ². Эта модель приводит к упрощению системы уравнений кинетики, которая теперь содержит лишь уравнения для концентрации электронов и температур ионов и электронов. Константа скорости многократной ионизации в ¹¹⁰ соответствует приближению немедленной ионизации. Профили параметров плазмы для типичного случая приведены на рис. 21. Максимум T_e в области за скачком обусловлен интенсивным нагревом электронов при упругих столкновениях с ионами (см. также раздел 4.1). Интерес в этих условиях представлял бы вопрос о структуре вязкого скачка уплотнения, который в ¹¹⁰ считался бесконечно тонким.

В работе Железняка ⁹⁰ рассмотрена релаксация за ударной волной в азоте при скоростях 18—24 км/сек, где существенна двукратная ионизация. Уравнения для концентраций однократных и двукратных ионов интегрировались независимо. Очевидно (и это подтверждается результатами ⁹⁰), что в силу соображений, аналогичных изложенным в 4.3, при этом должна иметь место немонотонная зависимость времени релаксации двукратных ионов от скорости.

5. ИЗЛУЧЕНИЕ ЗОНЫ РЕЛАКСАЦИИ

Обработка экспериментальных данных по профилям излучения в зоне релаксации может дать более подробную информацию о ходе протекающих в ней процессов. Кроме того, в некоторых случаях излучение неравновесной зоны представляет самостоятельный интерес. Излучение неравновесной зоны привлекло к себе особое внимание после того, как за у. в. в воздухе был обнаружен яркий максимум его интенсивности.

5.1. Распределение атомов по возбужденным состояниям в неравновесной плазме

Концентрация атомов на k-м уровне n_k может быть вычислена путем решения системы уравнений баланса, записанных относительно каждого из возбужденных уровней. Столкновениями между возбужденными атомами можно пренебречь. Поэтому система уравнений является линейной и может быть решена. В квазистационарном приближении (см. раздел 2.1) решение может быть записано в виде

$$y_k = r_{ik} y_i + r_{ke} y_e^2, (5,1)$$

 $y_k = n_k/n_k, y_e = n_e/n_e^0$. Индексами «нуль» обозначены величины, соответствующие равновесию при локальных значениях T_e .

Коэффициенты r_{1k} , r_{ke} зависят от вероятностей элементарных процессов. Кроме того, r_{1k} , r_{ke} зависят от T_e и часто от концентрации электронов и линейных размеров задачи. Последнее имеет место, если выход реабсорбируемого излучения влияет на населенности уровней. Коэффициенты r_{1ke} и r_{ke} могут быть найдены численно и затабулированы. Такая работа была выполнена Бейтсом с сотрудниками ⁹¹⁻⁹³ для некоторых случаев.

Диффузионные представления (см. раздел 2.1), развитые для дискретного пространства энергий, позволяют получить аналитические выражения для r_{1k} , r_{he} . Учитываются столкновения электрон-атом, атом-атом, радиационные процессы и немаксвелловость распределения электронов по энергиям ¹¹⁻¹³, ⁹⁴. Если кинетика определяется лишь столкновениями с электронами, то r_{1k} и r_{he} зависят только от T_e и равны

$$r_{ik} = \sum_{i \ge k} S_i / \sum_{i \ge 1} S_i, \quad r_{ke} + r_{ik} = 1, \quad S_i = K_i / \langle z_{i, i+i} \rangle, \quad (5,2)$$

 K_i — константа ионизационного равновесия для *i*-го состояния — $A_i \stackrel{\longrightarrow}{\leftarrow} A^+ + e$. $\langle z_{i, i+1} \rangle$ — эффективная вероятность возбуждения. Для $\langle z_{i, i+1} \rangle$ получены достаточно универсальные формулы

$$\langle z_{12} \rangle = n_e \Gamma F_1 \Lambda_1 \frac{\mathrm{Ry}^{3/2}}{\sqrt{T_e} (E_1 - E_2)} e^{(E_2 - E_1)/T_e} = n_e \beta_1,$$
 (5,3)

$$\langle z_{i,i+1} \rangle = n_e \Gamma \frac{E_{i-1} \Lambda_i \mathrm{Ry}^{3/2}}{(E_i - E_{i-1}) (E_{i-1} - E_{i+1}) \sqrt{T_e}} e^{-(E_i - E_{i-1})/T_e}, \qquad i \ge 2; \quad (5,4)$$

 F_1 дается формулой (2,4), Λ_i — графиком на рис. 1. При использовании (5,3), (5,4) близколежащие уровни атомов следует объединять, приписывая им суммарный статистический вес.

Для качественного анализа удобно использовать приближенную формулу, полученную в пренебрежении дискретностью⁹⁴,

$$y(E) = y_1 \chi(E/T_e) + y_e^2 [\chi(E_1/T_e) - \chi(E/T_e)].$$
 (5,5)

Функция χ (x) была введена в разделе 2.1. Как следует из (5,1), (5,5), сильно возбужденные состояния находятся в относительном равновесии с электронами (y (E) $\cong y_e^2$), а низколежащие уровни скорее близки к равновесию с основным состоянием (y(E) $\cong y_1^2$).

Результаты расчета населенностей возбужденных атомов, выполненные в ^{11-13, 94}, хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в широком диапазоне параметров.

5.2. Неравновесное излучение в спектральных линиях и континууме. Максимум неравновесного излучения

Интенсивность излучения в континууме может быть вычислена по известным формулам ⁹⁵. Она обычно пропорциональна квадрату концентрации заряженных частиц и постепенно нарастает по мере удаления от фронта (см. рис. 19). Более интересным является вопрос об излучении спектральных линий и систем полос, которое может проходить через максимум.

Для нереабсорбированной линии (переход $k \rightarrow i$) профили интенсивности и населенности излучающего состояния k совпадают:

$$I_{hi}(x) = A_{hi} y_h n_h^0.$$

Если y_k монотонно возрастает по мере приближения к равновесию, то ясно, что при постоянном нарастании T_e интенсивности $I_{ki}(x)$ возрастают монотонно. Однако, если в зоне релаксации имеет место локальный перегрев электронов (см. рис. 11, случай 3), излучение в спектральной линии может проходить через максимум. В зависимости от условий за у. в. и схемы термов атома имеются различные возможности *).

В парах Hg релаксация протекает при локальном равновесии; населенности n_h следуют за возрастающей T_e (см. рис. 13). Аналогичная ситуация должна иметь место, по-видимому, и в парах щелочных метал-



Рис. 22. Профили расчетной интенсивности излучения I_{λ} (z) при разных скоростях у. в., $\lambda = 0.55 - 1$ мкм, $z = p_1 x$. Штриховкой показан ход осциллограмм из работы ⁹⁸, $p_1 = 0.1$ мм рт. ст.

лов, имеющих, как и Hg, сравнительно равномерную плотность уровней.

У инертных газов (а также атомов N и O) $E_1 - E_2$ велико и сильно возбужденные состояния близки к равновесию с электронами $(y_k \sim y_e^2)$ и «следят», таким образом, за ходом n_e (см., например, измерения в ⁶¹). При условии, что релаксация идет по схеме 3 рис. 11, населенности низколежащих возбужденных состояний могут превышать равновесные значения, что имеет место в воздухе.

На рис. 22, 23 приведены социллограммы интенсивности излучения за у. в. в воздухе в двух разных участках спектра. Осциллограммы заимствованы из 98, 99. Вопрос о механизме, ответственном за появление максимума, многократно облитературе, суждался в например, ¹⁰⁰⁻¹⁰². Предполагаемые объяснения использовали необоснованные предположения, отрывочные сведения об отдельных процессах и не описывали всей совокупности наблюдаемых явлений. Удовлетворительные результаты могли быть получены лишь при использовании реального распределения частиц по возбужденным состояниям и при учете нагрева электронов колебаниями молекул (см. раздел 2.3). Причины появления

пика излучения за сильными у. в. и его исчезновения с ростом V_1 были выяснены в работах ^{103, 104}, которые носят скорее качественный характер. В работе ²⁶ излучение неравновесной зоны рассчитывается и сопоставляется с экспериментом во всем спектре частот при различных скоростях у. в. Обсудим полученные результаты.

На рис. 24 представлены профили основных параметров неравновесной плазмы. В отличие от слабых у. в. ³⁶, за сильными у. в. колебательная температура T_v быстро становится квазистационарной и приближается к T_a . Однако по мере роста n_e колебания интенсивно «охлаждаются» при столкновениях с электронами и T_v , отрываясь от T_a , сближается с T_e . Баланс энергии электронов показан на рис. 3. Интенсивный нагрев столкновениями с колебательно-возбужденными молекулами (см. раздел 2.3)

^{*)} За отраженными у. в. неравновесное излучение наблюдалось в смесях Cr + Ar и Ti + Ar ^{99, 97}. Излучение в линиях Cr I, Ti I, Ti II (в отличие от Cr II) проходит через максимум. Модель кинетики ионизации, используемая в ^{96, 97}, является мало удовлетворительной и вряд ли способна описать наблюдаемые эффекты.

привел к тому, что T_e существенно превысила свое равновесное значение. Это, в конечном счете, обеспечивает максимум излучения.

На рис. 22 для разных скоростей у. в. представлены профили расчетной интенсивности излучения для интервала длин волн $\lambda = 0.55 - 1$ мкм, которая определяется линиями N и O (главным образом, переходы



Рпс. 23. Сравнение расчетной и экспериментальной (штриховка) интенсивности излучения $I_{\lambda}(z)$ при разных скоростях у. в., $\lambda = 0,40-0,42$ мкм, $z = p_1 x$, p = 0,1 мм рт. ст. Пунктир — вклад спектральных линий.

3*p* — 3*s*, вклад континуума и полос мал). Теория удовлетворительно согласуется с экспериментом. Осциллограммы из ^{98, 99} были пронормированы по расчетным значениям излучения равновесной зоны ¹⁰⁶. Из рис. 22



Рис. 24. Профиль параметров за у. в. в воздухе, $V_1 = 10 \frac{\kappa m/ce\kappa}{r_e}$, $p_1 = 0,1 \frac{m}{m}$ рт. ст., $z = p_1 x$. T_a , T_e , T_v — температуры атомов, электронов и колебаний N₂; x_e , x_{N_2} — мольные доли электронов и N₂.

следует, что хотя интенсивность в максимуме с ростом V_4 и увеличивается, но ее отношение к равновесному уровню падает, и явление максимума постепенно исчезает. Это объясняется более быстрой диссоциацией N_2 за фронтом.

Аналогичные зависимости для интервала $\lambda = 0,40-0,42$ *мкм* приведены на рис. 23. Вклад тех или иных процессов в спектральную интен-

8 УФН, т. 102, вып. 3

сивность I_{λ} может быть различным. В области максимума преобладает первая отрицательная система полос N_{2}^{+} , а при приближении к равновесию возрастает роль атомарных линий (переходы 4p - 3s), вклад которых для $V_{1} = 10$ и $10.9 \ \kappa m/ce\kappa$ дан пунктиром.

На рис. 25 приведены спектральные потоки излучения от неравновесной зоны в тех же условиях. Показан расчетный уровень излучения основных компонент спектра, усредненный в указанных интервалах длин волн. Расчеты и эксперимент согласуются во всем спектре.



Рис. 25. Спектральные потоки излучения q_{λ} от неравновесной зоны, $V_1 = 10 \ \kappa m/ce\kappa$, $p_1 = 0,1 \ m m$ рт. ст.

Точки — эксперимент ⁹⁸, ⁹⁹. Расчетные величины потоков ²⁶: 1 — линии 3p - 3s; 2 — І положительная система N_2 ; 3 — І отрицательная система N_2 ; 4 — β -система NO; 5 — γ -система NO; 6 — δ -, е-системы NO; 7 — пореходы в основное состояние N и O.

Максимум излучения в неравновесной зоне при малых скоростях у. в. наблюдается также и в других молекулярных газах — азоте и смесях CO_2 и N_2 (см., например, ^{65, 107}). Удовлетворительная теория в настоящее время отсутствует, что связано с многообразием и сложностью элементарных процессов в молекулярной плазме.

5.3. О влиянии процессов в зоне релаксации на аэродинамический нагрев при гиперзвуковом обтекании

Исследование структуры у. в. в молекулярных газах представляет интерес в связи с проблемой входа космических аппаратов в плотные слои атмосферы. Как известно, перед телом, движущимся в газе с гиперзвуковой скоростью, образуется отошедшая ударная волна. Расстояние между фронтом у. в. и лобовой частью поверхности тела равно ~0,05*R*, где *R* — радиус затупления.

Высокая температура и давление в сжатом слое обусловливают большие значения конвективных потоков тепла к поверхности тела. Существенный вклад в аэродинамический нагрев может давать излучение сжатого слоя ¹⁰⁸. С ростом скорости потоки излучения резко увеличиваются и могут значительно превосходить конвективные.

Знание характерных времен релаксации позволяет определить структуру у. в. и установить условия, при которых произойдет слияние неравновесной зоны с пограничным слоем, что определяет границы применимости существующей теории конвективного нагрева. Еще более важным вопросом является влияние излучения неравновесной зоны на радиационный нагрев. Этот вопрос возник после обнаружения максимума свечения в неравновесной зоне за у. в. Влияние этого явления на величину радиационного нагрева неоднократно обсуждалось в литературе. Существенное продвижение было достигнуто в ²⁶. Было показано, что при сравнительно малых скоростях, когда максимум неравновесного излучения особенно велик, радиационный нагрев в целом мал по сравнению с конвективным. При больших скоростях, когда соотношение между радиационной и конвективной составляющими аэродинамического нагрева становится обратным, радиационный нагрев почти полностью определяется излучением равновесной зоны (рис. 26).



Рис. 26. Тепловые потоки на обтекаемое тело в зависимости от V₁ для различных давлений перед фронтом p_1 . а) p₁ = 0,01; б) 0,1; в — 1 мм рт. ст. Раднус затупления R = 3 м. Кривые:
 1 — лучистый поток, рассчитаный в приближении равновесного сжатого слоя ¹⁰⁸;
 2 — лучистый поток от неравновесной области (штриховка — предполагаемая неопределенность расчета ²⁶; 3 — конвективный поток ¹⁰⁹.

Таким образом, вклад неравновесного излучения в аэродинамический нагрев можно не учитывать. Этот результат получен для движения в атмосфере Земли и может быть иным для других планет.

Институт высоких температур AH CCCP

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, УФН 63, 613 (1957).
 Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений, М., «Наука», 1966.
 С. А. Лосев, А. И. Осипов, УФН 74, 393 (1961).
 Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов, Релаксационные про-типально и сочта в сочта
- цессы в ударных волнах, М., «Наука», 1966. 5. Дж. Бонд, К. Уотсон, Дж. Уэлч, Физическая теория газовой динамики,
- M., «Mnp», 1968. 6. E. Bauer, JQSRT 9, 499 (1969).

- 7. K. Schofield, Planet. Space Sci. 15, 643 (1967). 8. F. R. Gilmore, E. Bauer, J. W. Mc Gowan, JQSRT 9, 157 (1969).
- (1909).
 9. Н. Е. Реtschek, S. Вугоп, Ann. Phys. 1, 270 (1957).
 10. С. Т. Беляев, Г. И. Будкер, сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. 3, М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 41.
 11. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, Теплофизика высоких температур 5, 201 (1967); 6, 369 (1968); 7, 593 (1969).
 12. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, сб. «Магнито-училочичаеми и магол. ногичения электроэнергии» М. «Энергия» 1968.
- гидродинамический метод получения электроэнергии», М., «Энергия», 1968, стр. 209.

- 13. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, ЖЭТФ 56, 1992 (1969).
- D. R. Bates, A. E. Kingston, R. W. P. Mc Whirter, Proc. Roy. Soc. A276, 297 (1962); A270, 152 (1962).
 Л. П. Питаевский, ЖЭТФ 42, 1326 (1962); А. В. Гуревич, Л. П. Пи-
- таевский, ЖЭТФ 46, 281 (1964). 16. Н. М. Кузнецов, Ю. П. Райзер, ПМТФ, № 4, 10 (1965). 17. В. А. Абрамов, Б. М. Смирнов, Оптика и спектроскопия 21, 19
- 1966)
- 18. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, А. Н. Лагарьков идр., Изв. АН СССР, МЖГ, № 6, 46 (1967).
- 19. М. Б. Железняк, А. Х. Мнацаканян, Теплофизика высоких температур 6, 390 (1968). 20. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, Теплофизика высо-
- ких температур 7, 193 (1969). 21. Дж. Хастед, Физика атомных столкновений, М., «Мир», 1965.
- Ди. И. С. м и р. н. о. в. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме, М., Атомиздат, 1968.
 М. N. Mentzoni, R. V. Row, Phys. Rev. 130, 2312 (1963).
 G. J. Schulz, Phys. Rev. 116, 1141 (1959); 125, 229 (1962); 135A, 988
- (1964).
- 25. Л. М. Биберман, А. Х. Мнацаканян, Report N SM-74/215 in «Electricity from MHD», Vol. II, Vienna (1966), стр. 107; Теплофизика высоких температур 4, 491 (1966). 26. М. Б. Железняк, А. Х.М нацаканян, И. Т. Якубов, Изв. АН СССР,
- МЖГ, № 4, 161 (1970).
- имп, 36 4, 101 (1370). 27. В. А. Касьянов, Л. И. Подлубный, всб. «Доклады юбилейной научно-технической конф. МЭИ, Физика», М., «Энергия», 1967, стр. 131. 28. R. S. Amme, P. O. Haugsiaa, Phys. Rev. 177, 230 (1969). 29. J. W. Bond, Phys. Rev. 105, 1683 (1957).

- 30. H. D. Weymann, Bull. Amer. Phys. Soc. 4, 284 (1959).
 31. K. E. Harwell, R. G. Jahn, Phys. Fluids 7, 214 (1964).
 32. A. J. Kelly, J. Chem. Phys. 45, 1723, 1733 (1966).
- 33. T. J. Mc Laren, R. M. Hobson, Phys. Fluids 11, 2162 (1968).
- 34. P. E. Oettinger, D. Berchader, AIAA J. 5, N 9 (1967).
 35. D. J. Hollenbach, E. E. Salpeter, J. Chem. Phys. 50, 4157 (1969).

- 36. S. C. Lin, J. D. Tear, Phys. Fluids 6, 355 (1963).
 37. W. H. Kasner, Phys. Rev. 164, 194 (1967).
 38. L. Frommhold, M. A. Biondi, Bull. Amer. Phys. Soc. 12, 217 (1967).

- (1967).
 39. F. J. Mehr, M. A. Biondi, Phys. Rev. 181, 264 (1969).
 40. J. Wilson, Phys. Fluids 9, 1913 (1966).
 41. Г. Д. Смехов, Диссертация, НИИ механики МГУ, 1968 г.; С. А. Лосев, Г. Д. Смехов, Теплофизика высоких температур 7, 1015 (1969).
 42. Т. R. Connor, M. A. Biondi, Phys. Rev. 140, A778 (1965).
 43. С. F. Hansen, Phys. Fluids 11, 904 (1968).
 44. I. S. Gulledge, D. M. Packer, S. Tilford, G. Wilkinson, J. Geophys. Res. 73, 5535 (1968).
 45. J. M. Frédorman, M. A. Biondi, 146 (1947).

- Geophys. Res. 73, 5535 (1968). 45. Л. М. Биберман, ЖЭТФ 17, 416 (1947). 46. Л. М. Биберман, ДАН СССР 49, 659 (1948); «Низкотемпературная плазма», Труды XX конгресса ЮПАК, М., «Мир», 1968, стр. 931. 47. А. Н. Лагарьков, Теплофизика высоких температур 4, 305 (1966); Э. И. Асиновский, Е. В. Дроханова, А. В. Кириллин, И. Нарарьков, Теплофизика высоких температур 5, 747 (1967). Э. И. Асиновский, Е. В. Дроханова, А. В. Кириллин, А. Н. Лагарьков, Теплофизика высоких температур 5, 747 (1967).
 48. Л. М. Биберман, Б. А. Векленко, ЖЭТФ 37, 164 (1959).
 49. А. Н. Лагарьков, И. Т. Якубов, Оптика и спектроскопия 14, 199 (1963).
 50. К. А. А lpher, D. R. White, Phys. Fluids 2, 162 (1959).
 51. S. S. R. Murthy, JQSRT 8, 531 (1968).
 52. Л. М. Биберман, И. Т. Якубов, ЖТФ 33, 1344 (1963).
 53. Н. М. Кузнецов, ЖТФ 34, 625 (1964).
 54. J. H. Clarce, C. Ferrari, Phys. Fluids 8, 2121 (1965).
 55. Н. F. Nelson, Purdue Univ. Report №. AAEES 67-9 (1968).
 56. G. M. Lawrence, Phys. Rev. 175, 40 (1968).
 57. R. S. K nox, Phys. Rev. 110, 375 (1958); A. Gold, R. S. K nox, Phys. Rev. 113, 834 (1959).

- 113, 834 (1959).
- 58. Г. К. Тумакаев, В. Р. Лазовская, сб. «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений», «Наука», 1967, стр. 74.
- 59. J. Smith, Phys. Fluids 11, 2150 (1968).

- 60. Т. В. Жихарева, Г. К. Тумакаев, Теплофизика высоких температур 8, 40 (1970). 61. Г. И. Козлов, Ю. П. Райзер, Д. И. Ройтенбург, ПМТФ № 1, 140
- (1968).
- 62. С. А. Лосев, Г. Д. Смехов, В. А. Полянский, Химия высоких энергий 2, 478 (1968). 63. J. W. Bond, сб. «На пороге в космос», М., ИЛ, 1960, стр. 343.
- 64. D. L. Chubb, Phys. Fluids 11, 2363 (1968).
- 65. К. А. Аllen, JQSRT 5, 511 (1965). 66. А. Х. Мнацаканян, Л. И. Подлубный, Теплофизика высоких температур 8, 33 (1970).
- 67. М. І. Ноffert, Н. Lien, Phys. Fluids 10, 1769 (1967). 68. Ю. С. Лобастов, В. Г. Тестов, Теплофизика высоких температур 7, 358 (1969).
- 69. E. J. Morgan, R. D. Morrison, Phys. Fluids 8, 1608 (1965).
- 70. B. H. Wong, D. Bershader, J. Fluid Mechanics 26, 459 (1966).
 71. N. R. Jones, M. Mc Chesney, Nature 209, 1080 (1966).
 72. P. Gloersen, J. Chem. Phys. 28, 820 (1958).
 73. W. Roth, J. Chem. Phys. 31, 844 (1959).
 74. D. Chem. as a Dhen Physical 2877 (4060).

- 74. P. Gloersen, Phys. Fluids 3, 857 (1960).
 75. J. A. Smith, Phys. Fluids 11, 2150 (1968).
 76. H. S. Johnston, W. Kornegay, Trans. Farad. Soc. 57, 1563 (1961); J. Chem. Phys. 38, № 9 (1963)
- 77. Г. К. Тумакаев, В. Р. Лазовская, ЖТФ 34, 1879 (1964). 78. R. M. Hill, B. Сарр, Nature 208, 176 (1965). 79. A. F. Hought, Phys. Fluids 5, 1337 (1963). 80. И. Т. Якубов, ЖТФ 34, 879 (1964).

- 81. W. Lindemann, J. Czech. Physikal. Institut der Technischen Hochschule Ааchen, Bericht HMR 124, 1969. 82. Л. М. Биберман, И. Т. Якубов, Теплофизика высоких температур 3,
- 340 (1965).

- 340 (1903).
 83. S. C. Lin, R. A. Neale, W. I. Fyfe, Phys. Fluids 5, 1633 (1963).
 84. R. A. Allen, A. Textoris, J. Wilson, JQSRT 5, 95 (1965).
 85. С. А. Лосев, В. А. Полянский, Изв. АН СССР, МЖГ, № 1, 176 (1968).
 86. Р. Гулард, Р. Е. Бугнер, Р. К. Бернс, Г. Ф. Нелсон, Теплофизика высоких температур 7, 542 (1969).
 87. Ц. С. E. E. K. C. D. D. L. C. E. C. L. D. L. C. E. E. C. L. C. L. C. L. C
- Br. J. H. Clarke, M. Onorato, Division of Engineering Brown Univ., Providence. Report Nonr-562 (35)/22 (1969).
 C. A. Whitney, A. J. Skalafuris, Ap. J. 138, 200 (1963).
- 89. И. Т. Я к у б о в, Оптика и спектроскопия 19, 26 (1965).
- 90. М. Б. Железняк, ПМТФ, № 6 (1970). 91. D. R. Bates, A. E. Kingston, R. W. Mc Whirter, Proc. Roy. Soc. A270, 155 (1962). 92. D. R. Bates, A. E. Kingston, Planetary and Space Sci. 2, 1 (1963). 93. D. R. Bates, A. E. Kingston, Proc. Phys. Soc. 83, 43 (1964). 94. B. C. Воробьев, ЖЭТФ 51, 327 (1966).

- 94. В. С. Воробьев, ЖЭТФ 51, 327 (1966).
 95. Л. М. Биберман, Г. Э. Норман, УФН 91, 193 (1967).
 96. W. L. Shakleford, S. S. Penner, J. Chem. Phys. 45, 1816 (1966).
 97. A. A. Boni, Jr., J. Chem. Phys. 49, 3885 (1968).
 98. R. A. Allen, P. H. Rose, J. C. Camm, IAS Paper № 63-77 (1963).
 99. R. A. Allen, R. L. Taylor, A. Textoris, Proc. VI Conf. intern. Phenom. d'Ionis. dans les gas, Paris, vol. III, crp. 381 (1963).
 100. J. D. Tear, S. Georgiev, R. A. Allen, in «Hypersonic Flow Researches» (ed. F. R. Riddel). New York, Academic Press (1962), crp. 281. Перевод в сб. «Исследование сверхавуковых течений», М., «Мир», 1964.
 101. А. К. Артамонов, В. Н. Архипов, Г. Е. Старченко, Изв. АН СССР, МЖГ, № 3, 20 (1966).
 102. А. Д. Надежин, Е. А. Ромишевский. ПМТФ. № 1, 27 (1969).

- 102. А. Д. Надежин, Е. А. Ромишевский, ПМТФ, № 1, 27 (1969).
 103. И. Т. Якубов, Теплофизика высоких температур 5, 515 (1967).
 104. В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, Письма ЖЭТФ 4, 43 (1966).
 105. В. А. Бронштэн, Проблемы движения в атмосфере крупных метеоритных тел, М., Изд-во АН СССР, 1963.
 106. И. В. Авилова, Л. М. Биберман, В. С. Воробьев и др., JQSRT 9, 00 442 (1960).
- 106. И. В. Авнлова, с. и. –
 89, 113 (1969).
 107. F. Wolf, J. Spiegel, J. Spacecraft and Rockets 4, 1166 (1967).
 108. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, Г. Э. Норман, И. Т. Якубов, Космические исследования 2, 441 (1964).
 109. J. A. Fay, F. R. Riddel, J. Aerospace Sci. 25, 73 (1958).
 109. И. М. Биберман, М. Г. Пащенко, Ю. П. Райзер, ПМТФ, № 6 (1970).

ДОПОЛНЕНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

Укажем на работы, которые стали нам известны после сдачи рукописи в редакцию. Опережающие концентрации электронов перед у.в. измерены в 1,2 для Ar и

цию. Опережающие концентрации электронов перед у.в. измерены в ^{1,2} для Ar и в ³ для воздуха. Кинетика понизации за фронтом у.в. экспериментально исследуется для Xe b⁴, для Ar b⁵u для водорода b⁶. 1. H. D. Weymann, Phys. Fluids 12, 1193 (1969). 2. L. B. Holmes, H. D. Weymann, Phys. Fluids 12, 1200 (1969). 3. M. Omura, L. L. Presley, AIAA J. 7, № 12, 2363 (1969). 4. H. A. Генералов, В. П. Зимаков, Г. И. Козлов ЖЭТФ 58, 1928 (1970). 5. Г. Д. Смехов, Ю. С. Лобастов, ЖТФ 40 (8), 1660 (1970). 6. Y. Nakagawa, D. C. Wisler, Book of Abstracts VII Intern. Shock Tube Symposium, Institute for Aerospace Studies, University of Toronto, Toronto, 1969, p. 124.