

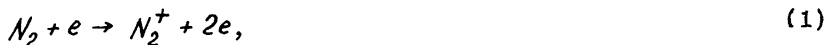
ИОНИЗАЦИОННАЯ ВТОРАЯ ВЯЗКОСТЬ В ПЛАЗМЕ
И ЭВОЛЮЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНИ.П. З а в е р ш и н с к и й, Е.Я. К о г а н,
С.С. М о и с е е в

Роль медленной релаксации внутренних степеней свободы молекул газа в распространении звука может быть рассмотрена на языке второй вязкости. Обычно значительные величины ее коэффициента связаны с колебательно-поступательной релаксацией. В равновесных средах с этим эффектом связано затухание звуковых волн, а в неравновесных, где температура заселения колебательных уровней превышает поступательную, вторая вязкость может обращаться, обуславливая неустойчивость звука и его нелинейную динамику [1, 2].

В частично ионизованном газе возбуждена еще одна степень свободы — ионизационная, которая в зависимости от сорта газа и параметров плазмы может иметь большие времена релаксации, тем самым задавать большие значения коэффициента второй вязкости. Взаимодействие акустических возбуждений с плазмой связано как раз с релаксацией к ионизационному равновесию в поле волны. Задавая ионизационную вторую вязкость, плазменная компонента определяет эволюцию акустического возмущения, распространяющегося по нейтральной компоненте.

В работе [3] обнаружено явление „диссипации“ слабой (числа Маха $M=1.1-1.3$) ударной волны плазмой. Мы покажем, что учет ионизационной второй вязкости позволяет объяснить этот эффект в молекулярном газе.

Для определенности рассмотрим динамику ионизационного равновесия в азоте. При малой степени ионизации она следует схеме:



Процесс (3) обладает наибольшим временем из набора реакций и потому определяет характерное время релаксации. Поскольку диссоциативная рекомбинация (2) порождает атомы в возбужденном состоянии, которые высвечиваются, постольку основная доля энергии ϵ_0 , поступающая в газ при рекомбинации, связана с (3).

Для введения второй вязкости и оценки ее коэффициента будем исходить из системы уравнений, описывающих распространение газодинамического возмущения и релаксацию энергии ионизации. Последнюю свяжем с релаксацией неравновесной доли диссоциированных молекул (3), которая обусловлена диссоциативной рекомбинацией $\epsilon_i = \frac{\epsilon_0 N \alpha}{N}$.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0, \quad (4) \quad \varepsilon = c_{V\infty} T + \varepsilon_i, \quad (7)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (5) \quad \frac{\partial N_a}{\partial t} = \beta_r n^2 - \beta_{am} N_a^2 N, \quad (8)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} = 0, \quad (6) \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \alpha N n - \beta_r n^2. \quad (9)$$

Здесь ρ , v , p , T - плотность, скорость, давление и температура газа; N_a - неравновесная концентрация атомов; N - концентрация газа ($N_a \ll N$); n - концентрация плазмы; α , β_2 - коэффициенты ударной ионизации молекул и диссоциативной рекомбинации; β_{am} - коэффициент трехчастичной рекомбинации атомов.

В масштабе характерного времени релаксации диссоциации $\tau = (\beta_{am} N_a N)^{-1}$ ионизационное равновесие (9) успевает устанавливаться. С учетом этого (8) можно представить в релаксационном виде

$$\frac{\partial N_a}{\partial t} = \frac{N_a^c - N_a}{\tau}, \quad (10)$$

$$N_a^c = \left(\frac{N}{\beta_r \beta_{am}} \right)^{1/2} \cdot \alpha; \quad \tau = \frac{1}{2\alpha N^{3/2}} \left(\frac{\beta_r}{\beta_{am}} \right)^{1/2}.$$

Анализ линеаризованной системы (4-7), (10) для возмущений вида $\sim \exp(i\omega t - ikx)$ позволяет получить комплексное значение показателя адиабаты

$$\gamma = \frac{c_{p0} - i\omega \tau_0 c_{p\infty}}{c_{v0} - i\omega \tau_0 c_{v\infty}}, \quad (11)$$

$c_{p\infty}$, $c_{v\infty}$ - соответствующие значения теплоемкостей при замороженной релаксации степени ионизации ($\tau_0 \rightarrow \infty$),

$$c_{p0} = c_{p\infty} + c_i + b, \quad c_{v0} = c_{v\infty} + c_i,$$

$$c_i = \frac{\varepsilon_0}{\rho_0} \frac{\partial N_a^c}{\partial T_0}, \quad b = \frac{\varepsilon_0}{T_0} \frac{\partial N_a^c}{\partial \rho_0}.$$

Индекс „0“ отмечает невозмущенные значения параметров.

Из (11) следуют значения показателей адиабаты γ_0 ($\tau_0 \rightarrow 0$) и γ_∞ ($\tau_0 \rightarrow \infty$). Для коэффициента второй вязкости, как обычно, получается выражение

$$\mu = \frac{\tau_0}{2} \frac{c_{v0}}{c_{v\infty}} (c_\infty^2 - c_0^2), \quad (12),$$

$$c_0^2 = \gamma_0 \frac{p_0}{\rho_0}, \quad c_\infty^2 = \gamma_\infty \frac{p_0}{\rho_0}.$$

В электроотрицательном газе (кислород) рекомбинация зарядов протекает через образование промежуточного состояния отрицательного иона. Последний этап процесса релаксации, как и выше, связан с рекомбинацией атомов, он же задает характерное время процесса. Для неравновесной концентрации атомов приходим к релаксационному уравнению вида (10), где

$$\tau = \frac{1}{2N(2K_a n \beta_{am})^{1/2}}, \quad N_a^c = \left(\frac{2K_a n}{\beta_{am}} \right)^{1/2}.$$

Здесь K_a — константа скорости прилипания. Получение и анализ значения μ в этом случае аналогичен приведенному выше, а формула (12), естественно, универсальна. Для смеси газов μ определяется суммой вклада каждой компоненты (если можно пренебречь при анализе соединениями этих газов).

Удобство анализа слабых ударных волн на языке второй вязкости связано с возможностью регулярного описания их в рамках уравнения Бюргера. Задаваемая им ширина фронта $L \sim \frac{\mu}{c}$ естественно определяется максимальным релаксационным масштабом (зона релаксации) $L \sim \mu/c \sim c\tau$. В параметрах работы [3] $T_e \approx 1,5$ эВ, $T_0 \approx 1,5 \cdot 10^3$ К, $P_0 \approx 1$ атм. Тогда с учетом значений коэффициентов

$$\mathcal{A}_r = 2 \cdot 10^{-7} \frac{300}{T} \left(\frac{300}{T_e} \right)^{1/2} [4], \quad \beta_{am} = \frac{5 \cdot 2 \cdot 10^{-32}}{T^{1/2}} [5], \quad \alpha =$$

$$= \sigma_{eVe} \left[\frac{I}{kT_e} + 2 \right] e^{-I/kT_e} [6],$$

где σ_{eVe} — сечение рассеяния электрона на молекуле, I — энергия ее ионизации, для плазмы азота получим $\tau_0 \approx 6,5 \cdot 10^{-6}$ с, $L \sim 1$ см. Такой же порядок величин следует для кислорода.

В [3] размер плазменной области в воздухе составляет ~ 2 см. На этой длине успевает сформироваться фронт волны, определяемый ионизационной релаксацией. Наконец отметим, что при переходе от первой кинетической вязкости ко второй число Рейнольдса изменится от $Re > 1$ до $Re \ll 1$, т.е. при переходе волны из газа в плазму происходит принципиальное изменение условий ее распространения. Конкуренция нелинейности и диссипации нарушается в пользу последней, и волна распространяется в плазме как в линейной среде с диссипацией. Эта эволюция стабилизируется при уширении фронта в μ/ν раз (ν — коэффициент первой вязкости), когда включается нелинейность. В условиях [3] $\mu/\nu \approx 10^{3+4}$, при этом фронт волны уже не может быть фиксирован, ибо его ширина соизмерима с размером плазменной области.

Л и т е р а т у р а

- [1] Коган Е.Я., Молевич Н.Е. — Изв. вузов, сер. Физика, 1986, № 7, с. 53–58.
 [2] Коган Е.Я., Молевич Н.Е. — ЖТФ, 1986, т. 56, № 5, с. 941–943.

- [3] Бархударов Э.М., Березовский В.Р., Мдивнишвили М.О. и др. — Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 19, с. 1178–1181.
- [4] Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984. 417 с.
- [5] Робинсон Дж. Мономолекулярные реакции. М.: Мир, 1976. 513 с.
- [6] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.

Поступило в Редакцию
29 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 16 26 августа 1988 г.

ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫЙ CO_2 -ЛАЗЕР С ВОЗБУЖДЕНИЕМ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫМ РАЗРЯДОМ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

П.А. Атанасов, П.П. Брынзалов,
Б.О. Зикрин, Н.В. Карлов,
И.О. Ковалев, Г.П. Кузьмин,
А.М. Прохоров

Основные преимущества несамостоятельного режима ввода энергии в электрический разряд связаны с возможностью разделения процессов ионизации и возбуждения, что позволяет в широких пределах варьировать отношение напряженности электрического поля в разряде к давлению газа — E/ρ , формируя функцию распределения электронов по энергиям наиболее оптимально для заселения лазерных уровней. Обычно несамостоятельный режим объемного разряда в CO_2 -лазерах реализуется благодаря применению для пред-ионизации пучка ускоренных электронов [1], либо путем добавления в рабочую смесь электроразрядного лазера легкоионизируемых присадок [2].

Используя в качестве предионизатора скользящий по поверхности диэлектрика разряд в качестве катода, удалось получить сильноточный объемный разряд в азоте при давлении до 1.5 атм [3]. В CO_2 -лазерной смеси за счет сильного поглощения ультрафиолетовых квантов в углекислоте начальная концентрация электронов резко падает, возможен лишь режим несамостоятельного разряда с ионизационным размножением [4]. Таким образом, был создан электроразрядный CO_2 -лазер, работающий при давлении до 0.5 атм. При давлении 0.25 атм был получен энерговыход в объем до 340 Дж/л·атм, выходная энергия 48 Дж/л атм при КПД генерации 15% [5].