

04

## Структура газоразрядной слабоионизованной плазмы

© Г.И. Мишин

Университет Джона Хопкинса,  
Лаборатория прикладной физики, Лоурел, Мэриленд 20723–6099

Поступило в Редакцию 21 января 1998 г.

Анализ свойств слабоионизованной газоразрядной плазмы позволил сделать вывод о существовании в ней сильных коллективных взаимодействий, несмотря на большое расстояние между частицами. В данной работе приводятся аргументы, подтверждающие эту версию. Прежде всего, это существование в плазме "скрытой" массы, которая обнаруживается в экспериментах по измерению силы аэродинамического сопротивления. "Скрытая" масса является причиной увеличения амплитуды звуковых волн в плазме по сравнению с неионизованным газом при идентичных значениях газовых параметров. Рассмотрение экспериментальных результатов показало, что в газоразрядной плазме имеются ранее неизвестные, специфические для плазмы, структурные образования для каждого сорта газа одного и того же стандартного типа, независимо от давления и температуры плазмы. Концентрация частиц, входящих в состав структуры газоразрядной плазмы–воздух, равна  $0.22 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

В работах [1,2] было предложено для объяснения аномальных свойств слабоионизованной низкотемпературной ( $T \leq 1400 \text{ К}$ ) газоразрядной плазмы использовать модифицированное уравнение состояния реального газа Ван-дер-Ваальса. В упомянутых работах было показано, что газоразрядная плазма обладает не только кинетической, но и значительной потенциальной энергией вследствие существования в ней связанных между собой частиц.

В реальном газе силы притяжения между частицами проявляются на расстояниях порядка  $10^{-7} \text{ см}$ , а силы отталкивания возникают на расстояниях порядка  $10^{-8} \text{ см}$ , в то время как силы взаимодействия в плазме, как будет показано в дальнейшем, действуют на расстояниях порядка  $10^{-6} \text{ см}$ .

Большое расстояние взаимодействия и одновременно большая энергия связей между частицами  $\sim 10^4 \text{ Дж/моль}$  заставляют искать дополнительные доказательства существования в плазме структурных образований.

В этой работе делается следующий шаг: в уравнениях состояния, энергии и давления более корректно учитывается роль связанных частиц. Анализ экспериментальных данных с использованием уточненных уравнений привел к получению важной информации о свойствах газоразрядной плазмы. Полученные результаты подтвердили наличие в такой плазме специфической структуры и дали возможность определить некоторые ее особенности.

В работе [2] увеличение коэффициента аэродинамического сопротивления сферической модели  $C_x$  при полете в слабоионизованной плазме высокочастотного разряда в воздухе [3] объяснялось увеличением интегрального волнового сопротивления, связанного с уменьшением числа  $M$  полета и приближением его к 1.

Однако дальнейшее рассмотрение показало, что увеличение значения  $C_x$  явилось следствием использования в расчетах заниженной величины начальной плотности плазмы, поскольку она не включала плотности связанных частиц. Это произошло в результате того, что связанные частицы  $n_b$ , образующие структуру, не имеют поступательных степеней свободы и поэтому в начальном состоянии не участвуют в создании давления плазмы  $P_0$ , которое создается только свободными частицами  $n_f$ . Кроме того, оптические электроны образующих структуру молекул не двигаются под действием электромагнитного поля света в видимом диапазоне длин волн, и поэтому эти молекулы не регистрируются интерферометрами. Таким образом, в данном случае полная концентрация частиц в исходном состоянии равна  $n_0 = n_f + n_b$ .

Обозначим отношение  $n_f/n_b = \Psi$ , а начальную температуру плазмы  $T_0$ , тогда

$$P_0 = n_f k T_0 = \Psi n_0 k T_0 \quad (1)$$

и, следовательно, исходная плотность свободных частиц  $\rho_f$  меньше плотности плазмы  $\rho_0$  в  $\Psi$  раз

$$\rho_f = \frac{P_0 \mu}{R T_0} = \frac{\mu}{N} \Psi n_0, \quad (2)$$

где  $\mu$  — молекулярный вес, а  $N = 6.023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  — число Авогадро.

Величина  $\Psi$ , как и все другие параметры плазмы, находится из решения системы уравнений (3)–(11):

$$n_0 v_0 = n v; \quad (3)$$

$$P_0 + \frac{\mu}{N}n_0v_0^2 = P + \frac{\mu}{N}nv^2; \quad (4)$$

$$P = \Psi nkT + \alpha(1 - \Psi)(n^2 - n_0^2); \quad (5)$$

$$W^2 = \Psi \frac{C_v + R}{C_v} \cdot \frac{RT_0}{\mu} + \frac{2\alpha N(1 - \Psi)n_0}{\mu}; \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \Psi \frac{C_v + R}{\mu} T_0 + \frac{2\alpha N(1 - \Psi)n_0}{\mu} + \frac{v_0^2}{2} \\ & = \Psi \frac{C_v + R}{\mu} T + \frac{2\alpha N(1 - \Psi)n}{\mu} + \frac{v^2}{2}; \end{aligned} \quad (7)$$

$$P_T = \Psi n_s k T_s + \alpha(1 - \Psi)(n_s^2 - n_0^2) + \frac{1}{2} \frac{\mu}{N} (1 - \Psi) n_0 v_0^2. \quad (8)$$

Здесь (3) и (4) — уравнения сохранения массы и импульса обычной динамики газов;  $v_0$  и  $v$  — соответственно начальная и изменяющаяся скорости плазмы;  $P$  и  $T$  — текущие значения давления и газокINETической температуры плазмы. Давление плазмы находится по уравнению (5), в котором  $\alpha$  — коэффициент энергетического взаимодействия частиц. Квадрат скорости звука  $W^2$  определяется уравнением (6); (7) — уравнение энергии потока плазмы; (8) — полное давление в застойной зоне  $P_T$  есть сумма статического давления

$$P_s = \Psi n_s k T_s + \alpha(1 - \Psi)(n_s^2 - n_0^2) \quad (9)$$

и динамического  $P_d$ , создаваемого потоком связанных частиц

$$P_d = \frac{1}{2} \frac{\mu}{N} (1 - \Psi) n_0 v_0^2, \quad (10)$$

поскольку при сжатии структуры в пределах упругой деформации в ней не происходит выделения тепла.

Отношение удельных теплоемкостей определяется выражением

$$\gamma = \Psi \frac{C_v + R}{C_v} + \frac{2\alpha(1 - \Psi)n_0}{kT_0}. \quad (11)$$

Из уравнения (6) видно, то при соответственно одинаковых значениях давления и температуры в плазме и неионизованном газе скорость звука в первом случае больше, чем во втором, поскольку

в плазме совместно с газокинетическим механизмом распространения возмущений работает еще процесс переноса энергии волнами упругой деформации структуры. Вследствие этого имеет место увеличение в плазме также и скорости ударных волн. При воздействии на плазму сильных звуковых или ударных волн происходит разрушение структуры, вследствие чего увеличивается число свободных частиц  $n_f$ .

Отметим, что существование в газоразрядной плазме связанных частиц и их "освобождение" в ударной волне, сопровождающееся переходом потенциальной энергии связи в кинетическую (увеличение температуры газа) наблюдалось еще в работе [4], однако это явление в то время не было объяснено.

Рассмотрение экспериментальных данных, приведенных в упомянутой работе, показывает, что время разрушения структуры  $t_p$  зависит от интенсивности ударной волны: при скорости ударной волны  $v_0 = 1500$  m/s  $t_p \approx 50$   $\mu$ s, а при  $v_0 = 500$  m/s  $t_p \approx 150$   $\mu$ s.

Для сферической модели диаметром 1.5 см (летающей в газоразрядной плазме воздуха [3]) время пребывания плазмы в застойной зоне составляет около 10  $\mu$ s, поэтому в этих условиях еще нет распада структуры. Следует также принять во внимание, что при уменьшении градиента давления структура плазмы восстанавливается через несколько сотен микросекунд [5].

В экспериментах на баллистической установке измеряется величина силы давления набегающего потока на лобовую поверхность и при сверхзвуковом полете относительно небольшой силы разрежения в донной области модели. Силой трения для моделей малого удлинения можно пренебречь. В случае сферической модели этот интеграл, деленный на площадь поперечного сечения миделя сферы, практически равен половине давления газа в критической точке застойной зоны  $P_T$  [6]; и для оценки коэффициента аэродинамического сопротивления сферы при сверхзвуковых скоростях можно использовать простую формулу

$$C_x = P_T / \rho_0 v_0^2. \quad (12)$$

Рассчитанная по результатам измерения силы сопротивления величина полного давления торможения в критической точке  $P_T$  при скорости полета в плазме  $v_0 = 1320$  m/s [3] была равна  $12.36 \cdot 10^4$  дин/см<sup>2</sup>.

Найденное значение  $P_T$  было использовано в уравнении (8), что позволило замкнуть систему уравнений (3)–(11) и вычислить все необходимые параметры.

Оказалось, что при  $W = 840$  м/с (соответствующей переходу дозвукового полета в сверхзвуковой) величина  $\alpha = 3.16 \cdot 10^{-30}$  эрг·см<sup>3</sup>, а  $\Psi = n_f/n_0 = 0.85$ , т.е. плотность частиц, образующих структуру в газоразрядной плазме воздуха, составляет 15% от полной плотности плазмы, т.е.  $n_b = (1 - \Psi)n_0 = 0.224 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. При этом  $n_s = 3.54 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, а  $T_s = 1416$  К (что означает уменьшение температуры торможения в плазме по сравнению с соответствующим значением в неионизованном воздухе). Используя  $\Psi$ , находим  $n_0 = 1.495 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> ( $\rho_0 = 7.2 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>), следовательно  $\rho_0 v_0^2 = 12.54 \cdot 10^4$  дин/см<sup>2</sup> и  $C_x = 0.986$ . Таким образом, если учесть наличие связанных частиц, то коэффициент сопротивления в плазме не возрастает.

Естественно, что при дозвуковых скоростях  $C_x$  также уменьшается на 15% и при скорости  $v_0 < 300$  м/с коэффициент сопротивления сферы снижается с 0.16 до 0.14.

Из уравнений (6) и (7) видно, что энергия связи, заключенная в 1 mol плазмы, равна

$$U_\mu = 2\alpha N(1 - \Psi)n_0 = 0.974 \cdot 10^4 \text{ J/mol}, \quad (13)$$

а энергия связи в расчете на одну частицу в  $N(1 - \Psi)$  раз меньше, т.е.  $10.8 \cdot 10^{13}$  эрг.

Температура в газоразрядной плазме обычно не больше 1400 К, при которой кинетическая энергия одной молекулы воздуха равна  $3/2kT_0 = 2.9 \cdot 10^{-13}$  эрг. Следовательно, энергия связи превосходит кинетическую энергию свободных частиц почти в 4 раза и их столкновения в процессе хаотического движения со связанными молекулами не будут приводить к разрушению структурных образований. В случае отсутствия в плазме возмущений свободные молекулы воздействуют на структуру равномерно со всех сторон, и поэтому определяющим фактором при этом является внутренняя энергия связи ее частиц. Это значит, что в любой газоразрядной плазме в процессе ее образования возникает для каждого газа одна и та же структура с одной и той же энергией связи и одинаковой концентрацией частиц, независимо от начальных значений  $P_0$  и  $T_0$ .

Этот вывод был проведен для двух экспериментов, в которых скорость звука надежно определялась. В первом случае [7] на баллистической установке были получены теневые фотографии сферы, летящей в газоразрядной плазме при давлении  $P_0 = 45$  Торр и температуре  $T_0 = 1350$  К, т.е. при концентрации свободных частиц

$n_f = 3.22 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , которая в 2.5 раза больше, чем в описанном выше эксперименте. Измеренная величина отхода головной ударной волны на нулевой линии тока при скорости полета модели 1800 m/s (с учетом специфического уравнения состояния плазмы [1]) соответствовала скорости звука  $W = 900 \text{ m/s}$ .

Зная  $n_f$  и полагая на основании вышесказанного, что  $n_b = 0.224 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , находим  $n_0 = n_f + n_b = 3.44 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  и, следовательно,  $\Psi = 0.936$ . Подставляя найденное значение  $\Psi$  в уравнение для квадрата скорости звука (6), получаем для этого эксперимента  $U_\mu = 0.952 \cdot 10^4 \text{ J/mol}$ , что лишь на 2% меньше, чем величина энергии связи в первом случае. Измерения скорости звука в холодной (не нагретой джоулевым теплом) плазме [5], показали, что при  $T_0 = 400 \text{ K}$  и  $P_0 = 6 \text{ Torr}$  ( $n_f = 1.448 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )  $W = 688 \text{ m/s}$ . При этом расчет по уравнению (6) дает значение  $U_\mu = 0.969 \cdot 10^4 \text{ J/mol}$ , которое совпадает с предыдущими величинами.

Таким образом, три рассмотренных примера подтверждают вывод об идентичности структуры, возникающей в газоразрядной плазме воздуха при разных условиях экспериментов.

Знание плотности структуры позволяет оценить среднее расстояние между связанными частицами

$$L = \sqrt[3]{1/n_b} = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}. \quad (14)$$

Существование сил межчастичного взаимодействия на столь необычно большом расстоянии позволяет высказать предположение, что элементы структуры включают ионы и электроны. На возможность такой ситуации указывает влияние слабого поперечного магнитного поля ( $H \approx 200 \text{ Oe}$ ) на скорость предвестника ударной волны в зависимости от ускорения или замедления электронов. В первом случае скорость предвестника была в четыре раза больше, чем во втором случае [4].

Из универсальности структуры следует, что максимальная высота, на которой в атмосфере еще может существовать структура, составляет около 50 km. На большей высоте плотность структуры будет превосходить плотность окружающего воздуха.

В ряде работ регистрировалось увеличение амплитуды давления звуковых волн  $A$  в газоразрядной плазме по сравнению с неионизованным газом при одинаковых значениях статического давления газа  $P_0$ , амплитуды сдвига частиц газа в звуковой волне при воздействии

динамика  $\xi$  и частоты звука  $\nu$  [8]:

$$A = 2\pi\nu P_0 \xi \gamma / W. \quad (15)$$

Причиной этого является наличие связанных частиц, которые, совершая колебания в звуковой волне вместе со свободными частицами, увеличивают амплитуду давления (пропорционально увеличению числа частиц  $n_0$ ) и, кроме того, отношение

$$\gamma / W = \sqrt{\gamma \mu / RT_0} \quad (16)$$

в газоразрядной плазме всегда больше, чем в неионизованном газе вследствие возрастания  $\gamma$ .

Наблюдавшееся в работе [9] усиление звука в газоразрядной плазме неона при ее охлаждении с 293 до 77 К также является следствием существования структуры, поскольку уменьшение  $T_0$  приводит к совместному действию двух факторов: возрастанию  $\gamma$  (11) и одновременному уменьшению  $W$  (6).

Обнаруженная плазменная структура является относительно долгоживущим образованием ( $\sim 20$  ms), существующим в газодинамическом диапазоне энергий, что позволяет использовать слабоионизованные газы (воздух) в практике. Отметим, что подобными свойствами не обладает никакая другая среда.

## Список литературы

- [1] *Мишин Г.И.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 14. С. 81–88.
- [2] *Mishin G.I.* // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71 (1). P. 49.
- [3] *Бедин А.П., Мишин Г.И.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 1. С. 14–19.
- [4] *Мишин Г.И., Климов А.И., Гридин А.Ю.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 16. С. 84–89.
- [5] *Климов А.И., Мишин Г.И., Федотов А.Б., Шаховатов В.А.* // Письма в ЖТФ. Т. 15. В. 20. С. 31–36.
- [6] *Мишин Г.И.* // Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений / Под ред. Ю.А. Дунаева. М.-Л.: Наука, 1967. С. 192–196.
- [7] *Мишин Г.И., Серов Ю.Л., Явор И.П.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 11. С. 65–71.
- [8] *Савельев И.В.* Курс общей физики. Т. 2. М.: Наука, 1982. С. 299.
- [9] *Hasegawa M.* // J. Phys. Soc. Japan. 1974. V. 37. P. 193.