

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} см , а силы отталкивания возникают на расстояниях порядка 10^{-8} см , в то время как силы взаимодействия в плазме, как будет показано в дальнейшем, действуют на расстояниях порядка 10^{-6} 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 ρ_f меньше плотности плазмы ρ_0 в Ψ раз

$$\rho_f = \frac{P_0 \mu}{RT_0} = \frac{\mu}{N} \Psi n_0, \quad (2)$$

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

Величина Ψ , 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 α — 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 $t_p \approx 50$ μ s, а при $v_0 = 500$ m/s $t_p \approx 150$ μ s.

Для сферической модели диаметром 1.5 см (летающей в газоразрядной плазме воздуха [3]) время пребывания плазмы в застойной зоне составляет около 10 μ 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/см².

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

Оказалось, что при $W = 840$ m/s (соответствующей переходу дозвукового полета в сверхзвуковой) величина $\alpha = 3.16 \cdot 10^{-30}$ erg·cm³, 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. $n_b = (1 - \Psi)n_0 = 0.224 \cdot 10^{17}$ cm⁻³. При этом $n_s = 3.54 \cdot 10^{17}$ cm⁻³, а $T_s = 1416$ K (что означает уменьшение температуры торможения в плазме по сравнению с соответствующим значением в неионизованном воздухе). Используя Ψ , находим $n_0 = 1.495 \cdot 10^{17}$ cm⁻³ ($\rho_0 = 7.2 \cdot 10^{-6}$ g/cm³), следовательно $\rho_0 v_0^2 = 12.54 \cdot 10^4$ дин/cm² 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 $v_0 < 300$ m/s 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. $10.8 \cdot 10^{13}$ erg.

Температура в газоразрядной плазме обычно не больше 1400 K, при которой кинетическая энергия одной молекулы воздуха равна $3/2kT_0 = 2.9 \cdot 10^{-13}$ erg. 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 $P_0 = 45$ Torr и температуре $T_0 = 1350$ K, 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 Ψ 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 ξ и частоты звука ν [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 γ .

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 γ (11) и одновременному уменьшению W (6).

Обнаруженная плазменная структура является относительно долгоживущим образованием (~ 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.