

03:04

Уравнение состояния слабоионизованной газоразрядной плазмы

© Г.И. Мишин

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

Поступило в Редакцию 20 мая 1997 г.

Предложена модификация уравнения реального газа Ван-дер-Ваальса, трансформирующаяся в уравнение состояния термически неравновесной слабоионизованной газоразрядной плазмы. Модификация отражает существование в газоразрядной плазме коллективных взаимодействий между нейтральными частицами, приводящих к возникновению в ней квазиструктурных образований, препятствующих как сжатию, так и растяжению плазмы. Это уравнение полностью описывает особенности динамических процессов в газоразрядной плазме, дает их количественное объяснение и раскрывает физическую сущность явления.

В конце 60-х и начале 70-х годов было обнаружено, что в слабоионизованных газах скорость и амплитуда звука превышают соответствующие расчетные газокинетические значения [1–3].

Проводимые одновременно теоретические исследования были построены на версии объемного тепловыделения, происходящего вследствие передачи энергии быстрых электронов нейтральным частицам в процессе упругих столкновений (см., например, [4,5]).

Однако вскоре стало ясно [6], что такой механизм не может являться причиной ускорения звука и увеличения его интенсивности.

Эта теоретическая концепция продолжала рассматриваться в различных вариантах и в дальнейшем [7].

В 1978 году было установлено, что число Маха полета сферической модели в низкотемпературной газоразрядной плазме значительно меньше, чем в неионизованных газах при той же скорости движения и температуре.

Результаты этой работы были опубликованы в 1991 г. [8]. Оценки, проведенные по ее результатам, показали, что наблюдаемые эффекты можно объяснить существованием в плазме специфической плазменной

скорости звука W , существенно превосходящей соответствующее газокINETическое значение. Осуществленные в дальнейшем исследования ударных волн в ионизированных газах дали обширную информацию об этом явлении.

Не останавливаясь подробно на результатах конкретных работ, можно сформулировать вытекающие из них общие выводы.

1. Аномальными динамическими свойствами обладает низкотемпературная газоразрядная плазма (степень ионизации $10^{-5}-10^{-7}$) всех исследованных газов (воздуха, CO_2 , N_2 , Ar, Ne, Xe) при давлении 1–200 Торг и температуре от 100 до 1400 К.

2. В термически ионизированной плазме динамические особенности не наблюдаются.

3. Скорость звука в плазме изотропна и не зависит от ориентации электрического поля или направления движения тела [8].

4. После шунтирования тока разряда аномальные свойства плазмы не исчезают "мгновенно", а относительно медленно снижаются с постоянной времени $\simeq 2 \cdot 10^{-2}$ с [9], которая существенно больше, чем время рекомбинации электронов.

5. Аномальные свойства плазмы не возникают "сразу" после начала разряда: среднее время, необходимое для их установления, составляет $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ с [10].

6. В областях, где существует газоразрядная плазма, скорость звука больше там, где выше температура электронов T_e , причем скорость звука слабо зависит от плотности электронов n_e [11].

7. Облучение плазмы ультрафиолетом способствует увеличению скорости звука [12].

8. Слабое поперечное магнитное поле (~ 100 Ое) значительно уменьшает величину скорости звука [13].

9. Скорость звука в газоразрядной плазме возрастает пропорционально газокINETической температуре.

10. Увеличение отношения E/P (напряженность электрического поля/давление газа) приводит к увеличению скорости звука.

Поскольку квадрат скорости звука в слабоионизованном газе определяется величиной сжимаемости нейтральных частиц при постоянной энтропии s

$$W^2 = (\partial P / \partial \rho)_s, \quad (1)$$

то можно предположить, что в газоразрядной плазме, несмотря на то, что нейтральные частицы находятся далеко друг от друга, тем не менее между ними существует сильное взаимодействие.

Поэтому весьма привлекательным представляется идея использовать для описания динамических свойств плазмы представления о ней как о реальном газе.

Простым и физически четко обоснованным уравнением состояния реального газа является уравнение Ван-дер-Ваальса [14], которое для 1 mol газа (в случае пренебрежения поправкой по объему) имеет вид

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)V = RT, \quad (2)$$

где P — внешнее давление, V — молярный объем, a — поправка на давление.

Уравнение (2) позволяет учесть существование между частицами плазмы сил притяжения, увеличивающих давление в плазме на величину добавочного внутреннего давления $P_i = a/V^2 = \alpha n^2$, где $a = \alpha N^2$, $N = 6.023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ — число Авогадро, $n = N/V$ — плотность частиц.

Однако легко убедиться, что использование этого уравнения ведет к абсурду, так как удовлетворяющей измеренной в экспериментах скорости звука величине α соответствует значение P_i , составляющее более 30% от величины P .

Такое большое значение добавочного давления в плазме не могло быть незамеченным и было бы сразу же экспериментально зарегистрировано.

Итак, в случае газоразрядной плазмы необходимо принять во внимание еще одно ее отличие от обычного реального газа — в отсутствие динамических возмущений внутреннее давление $P_i = 0$ и выражение (2) трансформируется в уравнение идеального газа $PV = RT$.

Поэтому уравнение состояния слабоионизованной газоразрядной плазмы следует записать в виде

$$\left(P - \frac{a}{V^2} + \theta\right)V = RT, \quad (3)$$

где $\theta = a/V_0^2 = \alpha n_0^2$, причем V_0 и n_0 — соответственно молярный объем и плотность плазмы в исходном состоянии.

Видно, что в состоянии "покоя" плазмы уравнение (3) идентично уравнению идеального газа.

Но при возмущении плазмы звуковой волной в ней вследствие изменения распределения плотности под действием внешних сил происходит "разбалансировка", в результате чего член, описывающий взаимодействие между частицами $\theta - \alpha n^2$, становится не равным 0.

При сжатии $\theta - \alpha n^2 < 0$ и между частицами действуют силы отталкивания, а при расширении $\theta - \alpha n^2 > 0$ и появляются силы притяжения.

И в том и в другом случае на частицы действуют межмолекулярные силы, стремящиеся вернуть их в прежнее равновесное положение.

Чтобы установить функциональную связь скорости звука W с параметрами плазмы, используем уравнения (1) и (3) совместно с уравнением первого закона термодинамики в дифференциальных формах.

Производная $(\partial P / \partial \rho)_s$ находится с учетом того, что молярная теплоемкость плазмы при постоянном объеме C_V имеет то же значение, что и для идеального газа, поскольку расстояние между частицами в этом случае не изменяется и, следовательно, справедливо соотношение $VT^{C_V} / R = \text{const}$.

Примем также во внимание, что звуковые волны — это слабые возмущения (изменение давления даже в сильной звуковой волне составляет не больше $\sim 10^{-3}$ от величины давления) и поэтому разность $|\theta - a/V^2| \leq 10^{-3}P$.

После соответствующих преобразований получаем нужную зависимость:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s = \frac{C_V + R}{C_V} \cdot \frac{RT}{\mu} + \frac{2a}{V_0\mu}, \quad (4)$$

где μ — молекулярный вес.

Заменяя $a = \alpha n^2$ и $V = N/n$, получаем выражение

$$W^2 = \left(\frac{C_V + R}{C_V} + \frac{2\alpha n_0 N}{RT}\right) \cdot \frac{RT}{\mu}, \quad (5)$$

из которого следует, что коэффициент Пуассона в данном случае равен

$$\gamma = \gamma_{\text{уг}} + \frac{2\alpha n_0 N}{RT}, \quad (6)$$

где $\gamma_{\text{уг}} = (C_V + R)/C_V$ — отношение удельных теплоемкостей в неионизованном газе.

Прежде чем делать анализ уравнений (5) и (6), рассмотрим результаты работ [8,10] с учетом вывода, вытекающего из уравнения 7: отношение удельных теплоемкостей в слабоионизованном газе всегда больше, чем в неионизованном.

В работе [8] на баллистической установке были получены теневые фотографии сферической модели, летящей в ионизованном воздухе при давлении 45 Torr и $T = 1350$ K. Соответствующее этой температуре значение $\gamma = 1.33$.

По этим фотографиям были измерены величины относительного отхода головной ударной волны Δ/r (Δ — величина отхода, r — радиус сферы).

Величина отхода головной ударной волны является параметром, зависящим как от числа Маха полета, так и от величины γ , причем чем меньше число $M = v/W$ (v — скорость полета) и чем больше γ , тем больше Δ/r при одной и той же скорости полета.

Результаты измерений показали, что значения отхода соответствуют числам Маха, определяемым скоростью звука W , равной 1080 m/s.

Однако из уравнения (6) следует, что в плазме отношение удельных теплоемкостей больше, чем в неионизованном воздухе и, следовательно, значение W должно быть меньше, чем 1080 m/s.

Поскольку зависимость $\frac{\Delta}{r}(M, \gamma)$ в общем случае не может быть представлена простым выражением, то для вычисления W и γ следует использовать метод последовательных приближений: задается приближенное значение W и по известной скорости полета определяется число Маха, а затем по уравнению (6) находится значение γ .

Используя полученные величины M и γ , рассчитывается величина Δ/r , которая сравнивается с экспериментальным значением, измеренным при данной скорости полета.

В частности, расчеты показали, что для $V = 1800$ m/s измеренное значение относительного отхода ударной волны соответствует $\gamma = 2.1$ и $M = 2$, т. е. $W = 900$ m/s.

Таким образом, реальное значение скорости звука в данном случае в 1.2 раза меньше, а γ в ~ 1.6 раза больше, чем это считалось ранее.

Из уравнения (6) находится α и определяется энергия связи 1 mol частиц плазмы в условиях эксперимента $U_s = 2\alpha n_0 N = 7.2 \times 10^3$ J.

Рассмотрим теперь результаты измерения скорости звука в "холодной" (не нагретой джоулевым теплом) плазме [10]. Для определения скорости звука использовалась ударная труба. Скорости зву-

ковых импульсов в воздушной плазме были измерены приблизительно через $500 \mu\text{s}$ после включения импульсного газового разряда с $E/P \approx 4 \text{ V/cm} \cdot \text{Торг}$. При этом давление в плазме равнялось 6 Торр , а газокинетическая температура не превышала 400 К .

Измерения показали, что при данных условиях скорость звука в плазме $W = 688 \text{ m/s}$, т. е. в 1.7 раза больше, чем скорость звука в неионизованном воздухе.

Используя зарегистрированное значение скорости звука, по формуле (5) определяется величина показателя адиабаты $\gamma = 4.1$, а затем, в соответствии с уравнением (6), находим величину $\alpha = 0.53 \cdot 10^{-30} \text{ erg/cm}^3$.

Можно видеть, что уменьшение температуры плазмы сопровождается увеличением показателя адиабаты.

Отметим, что энергия 1 mol плазмы при этом оказывается равной $U_s = 9.6 \times 10^3 \text{ J}$.

Различие между U_s в первом и во втором экспериментах обусловлено тем, что величина E/P во втором случае вдвое больше, чем в первом.

Введение в уравнение Ван-дер-Ваальса положительной константы $\theta = \alpha n_0^2$ и отрицательной изменяющейся величины αn^2 подразумевает, что равновесное расстояние между центрами частиц, при котором потенциальная энергия взаимодействия равна нулю, в десятки раз больше, чем в неионизованных газах.

В работе [9] было экспериментально установлено, что постоянная "времени жизни" аномальных свойств газоразрядной плазмы относительно велика $\approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ s}$, и, по-видимому, их существование следует связывать с наличием в плазме метастабильных частиц или долгоживущих комплексов (наблюдение 4). Метастабильные частицы в плазме возникают при неупругих столкновениях электронов с нейтральными частицами в газоразрядном процессе и поэтому требуется определенное время для возникновения их в достаточном количестве после иницирования разряда (наблюдение 5).

Если температура электронов (энергия) T_e увеличивается, то возрастают как частота соударений, так и вероятность неупругих столкновений. Следовательно, увеличение отношения E/P приводит к росту скорости звука.

Понятно, что в этом случае T_e играет главную роль, а роль концентрации является второстепенной (наблюдения 6 и 10).

В термически ионизованной плазме T_e примерно в десять раз меньше, чем в газовом разряде, и при этом энергия электронов оказывается ниже потенциала возбуждения метастабильных состояний.

Поэтому в термически ионизованной плазме аномальные динамические свойства не наблюдаются ни при каких концентрациях электронов n_e (наблюдение 2), а даже слабое магнитное поле, замедляя электроны, заметно уменьшает наблюдаемые аномальные эффекты (наблюдение 8).

Поскольку результаты этого исследования показали, что увеличение скорости звука в плазме является следствием взаимодействия нейтральных частиц, контролируемых газодинамическими законами, то свойства плазмы должны быть изотропными, исключая, естественно, приэлектродные зоны (наблюдение 3).

В экспериментах, в которых вследствие поглощения ультрафиолетового излучения частицами плазмы происходила их активация, вероятность образования метастабильных частиц увеличивалась и скорость звука возрастала (наблюдение 7).

Из предложенной концепции газоразрядной плазмы следует, что, несмотря на существование в ней структуры, распространение звуковых волн остается адиабатическим и изэнтропическим процессом, не сопровождающимся диссипацией энергии, однако дисперсия звука в диапазоне больших частот должна наблюдаться.

Рассмотрение баланса энергии газоразрядной плазмы показывает, что в добавление к кинетической энергии плазма также обладает и потенциальной энергией связи ее частиц, которая в расчете на 1 mol составляет $U_s = 2\alpha n_0 N$.

Для приведенных выше двух случаев большую величину энергии связи $U_s = 9.6 \cdot 10^3$ J имеет газоразрядная плазма при $T = 400$ K. Эта энергия примерно в 3 раза больше, чем энергия связи молекул в критическом состоянии, в $\sim 10^3$ раз больше энергии ионизации и по порядку величины соответствует газокинетической энергии 1 mol воздуха в нормальных условиях.

Вместе с кинетической энергией и энергией ионизации генератором плазмы в процессе создания метастабильных частиц затрачивается также энергия связи.

Как показывает уравнение (4), возрастание скорости звука в газоразрядной плазме определяется величиной параметра $\alpha(a)$.

Поэтому для увеличения W целесообразно (в определенных пределах) поднимать напряженность электрического поля.

Очевидно также, что нагревание газа традиционно ведет к увеличению скорости звука (наблюдение 9).

Проведенное исследование свидетельствует о том, что предложенная модификация уравнения реального газа Ван-дер-Ваальса не только качественно, но и количественно описывает аномальные газодинамические эффекты, наблюдавшиеся в экспериментах со звуковыми и ударными волнами в слабоионизованной газоразрядной плазме.

Список литературы

- [1] *Ingard U.* // Phys. Rev. 1966. V. 145. P. 41.
- [2] *Ishida Y., Idehara T.* // J. Phys. Soc. Japan. 1973. V. 35. P. 1747.
- [3] *Hasegawa M.* // J. Phys. Japan. 1974. V. 37. P. 193.
- [4] *Ingard U., Shulz M.* // Phys. Rev. 1967. V. 158. P. 106.
- [5] *Цендин Л.Д.* // ЖТФ. 1965. Т. 35. С. 1972.
- [6] *Kaw P.* // Phys. Rev. 1969. V. 188. P. 506.
- [7] *Александров Н.Л., Напартович А.П., Паль А.Ф., Серов А.О., Старостин А.Н.* // Физика плазмы. 1990. V. 16. P. 862.
- [8] *Мишин Г.И., Серов Ю.Л., Явор И.П.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. С. 65.
- [9] *Басаргин И.В., Мишин Г.И.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. С. 198.
- [10] *Климов А.И., Мишин Г.И., Федотов А.Б., Шаховатов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 31.
- [11] *Басаргин И.В., Мишин Г.И.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. С. 209.
- [12] *Гридин А.Ю., Климов А.И., Мишин Г.И.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. С. 30.
- [13] *Мишин Г.И., Климов А.И., Гридин А.Ю.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. С. 84.
- [14] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 5. Статистическая физика. Ч. I. 1980.