

ДИСПЕРСИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КСЕНОНОВОЙ АКУСТОПЛАЗМЕ В ОБЛАСТИ НЕОСЕВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ МОД

А.С. АБРААМЯН, Р.Ю. ЧИЛИНГАРЯН*, К.Г. СААКЯН, М.А. САРГСЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван, Армения

*e-mail: rychi072@gmail.com

(Поступила в редакцию 18 июля 2025 г.)

Экспериментально исследован акустоплазменный разряд, когда акустические колебания малой интенсивности находятся вдали от области интенсивностей, где существуют ударные волны. Рассмотрена область частот 20–50 кГц, когда в разрядной трубке распространяется уже не плоская продольная волна, а неосевые моды. Траектория разряда в трубке имеет вид плоской синусоиды. Приведены расчетные и экспериментально измеренные спектры акустических колебаний, возникающих при модуляции тока разряда, и график дисперсии звука для неосевых мод. Дисперсия имеет существенную величину. Спектр неосевых мод имеет полосовую структуру. В акустоплазме переход от одной полосы частот к следующей характеризуется фазовым переходом. Внутри каждой полосы дисперсия в большинстве случаев нормальная, иногда становится аномальной. При переходе от одной полосы к следующей дисперсия становится аномальной.

1. Введение

Модуляция разрядного тока приводит к созданию в разрядной трубке акустических колебаний, для которых разрядная трубка является акустическим резонатором. Эти акустические колебания взаимодействуют с током, который их создал, в результате чего в трубке создается акустоплазменная среда. На резонансных частотах (акустических модах) взаимодействие значительно возрастает [1, 2]. При низкой частоте модуляции в разрядной трубке существует продольная плоская волна, которая распространяется вдоль оси трубки. При повышении частоты, начиная с определенного значения, появляются неосевые моды – резонансные частоты, которые распространяются наклонно к оси [3, 4]. Их можно разложить на продольную и поперечную компоненты. Акустическая волна в газах и плазме – это продольная волна, а поперечная компонента – это волна, которая распространяется перпендикулярно оси разрядной трубки.

Цель работы – исследовать область частот, где существуют неосевые моды, получить их спектр и дисперсию акустических волн в разрядной трубке с акустоплазменной средой.

2. Методика эксперимента

На рис.1 представлена блок-схема экспериментальной установки, которая подробно описана в работе [5].

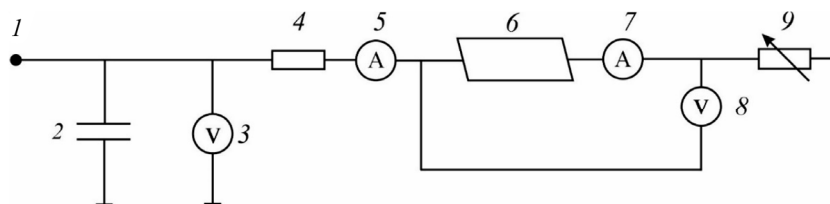


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – высоковольтный источник постоянного напряжения, 2 – конденсатор, 3 и 8 – киловольтметры, 4 – балластный резистор, 5 и 7 – амперметры, 6 – разрядная трубка, 9 – переменный резистор.

В качестве разрядной трубки (6) использовалась импульсная ксеноновая лампа ИФП-5000. Внутренний диаметр кварцевой разрядной трубки лампы равен 12 мм, длина разрядного промежутка 250 мм. Давление ксенона порядка 100 торр. При таком давлении уже при токе в несколько мА происходит тепловая контракция, и разряд превращается в тонкий шнур диаметром порядка 1 мм. Переменное сопротивление (9), модулирующее разрядный ток, собрано на высоковольтной электронной лампе. Схема включения лампы, как генератора тока, обеспечивала возможность получения синусоидально-модулированного разрядного тока, содержащего постоянную и переменную компоненты. При изменении частоты и глубины модуляции получались различные траектории шнурового разряда [6]. Под глубиной модуляции M подразумевается отношение амплитуды переменной компоненты разрядного тока к величине постоянной компоненты. Траектории записывались на видеокамеру с фиксацией соответствующей частоты модуляции разрядного тока. Из видеоролика выбирались интересные кадры.

3. Результаты и обсуждение

При отсутствии акустических колебаний (питание разряда постоянным током) шнуровой разряд представляет собой прямую линию, которая из-за архимедовой силы располагается в верхней части трубки (рис.2а). При модуляции тока

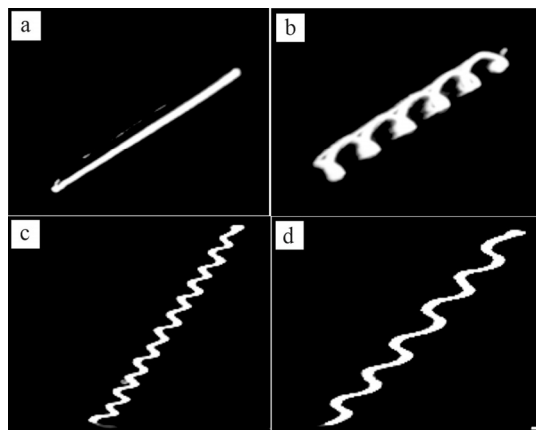


Рис.2. Различные траектории шнурового разряда: (а) разряд на постоянном токе, без акустического воздействия; (б) спиральная структура; (с) плоская синусоидальная структура при частоте f_1 ; (д) плоская синусоидальная структура при частоте $f_2 < f_1$ в одной и той же полосе частот.

в результате акустоплазменного взаимодействия траектория шнурового разряда искривляется. При большой глубине модуляции (>0.5) разрядного тока и частоте модуляции тока, равной частоте резонансных мод акустического резонатора, образованного разрядной трубкой, получают стабильно существующие спиральные структуры (рис.2b). При перестройке частоты модуляции тока соответственно меняется число витков спирали. При малой глубине модуляции тока (постоянная компонента $I_0 = 20$ мА, переменная компонента $I_{\sim} = 2-6$ мА; $M = 0.1-0.3$) спиральные структуры не возникают, однако шнуровой разряд принимает вид плоских синусоидальных структур, расположенных в верхней части разрядной трубки. При сравнительно малом изменении (уменьшении) частоты число периодов синусоиды (которые умещаются на длине разряда) изменяется от нескольких десятков до единиц (рис.2с и 2d). При дальнейшем уменьшении частоты снова возникают десятки периодов синусоиды, и снова их число уменьшается с дальнейшим понижением частоты. Таким образом, акустический спектр имеет полосовую структуру.

В эксперименте определялись резонансные частоты, для которых на длине разрядного промежутка укладывалось целое число волн синусоидального разряда (не полуволн, а целых волн). На низких частотах для плоских продольных волн, которые распространяются вдоль оси трубки, обычно считают число полуволн. В данном случае из-за неосевого распространения разряда на длине резонатора-волновода укладываются не полуволны, а целые длины волн. Длина акустической волны определялась как:

$$\lambda_z = L / n_{\lambda}, \quad (1)$$

где λ_z — длина акустической волны в направлении оси z , L — длина резонатора (длина разрядного промежутка), n_{λ} — число волн, укладывающихся на длине разрядного промежутка (n_{λ} определялось экспериментально).

В шнуровом разряде изменение разрядного тока вызывает мгновенное изменение температуры всего шнура, при этом возникает радиальный температурный градиент [7, 8]. Это приводит к возникновению цилиндрической акустической волны, распространяющейся от центра шнура к стенкам, т.е. в направлении, перпендикулярном к оси разряда. Но поскольку в резонаторе существуют также и продольные моды, направленные вдоль оси разряда, то в трубке возникают неосевые колебания и результирующий волновой вектор будет иметь величину:

$$k^2 = k_z^2 + k_r^2, \quad (2)$$

где k — скалярное значение результирующего волнового вектора, k_z — проекция волнового вектора на ось разряда z , k_r — проекция волнового вектора на плоскость, перпендикулярную оси разряда. Компонента волнового вектора k_z определяется из экспериментально измеренных значений длины волны (в направлении оси z)

$$k_z = 2\pi / \lambda_z = \omega / c_z, \quad (3)$$

где ω — круговая частота, c_z — фазовая скорость в направлении оси z . Для волноводов она может значительно превышать фазовую скорость в свободном пространстве.

На рис.3а приведены значения k_z в зависимости от соответствующих резонансных частот f .

Конкуренция мод в акустическом резонаторе, заполненном акустоплазмой

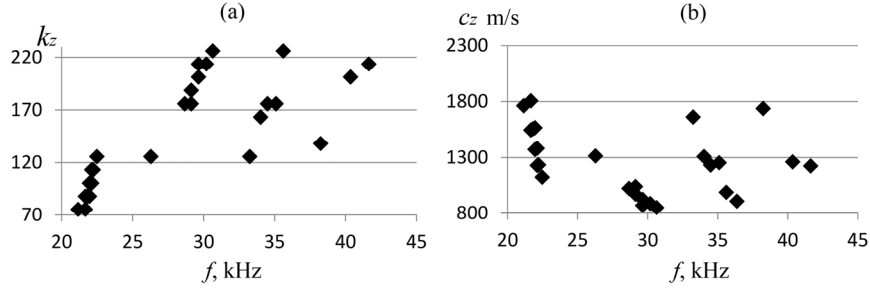


Рис.3. Зависимость от частоты значений продольных компонент волнового вектора и скорости, $I_0 = 20$ мА, $I_- = 4$ мА: (а) k_z – проекция волнового вектора вдоль оси разряда, (б) c_z – проекция фазовой скорости c вдоль оси разряда.

приводит к тому, что для одной частоты модуляции тока разряда могут существовать два разных значения компоненты фазовой скорости c_z , которая является проекцией на продольную ось разряда. Например, для $f = 21.67$ кГц $c_{z1} = 1805$ и $c_{z2} = 1547$ м/с; для $f = 21.96$ кГц $c_{z1} = 1568$ и $c_{z2} = 1372$ м/с; для $f = 29.13$ кГц, $c_{z1} = 1040$ и $c_{z2} = 971$ м/с.

Под дисперсией звуковых волн понимают зависимость фазовой скорости волн от частоты $\partial c / \partial \omega$ [9–11]. Для линейной однородной среды дисперсия связывает частоту со скалярным значением волнового вектора ($c = \omega / k$). В анизотропных средах частоту также связывают с волновым вектором k , и можно говорить о его проекции на ось z . Для неосевых мод акустоплазменная среда является анизотропной, и поэтому дисперсия характеризует изменение проекции волнового вектора k_z . Из рис.3а следует, что внутри каждой полосы $\partial k / \partial \omega > 0$, но при переходе от одной полосы к другой $\partial k / \partial \omega < 0$. На рис.3б для проекции c_z – фазовой скорости звука на продольную координату z будет иметь место обратный порядок возрастания и убывания, однако картина будет более сложной. При переходе от одной полосы к следующей всегда $\partial c / \partial \omega > 0$ и это аномальная дисперсия. Например, между соседними полосами (конец одной полосы 36.71 и начало следующей 38.24 кГц) $\partial c / \partial \omega = 0.07$. Внутри полосы картина более сложная. Если рассматривать границы полос (минимальную и максимальную частоты), то всегда $\Delta c / \Delta \omega < 0$ и это нормальная дисперсия. Например, для полосы (21.67–22.48 кГц) $\Delta c / \Delta \omega = -0.13$, для полосы (33.25–36.37 кГц) $\Delta c / \Delta \omega = -0.04$. Внутри полосы в области частот 21.67; 22.22; 33.25; 35.1 кГц $\partial c / \partial \omega = -0.07$. Но в области частот 21.67–21.96 кГц $\partial c / \partial \omega = 0.01$ и в области частоты 34.5 кГц $\partial c / \partial \omega = 0.06$. Т.е. дисперсия имеет существенную величину и для акустоплазмы имеет место аномальная дисперсия при переходе от одной полосы к следующей, а внутри полосы может быть как нормальная, так и аномальная дисперсия. При изменении знака дисперсии происходит структурная перестройка в среде, которую можно трактовать, как фазовый переход [12–15]. На рис.4 представлена дисперсионная кривая для области частот 21–41 кГц, откуда также видно, что внутри полос дисперсия может быть как положительной так и отрицательной.

Сильная дисперсия фазовой скорости звука наблюдается вблизи частот релаксации ($\omega_{\text{relax}} = 1 / \tau_{\text{relax}}$), где τ_{relax} – время релаксации. Любая релаксация соответствует фазовому переходу из возмущенного состояния в невозмущенное.

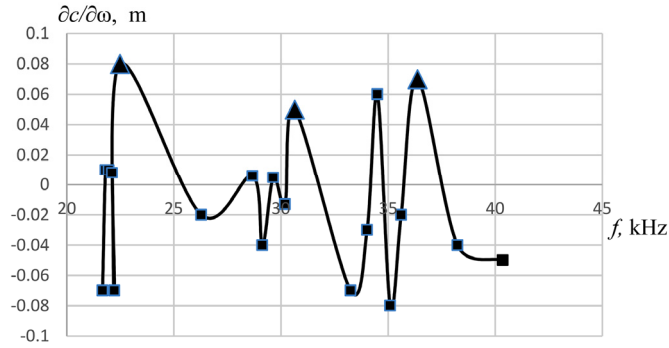


Рис.4. Дисперсионная кривая. Треугольные точки соответствуют началу полос, квадраты соответствуют экспериментально полученным частотам внутри полос.

Обычно ω_{relax} лежит в области ультра- и гиперзвуковых частот, но в случае акустоплазмы частота релаксации соответствует низкочастотным акустическим решеткам в среде, которые создаются модуляцией тока разряда [2].

Сравним полученные в эксперименте резонансные частоты с теорией. Рассмотрим теоретическое описание акустических неосевых мод в цилиндрическом резонаторе, заполненном газом. Цилиндрические волны, т.е. волны, расходящиеся из центра трубки к ее стенкам, и волны, идущие от стенок и сходящиеся в центре трубки. Как уже говорилось выше в шнуровом разряде изменение разрядного тока вызывает мгновенное изменение температуры всего шнура и это приводит к возникновению цилиндрической акустической волны, распространяющейся от центра шнура к стенкам.

Бегущие цилиндрические волны описываются функциями Ганкеля первого и второго рода, $H_0^{(1)}(kr)$ и $H_0^{(2)}(kr)$, и для радиального волнового уравнения [3]

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + k^2 R = 0 \quad (4)$$

получим

$$f_{nml} = J_{nm} c / 2\pi r_0, \quad (5)$$

где J_{nm} — корень функции Бесселя порядка nm , r_0 — радиус разрядной трубки, c — фазовая скорость звука (не ее z -компонента).

Для определения резонансных мод для твердых тел обычно используется подход через волновые векторы, но ввиду анизотропии акустоплазмы можно также его использовать. Из (2) получим

$$(\omega_{nml} / c)^2 = (\pi l / L)^2 + (J_{nm} / r_0)^2, \quad (6)$$

где $k = \omega_{nml} / c$; $k_z = \pi l / L$; $k_r = J_{nm} / r_0$; l — номер продольной моды, n и m — номера поперечных мод (радиальной и угловой).

Из (6) получим

$$f_{nml} = (c / 2\pi) [(\pi l / L)^2 + (J_{nm} / r_0)^2]^{1/2}. \quad (7)$$

На рис.5 показан частотный спектр акустических мод. Каждая из частот отмечена точкой. По линии 1 отложены экспериментально полученные значения

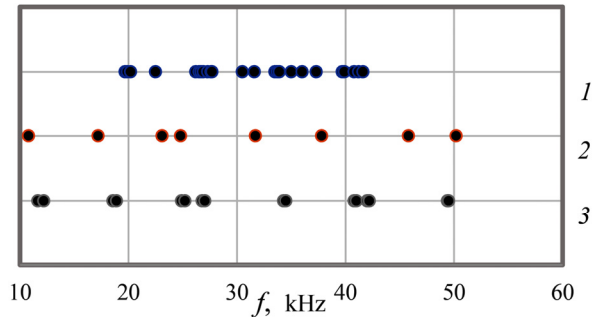


Рис.5. Частотный спектр акустических мод: 1 – эксперимент, 2 – расчет по формуле (5), 3 – расчет по формуле (7).

резонансных частот (мод). По линии 2 отложены моды, полученные из (5) для индексов $\{n, m\} = (1,0); (1,1); (1,2); (2,0); (2,1); (2,2); (3,0); (3,1)$. Для других значений индексов n и m спектр дает более высокочастотные компоненты, которые в эксперименте не наблюдались. По линии 3 отложены моды, полученные из (7). Для случая 3 точки показывают границы спектральных полос, которые получаются при постоянных индексах (n, m) и изменении индекса продольных мод от 1 до 10 ($l = 1-10$). Т.е. рассматривалась полоса, состоящая из 10 продольных мод. Согласно (7), получены полосы f_{nml} : (11.6–11.8 кГц), $n = 1, m = 0$; (18.6–18.7 кГц), $n = 1, m = 1$; (24.9–25 кГц), $n = 1, m = 2$; (26.79–26.85 кГц), $n = 2, m = 0$; (34.26–34.31 кГц), $n = 2, m = 1$; (40.84–40.89 кГц), $n = 2, m = 2$; (41.99–42.03 кГц), $n = 3, m = 0$; (49.37–49.4 кГц), $n = 3, m = 1$; Спектры рассчитаны для фазовой скорости звука в ксеноне $c = 170$ м/с.

Из рис.5 видно, что в области 30–40 кГц в эксперименте появляются частоты, которых нет в расчетах. Надо заметить, что из-за неоднородностей внутри трубы и на ее концах, и из-за нелинейности среды в ней кроме плоских однородных волн в этом случае могут распространяться также неоднородные волны, описываемые дополнительными членами более высокого порядка в формуле (4). Кроме того, в расчетах мы предполагали, что цилиндрические волны распространяются с оси трубки, а в эксперименте из-за архимедовой силы нагретый плазменный шнур располагался в верхней части трубки.

4. Заключение

Внешний вид траектории разряда определялся частотой и глубиной модуляции разрядного тока. Исследована область частот существования неосевых мод (20–45 кГц). Экспериментально и теоретически получен полосовой спектр, в пределах каждой полосы моды отстоят друг от друга на несколько герц. Для определения неосевых мод можно применить и выражение (5), и выражение (7). Но (7) точнее, поскольку учитывает и продольные моды.

В акустоплазме дисперсия проекции фазовой скорости на направление распространения $\partial c_z / \partial \omega$ имеет значительную величину и изменяется от -0.13 до $+0.08$. В области перехода от одной полосы частот к следующей дисперсия становится аномальной. Внутри каждой полосы дисперсия может быть и нормальной, и аномальной, в зависимости от резонансной частоты. Переход от одной полосы частот к следующей характеризуется фазовым переходом. Внутри каждой полосы при изменении частоты также существуют фазовые переходы.

Конкуренция мод в акустическом резонаторе, заполненном акустоплазмой, приводит к тому, что для одной частоты модуляции тока разряда могут существовать два разных значения компоненты фазовой скорости c_z , которая является проекцией фазовой скорости звука на продольную ось разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.А. Галечян, А.Р. Мкртчян А.Р. Акустоплазма. Ереван, Апага, 2005.
2. A.R. Mkrtychyan, A.S. Abrahamyan. Arm. J. Phys. **13**, 131 (2020).
3. E. Skudrzyk. The Foundation of Acoustic. Basic Mathematics and Basic Acoustics. New York, Springer, 1971.
4. W.E. Kock. Sound Waves and Light Waves. New York, Doubleday, 1965.
5. А.С. Абраамян, К.Г. Саакян, Р.Ю. Чилингарян. Известия НАН Армении, Физика, **49**, 353 (2014).
6. А.С. Абраамян, К.А. Абраамян, С.А. Геворкян, Р.Б. Костанян. Конверсионный потенциал Армении и программы МНТЦ, Междунар. семинар, 2–7 Окт. 2000, Сборник докл., ч.1, с.140 (2000).
7. А.Г. Мкртчян, Г.Ф. Хачатрян, Л.Ш. Григорян, Г.А. Арутюнян, Л.Э. Хачикян, А.Р. Арамян. Известия НАН Армении, Физика, **57**, 556, 2022.
8. A.R. Aramyan, R.A. Aramyan, G.B. Novhannesyan. IEEE Transaction on Plasma Science, **447**, 5222 (2019).
9. Акустика в задачах. Под. ред. С.Н. Гурбатова и О.В. Руденко. Москва, Наука, 1996.
10. В.А. Красильников, В.В. Крылов. Введение в физическую акустику. Москва, Наука, 1984.
11. Nonequilibrium Vibration Kinetics. (Edited by M. Capitelli), Springer, 1986.
12. R. Gilmor. Catastrophe Theory for Scientists and Engineers. Drexel University, Phila., 1981.
13. T. Poston, I. Stewart. Catastrophe Theory and its Applications. Pitman, USA, 1978.
14. В.И. Арнольд. Теория катастроф. Москва, Изд-во МГУ, 1983.
15. P. Belenguer, J.P. Boeuf. Phys. Rev. A, **41**, 4447 (1990).

EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE ACOUSTIC WAVE DISPERSION IN XENON ACOUSTOPLASMA, IN THE REGION OF NON-AXIAL ACOUSTIC MODES

A.S. ABRAHAMYAN, R.Yu. CHILINGARYAN, K.G. SAHAKYAN, M.H. SARGSYAN

An acoustoplasma discharge is experimentally investigated when low-intensity acoustic oscillations are far from the intensity region where shock waves exist. The frequency region of 20–50 kHz is considered, when a plane longitudinal wave, rather than axial modes, propagates in the discharge tube. The discharge trajectory in the tube has the form of a plane sinusoid. The calculated and experimentally measured spectra of acoustic oscillations arising during discharge current modulation and a graph of sound dispersion for off-axis modes are presented. The dispersion has a significant value. The spectrum of off-axis modes has a band structure. In acoustoplasma, the transition from one frequency band to the next is characterized by a phase transition. Within each band, the dispersion is mostly normal, sometimes becoming anomalous. When moving from one band to the next, the dispersion becomes anomalous.