

ПРЕДКРИТИЧЕСКАЯ ТЕРМОАКУСТИКА В ГЕЛИИ

К. О. Кешишев, В. И. Марченко, Е. Р. Подоляк*

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
117334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10 сентября 2021 г.,
после переработки 10 сентября 2021 г.
Принята к публикации 10 сентября 2021 г.

Исследована эволюция основной моды акустических колебаний в резонаторе, заполненном газообразным гелием, при погружении его в транспортный дьюар. Обнаружено критическое поведение параметра затухания при приближении к уровню, ниже которого возникает термоакустическая неустойчивость.

DOI: 10.31857/S0044451021120142

1. ВВЕДЕНИЕ

В различных установках, где существует значительный перепад температуры в газе, при соответствующей геометрии может возникать термоакустическая неустойчивость [1, 2], приводящая зачастую к большим спонтанным колебаниям давления [3–5].

Обычно экспериментальные исследования термоакустики сводятся к наблюдению самого факта наличия или отсутствия спонтанных колебаний в тех или иных условиях [6–11]. Однако, согласно существующим теоретическим представлениям об этой неустойчивости [12], имеется принципиальная возможность исследования особенности поведения устойчивого состояния системы при приближении к точке возникновения колебаний.

Термоакустическая неустойчивость по сути ничем не отличается от турбулентной неустойчивости в гидродинамике. Действительно, ламинарное течение жидкости является решением уравнений гидродинамики в конкретной заданной геометрии границ. Стационарное состояние какой-либо тепловой или низкотемпературной установки также должно являться решением уравнений теплопереноса и газодинамики. В простейшей постановке задачи речь может идти, например, о решении уравнения теплопроводности в покоящемся газе. Стационарные решения остаются формально верными при произвольных значениях потока массы J и потока тепловой энергии Q . Они, однако, могут потерять устойчивость по мере изменения внешних условий, и тог-

да будет реализоваться другое решение, в общем случае — нестационарное.

Известно лишь одно точное решение задачи о потере устойчивости ламинарного течения в щели [13]. Во всех остальных случаях, как в турбулентности, так и в термоакустике, граница устойчивости стационарного состояния определяется лишь в том или ином приближении¹⁾. Обычно даже подлежащее исследованию на устойчивость состояние невозможно представить как результат последовательного решения уравнений гидродинамики. Единственное исключение — задача о бенаровской конвекционной неустойчивости неподвижной жидкости (см. § 57 в [14]).

Согласно Ландау [15], общий сценарий возникновения неустойчивости стационарного состояния жидкости сводится к следующему: любая мода колебаний плотности, скорости (и температуры) при сколь угодно малой амплитуде характеризуется зависимостью от времени вида $\exp(i\omega t - \gamma t)$, причем параметр затухания γ у всех мод положителен. Если при изменении внешних условий у какой-то из мод параметр γ уменьшается и меняет знак, то возникает спонтанное колебание. При этом возможны два случая развития неустойчивости — мягкое самовозбуждение или жесткое самовозбуждение (supercritical and subcritical bifurcations). В первом случае возникает колебание на частоте критической моды с амплитудой, нарастающей от нуля

¹⁾ Отметим, впрочем, что и решение в [13] получено при существенных упрощениях — не учитывались обусловленные вязкостью тепловые эффекты и градиент плотности, возникающий из-за необходимого для обеспечения ламинарного течения перепада давления.

* E-mail: mar@kapitza.ras.ru

по мере удаления от точки потери устойчивости. Во втором случае колебание возникает скачком — сразу с конечной амплитудой и на частоте, не обязательно близкой к критической.

Такие переходы являются кинетическими аналогами фазовых переходов. Но здесь имеются существенные отличия. В частности, поскольку смена картины потоков происходит на задаваемых размерах установки макроскопических масштабах и локально все процессы в обоих состояниях описываются одними и теми же уравнениями гидродинамики, то нет причин для роста термодинамических флуктуаций в окрестности перехода. Поэтому, как и полагал Ландау, вблизи точки потери устойчивости можно ожидать линейную зависимость частоты критической моды²⁾ от меры близости к бифуркации и линейное же стремление параметра затухания к нулю.

В термоакустике теряющая устойчивость мода в случае замкнутого сосуда принадлежит к дискретному спектру системы. Тогда возможно наблюдение за поведением ее частоты и затухания при приближении к точке бифуркации со стороны стационарного состояния с помощью измерения резонанса. Этому исследованию посвящена настоящая работа.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились в стандартном транспортном гелиевом сосуде СТГ-40. Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 1. Основной гелиевый объем 1 (емкость 40 л) подвешен на тонкостенной горловине 2 (трубка из нержавеющей стали, диаметр 25 мм, толщина стенки 0.3 мм, длина 400 мм). Нижний конец горловины расположен на высоте $h = 390$ мм. Здесь и далее высота h отсчитывается от дна основного объема. Между верхним и нижним ее концами стрелкой отмечено место теплового контакта горловины с азотным экраном, $h = 625$ мм. Испаряющийся гелий поступает в централизованную сеть и далее в газгольдер, давление в котором автоматически поддерживается на уровне, превышающем атмосферное давление на 19 мбар. Верхний торец горловины герметично уплотнен эластичной резиновой мембраной 3. Сквозь отверстия в мембране с небольшим натягом пропущены термометрическая штанга 4 и U-образный акустический резонатор 5. Благодаря упругости резины штангу и резонатор можно независимо

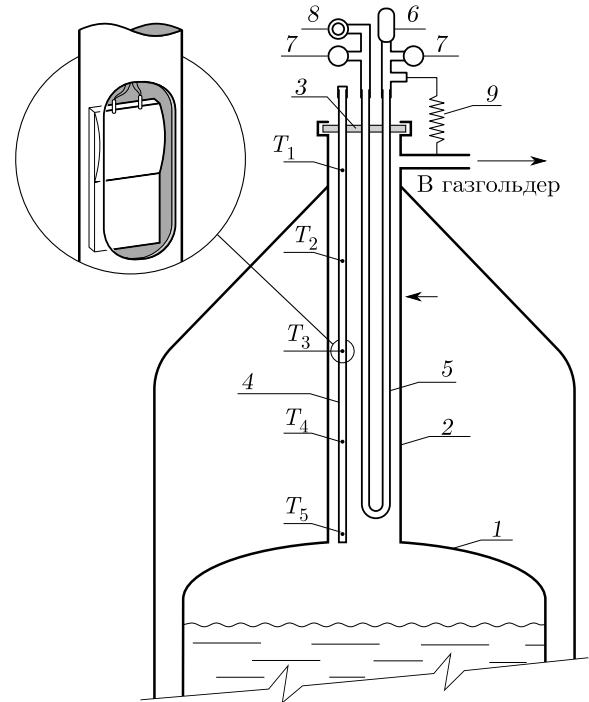


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — гелиевый объем СТГ-40; 2 — горловина; 3 — резиновая мембрана; 4 — термометрическая штанга; 5 — акустический резонатор; 6 — датчик давления; 7 — микрофоны; 8 — динамик; 9 — дроссель

перемещать вдоль вертикали без нарушения герметичности гелиевого объема дьюара.

Термометрическая штанга представляет собой тонкостенную трубку из нержавеющей стали (диаметр 3 мм, толщина стенки 0.2 мм) с заглушенными верхним и нижним концами, в которой с шагом 100 мм прорезаны пять овальных отверстий. Внутри трубки смонтированы подводные провода и строго напротив отверстий — термометры.

U-образный резонатор изготовлен из тонкостенной нержавеющей трубки (диаметр 4 мм, толщина стенки 0.3 мм, длина 1.3 м). На концах резонатора, находящихся вне гелиевого объема, смонтированы датчик давления 6, микрофоны 7 и динамик 8.

При изменении глубины погружения замкнутого резонатора в нем, очевидным образом, изменяется давление. Для проведения измерений при строго постоянном давлении в схеме (см. рис. 1) предусмотрен дроссель 9, обеспечивающий выравнивание перепада давлений между резонатором и дьюаром с характерным временем порядка 100 с. В то же время при всех наблюдаемых частотах резонатор оказывается акустически изолированным от основного объема гелия.

²⁾ При возникновении конвекции частота не меняется и остается равной нулю [16].

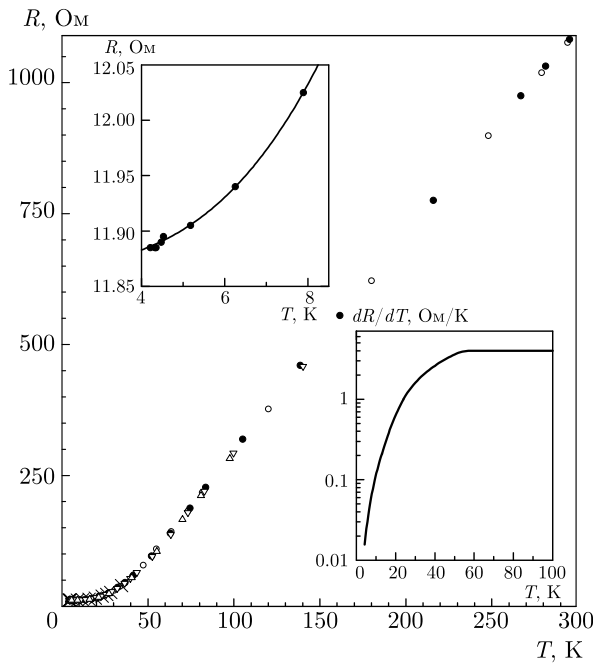


Рис. 2. Градуировка платиновых датчиков

3. ТЕРМОМЕТРИЯ

При измерении температуры использовались миниатюрные платиновые термометры Heraeus 420 с номинальным сопротивлением 1000 Ом при температуре $T = 0^\circ\text{C}$. Производителем предусмотрен стандартный диапазон 77–423 K, для которого известны зависимость сопротивления R от температуры T и другие параметры датчиков. Чтобы использовать такие термометры при значительно более низких температурах, были измерены зависимости $R(T)$ для всех пяти датчиков в интервале $4.2\text{ K} < T < 300\text{ K}$; при этом в качестве репера использовался калиброванный термометр сопротивления Cernox CX-1010-SD-0.1L. Эти результаты представлены на рис. 2. На верхней вставке для примера продемонстрировано поведение одного из пяти датчиков в интервале 4.2–8 K. Очевидно, что определяющий вклад в зависимость $R(T)$ в этой области вносит величина остаточного сопротивления. Значения $R_i(4.2\text{ K})$ находятся в диапазоне 11.75–12.19 Ом. Здесь же (рис. 2) на нижней вставке показана температурная зависимость чувствительности dR/dT платиновых термометров. По сравнению с высокотемпературной областью при температуре 4.2 K чувствительность падает в 250 раз. Тем не менее даже в этом случае при достаточной точности измерения сопротивления ($\Delta R/R \sim 10^{-4}$) можно фиксировать изменение температуры с погрешностью примерно 1 K.

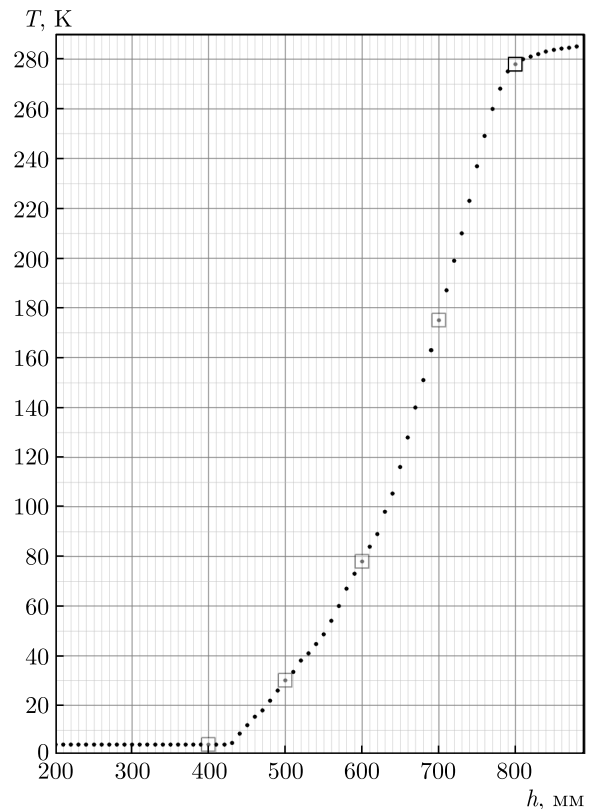


Рис. 3. Распределение температуры в дьюаре

На рис. 3 представлена зависимость $T(h)$, характеризующая распределение температуры в горловине дьюара. Напомним, что ее нижний конец находится на отметке $h = 390\text{ мм}$. Измерения проводились с помощью рассмотренных выше платиновых термометров, смонтированных на штанге. В ходе измерений штанга поэтапно с шагом 10 мм погружалась в горловину. После очередного погружения температура устанавливалась за время около 5 мин, и далее регистрировались показания всех пяти термометров. Таким образом, многие из точек на рис. 3 являются результатом измерения температуры поочередно несколькими термометрами.

4. АКУСТИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

Для акустических измерений использовался U-образный резонатор на основной моде — половина длины волны. В ходе экспериментов измерялось статическое давление с помощью тензометрического датчика абсолютного давления МИДА-ДА-13П с диапазоном 0–1.6 бар. Чувствительность датчика (3.1 В/бар) оказалась достаточной для наблюдения акустических колебаний большой амплитуды.

При изучении колебаний с малой амплитудой ($\bar{p} < 0.4$ мбар) использовались два электретных микрофона Panasonic WM-52 с чувствительностью примерно 0.6 В/мбар. Наличие двух микрофонов позволяло контролировать разность фаз сигналов на двух концах резонатора. Для возбуждения вынужденных колебаний в схеме резонатора предусмотрен динамик диаметром 16 мм.

5. НАБЛЮДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ

Одна из целей эксперимента заключалась в наблюдении эволюции основной моды колебаний с понижением температуры. При исследовании резонансов термометрическая штанга находилась в неизменном положении и температура непрерывно контролировалась в пяти точках, отмеченных квадратами на рис. 3. После того как возмущение температурного поля, вызванное очередным опусканием резонатора, релаксировало, проводилось измерение³⁾ амплитуды A вынужденных колебаний давления в зависимости от частоты f генератора, возбуждающего динамик. Одновременно частота измерялась частотомером на выходе микрофона. При этом, как и следовало ожидать, показания частотомера совпадали с частотой генератора. Кроме того, непрерывно контролировалось статическое давление p внутри резонатора. Таким образом, представленные ниже данные являются результатом последовательного циклического опроса восьми датчиков. Время одного цикла (примерно 17 с) обусловлено компромиссом между точностью измерений и быстродействием измерительной схемы.

По изложенному сценарию, начиная с высоты $h = 507$ мм (положение резонатора определяем по координате его нижней точки), за время около восьми часов были получены 9 резонансных кривых $A(f)$ на девяти высотах. На рис. 4 представлены хронологические зависимости $h(t)$, $f(t)$, $A(t)$, $p(t)$ и показания четырех термометров $T_1(t), \dots, T_4(t)$ (см. рис. 1) в течение последних 100 минут эксперимента. Данные нижнего термометра T_5 не приведены, поскольку с точностью до измерительных шумов его температура оставалась постоянной и равной 4.2 К.

На второй минуте в очередной раз резонатор был опущен с высоты 405 мм до 400 мм. Одновременно зафиксированы возмущение и релаксация давления

и четырех термометров. Далее, между 9-й и 32-й минутами, проведена запись резонансной кривой.

На 34-й минуте, при выключенном генераторе, резонатор был опущен на глубину 398 мм. По сравнению со всеми предыдущими измерениями резонансов здесь наблюдается существенное отличие, обусловленное, очевидно, предельной близостью системы к критической точке. Как и ранее, возникают возмущение и релаксация термометров, и одновременно (чего не было раньше) происходит всплеск спонтанных колебаний на частоте около 80 Гц продолжительностью около минуты.

После релаксации системы и включения генератора, начиная с 42-й минуты, измерялся последний резонанс. На 56-й минуте, после прохождения максимума резонансной кривой $A(f)$ и переключения генератора на следующую частоту 81.5 Гц, эта частота была зафиксирована, и далее отслеживалось поведение системы в режиме вынужденных колебаний при слабом дрейфе температуры.

На 64-й минуте система потеряла устойчивость и возникли спонтанные колебания. Измеряемая частота оторвалась от частоты генератора и понизилась до величины $f = 80,2$ Гц, а амплитуда выросла в 5 раз⁴⁾. Одновременно произошли кратковременные изменения в показаниях датчиков давления и температуры. Спустя приблизительно 10 минут генератор был выключен, что никак не сказалось на поведении системы, которая оставалась в режиме автоколебаний. Вплоть до окончания эксперимента наблюдался лишь слабый немонотонный дрейф температуры, амплитуды и частоты колебаний.

На рис. 5 представлены пять резонансных кривых $A(f)$, ближайших к точке потери устойчивости стационарного состояния. Экспериментальные точки аппроксимируются формулой, естественной для уединенной слабозатухающей моды гармонических колебаний любой механической системы (см. § 26 в [17]),

$$A = \frac{A_r}{\sqrt{(2\pi(f - f_r)\tau)^2 + 1}}, \quad (1)$$

со следующими тремя параметрами: A_r — максимальная амплитуда вынужденных колебаний, пропорциональная амплитуде возбуждения; f_r — резонансная частота; $\tau = 1/\gamma$ — время затухания.

На рис. 6 представлены зависимости параметров формулы резонансной кривой (1) от координа-

³⁾ Предварительно контролировалась линейность колебаний при изменении амплитуды возбуждения. При этом разность фаз на концах резонатора составляла 180°.

⁴⁾ Такое поведение указывает на то, что бифуркация происходит по жесткому (но близкому к мягкому) режиму самовозбуждения. Для окончательного вывода, очевидно, необходимо проведение наблюдений за динамикой развития бифуркации с лучшим временным разрешением.

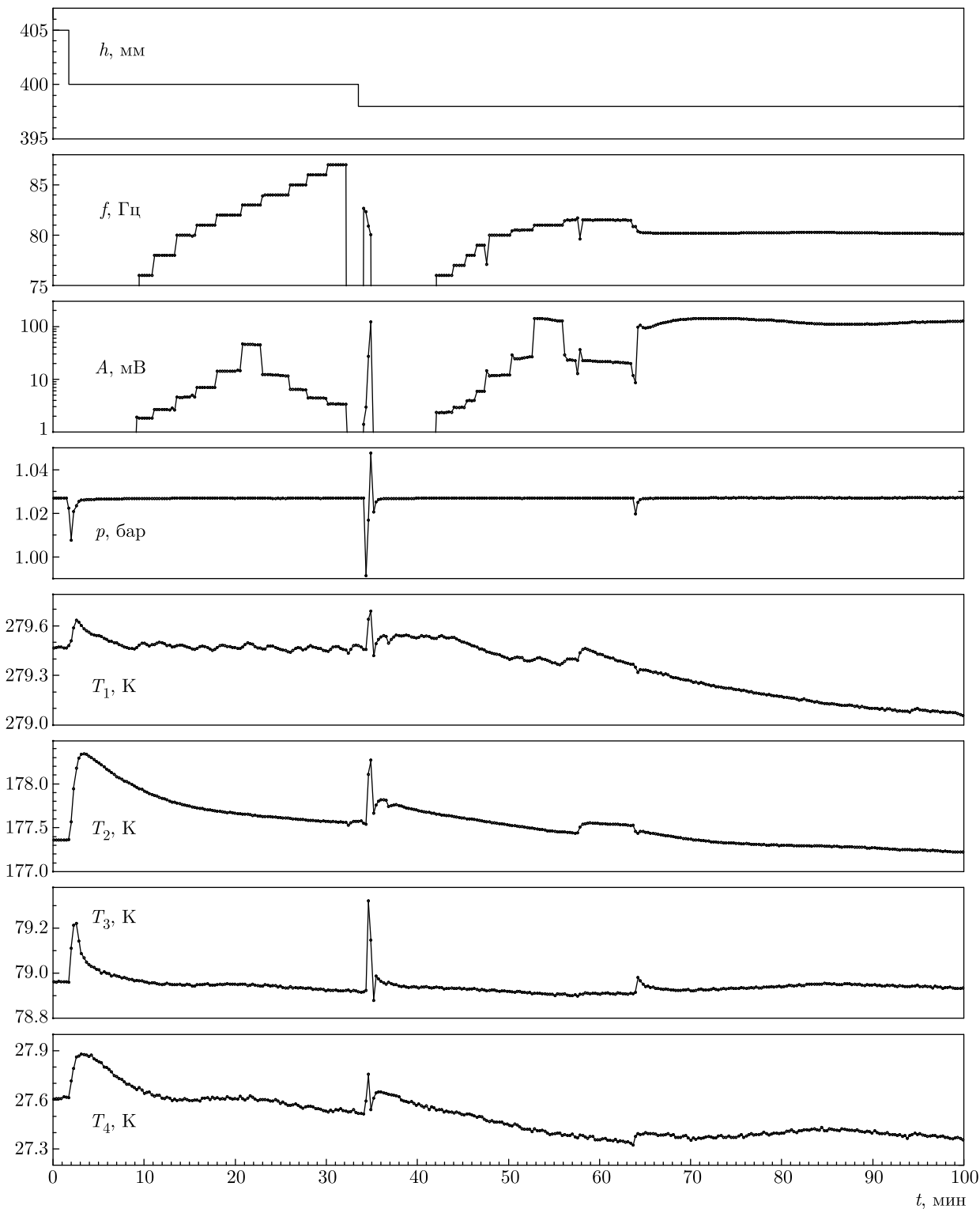


Рис. 4. Вынужденные и спонтанные колебания в резонаторе. Подробнее см. текст

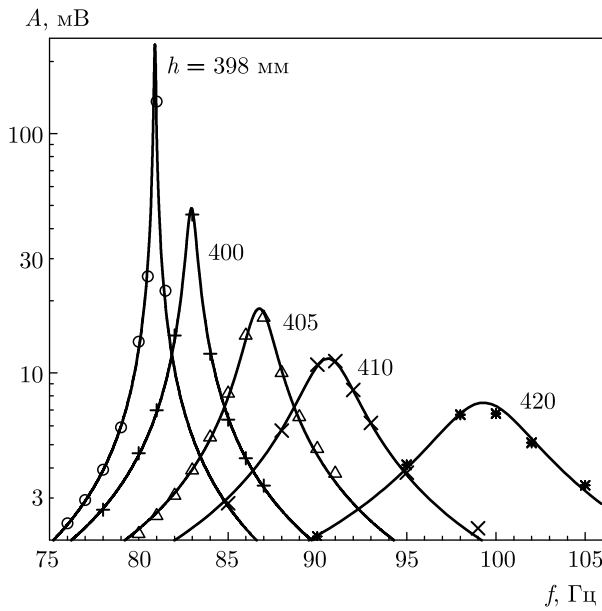


Рис. 5. Ближайшие к критической точке резонансные кривые

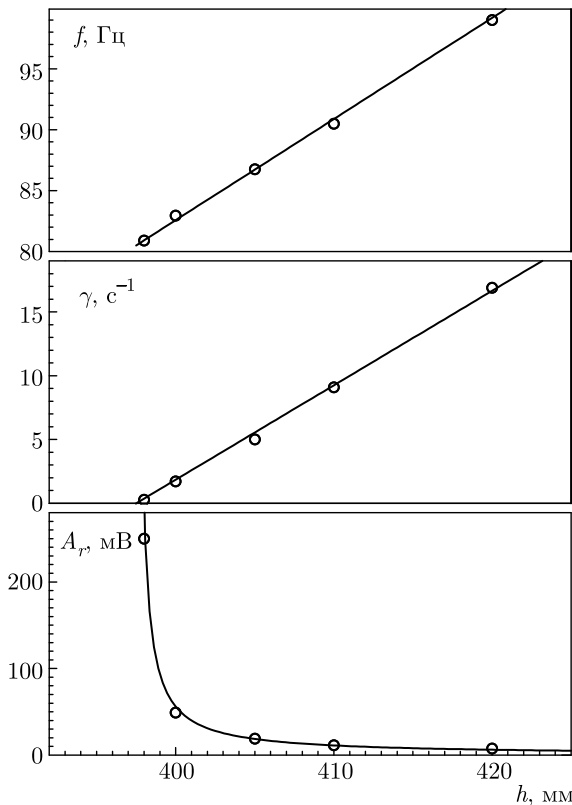


Рис. 6. Поведение параметров резонансных кривых вблизи точки бифуркации

ты h резонатора. Амплитуда растет по закону $A_r \propto (h - h_c)^{-1}$, где $h_c = 397.5$ мм, а частота f_r и параметр затухания γ демонстрируют линейное поведение.

Таким образом, на примере термоакустики сценарий Ландау потери устойчивости в гидродинамике находит экспериментальное подтверждение.

Благодарности. Благодарим А. Ф. Андреева, С. Т. Болдарева, Е. А. Бренера, И. К. Буткевича, Р. Б. Гусева, В. В. Дмитриева, Л. А. Мельниковского, В. В. Сиренева, А. И. Смирнова и И. Н. Хлюстикова за полезные обсуждения, помощь и советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Sondhauss, *Ann. der Phys. Chem.* **79**, 1 (1850).
2. W. H. Keesom, *Helium*, Elsevier, Amsterdam (1942), p. 174.
3. C. J. Lawn and G. Penelet, *Int. J. Spray Combust. Dyn.* **10**, 3 (2018).
4. N. Dittmar, S. Kloeppe, Ch. Haberstroh et al., *Phys. Proc.* **67**, 348 (2015).
5. W. Stautner, R. Chen, M. Xu et al., *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* **101**, 012038 (2015).
6. J. R. Clement and J. Gaffney, *Adv. Cryog. Eng.* **1**, 302 (1954).
7. J. Gaffney and J. R. Clement, *Rev. Sci. Instr.* **26**, 620 (1955).
8. T. von Hoffmann, U. Lienert, and H. Quack, *Cryogenics* **13**, 400 (1973).
9. T. Yazaki, A. Tominaga, and Y. Narahara, *Cryogenics* **19**, 393 (1979).
10. T. Yazaki, A. Tominaga, and Y. Narahara, *J. Low Temp. Phys.* **41**, 45 (1980).
11. Y. Gu and K. D. Timmerhaus, *Adv. Cryog. Eng.* **39**, 1733 (1994).
12. N. Rott, *Adv. Appl. Mech.* **20**, 135 (1980).
13. C. C. Lin, *The Theory of Hydrodynamic Stability*, Cambridge Univ. Press (1955).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
15. Л. Д. Ландау, *ДАН* **44**, 339 (1944).
16. Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **33**, 402 (1957).
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика*, Наука, Москва (1973).