

5. Stearns M. B. Internal magnetic fields, isomer shifts and relative abundances of the various Fe site in Fe—Si alloys // Phys. Rev.— 1963.— V. 129, N 3.
6. Белецкий А. Я., Шевалин А. Ф. К расчету градиентов электрических полей на ядрах в упругодеформированных металлах // Физика металлов и металловедение.— 1978.— Т. 45, вып. 3.
7. Белозерский Г. Н., Семенов В. Г. Мессбауэровские исследования спиновой текстуры поверхности аморфных ферромагнетиков // ФТТ.— 1985.— Т. 27, вып. 6.

г. Якутск

Поступила 11/1 1989 г.,
в окончательном варианте — 7/XII 1989 г.

УДК 535.3 : 532.517

В. А. Базанов, Н. А. Рубцов, В. П. Соловьев

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА СВЕТА, РАСSEЯННОГО В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ ОКОЛО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ДИСКА

Экспериментальное исследование спектрального состава лазерного излучения, рассеянного объемом турбулентно движущейся жидкости, широко применяется для изучения пространственных и временных корреляций термодинамических параметров и турбулентных пульсаций скоростей, определяющих течение жидкости. Получаемые при этом результаты дают информацию об амплитуде, характерных частотах и временах жизни этих флуктуаций. Такие эксперименты позволяют получать данные об очень малых масштабах флуктуаций (недоступных для изучения другими методами) турбулентной природы, не внося возмущений в исследуемый поток. По характеру рассеивающих неоднородностей их можно разделить на две группы: 1) рассеяние происходит на искусственно вводимых или естественно существующих в потоке частицах; при этом интенсивность рассеяния на частицах много больше интенсивности света, рассеянного на флуктуациях диэлектрической проницаемости среды; 2) рассеяние в чистой жидкости на турбулентных флуктуациях показателя преломления в самом потоке.

К первой группе относятся хорошо развитые методы лазерно-доплеровской анемометрии, широко применяющиеся в современной экспериментальной гидродинамике [1, 2].

Вторая группа еще не получила развития из-за трудностей обеспечения потока чистой жидкости и малости интенсивности рассеянного излучения на флуктуациях плотности. Однако в развитом турбулентном потоке жидкости может происходить значительное рассеяние света даже в отсутствие взвешенных частиц. Впервые на возможность такого исследования указал Фриш в [3], здесь в приведенной им оценке показано, что отношение интенсивности рассеянного света из-за турбулентности к интенсивности молекулярного рассеяния для достаточно больших чисел Рейнольдса становится больше единицы.

Как замечено в [4, 5], такие эксперименты могли бы оказаться наиболее интересными. Волновое число вектора рассеяния q отвечает характерному размеру неоднородностей $l = 1/q$, вызывающих рассеяние. Угол рассеяния θ связан с волновым числом q соотношением Брэгга $q = (2/\lambda) \sin(\theta/2) = 2k \sin(\theta/2)$ (λ — длина волны падающего излучения). Значит, изменяя угол рассеяния, можно изучать области, соответствующие широкому набору масштабов каскадно распадающихся вихрей, начиная от внешнего масштаба турбулентности L вплоть до наименьшего размера вихрей l_m и интервала диссипации $q > 1/l_m$. Уменьшая угол, будем наблюдать флуктуации большего размера, а увеличивая — меньшего. При этом ширина линии рассеянного света должна дать информацию о времени жизни флуктуаций, вызывающих рассеяние. Таким образом, экспериментально исследуя динамическое рассеяние света в чистой жидкости, получим сведения не только о распределении скоростей в турбулентном потоке, но и о природе затухания турбулентных пульсаций.

1. Спектроскопия оптического гетеродинамирования. Для экспериментального изучения спектрального состава рассеянного излучения можно применить метод спектроскопии оптического гетеродинамирования (смешения), в котором часть нерассеянного лазерного потока используется в качестве опорного пучка для смешения с рассеянным излучением на поверхности фотоприемника. При этом на выходе возникает электрический сигнал, пропорциональный квадрату модуля полного электрического поля, падающего на чувствительную площадку фотоприемника. Вектор напряженности электрического поля излучения запишем в виде $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t)$ ($\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega_0 t)$ — падающее опорное излучение, \mathbf{E}_S — рассеянное излучение). Полагая поля рассеянного и падающего из-

лучения статистически независимыми и пространственно-когерентными в пределах чувствительной площадки фотодетектора, а интенсивность опорного излучения — много большей интенсивности рассеянного излучения, корреляционную функцию фототока определим выражением [1, 5]

$$(1.1) \quad R_j(\tau) = \langle j(t)j(t+\tau) \rangle = \left(G \frac{e\eta}{h\nu}\right)^2 R_{j_0}(\tau) + j_0 j_S + R_n(\tau) + \\ + j_0 \left(G \frac{e\eta}{h\nu}\right) \sigma^2 \langle \mathbf{E}_S(\mathbf{r}_1, t) \mathbf{E}_S^*(\mathbf{r}_2, t+\tau) \rangle_{\mathbf{V}} \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{V}t) + \\ + j_0 \left(G \frac{e\eta}{h\nu}\right) \sigma^2 \langle \mathbf{E}_S^*(\mathbf{r}_2, t) \mathbf{E}_S(\mathbf{r}_1, t+\tau) \rangle_{\mathbf{V}} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{V}t),$$

где G — коэффициент усиления фотодетектора; e — заряд электрона; η — эффективность выхода фотоэлектронов; $h\nu$ — энергия светового кванта; σ — площадь облучаемой поверхности фотодетектора; $R_n(\tau)$ — корреляционная функция шумов; j_0, j_S — средние значения составляющих фототока, вызванных раздельным воздействием полей \mathbf{E}_0 и \mathbf{E}_S ; \mathbf{V} означает, что величина в угловых скобках вычислена в системе координат, движущейся со скоростью \mathbf{V} .

Спектр мощности фототока $S(q, \omega)$ связан с корреляционной функцией $R_j(\tau)$ соотношением Винера — Хинчена [4]

$$S(q, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(iq\tau) R_j(\tau) d\tau.$$

Как видно из формулы (1.1), $S(q, \omega)$ имеет помимо составляющей на нулевой частоте, обусловленной взаимным действием опорного и рассеянного излучения, интересующие нас две симметричные составляющие на доплеровских частотах $\pm f_D = \mathbf{q}\mathbf{V}$:

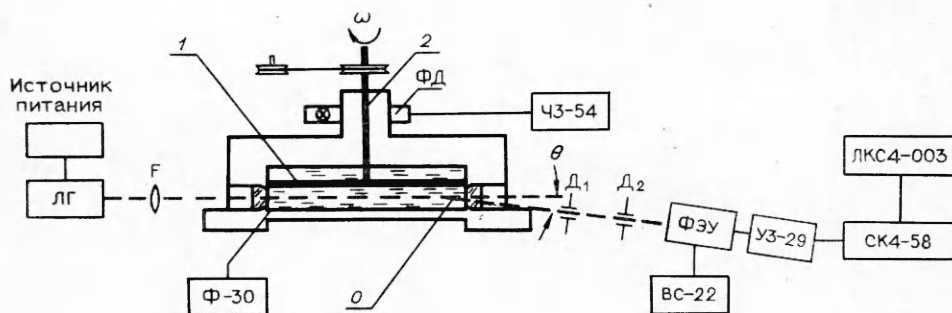
$$S(q, \omega) = j_0 \left(G \frac{e\eta}{h\nu}\right) \frac{\sigma^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \mathbf{E}_S(\mathbf{r}_1, t) \mathbf{E}_S^*(\mathbf{r}_2, t+\tau) \rangle_{\mathbf{V}} \exp(-i(\omega - f_D)\tau) d\tau + \\ + j_0 \left(G \frac{e\eta}{h\nu}\right) \frac{\sigma^2}{2\pi\nu} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \mathbf{E}_S^*(\mathbf{r}_2, t) \mathbf{E}_S(\mathbf{r}_1, t+\tau) \rangle_{\mathbf{V}} \exp(-i(\omega + f_D)\tau) d\tau,$$

определяющиеся полем рассеянного излучения.

В дальнейшем будем предполагать, что рассеяние в движущейся жидкости вызвано однородными и изотропными турбулентными пульсациями показателя преломления. В случае термостатированного течения около вращающегося диска, как показано в [6], рассеяние определяется флуктуациями давления и его интенсивность выражается через скалярную спектральную плотность флуктуаций скорости $E(q, \tau) = 4\pi q^2 \sigma(q) \times \exp(-\omega(q)\tau)$ [7]. При этом спектр регистрируемого сигнала на доплеровской частоте имеет вид $S(q, \omega) = A(q)/[(\omega - f_D)^2 + \omega^2(q)]$, где $A(q)$ зависит от геометрии рассеяния и термодинамических свойств среды, а $\omega(q)$ отвечает обратному времени переноса кинетической энергии от вихрей масштаба q^{-1} к вихрям масштаба $(2q)^{-1}$ в инерционном интервале волновых чисел и определяется формулой [7] $\omega(q) = 0,42\varepsilon^{1/3}q^{2/3}$, а в интервале диссипации $q > 1/l_m$ — формулой $\omega(q) = \nu q^2$ (ε — средняя скорость диссипации кинетической энергии, ν — кинематическая вязкость).

Таким образом, составляющая спектра мощности выходного сигнала с фотодетектора на доплеровской частоте $f_D = \mathbf{q}\mathbf{V} = 2k\nu \sin(\theta/2)$ имеет лоренцеву форму, полуширина которой в точности равна $\omega(q)$.

2. Установка для исследования спектрального состава излучения, рассеянного в потоке жидкости около вращающегося диска. Экспериментальная установка, общая схема которой изображена на рис. 1, состоит из трех основных блоков: механической части, создающей течение жидкости около вращающегося диска, оптической части, регистрирующей рас-



Р и с. 1

сеянное излучение, и измерительной, определяющей его спектральные свойства.

Основные детали механической части изготовлены из дюралюминия и зачернены. Диск 1 радиусом 5 см с валом 2, центрированным подшипниками, приводятся в движение через ременную передачу двигателем постоянного тока. Корпус установки имеет смотровые окна, отверстие для ввода термодары и устройства ввода тонкой нити для юстировки. В валу диска есть сквозное отверстие для измерения скорости вращения по частоте следования от лампочки к фотодиоду ФД-10Г электрических импульсов, снимаемых с помощью частотомера ЧЗ-54. Установка закреплялась на массивной оптической скамье.

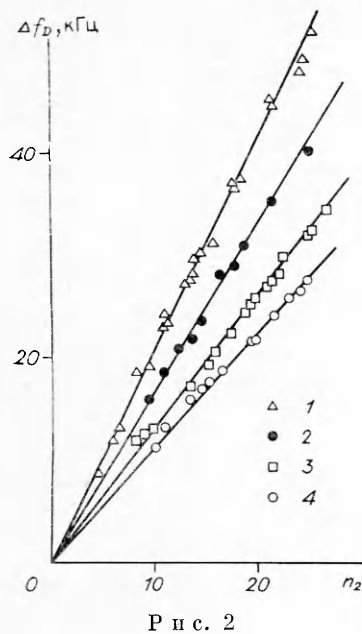
Оптическая часть установки обеспечивает измерение угловой зависимости и спектрального состава рассеянного излучения. Лазерный луч (ЛГ-79, ЛГ-38) фокусируется линзой F ($f = 300$ мм) в точке O . Для формирования рассеивающего объема использовались круглые диафрагмы D_1 и D_2 ($\varnothing = 0,1; 0,15$ мм). Цилиндрический корпус диафрагм установлен в юстировочных стойках, обеспечивающих настройку плоскости диафрагм перпендикулярно направлению падающего излучения. Стойки крепятся на микрометрических столиках, способных к перемещению в трех направлениях и смонтированных на оптической скамье. Неопределенность угла сбора рассеянного излучения $\delta\theta$ не превышала $5 \cdot 10^{-4}$. Точная настройка диафрагм на центр рассеивающего объема производилась с помощью тонкой нити, вводимой специальным держателем из корпуса установки, на которой совмещались лучи от опорного лазера и вспомогательного ЛГН-105, установленного вместо ФЭУ, а также точной взаимной юстировкой диафрагм относительно падающего излучения с помощью микрометрических столиков.

В связи с тем, что изучалось рассеянное излучение на небольшие углы ($0,8^\circ \leq \theta \leq 1,4^\circ$), упруго рассеянного на окна кюветы излучения было достаточно для применения его в качестве опорного в методе оптического смещения и достижения эффекта усиления рассеянного сигнала при регистрации фототока с ФЭУ.

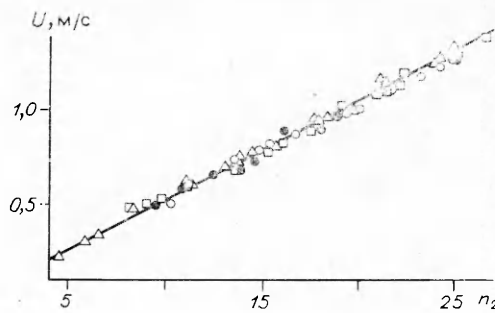
Влияние химических и механических примесей на рассеяние света сводилось к минимуму за счет того, что рабочая жидкость (этиловый спирт), заливаемая в установку, подвергалась тщательной очистке, проводимой в два этапа: перегонка в вакууме и очистка через ядерные фильтры (диаметр пор не превышает 0,03 мкм).

В качестве приемника рассеянного излучения использовался фотомножитель ФЭУ-79, сигнал с которого после широкополосного усилителя поступал на анализатор спектра СК4-58. Регистрация спектра проводилась самописцем ЛКС4-003 и фотографированием с экрана спектроанализатора.

Погрешность измерения уширения доплеровской составляющей спектра рассеянного сигнала обусловлена дополнительным уширением спектра из-за многих факторов: конечность величины телесного угла, в котором происходит сбор анализируемого излучения, конечное время про-



Р и с. 2



Р и с. 3

лета неоднородностей через рассеивающий объем, градиент скорости в пределах измеряемого объема, а также конечность ширины полосы пропускания узкополосного фильтра анализатора спектра.

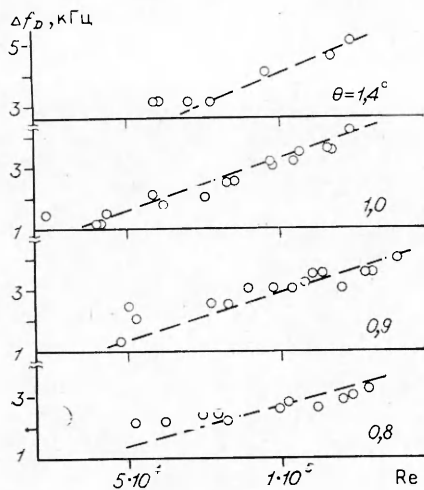
Дать точную оценку величине погрешности измеряемого сигнала практически невозможно. По данным [8], экспериментально измеренные и теоретически оцененные погрешности измерения из-за перечисленных

причин для турбулентного течения жидкости согласуются в пределах $\pm 16\%$. По анализу [9] конечность телесного угла сбора исследуемого излучения — основная причина уширения измеряемого сигнала. Величина уширения частоты, из-за того что свет, падающий на фотоприемник, отвечает рассеянию не только под одним углом θ , а в пределах угла сбора φ , оценивается по формуле $\Delta f_D = (\varphi/\theta)f_D$ (для нашей установки при $\theta(1^\circ) = 1,7 \cdot 10^{-2}$, $\varphi = 4,7 \cdot 10^{-4}$, $\varphi/\theta = 2,7 \cdot 10^{-2}$, для характерных измеряемых частот $f = 10 \div 50$ кГц разрешающая способность оптической схемы $\Delta f = 0,27 \div 1,4$ кГц).

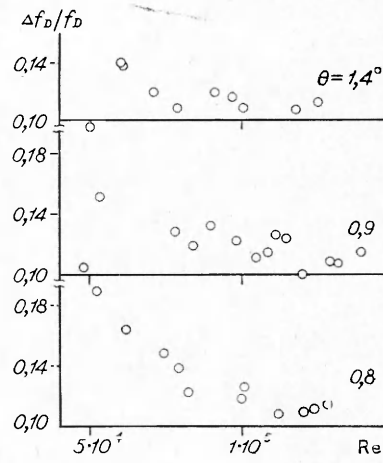
3. Измерение средней скорости потока жидкости. Центр рассеивающего объема в соответствии с условиями эксперимента находился на одинаковом расстоянии $h = 0,005$ м от вращающегося диска и неподвижного дна на удалении $R_1 = 0,034$ м от оси вращения. Результаты измерения доплеровского сдвига частоты рассеянного излучения в зависимости от угловой скорости вращения диска $\omega = \pi n_2$ (n_2 — удвоенная частота вращения диска) и угла рассеяния (точки 1—4 для $\theta = 1,4; 1,15; 0,9; 0,8^\circ$) приведены на рис. 2. Установлено, что сдвиг частоты f_D линейно зависит от скорости вращения диска с небольшим отклонением в сторону уменьшения при максимальных скоростях. Согласно условию Брэгга, эти линейные зависимости при увеличении угла рассеяния смещаются в область более высоких частот.

Скорость вращения и расстояние между диском и основанием достаточно велики для того, чтобы рассеивающий объем находился в области основного течения между прилегающими к поверхностям дисков пограничными слоями (толщиной $\delta \sim (v/\omega)^{1/2}$). Этот промежуточный слой, как известно [10], вращается как твердое тело со скоростью, равной примерно половине скорости вращения диска. На рис. 3 представлена зависимость тангенциальной составляющей скорости движения жидкости U от скорости вращения диска n_2 , определенная по доплеровскому сдвигу частоты рассеянного излучения для различных углов рассеяния (значения углов соответствуют рис. 2) по формуле $U = f_D/2k \sin(\theta/2)$. Найденное при этом отношение угловых скоростей вращения диска и ядра основного течения составляет $\omega'/\omega = 0,488$.

4. Уширение доплеровской составляющей спектра рассеянного излучения. Полученные на экране анализатора спектра СК4-58 изображения доплеровской составляющей спектра рассеянного излучения позволяют количественно оценить величину ее уширения, которое в точности отвеча-



Р и с. 4



Р и с. 5

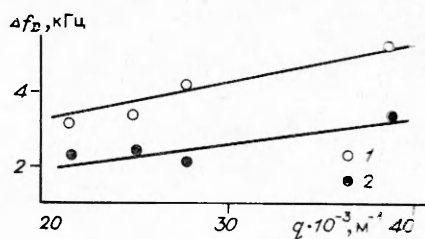
ет обратному времени жизни рассеивающих флуктуаций плотности $\Delta f_D = \omega(q) = 1/\tau(q)$.

На рис. 4 даны результаты измерений полуширины доплеровской составляющей в зависимости от скорости течения жидкости для различных углов рассеяния. При небольших скоростях течения уширение примерно постоянно, но с увеличением скорости течения начинает возрастать. Если применить оценку для $\omega(q)$ в случае турбулентного течения, то видно, что измеренные значения с увеличением угла рассеяния приближаются к этой зависимости (штриховые линии) для $q < q_d$, что объясняется, видимо, тем, что больший угол отвечает большему волновому числу рассеяния и, следовательно, меньшим размерам неоднородностей, которые в большей мере отвечают модели мелкомасштабной турбулентности. При небольших скоростях, когда кинетической энергии неоднородностей недостаточно, чтобы вызвать каскадный процесс дробления вихрей, уширение приблизительно соответствует закономерности, обратно пропорциональной времени диссипации кинетической энергии в теплоту $\omega(q) = \nu q^2$.

Зависимости для $\omega(q)$ получены в предположении существования развития турбулентного потока, но при данных размерах установки и скоростях вращения диска, как следует из [11, 12], достигаемых скоростей потока жидкости недостаточно для перехода в турбулентный режим. Экспериментальные результаты [11, 12], отвечающие теоретическим оценкам, получены на прецизионных установках с тщательно полированными и центрированными дисками и дают значения чисел Рейнольдса Re в точке перехода, равных $2,6 \div 3,2 \cdot 10^5$. Наша установка не является столь идеальной (содержит ряд неоднородностей, ускоряющих перемешивание: смотровые окна, термopара), и для нее переход к турбулентному режиму наступает несколько раньше. К моменту перехода в турбулентный режим чувствительно относительно уширение доплеровской составляющей $\Delta f_D/f_D$, которое в критический момент резко возрастает. Как видно из рис. 5, на котором представлена зависимость относительного уширения спектра от скорости течения и $Re = \omega R^2/\nu$ для различных углов рассеяния, такое возрастание происходит в окрестности значения $R = 5,2 \times 10^4$, которое может соответствовать также критическому числу Рейнольдса потери устойчивости стационарного вихревого режима ($3 \div 9 \times 10^4$ [11]), в наших условиях оно может быть началом образования турбулентного режима.

Увеличение угла рассеяния отвечает уменьшению размера наблюдаемых неоднородностей. Зависимость уширения Δf_D от волнового числа рассеяния q при фиксированных скоростях вращения диска (точки 1 и 2 для $n_2 = 25$ и 15) приведена на рис. 6, из которого видно, что она прибли-

зительно соответствует зависимости $\omega(q) \sim q^{2/3}$ (линии); из этого следует, что более мелкие неоднородности, отвечающие большим волновым числам рассеяния, живут меньше, а увеличение скорости вращения ведет к уменьшению времени существования неоднородностей фиксированного характерного размера.



Р и с. 6

Можно также отметить, что точное соотношение $\Delta f_D = \omega(q)$ позволяет определить величину средней скорости диссипации кинетической энергии по формуле $\epsilon = (\Delta f_D / 0,42 q^{2/3})^3$. Таким образом, измерение спектральных характеристик излучения, рассеянного в потоке движущейся жидкости, дает информацию о некоторых сторонах временной и пространственной природы флуктуаций плотности, возникающих в процессе формирования турбулентного режима течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дубнищев Ю. П., Ринкевичус Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии.— М.: Наука, 1982.
2. Протопопов В. В., Устинов Н. Д. Лазерное гетеродинамирование.— М.: Наука, 1985.
3. Frisch П. L. Study of turbulence by spectral fine structure of scattered light // Phys. Rev. Lett.— 1967.— V. 19, N 22.
4. Бенедек Дж. Спектроскопия оптического смещения и ее приложения к задачам физики, химии, биологии и техники // УФН.— 1972.— Т. 106, вып. 3.
5. Кросиньяни Б., Ди Порто П., Берголотти М. Статистические свойства рассеянного света.— М.: Наука, 1975.
6. Соловьев В. П. Спектр света, рассеянного турбулентной жидкостью // Молекулярная физика неравновесных систем.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1984.
7. Yoshizawa A. A statistical investigation of shear turbulence: the Reynolds-stress transport equation / J. Phys. Soc. Japan.— 1982.— V. 51, N 2.
8. Ключков В. П., Козлов Л. Ф., Потыкевич И. В., Соскин М. С. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия.— Киев: Наук. думка, 1985.
9. Дьяконов А. М., Капшин Ю. С., Клубин В. В. и др. Спектрометры оптического гетеродинамирования для анализа рассеянного света.— Л., 1978.— (Препр./АН СССР, ЛИЯФ; № 427).
10. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1974.
11. Федоров Б. П., Плавник Г. З., Прохоров П. В., Жуховицкий Л. Г. Исследование переходного режима течения на вращающемся диске // ИФЖ.— 1976.— Т. 31, № 6.
12. Kobayashi R., Kohama Y., Takamada Ch. Spiral vortices in boundary layer transition regime on rotating disk // Acta Mech.— 1980.— V. 35, N 1.

г. Новосибирск

Поступила 29/VII 1988 г.,
в окончательном варианте — 17/XI 1989 г.

УДК 533.6.071.6

С. Ю. Борисов, А. Л. Искра, В. П. Кулеш, А. М. Наумов

ДИАГНОСТИКА ПОТОКА В КРИОГЕННОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ

При создании и наладке криогенной аэродинамической трубы важной проблемой является обеспечение высокого качества потока. В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований по изучению причин и условий возникновения двухфазного потока в криогенной аэродинамической трубе Т-04 [1, 2], выявлению режима работы указанной установки с наиболее чистым потоком.

Принципиальная схема установки Т-04 дана на рпс. 1: 1 — рабочая часть размером $200 \times 200 \times 740$ мм, 2 — камера давления, 3 — эжектор, 4 — обратный канал, 5 — форсунки для распыления жидкого азота.