

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА»

ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
ДИАГНОСТИКИ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ

*Утверждено Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия*

САМАРА
Издательство СГАУ
2006

УДК 621.452.32.535.36:621.375/826:621.391.08 (075)

ББК 24.54+32.86-5+22.34

Л17



**Инновационная образовательная программа
«Развитие центра компетенции и подготовка
специалистов мирового уровня в области аэро-
космических и геоинформационных технологий»**

Авторы: *А.А. Диденко, В.В. Бирюк, С.В. Лукачев, С.Г. Матвеев*

Рецензенты: д-р техн. наук, проф. В. П. Данильченко

д-р техн. наук, проф. В. Н. Матвеев

Л117 **Лазерно-оптические методы диагностики процессов горения :**
учеб. пособие / [А.А. Диденко и др.]. – Самара: Изд-во Самар. гос. аэро-
косм. ун-та, 2006. – 187 с. : ил.

ISBN 5-7883-0487-3

Изложена общая характеристика лазерно-оптических методов диагностики процессов горения с кратким сравнением с традиционными контактными методами. Особое внимание уделено методам определения скоростей газа и частиц, размеров капель, концентрации продуктов сгорания и температуры пламени. Содержание пособия соответствует основным направлениям подготовки специалистов аэрокосмической и энергетической отраслей.

Учебное пособие предназначено для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальностям 160301 – «Авиационные двигатели и энергетические установки», 160302 – «Ракетные двигатели», 140501 – «Двигатели внутреннего сгорания», 200202 – «Лазерные системы в ракетной технике и космонавтике». Может быть полезно аспирантам, инженерам и научным работникам.

УДК621.452.32.535.36:621.375/826:621.391.08 (075)

ББК 24.54+32.86-5+22.34

ISBN 5-7883-0487-3

© Самарский государственный
аэрокосмический университет, 2006

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
1. Методы измерения скорости	8
1.1. Термоанемометры	8
1.2. Лазерный доплеровский измеритель скорости	12
1.3. Метод пробных частиц	44
1.4. Измеритель скоростей и размеров частиц	44
1.5. PIV-методы	65
2. Методы изучения общей структуры потока	66
Теневые и интерференционные методы	66
3. Методы измерения плотности	74
4. Методы измерения концентраций компонентов	75
4.1. Методы отбора проб	75
4.2. Методы лазерной спектроскопии	94
4.2.1. Оптические спектры молекул	95
4.2.2. Методы спектроскопии комбинационного рассеяния	110
4.2.3. Метод когерентной антистоксовой рамановской спектроскопии	120
4.2.4. Метод лазерно-индуцированной флуоресценции	128
5. Методы измерения температуры	133
5.1. Термопары	133
5.2. Метод обращения линий натрия	136
5.3. Методы спектроскопии рассеянного излучения	137
6. Методы измерения давления	139
7. Методы измерения размеров ансамбля сферических частиц и капель	141
7.1. Метод малоуглового дифракционного рассеяния монохроматического излучения	141
7.2. Голографические методы	166
Заключение	173
Список литературы	174
Приложение	177

Введение

Горение в тепловых двигателях и энергоустановках – это сложный, многоплановый физико-химический процесс, включающий следующие взаимно перекрывающиеся стадии: образование горючей смеси, многофазные течения, воспламенение и распространение пламени, химические превращения и тепловыделение, турбулентный массообмен, излучение пламени.

Для исследования процессов горения применяются различные методы экспериментальной диагностики. Традиционно они подразделяются на две большие группы. К первой группе относятся так называемые *контактные методы*. Суть их состоит в том, что в изучаемый газожидкостный поток или пламя вводится некоторое устройство – датчик с чувствительным элементом для непосредственного измерения того или иного параметра. К этой группе относятся такие широко используемые методы и приборы:

- термопары и термосопротивления – для измерения температуры вещества;
- датчики полного и статического давления типа трубки Пито;
- термоанемометры – для измерения скоростей газофазных потоков и параметров турбулентности;
- пробоотборные методы – для определения размеров частиц и определения химического состава потока и др.

Ко второй группе методов относятся так называемые *бесконтактные методы*. Суть их состоит в том, что на изучаемый поток направляются звуковые, радио- или световые волны и по

характеристикам их поглощения или рассеяния определяются требуемые параметры потоков или пламени.

Оптические методы составляют значительный подкласс бесконтактных методов. Они широко применяются для решения прикладных и фундаментальных задач гидрогазодинамики и процессов горения [10]. Оптические методы непрерывно развиваются и совершенствуются, особенно с появлением и внедрением в технику физического эксперимента лазеров, а в последнее время – приборов с зарядовой связью, цифровой и компьютерной техники. К широко используемым лазерно-оптическим методам и приборам относятся:

- измерители характеристик мелкости капель распыленного топлива, действие которых основано на использовании дифракции Фраунгофера (приборы *Malvern*), методов голографии и др.;

- ЛДИС – лазерные доплеровские измерители скорости газожидкостных потоков (или ЛДА – лазерные доплеровские анемометры), действие которых основано на использовании явления рассеяния и сдвига частоты рассеянного света. Некоторые разновидности данных приборов позволяют определять размеры и скорости рассеивающих частиц и капель распыленного топлива (ФДА – фазо-доплеровские анемометры);

- измерители концентраций компонентов и температуры газовых потоков и пламени, в основе которых лежит использование явлений комбинационного антистоксового рассеяния света (КАРС – когерентная антистоксовая рамановская спектроскопия) и флюоресценции атомами и молекулами вещества (ЛИФ – лазерно-индуцированная флюоресценция);

- теневые методы, методы интерференции и голографии – применяются для визуализации и изучения структуры потоков, в том числе высокоскоростных, со скачками уплотнения.

В табл. 1 представлены некоторые из преимуществ и недостатков перечисленных методов диагностики газожидкостных потоков и пламени.

Таблица 1. Преимущества и недостатки методов диагностики газожидкостных потоков и пламени

Методы	Преимущества	Недостатки
Бесконтактные, лазерно-оптические методы	<ol style="list-style-type: none"> 1. Не нарушается структура исследуемого потока. 2. Отличное сопряжение с цифровой и компьютерной техникой. 3. Ясные подходы в калибровке или отсутствие необходимости в ней. 4. Высокий уровень пространственного и временного разрешения. 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Сложность комплектации. 2. Большая стоимость измерительной системы. 3. Требуются стеклянные окна для прохода излучения к исследуемому потоку, простая конструкция объекта, могут быть доступными только пониженные параметры режима.
Контактные методы	<ol style="list-style-type: none"> 1. Простота конструкции датчиков, приборной комплектации. 2. Меньшая стоимость измерительной системы. 3. Возможно изучение процессов на натурном объекте. 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Нарушение структуры потоков вводимыми в них датчиками и зондами. 2. Трудности в интерпретации получаемых данных. 3. Сложности в использовании компьютерной техники.

Широкое распространение оптических методов связано с сильным преобладанием их преимуществ по сравнению с недостатками и преимуществами контактных методов. Так, например, при изучении двухфазных течений особенно важным является отсутствие нарушения структуры изучаемого потока и ясная интерпретация получаемых результатов. При изучении химических реакций в пламени к выше упомянутым преимуществам добавляется высокий уровень селективности в определении концентрации конкретного компонента и высокий уровень разрешения измерительных систем. Из недостатков главными являются сложность в комплектации, стоимость приборов и систем, а также повышенная сложность физико-математических моделей и методик, лежащих в основе обработки данных.

Каждый раздел пособия начинается с краткого рассмотрения сначала контактного метода, а затем следует более детальное рассмотрение широко используемых для диагностики процессов горения оптических методов. В частности, из контактных методов более детально по сравнению с другими представлено описание метода отбора проб на определение содержания бенз(а)пирена. Методические рекомендации по данному методу разработаны коллективом специалистов СГАУ под руководством профессора С.В. Лукачева совместно с ЦИАМ [26]. Разработанный метод защищен авторскими свидетельствами, успешно применялся в многочисленных НИР; с его использованием защищены несколько кандидатских и одна докторская диссертации.

В пособие также включено рассмотрение широко известного метода малоуглового дифракционного рассеяния света [2, 11, 23], который применяется для определения среднего диаметра капель распыленного топлива и функции распределения капель по размерам. Классический вариант этого метода был создан и использовался одним из авторов пособия – доцентом А.А. Диденко в НИР, результаты которых вошли в кандидатскую диссертацию автора [27, 28].

Материалы для отдельных разделов были подобраны или частично написаны следующими сотрудниками СГАУ: доцентом А.М. Цыгановым (для пп. 1.1, 5.1, 6), ассистентом кафедры Д.А. Углановым (для пп. 1.2, 2), доцентом А.В. Ивлиевым (пп. 4.1).

1. Методы измерения скорости

1.1. Термоанемометры

При измерении скорости в неустановившихся течениях жидкости или газа, в турбулентных потоках, а также малых скоростей до 5 м/с применяются термоэлектрические анемометры (*термоанемометры*). Простейший термоанемометр показан на рис. 1.1. Датчик термоанемометра имеет тонкую проволочку 1 из инертного металла (платины, вольфрама, никеля), припаянную к двум электродам 2, закрепленным в державке 4 с выходными электропроводниками 5. Размеры проволочки (чувствительного элемента) определяются конкретными условиями измерений (диаметр $0,005\text{--}0,2 \text{ мм}$, длина $3\text{--}10 \text{ мм}$). Чувствительный элемент датчика – проволочка, нагреваемая электрическим током, устанавливается так, чтобы направление потока было перпендикулярно проволочке. Обтекающий поток охлаждает её. При этом электрическое сопротивление проволочки изменяется на некоторую величину в зависимости от местной скорости потока. Фиксируя это изменение с помощью соответствующих электрических схем, можно по заранее подготовленному тарировочному графику прибора определить величину скорости [9].

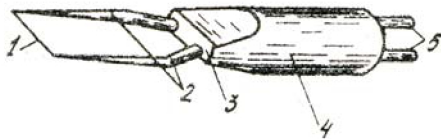


Рис. 1.1. Проволочный датчик термоанемометра

Термоанемометры с нагретой проволочкой используются обычно для измерений в газовых потоках. (Температура проволочки при этом на $100\text{--}150 \text{ К}$ выше температуры окружающего потока.) Для измерений в жидкостях используются также тер-

моанемометры с нагретой пленкой [38] (лента, клин, конус, сфера [23]), так как они более прочные.

Работа регулирующей и регистрирующей электронной части прибора основана на использовании мостовой схемы, в которую нить или пленка включены в качестве одного из элементов (рис. 1.2). Первоначально мост уравнивается. Разбаланс моста возникает при изменении сопротивления нити вследствие изменения теплоотдачи. Для обнаружения разбаланса моста в электрической цепи используется усилитель постоянного тока с обратной связью. Усилитель воспринимает разбаланс и в свою очередь так изменяет ток в мостовой цепи, чтобы сопротивление нити оставалось неизменным. Поддержание постоянного сопротивления нити эквивалентно поддержанию постоянной её температуры. Частотная характеристика прибора такого типа, который называется термоанемометром постоянной температуры, полностью определяется тем, насколько быстро электронная схема может уравновесить мост [38].

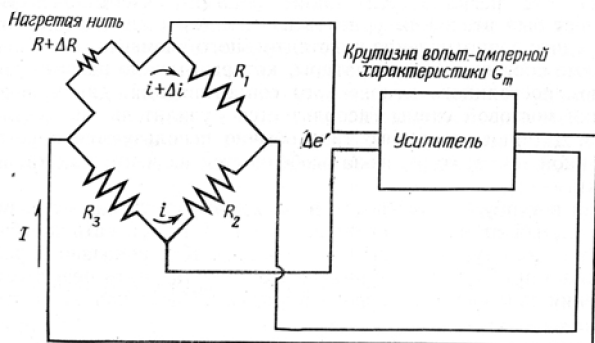


Рис. 1.2. Принципиальная схема термоанемометра постоянной температуры

Датчик с нагретой нитью может работать в *режиме постоянного тока* или *постоянной температуры*. В режиме постоянного тока, который можно назвать режимом постоянного среднего сопротивления, ток регулируется таким образом, чтобы

мост все время был уравновешен [38] и тем самым поддерживается среднее сопротивление чувствительного элемента постоянным. В режиме постоянной температуры, который называется режимом постоянного мгновенного сопротивления, для уравновешивания мостовой схемы используется усилитель с обратной связью. Выходным сигналом термоанемометра является напряжение на нити (пленке). Измеряются две электрические величины: среднее значение напряжения постоянного тока E_m и среднеквадратическое напряжение переменного тока $(e^2)^{0,5}$ (рис. 1.3).

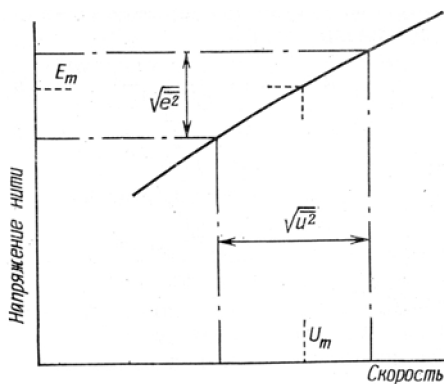


Рис. 1.3. Определение скорости по показаниям термоанемометра

Для определения остальных компонент скорости – средних и пульсационных составляющих – производится поворот датчика вокруг своей продольной оси либо применяются датчики с двумя пересекающимися под прямым углом нитями либо датчики с несколькими наклонными и взаимно ортогональными нитями (рис. 1.4) [38]. Использование датчиков с несколькими нитями требует и соответствующей тарировки нагретых нитей, например по скорости при трех углах наклона и тарировки по углу при двух-трех значениях скорости потока.

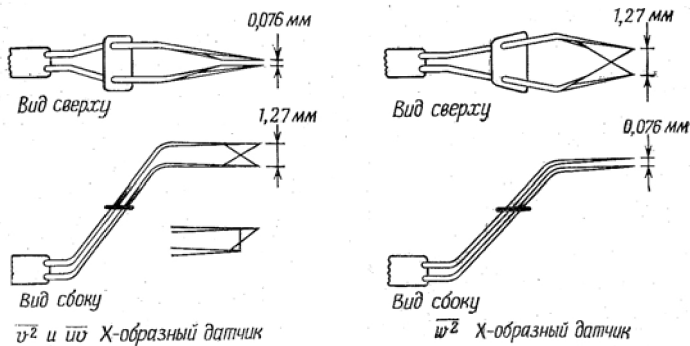


Рис. 1.4. Проволочные датчики термоанемометра, применяемые для измерения пульсационных составляющих скорости

Для того чтобы получить три неизвестные величины $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ (или $\overline{w^2}$) и \overline{uv} (или \overline{uw}), необходимо по выходному сигналу X-образного датчика составить три уравнения типа:

$$\overline{e^2} = S_U^2 \cdot \overline{u^2} + 2 \cdot S_U S_V \cdot \overline{uv} + S_V^2 \cdot \overline{v^2},$$

где $S_U = \frac{\partial E}{\partial U}$, $S_V = \frac{1}{U} \frac{\partial E}{\partial \psi}$ – коэффициенты чувствительности нагретой нити (наклоны тарировочных кривых) в точках E_m (рис. 1.3); ψ – угол наклона нити. Выходные сигналы с каждой нити дают по одному уравнению, а третье уравнение получается, если взять сумму или разность этих выходных сигналов. По сравнению с пневмометрическими методами термоанемометры имеют ряд преимуществ: малую инерционность (быстрый отклик), высокую чувствительность, малые размеры и позволяет проводить локальные измерения средних и мгновенных скоростей.

Из недостатков термоанемометров можно отметить следующее. При измерении в потоках жидкости, вследствие перегрева нити (плёнки), возникают электрохимические эффекты, что значительно увеличивает погрешность прибора. Кроме того, термоанемометр имеет нелинейную связь выходного напряжения и измеряемой скорости. По сравнению с оптическими методами, это создание своим присутствием возмущений в изучаемом потоке, низкое пространственное разрешение, ограниченное быстродействие, сильная чувствительность к загрязнениям [5, 23, 38, 9]. При измерениях в потоках с горением существенным недостатком является также то обстоятельство, что изменения или флуктуации температуры или состава газовой смеси интерпретируются как изменения скорости потока [5].

Тем не менее до широкого внедрения лазерно-оптических средств термоанемометр был основным измерительным средством в потоках газа [23] и в пламёнах [5].

1.2. Лазерный доплеровский измеритель скорости

Лазерный доплеровский измеритель скорости (ЛДИС), или, что одно и то же, лазерный доплеровский анемометр (ЛДА), относится к наиболее известным, хорошо отработанным и изученным измерительным системам лазерной диагностики потоков жидкости и газа [5, 25, 23, 10, 17, 32, 37].

Принципиальная схема лазерной анемометрической системы приведена на рис. 1.5. Суть метода ЛДА состоит в том, что через некоторую исследуемую точку потока 3 проходит лазерный луч (пучок) и одновременно на эту же точку сфокусированы линзы принимающей оптики 4 . Мелкие частицы, естественно присутствующие в потоке или специально вводимые в него, проскакивая через исследуемую точку, рассеивают во все стороны свет. Некоторая доля этого света попадает на линзы принимающей оптики 4 и доставляется к регистрирующим приборам, которые включены в электронный участок обработки сигналов. Характе-

ристики рассеянного света – частота, интенсивность, состояние поляризации, амплитуда, а также динамика появления/исчезновения частиц в исследуемой точке – содержат в себе информацию о скоростях и направлении движения частиц, т.е., полагают, самого потока, а также информацию о размерах, форме и концентрации частиц в единице объема. В более совершенных схемах ЛДА в исследуемую точку потока фокусируется сразу несколько лазерных пучков, что позволяет измерять все компоненты вектора скорости потока, её пульсационные составляющие, и некоторые другие характеристики турбулентности.

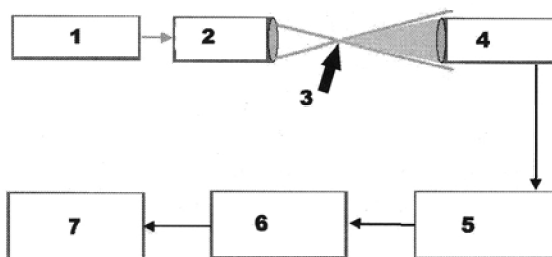


Рис. 1.5. Принципиальная схема лазерной анемометрической системы: 1 – лазер, 2 – передающая оптика, 3 – исследуемый поток, 4 – приемная оптика и фотоэлектрический преобразователь, 5 – блок первичной обработки сигнала, 6 – блок вторичной обработки сигнала, 7 – компьютер

В ЛДА-системах чаще всего используют гелий-неоновый лазер с длиной волны λ_0 , равной 632,8 нм (красный цвет) или аргон-ионный лазер, в спектре излучения которого две составляющие: с длиной волны 514,5 нм (изумрудно-зеленый) и 488 нм (синий). Блок передающей оптики 2 включает в себя расщепитель луча и ахроматическую линзу, фокусирующую лучи на изучаемый поток 3. Блок приемной оптики 4, обычно конструктивно совмещенный с фотоэлектрическим преобразователем (фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) или – в простейших

системах – фотодиодом), содержит собирающую линзу и обеспечивает концентрацию рассеянного в потоке лазерного излучения на чувствительном элементе преобразователя. Электрический сигнал на выходе преобразователя 4 усиливается и фильтруется в блоке первичной обработки 5, а затем подвергается вторичной обработке (спектральному анализу, выделению доплеровской частоты и т.д.) в блоке 6. Дальнейшая обработка сигнала может происходить с помощью компьютера 7.

Главное преимущество лазерной анемометрии состоит в том, что это бесконтактный метод. В точке, где измеряется скорость, есть только пересекающиеся лазерные лучи, не вносящие в поток никаких возмущений. Единственным условием является прозрачность среды и наличие в ней светорассеивающих частиц.

Уникальной характеристикой лазерного анемометра, как это будет показано ниже, является линейная связь регистрируемого параметра (например, доплеровского сдвига частоты лазерного излучения) с измеряемой величиной – скоростью потока. Иногда говорят об абсолютной линейности этого метода, непосредственно вытекающей из физики используемых в нем явлений. Эта внутренняя линейность не зависит от величины измеряемой скорости, сколь бы малой или большой она ни была.

Лазерный анемометр отличается высоким пространственным разрешением, а возможность разделения оптических компонент измерительной системы (по цвету, поляризации или сдвигу модулирующей частоты) позволяет проводить одновременные измерения трех компонент скорости в точке потока и их пульсаций. В сочетании с современными цифровыми методами обработки сигнала это делает лазерный анемометр мощным средством изучения сложных аэрогидродинамических течений и явлений.

В настоящее время серийно выпускаемые лазерные анемометры применяются для решения все более разнообразных задач. В качестве примера измерений, которые невозможно вы-

полнить никаким иным способом, можно привести исследования обтекания лопастей винтов, турбин, пропеллеров и иных движущихся объектов; другой пример – измерения в высокотемпературных средах (пламя, струя газотурбинного или ракетного двигателя).

Физической основой работы ЛДА являются особенности рассеяния света частицами, так называемое рассеяние Ми, в сочетании с эффектом Доплера.

В вопросе рассеяния света частицами важными являются два аспекта. В математическом аппарате ЛДА по обработке принимаемых сигналов применяется наиболее разработанная *теория рассеяния света Ми* – теория рассеяния монохроматического света на сферических частицах, размеры которых оптически соизмеримы или несколько больше длины волны падающего на них света [23, 24, 37]. С другой стороны, предполагается, что взвешенные в потоке частицы движутся с той же скоростью, что и жидкость, которая подлежит исследованию. В случае турбулентных потоков предполагается также, что частотные спектры рассеивающих частиц дают необходимую информацию относительно структуры турбулентного потока. Для этого диаметры частиц должны быть не более 1–2 мкм – для газовых потоков и до 10–50 мкм – для потоков жидкости в зависимости от материала их изготовления. В настоящее время в качестве специально вводимых в поток частиц применяют частицы из окиси магния, окиси титана, полимерных материалов, стекла, латекса и др. [24]. В используемых математических моделях светорассеяния должны учитываться форма индикатрисы рассеяния – пространственная диаграмма распределения интенсивности рассеянного света (рис. 1.6) [24], а также наличие вторичного рассеяния или поглощения света. Использование естественно присутствующих в потоке частиц снижает достоверность получаемых данных, так как размер и свойства этих частиц, как правило, неизвестны.



Рис. 1.6. Индикатрисы рассеяния для сферических частиц (относительные единицы интенсивности): указаны диаметры частиц по сравнению с длиной волны падающего света

Эффект Доплера заключается в том, что при относительном перемещении источника и приемника электромагнитных колебаний частота колебаний ν_1 , воспринимаемая приемником, отличается от частоты ν_0 источника излучения, причем

$$\nu_1 = \nu_0 (1 \pm (u/c) \cos \theta), \quad (1.1)$$

где θ – угол между направлением движения источника и линией, соединяющей источник и приемник; u , c – скорости движения источника или приемника и, соответственно, распространения света.

Х. Доплер сформулировал этот эффект как принцип в 1842 г. В акустическом диапазоне волн он был экспериментально подтвержден английским ученым Х. Бейс-Баллотом в 1845 г., а в оптическом диапазоне – русским ученым А.А. Белопольским в 1900 г. Суть эффекта состоит в том, что если источник волн с частотой ν_0 приближается к приемнику, то частота ν_1 волны, воспринимаемой приемником, увеличивается по сравнению с частотой исходной волны ν_0 . И наоборот, если источник волн удаляется от приемника, то воспринимаемая частота ν_1 уменьшается по сравнению с ν_0 [37].

В измерительной системе ЛДА эффект Доплера осуществляется дважды. Первый раз он имеет место, когда движущаяся частица воспринимает свет от неподвижного источника и второй раз – когда неподвижный фотоприемник воспринимает свет, рассеянный движущейся частицей.

Пусть лазерный пучок, характеризуемый частотой ν_0 и волновым вектором \vec{k}_0 ($k_0 = 2\pi/\lambda_0$, где $\lambda_0 = c/\nu_0$ – длина волны), падает на движущуюся со скоростью \vec{u} частицу и рассеивается ею во все стороны (рис. 1.7).

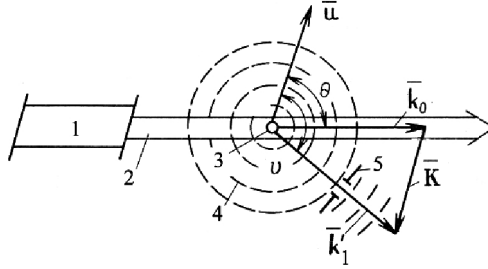


Рис. 1.7. Эффект Доплера при освещении движущейся частицы: 1 – лазер, 2 – зондирующий пучок лазерного света, 3 – частица, 4 – волны рассеянного света, 5 – диафрагма фотоприемника

Согласно эффекту Доплера движущаяся с потоком частица воспринимает падающую на неё волну как электромагнитную волну с частотой ν'_1 , равной

$$\nu_1 = \nu_0(1 - (u/c)\cos\theta) \quad (1.2)$$

где θ – угол между направлением распространения лазерного пучка и направлением движения частицы (угол между вектором скорости частицы \vec{u} и волновым вектором \vec{k}_0). Косинус угла для условий на рис. 1.6 положителен, но частица удаляется от источника, поэтому в выражении (1.2) стоит знак «–». Продолжая выражение (1.2), запишем его в векторной форме с подробной записью преобразований, что требуется для различных вариантов последующего применения:

$$\begin{aligned} \nu'_1 &= \nu_0 - \frac{u \cdot \cos\theta}{c/\nu_0} = \nu_0 - \frac{u \cdot \cos\theta}{c/\nu_0} \cdot \frac{2\pi}{2\pi} = \nu_0 - \frac{1}{2\pi} \times \\ &\times \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot u \cdot \cos\theta = \nu_0 - \frac{1}{2\pi} k_0 \cdot u \cdot \cos\theta = \nu_0 - \frac{1}{2\pi} (\vec{k}_0 \cdot \vec{u}) \end{aligned} \quad (1.3)$$

Некоторая часть рассеянного частицей света, проходя через диафрагму 5 (рис. 1.7) попадает на фотоприемник. Фотоприемник, согласно эффекту Доплера, воспринимает падающую на него волну рассеянного света от частицы – движущегося источника – как электромагнитную волну с частотой $\nu_S = 2\pi / \lambda_S$ и длиной λ_S :

$$\nu_S = \nu'_1(1 + (\vec{u}/c) \cos \vartheta) = \nu'_1 + \frac{1}{2\pi}(\vec{k}'_1 \cdot \vec{u}_1), \quad (1.4)$$

где $k'_1 = 2\pi/\lambda'_1$, $\lambda'_1 = c/\nu'_1$ – длина волнового вектора и, соответственно, длина волны рассеянного света. Так как, согласно условиям рис. 1.7, частица удаляется от фотоприемника и $\cos \vartheta < 0$, поэтому в выражении (1.4) стоит знак «+». Согласно (1.3) $k'_1 \leq k_0$ незначительно и так как $(u/c) \ll 1$, то при построении векторных диаграмм и получении количественного результата можно принимать $k'_1 \cong k_0$.

Подставляя значение ν'_1 из (1.3) в (1.4), получим для частоты рассеянного света ν_S , воспринимаемой фотоприемником:

$$\nu_S = \nu_0(1 - (u/c) \cos \theta)(1 + (\vec{u}/c) \cos \vartheta). \quad (1.5)$$

Таким образом, при известных величинах ν_0 , θ , ϑ и измеренной частоте ν_S из (1.5) вычисляется скорость движения частицы. Однако в оптическом диапазоне непосредственно измерить частоту рассеянного света ν_S трудно, поэтому используют методы измерения разности частот $\nu_S - \nu_0$. С учетом (1.3), (1.4) обусловленный двукратным эффектом *доплеровский сдвиг частот* $\Delta\nu_D$ можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta\nu_D = \nu_S - \nu_0 &= \left[\nu'_1 + \frac{1}{2\pi}(\vec{k}'_1 \cdot \vec{u}) \right] - \nu_0 = \\ &= \left[\nu_0 - \frac{1}{2\pi}(\vec{k}_0 \cdot \vec{u}) + \frac{1}{2\pi}(\vec{k}'_1 \cdot \vec{u}) \right] - \nu_0 = \frac{1}{2\pi}[(\vec{k}'_1 - \vec{k}_0) \cdot \vec{u}] = \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{2\pi} (\vec{K} \cdot \vec{u}), \quad (1.6)$$

или, согласно выражению для скалярного произведения двух векторов [22]

$$\Delta v_D = \frac{1}{2\pi} K \cdot u \cdot \cos \psi. \quad (1.7)$$

В выражениях (1.6), (1.7) \vec{K} – разностный вектор, или так называемый вектор чувствительности; ψ – угол между положительным направлением разностного вектора \vec{K} и направлением вектора скорости \vec{u} (см. рис. 1.8); $u \cdot \cos \psi$ – проекция вектора скорости на направление разностного вектора.

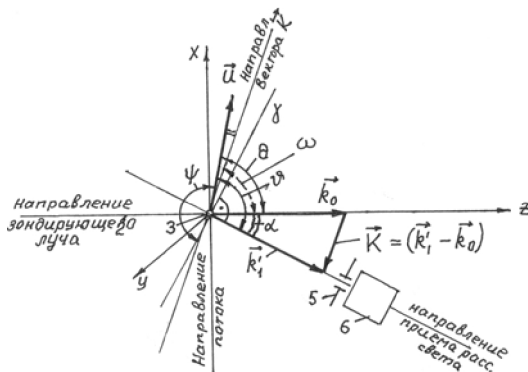


Рис. 1.8. Векторная диаграмма для случая одного зондирующего пучка (цифровые обозначения, как на рис. 1.7)

Для лучшего понимания векторных диаграмм, подобных диаграмме на рис. 1.8, в случае двух-, трех- или пятилучевой диагностической системы, которая используется для определения всех трех компонент вектора скорости, рассмотрим более подробно способы представления векторов через направляющие косинусы или синусы соответствующих углов, получим выражения для $|\vec{K}|$, $|\vec{k}_1 - \vec{k}_0|$ и Δv_D . Это также понадобится для со-

ставления необходимых выражений для параметров турбулентного потока.

Для простоты примем, что все векторы лежат в одной плоскости, тогда, в соответствии с рисунками 1.6, 1.7 и [22], запишем:

$$\begin{aligned} \text{а) } \vec{k}'_1 &= k'_1(\cos(-\alpha), 0, \sin(-\alpha)) \quad , \quad \vec{u} = u(\cos\theta, 0, \sin\theta) \quad , \\ \vec{K} &= K(1, 0, 0) \quad . \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned} \text{б) } (\vec{k}'_1 \cdot \vec{u}) &= k'_{1X} \cdot u_X + k'_{1Z} \cdot u_Z = k'_1 \cdot u \cdot (\cos(-\alpha) \cdot \cos\theta + \\ &+ \sin(-\alpha) \cdot \sin\theta) = k'_1 \cdot u \cdot \cos(\alpha + \theta) = k'_1 \cdot u \cdot \cos\vartheta \quad . \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\begin{aligned} \text{в) } (\vec{k}_0 \cdot \vec{u}) &= k_{0X} \cdot u_X + k_{0Z} \cdot u_Z = k_0 \cdot u \cdot (1 \cdot \cos\theta + 0 \cdot \sin\theta) = \\ &= k_0 \cdot u \cdot \cos\theta \quad . \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$\text{г) } (\vec{k}'_1 - \vec{k}_0) = \vec{K} = \{k'_{1X} - k_{0X}; k'_{1Z} - k_{0Z}\} \text{, тогда}$$

$$|\vec{k}'_1 - \vec{k}_0| = K = \sqrt{K_X^2 + K_Z^2} = \sqrt{(k'_{1X} - k_{0X})^2 + (k'_{1Z} - k_{0Z})^2} \quad .$$

С учетом выражения $k'_1 = k_0(1 - (u/c)\cos\theta)$ далее получим:

$$K = \sqrt{\left[k_0 \left(1 - \frac{u}{c} \cos\theta \right) \cdot \cos(-\alpha) - k_0 \right]^2 + \left[k_0 \left(1 - \frac{u}{c} \cos\theta \right) \cdot \sin(-\alpha) \right]^2}$$

Выполняя в последнем выражении действия под корнем квадратным и пренебрегая ввиду малости величиной (u/c) , окончательно получим:

$$K \cong k_0 \sqrt{2 \cdot (1 - \cos\alpha)} = k_0 \cdot 2 \sin \frac{\alpha}{2} \quad . \quad (1.12)$$

Таким образом, согласно выражению (1.12), для выбранного направления приема рассеянного излучения, т. е. при известной величине угла α , а также при известной величине волнового вектора k_0 исходного зондирующего излучения, сразу становится известной величина вектора чувствительности K , которая,

согласно выражению (1.7), при измеренной величине доплеровского сдвига частоты $\Delta\nu_D$ позволяет определить значение скорости в данной точке потока, если, добавим, известна величина $\cos\psi$. Следовательно, необходимо выяснить, как связана величина угла ψ с другими углами векторной диаграммы. Для этого получим выражение для $\cos\psi$. Будем преобразовывать формулу для скалярного произведения двух векторов:

$$\cos\psi = \frac{(\vec{K} \cdot \vec{u})}{|\vec{K}| \cdot |\vec{u}|} . \quad (1.13)$$

Достаточно найти лишь выражение для числителя, так как выражение для K (см. (1.12)) уже найдено.

$$(\vec{K} \cdot \vec{u}) = K_X \cdot u_X + K_Z \cdot u_Z , \quad (1.14)$$

где (см. рис. 1.8):

$$K_X = -(k_0 - k'_1 \cdot \cos(-\alpha)) = k_0 [(1 - (u/c)\cos\theta) \cdot \cos\alpha - 1] < 0$$

$$K_Z = k'_1 \cdot \sin(-\alpha) = -k_0 \cdot (1 - (u/c)\cos\theta) \cdot \sin\alpha < 0 .$$

Подставляя последние выражения в (1.14), получим:

$$\begin{aligned} (\vec{K} \cdot \vec{u}) &= k_0 [(1 - (u/c)\cos\theta) \cdot \cos\alpha - 1] \cdot u \cos\theta - \\ &- k_0 \cdot (1 - (u/c)\cos\theta) \cdot \sin\alpha \cdot u \sin\theta = \\ &= (k_0 \cdot u) \cdot [(1 - (u/c)\cos\theta) \cdot (\cos\alpha \cdot \cos\theta - \sin\alpha \cdot \sin\theta) - 1] . \end{aligned}$$

Пренебрегая в последнем выражении величиной $(u/c) \cos\theta$ в силу её малости, далее получим:

$$\begin{aligned} (\vec{K} \cdot \vec{u}) &= (k_0 \cdot u) \cdot [\cos(\alpha + \theta) - \cos\theta] = \\ &= (k_0 \cdot u) \cdot \left[-2 \sin\left(\theta + \frac{\alpha}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right] . \end{aligned} \quad (1.15)$$

Подставим полученное выражение (1.15) для скалярного произведения и выражение (1.12) для модуля вектора чувствительности в формулу (1.13) для $\cos \psi$. Окончательно получим:

$$\begin{aligned} \cos \psi &= \frac{(\vec{K} \cdot \vec{u})}{|\vec{K}| \cdot |\vec{u}|} = \frac{(k_0 \cdot u) \cdot \left[-2 \sin\left(\theta + \frac{\alpha}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right]}{k_0 \cdot 2 \sin \frac{\alpha}{2} \cdot u} = \\ &= -\sin\left(\theta + \frac{\alpha}{2}\right) = \cos\left[270^\circ - \left(\theta + \frac{\alpha}{2}\right)\right], \end{aligned}$$

т.е.
$$\psi = 270^\circ - \left(\theta + \frac{\alpha}{2}\right). \quad (1.16)$$

Таким образом (см. рис. 1.8), проводим через точку, в которой определяется скорость, линию, соответствующую направлению разностного вектора \vec{K} (вектора чувствительности, величина которого уже известна); от положительного направления этого вектора откладываем по часовой стрелке угол 270° , при этом опускаемся на биссектрису угла α ; далее в обратном направлении откладываем угол $(\theta + \alpha/2)$, попадаем на направление вектора скорости. Угол ψ это угол, отсчитываемый от положительного направления вектора \vec{K} против часовой стрелки до направления вектора скорости \vec{u} .

Согласно полученному выражению (1.16), при определении скорости u из выражения (1.7) по измеренной величине доплеровского сдвига частоты $\Delta \nu_D$ удобнее использовать не величину угла ψ , а угла θ , тем более что угол θ задает направление скорости. То есть

$$\Delta \nu_D = \frac{1}{2\pi} (k_0 \cdot 2 \sin \frac{\alpha}{2}) \cdot u \cdot \cos(270^\circ - (\theta + \frac{\alpha}{2})). \quad (1.17)$$

Необходимо заметить, что угол θ , как и величина самой скорости, также подлежит измерению. Если заранее известно, что

течение одномерное, то скорость легко определяется по измеренной величине Δv_D . Очевидно, что рассмотренная векторная диаграмма соответствует однокомпонентной измерительной системе, т. е. системе, позволяющей определять только одну компоненту скорости. Для измерения двух других компонент скорости необходимо выделить еще два дополнительных канала приема рассеянного излучения.

Определение ортогональных компонент вектора скорости

Рассмотрим векторную диаграмму измерительной системы с одним опорным зондирующим пучком – 0, которому соответствует волновой вектор \vec{k}_0 , и двумя выделенными направлениями приема рассеянного света – 1 и 2 с волновыми векторами рассеянных пучков, соответственно \vec{k}'_1 и \vec{k}'_2 (рис. 1.9).

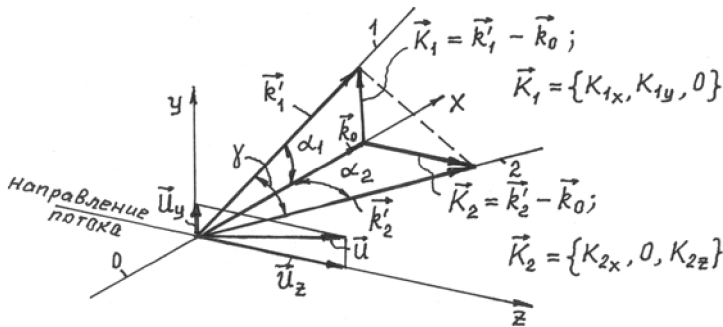


Рис. 1.9. Векторная диаграмма с одним опорным пучком для определения двух ортогональных компонент скорости

Для первого приемника рассеянного излучения доплеровский сдвиг частоты будет

$$\Delta v_{DY} = v_{S1} - v_0 = \frac{1}{2\pi} [(\vec{k}'_1 - \vec{k}_0) \cdot \vec{u}] = \frac{1}{2\pi} (\vec{K}_1 \cdot \vec{u}), \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned}
 \text{или } \Delta v_{DY} &= \frac{1}{2\pi} (K_{1X} \cdot u_X + K_{1Y} \cdot u_Y + K_{1Z} \cdot u_Z) = \\
 &= \frac{1}{2\pi} (0 \cdot u_X + K_{1Y} \cdot u_Y + 0 \cdot u_Z) = \frac{1}{2\pi} K_{1Y} \cdot u_Y = \\
 &= \frac{1}{2\pi} k_0 \cdot 2 \sin \frac{\alpha_1}{2} \cdot u_Y = \frac{2 \sin \frac{\alpha_1}{2}}{2\pi} \cdot k_0 \cdot u_Y .
 \end{aligned}$$

Для второго приемника рассеянного излучения:

$$\begin{aligned}
 \Delta v_{DZ} &= \frac{1}{2\pi} [(\vec{k}'_2 - \vec{k}_0) \cdot \vec{u}] = \frac{1}{2\pi} (\vec{K}_2 \cdot \vec{u}) = \frac{1}{2\pi} K_{2Z} \cdot u_Z = \\
 &= \frac{2 \sin \frac{\alpha_2}{2}}{2\pi} \cdot k_0 \cdot u_Z .
 \end{aligned} \tag{1.19}$$

Для того чтобы доплеровские сдвиги частоты Δv_{DY} и Δv_{DZ} в сигнальных рассеянных пучках были пропорциональны соответствующим ортогональным проекциям вектора скорости, разностные векторы (векторы чувствительности) \vec{K}_1 и \vec{K}_2 должны быть также ортогональны, т.е. должно выполняться условие [17]:

$$|\vec{K}_1|^2 + |\vec{K}_2|^2 = |\vec{K}_1 - \vec{K}_2|^2 . \tag{1.20}$$

Для получения данных о третьей компоненте u_X вектора скорости измерительную систему необходимо дополнить третьим каналом регистрации рассеянного света (см. рис. 1.10).

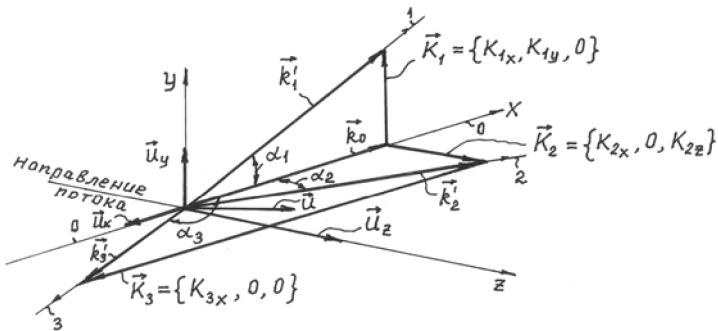


Рис. 1.10. Векторная диаграмма с одним опорным пучком для определения трех ортогональных компонент скорости

Оптические схемы ЛДА с подобным расположением одного опорного и несколькими сигнальными рассеивающими пучками называются инверсно-дифференциальными. На рис. 1.11 для примера приведена принципиальная схема такого ЛДА [23, 17].

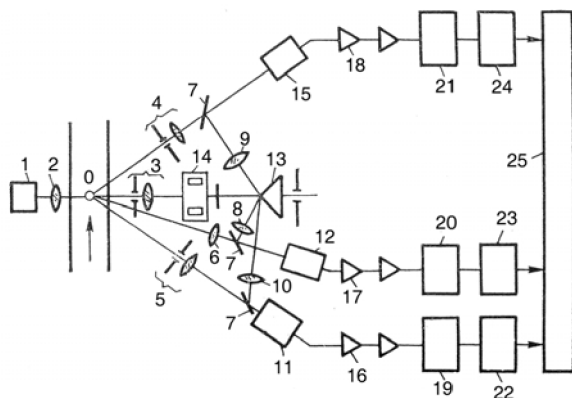


Рис. 1.11. Схема трехкомпонентного ЛДА с инверсно-дифференциальной схемой

В этой схеме три независимых измерительных канала расположены под определенными углами к падающему лучу (например, под углами 8, 16 и 24°). Пучок от аргонового лазера 1 фокусируется линзой 2 в исследуемую точку потока 0. Свет из измерительного объема рассеивается в разные стороны частицами в соответствии с их диаграммами распределения интенсивности (рис. 1.6). Рассеянные световые лучи проходят через собирающие линзы 4–6, 10 и поступают на входы в ФЭУ (фотоэлектронные умножители) 11, 12, 15, где смешиваются с опорными оптическими сигналами, выходящими из призматического расщепителя 13, перед которым расположен оптический ослабитель 14. Сигналы, выходящие из ФЭУ, усиливаются широкополосными усилителями 16–18 и поступают на входы частотных детекторов с отрицательной обратной связью 19–21. Выходные напряжения

детекторов, регистрируемые самописцами 22–24, имеют постоянные составляющие, соответствующие центральной частоте спектра колебаний, и переменные составляющие, характеризующие турбулентность исследуемого потока. Регистрируемые на лентах самописцев результаты измерений обрабатываются с помощью ЭВМ 25. В этой схеме три проекции вектора скорости измеряются в косоугольной системе координат, а затем пересчитываются в прямоугольную систему. Ослабитель 14 служит для уменьшения мощности опорного пучка до значения, определяемого из оптимальных условий фотосмещения.

Недостатками выше описанной схемы является сложность расположения элементов приемной оптики, необходимость двух оптических столов, а также, что очень важно, затрудненность доступа к исследуемому месту потока, т. е. сложность юстировки системы.

От многих этих недостатков свободны дифференциальные схемы ЛДА.

Определение параметров турбулентного потока

Применительно к измерительной системе выше рассмотренной инверсно-дифференциальной схемы трехкомпонентного ЛДА (рис. 1.11) получим соотношения для определения скорости, интенсивности турбулентности, корреляций скорости и напряжений Рейнольдса. Таким образом, пусть имеется один зондирующий пучок и три направления приема рассеянного излучения, расположенных, для упрощения получаемых выражений, под одинаковым углом α к зондирующему пучку. Первое и второе направления лежат, как на рис. 1.9, в плоскости xOy и, соответственно, в плоскости xOz – в положительном направлении оси Oz , а третье направление – также в плоскости xOz , но в отрицательном направлении оси Oz . В соответствии с выражениями (1.18), (1.19) для каждого направления запишем:

для доплеровских сдвигов частоты

$$\begin{aligned}\Delta v_{D1} &= \frac{1}{2\pi} (K_{1X} \cdot u_X + K_{1Y} \cdot u_Y + K_{1Z} \cdot u_Z), \\ \Delta v_{D2} &= \frac{1}{2\pi} (K_{2X} \cdot u_X + K_{2Y} \cdot u_Y + K_{2Z} \cdot u_Z), \\ \Delta v_{D3} &= \frac{1}{2\pi} (K_{3X} \cdot u_X + K_{3Y} \cdot u_Y + K_{3Z} \cdot u_Z); \end{aligned} \quad (1.21)$$

для разностных векторов

$$\begin{aligned}\vec{K}_1 &= K_1 \left(-\sin \frac{\alpha}{2}, \cos \frac{\alpha}{2}, 0 \right), \\ \vec{K}_2 &= K_2 \left(-\sin \frac{\alpha}{2}, 0, \cos \frac{\alpha}{2} \right), \\ \vec{K}_3 &= K_3 \left(-\sin \frac{\alpha}{2}, 0, -\cos \frac{\alpha}{2} \right); \end{aligned} \quad (1.22)$$

причем
$$K_1 = K_2 = K_3 = k_0 \cdot 2 \sin \frac{\alpha}{2}. \quad (1.23)$$

Подставим выражение для разностных векторов (1.22) в (1.21) и, учитывая (1.23), найдем сумму $(\Delta v_{D2} + \Delta v_{D3})$ и разность $(\Delta v_{D2} - \Delta v_{D3})$ доплеровских сдвигов частоты (ДСЧ), из которых получим выражения для двух составляющих скорости:

$$u_X = -\frac{\lambda_0}{4 \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \cdot (\Delta v_{D2} + \Delta v_{D3}), \quad (1.24a)$$

$$u_Z = \frac{\lambda_0}{2 \sin \alpha} \cdot (\Delta v_{D2} - \Delta v_{D3}), \quad (1.24б)$$

Полученные выражения для компонент скорости u_X и u_Z подставим в (1.21) для ДСЧ Δv_{D1} , после простого преобразования которого получим выражение для компоненты скорости u_Y :

$$u_Y = \frac{\lambda_0}{2 \sin \alpha} \cdot [2 \Delta v_{D1} - (\Delta v_{D2} + \Delta v_{D3})]. \quad (1.24в)$$

Для квазиустановившегося турбулентного потока мгновенные скорости u и величины ДСЧ Δv_D представим в общепринятом виде через средние \bar{u} , $\Delta \bar{v}_D$ и, соответственно, пульсационные составляющие u' и $\Delta v'_D$:

$$u = \bar{u} + u', \quad \Delta v_D = \Delta \bar{v}_D + \Delta v'_D. \quad (1.25)$$

Подставим выражения (1.25) в формулы (1.24) и произведем осреднение последних по времени, в результате получим выражения для средних составляющих скорости:

$$\bar{u}_X = -\frac{\lambda_0}{4 \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \cdot (\Delta \bar{v}_{D2} + \Delta \bar{v}_{D3}), \quad (1.26a)$$

$$\bar{u}_Y = \frac{\lambda_0}{2 \sin \alpha} \cdot [2 \Delta \bar{v}_{D1} - (\Delta \bar{v}_{D2} + \Delta \bar{v}_{D3})], \quad (1.26б)$$

$$\bar{u}_Z = \frac{\lambda_0}{2 \sin \alpha} \cdot (\Delta \bar{v}_{D2} - \Delta \bar{v}_{D3}). \quad (1.26в)$$

Подставляя (1.25) в (1.24a)–(1.24в) и вычитая из них соответствующие выражения (1.26a)–(1.26в), получим выражения для пульсационных составляющих:

$$u'_X = -\frac{\lambda_0}{4 \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \cdot (\Delta v'_{D2} + \Delta v'_{D3}), \quad (1.26a)$$

$$u'_Y = \frac{\lambda_0}{2 \sin \alpha} \cdot [2 \Delta v'_{D1} - (\Delta v'_{D2} + \Delta v'_{D3})], \quad (1.26б)$$

$$u'_Z = \frac{\lambda_0}{2 \sin \alpha} \cdot (\Delta v'_{D2} - \Delta v'_{D3}). \quad (1.26в)$$

Из выражений (1.26) путем осреднения по времени легко получить выражения для параметров интенсивности турбулентности или напряжений Рейнольдса, например:

$$\overline{u'_X{}^2} = \frac{\lambda_0^2}{16 \sin^4 \frac{\alpha}{2}} \cdot \overline{(\Delta v'_{D2} + \Delta v'_{D3})^2}, \quad (1.27a)$$

$$\overline{u'_Y{}^2} = \frac{\lambda_0^2}{4 \sin^2 \alpha} \cdot \overline{[2\Delta v'_{D1} - (\Delta v'_{D2} + \Delta v'_{D3})]^2}, \quad (1.27б)$$

или

$$\overline{u'_X u'_Z} = - \frac{\lambda_0^2}{8 \cdot \sin \alpha \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \cdot \overline{(\Delta v'_{D2} + \Delta v'_{D3})(\Delta v'_{D2} - \Delta v'_{D3})}. \quad (1.27в)$$

И так далее.

Таким образом, регистрируя и накапливая данные по величинам доплеровских сдвигов частот, можно определить величины всех составляющих скорости, направление скорости, параметры интенсивности турбулентности, величины напряжений Рейнольдса и другие коэффициенты корреляций скорости.

Способы измерения доплеровского сдвига частоты

В зависимости от способа измерения доплеровского сдвига схемы ЛДА могут быть разделены на две основные группы. К первой относятся фотоэлектронные схемы, основанные на гетеродинном преобразовании опорного и рассеянного излучения (в ЛДА с опорным лучом) или рассеянного от обеих лучей (в дифференциальных схемах). Свет, поступивший из измерительного объема, квадратично смешивается на фотодетекторе, сигнал которого испытывает биения на частоте, равной доплеровскому сдвигу.

Ко второй группе ЛДА относятся схемы, основанные на прямой регистрации доплеровского сдвига оптического спектра с помощью спектральных приборов высокой разрешающей силы. В [10] отмечается, что существенным недостатком способа прямого измерения частоты является необходимость измерять абсолютные значения длины волны рассеянного света, на уров-

не которого приходится регистрировать небольшие доплеровские сдвиги. Так как доплеровский сдвиг зависит от направления рассеяния, приходится использовать одночастотные лазеры и более чем на порядок ограничивать приемную апертуру. С другой стороны, существенно повышаются требования к качеству оптических элементов и жесткости их крепления. Несмотря на указанные недостатки, ЛДА с прямым спектральным анализом могут быть эффективно использованы при измерении высоких скоростей (до 10 км/с), когда схемы ЛДА, основанные на фотосмещении, не работают из-за ограничений радиоэлектронной аппаратуры. Так как в большинстве экспериментов по исследованию процессов тепломассопереноса при горении приходится измерять скорости не более 1 км/с , схемы с прямым спектральным анализом, связанные с использованием прецизионной оптики, очень чувствительной к вибрации, не могут конкурировать с дифференциальными схемами ЛДА.

Оптические схемы ЛДА

Все многообразие оптических схем ЛДА можно разделить на две основные группы. К первой относятся схемы с опорным пучком, в качестве которого в некоторых схемах применяется ослабленный прямой пучок лазера, прошедший через исследуемый поток без рассеяния. Однако в большинстве схем используются два пересекающихся пучка, один из которых служит в качестве опорного [23, 10, 32]. Рисунок 1.12 иллюстрирует принцип построения таких схем.

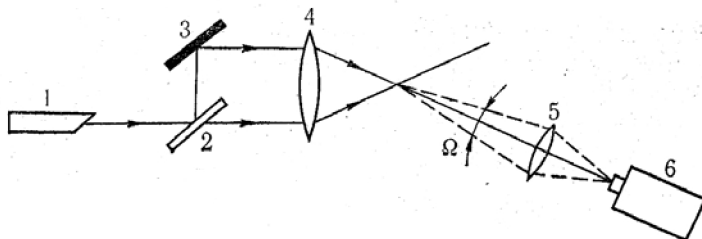


Рис. 1.12. Схема ЛДА с опорным лучом: 1 – лазер; 2 – делитель пучка; 3 – зеркало; 4 – формирующий объектив; 5 – приемная оптика; 6 – фотодетектор (ФЭУ)

Монохроматический луч лазера с помощью светоделительного устройства делится на два луча, которые направляются объективом в исследуемую точку потока. Направление опорного луча, интенсивность которого составляет десятые доли процента от излучения лазера, совпадает с направлением оптической оси ФЭУ. На его пути обычно устанавливаются ослабитель и несколько апертурных диафрагм, предназначенных для формирования зондируемого объема части излучения, рассеянного от второго луча в зондируемом объеме, которое с помощью приемной оптики поступает на фотокатод ФЭУ. Рассеяние сопровождается появлением доплеровского смещения. При этом на фотокатоде детектора сигнал последнего испытывает биение, частота которого равна доплеровскому смещению. Основным недостатком оптических схем с опорным лучом – жесткие ограничения, налагаемые на максимальный телесный угол светового потока на входе в ФЭУ условиями гетеродинамирования [23, 10]. В целом этот угол получается малым и схема с опорным пучком оказывается неэкономична, так как использует малую часть рассеянного светового потока.

Ко второй группе относятся более эффективные дифференциальные схемы, применяемые большинством исследователей при измерениях скорости с помощью ЛДА [23, 10, 32, 22]. В этих схемах луч лазера с помощью системы непрозрачных и полупрозрачных зеркал или других светоделительных устройств расщепляется на два луча равной интенсивности, которые фокусируются объективом в исследуемую точку потока. Свет, рассеянный в зондируемом объеме на естественных или специально введенных в поток частицах, собирается приемным объективом и направляется в ФЭУ.

На рис. 1.13 показан ряд дифференциальных схем.

В Приложении применительно к самой простой дифференциальной схеме ЛДА с двумя зондирующими пучками и с рассеянием вперед (рис. 1.13, а) дается вывод необходимых выражений для построения векторной диаграммы (см. рис. П.1). В итоге получена известная формула для доплеровского сдвига частоты [23, 10, 32]:

$$\Delta v_{D\Sigma} = \Delta v_{D1} - \Delta v_{D2} = \frac{1}{2\pi} \left\{ -k_0 \cdot 2 \sin \frac{\alpha}{2} \right\} \left\{ u \cdot \sin(\theta_1 + \frac{\alpha}{2}) \right\}, \quad (1.28)$$

где α – угол между зондирующими пучками № 1 и № 2; θ_1 – угол между направлением вектора скорости и направлением распространения пучка № 1. В формуле (1.28) первый множитель в фигурных скобках – это величина итогового разностного вектора $\vec{K} = \vec{K}_1 - \vec{K}_2$. В соответствии с условиями на рис. П.1 вектор \vec{K} направлен в противоположную от скорости сторону, поэтому в формуле (1.28) появляется знак «-». Второй множитель в фигурных скобках – это проекция вектора скорости на направление итогового разностного вектора. Формула (1.28) демонстрирует замечательное свойство дифференциальных схем ЛДА, а именно: *доплеровская частота $\Delta v_{D\Sigma}$ не зависит от направления наблюдения, а определяется только углом схождения лучей α , если вектор скорости \vec{u} параллелен разностному волновому вектору падающих лучей \vec{K} .*

Последнее в выделенной фразе соответствует принятию условия $\theta_1 + (\alpha / 2) = 90^\circ$. То есть 1) может выбираться любое – удобное для детектирования рассеянного излучения – направление; и 2) в дифференциальных схемах для определения одной составляющей вектора скорости нужно образовывать один параллельный ей разностный вектор.

Дифференциальные схемы, в зависимости от места расположения приемной оптики, называют *прямыми* или *обратными*.

Схема обратного рассеяния более удобна для зондирования потоков, поскольку все узлы размещены по одну сторону иссле-

дуемого течения, но менее чувствительна, так как рассеяние назад на порядок и более ниже рассеяния вперед (см. индикатрисы рассеяния на рис. 1.6). В отличие от схем с опорным лучом, в дифференциальных схемах величина телесного угла светового потока на входе в ФЭУ не ограничена условиями гетеродинамирования [23, 10], поэтому фотоприемник может быть установлен под рациональным углом к биссектрисе угла схождения падающих пучков, однако выбор угла установки ФЭУ должен быть согласован с индикатрисой рассеяния используемых в ЛДА малых светорассеивающих частиц.

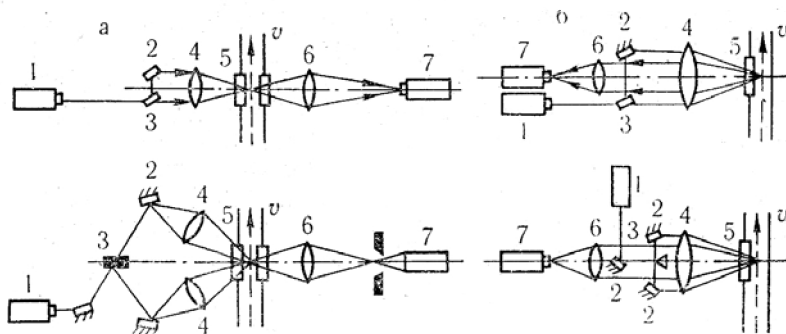


Рис. 1.13. Дифференциальные схемы ЛДА прямого (а) и обратного (б) рассеяния: 1 – лазер; 2 – поворотные зеркала; 3 – светоделительное устройство; 4 – формирующая оптика; 5 – область исследования; 6 – приемная оптика; 7 – фотодетектор

Рассмотренные оптические схемы ЛДА позволяют определить модуль только одной проекции вектора скорости исследуемого потока.

Для многих встречающихся экспериментальных задач при изучении процессов теплообмена необходимо, чтобы ЛДА определял по крайней мере две компоненты вектора скорости с учетом направления движения. Чтобы доплеровский измеритель скорости был чувствителен к направлению движения, нужно вводить сдвиг частоты одного из зондируемых пучков, а для

определения двух ортогональных компонент вектора скорости необходимо разделять лазерный луч на две ортогональные системы.

Для сдвига частоты и изменения направления одного из двух интерферирующих лучей часто используют ультразвуковую ячейку Брэгга [23, 40]. Многие ЛДА фирмы Dantec (Дания), которая является одним из мировых лидеров по промышленному выпуску лазерных анемометров, имеют ячейку Брэгга в составе передающей оптики (см. ниже рисунки практических схем ЛДА).

После того, как луч лазера, имеющий частоту ν_0 , проходит расщепитель, один из полученных таким образом лучей подвергается частотной модуляции в ячейке Брэгга с рабочей частотой $\nu_{бр}$ и приобретает на выходе из ячейки частоту $\nu_0 + \nu_{бр}$.

Необходимость в такой модуляции связана с присущей лазерному доплеровскому анемометру неоднозначностью в отношении направления скорости потока. Полученные выше соотношения (1.17) – (1.19), (1.21), (1.24), (1.28) не изменяют своего вида, если вектор скорости \vec{v} будет направлен не в положительном направлении оси Ox , а в отрицательном. Это осложняет измерения в потоках, где одна из измеряемых компонент скорости знакопеременна (например, из-за отсутствия ее постоянной по времени составляющей). Для устранения этой неопределенности вводится сдвиг частоты одного из падающих лучей с помощью ячейки Брэгга. Ячейка содержит пьезоэлектрический преобразователь, генерирующий ультразвуковые волны с частотой порядка 40 МГц. Луч лазера, падающий на фронт стоячей ультразвуковой волны под углом $\varphi_{бр}$, отражается от него под тем же углом, но имея уже смещенную на $\nu_{бр}$ частоту. В результате такой модуляции картина интерференции в измерительном объеме имеет не статический, а меняющийся по времени вид: интерференционные полосы бегут с частотой $\nu_{бр}$. Как следствие, свето-

рассеивающие частицы, движущиеся вдоль оси Ox , но в противоположных направлениях, в одном случае перемещаются навстречу бегущим интерференционным полосам, а в другом – попутно с ними. Соответственно, сигналы от таких частиц могут быть надежно различены (доплеровский сдвиг частоты складывается с $v_{бр}$ или вычитается из нее), и анемометрическая система становится чувствительной к знаку скорости потока.

Недостатком такой системы является высокая рабочая частота ячейки Брэгга. Получаемый при ее использовании сдвиг частоты намного больше того, который соответствует встречающимся в большинстве экспериментов скоростям, поэтому приходится применять высокочастотную электронную аппаратуру; кроме того, снижается отношение сигнал/шум и возникают перекрестные помехи. Использование вращающейся радиальной дифракционной решетки также позволяет определить две компоненты скорости, однако осуществлять сдвиг частот в двух ортогональных лучах при помощи одной решетки непросто, а сложная система лучей затрудняет юстировку. Основным недостатком таких анемометров является необходимость применения прецизионных механических устройств. Иногда для создания двухкомпонентного ЛДА, чувствительного к направлению скорости, используют двойной ультразвуковой модулятор (УЗМ) со скрещенными полями, который решает одновременно задачи разделения пучков на две ортогональные системы и сдвига частоты.

Регистрация доплеровской частоты в гетеродинных схемах осуществляется при помощи серийных или специально разработанных измерителей частоты или анализаторов спектра. При этом применяются частотные и временные методы регистрации. В частотных методах доплеровская частота определяется по средней частоте спектра, наблюдаемого на экране анализатора. В схемах для измерения нестационарных скоростей применяют фильтры, следующие за основной гармоникой доплеровской

частоты. Схемы ЛДА, использующие следящие фильтры с фазовой подстройкой, могут использоваться для измерения скоростей величиной до 1000 м/с.

Практические конфигурации ЛДА

В настоящее время серийно выпускаются и широко известны ЛДА зарубежных фирм Dantec (Дания) (прежнее название DISA) [6, 37] и TSI (США). Рассмотрим некоторые практические конфигурации ЛДА-систем [23, 24, 40].

В простейшей из них – системе с прямым рассеянием (рис. 1.14) [24], построенной на базе гелий-неонового лазера мощностью 5 мВт – приемная оптика направляет его лучи в поток, где на их пересечении образуется измерительный объем. Для получения представления о пространственной разрешающей способности лазерного доплеровского анемометра, приведем характеристики измерительного объема: при диаметре луча (по точкам снижения интенсивности на границе луча, имеющего гауссовское распределение, в e^2 -раз) гелий-неонового лазера, равном 0,8 мм, и угле пересечения лучей $11,4^\circ$ измерительный объем представляет собой эллипсоид диаметром 0,31 мм и длиной 3,2 мм. В измерительном объеме 95 интерференционных полос с расстоянием между ними 3,2 микрон.

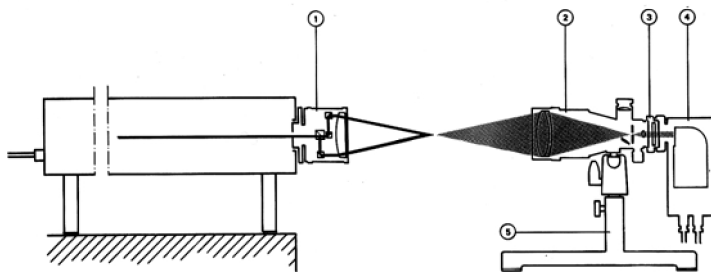


Рис. 1.14. Простейшая ЛДА-система с прямым рассеянием: 1 – передающая оптика, 2 – приемная оптика, 3 – интерференционный фильтр на 632,8 нм, 4 – фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), 5 – опора

Данная оптическая схема относится к схемам с прямым рассеянием. Такая схема не всегда удобна, так как в ней объект исследования должен находиться между передающей и приемной оптикой. Однако, как было отмечено выше, приемная оптика может располагаться под любым углом к направлению падающих лучей, что позволяет создать так называемую схему с обратным рассеянием. Простейший вариант этой схемы показан на рис. 1.15.

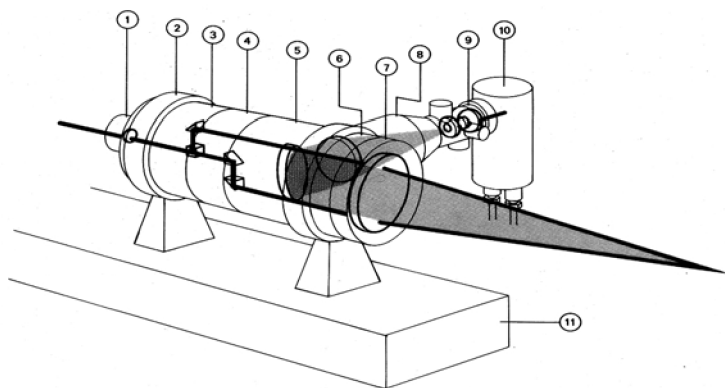


Рис. 1.15. Простейшая ЛДА-система с обратным рассеянием: 1 – колпачок с четвертьволновой пластинкой, 2 – опора, 3 – нейтральный разветвитель луча, 4 – устройство разведения лучей, 5 – секция рассеянного назад излучения, 6 – оправа линзы, 7 – передняя передающая линза ($F = 310 \text{ мм}$), 8 – приемная оптика, 9 – интерференционный фильтр ($632,8 \text{ нм}$), 10 – секция ФЭУ, 11 – оптическая скамья

Пройдя через передающую оптику 1–4 и линзу 7, лучи лазера пересекаются в потоке. Та же линза 7 служит для сбора рассеянного в измерительном объеме света, который поступает в приемную оптику 8 и на фотоэлектронный умножитель 10. Все компоненты монтируются на оптической скамье 11, что упрощает юстировку системы. Построение системы по принципу обратного рассеяния (улавливается свет, рассеянный в том же направлении, откуда пришли падающие лучи) требует несколько более сложной оптической элементной базы, но зато

позволяет располагать данное измерительное средство лишь по одну сторону от исследуемого объекта. При использовании гелий-неонового лазера мощностью 15 мВт с диаметром луча $1,1 \text{ мм}$ и при угле пересечения лучей 11° (расстояние между лучами – 60 мм , фокусное расстояние линзы $F = 310 \text{ мм}$) образуется измерительный объем диаметром $0,31 \text{ мм}$ и длиной $3,27 \text{ мм}$.

Приведенные выше схемы ЛДА относились к так называемым *однокомпонентным* схемам, так как в них использовалась только одна пара лазерных лучей, лежащих в одной плоскости, позволяющая определять значение лишь одной компоненты скорости потока. Несколько усложнив оптическую систему анемометра, можно расщепить исходный луч лазера на пары лучей, лежащих в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, и получить прибор для измерения двух компонент скорости потока.

Схема двухкомпонентного ЛДА с рассеянием назад показана на рис. 1.16.

Луч лазера разделяется на два луча в первичном расщепителе 1, после чего один из лучей проходит через ячейку Брэгга 2. Благодаря этому система способна правильно идентифицировать знакопеременные пульсации скорости, направленной вдоль координатной оси Oy (вертикальной). После этого модулированный по частоте луч, в свою очередь, разделяется надвое в расщепителе 3, а с помощью блока смещения 4 достигается необходимое пространственное разнесение этой пары лучей, лежащей в плоскости yOz и служащей для измерения составляющей скорости по оси Oy . Затем с помощью передней линзы 5 все три луча направляются в исследуемый поток. Та же линза служит и для сбора рассеянного назад излучения, направляя его в блок приемной оптики 6. Передающая оптика обеспечивает разную поляризацию каждой пары лучей, предназначенной для измерения одной из компонент скорости. В поляризационном разделителе 7 происходит разделение составляющих рассеянного света с разной поляризацией, после чего каждая из них с помо-

щью своего расщепителя луча 8 направляется на соответствующий фотоэлектронный умножитель 9. Вся система монтируется на оптической скамье 10. Наличие трех лучей вместо двух не увеличивает размеры измерительного объема, при условии, что геометрия оптической системы (разведение лучей, фокусное расстояние линзы) остаётся неизменной.

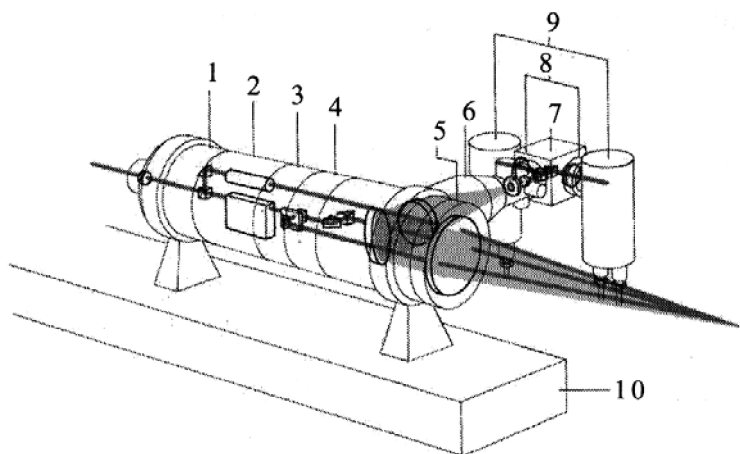


Рис. 1.16. Схема двухкомпонентного ЛДА с обратным рассеянием: 1 – первичный расщепитель луча, 2 – секция ячейки Брэгга, 3 – вторичный расщепитель луча, 4 – блок смещения луча, 5 – передняя линза, 6 – приемная оптика, 7 – поляризационный разделитель лучей, 8 – расщепители обратных лучей, 9 – фотоэлектронные умножители, 10 – оптическая скамья

Разделение рассеянного в потоке света может производиться не только по поляризации составляющих, использованных для измерения каждой из компонент скорости, но и, например, по цвету этих составляющих. В качестве примера на рис. 1.17 приведена еще одна схема двухкомпонентного ЛДА с обратным рассеянием. От рассмотренной выше схемы ее отличает использование аргон-ионного лазера, зеленоватый луч которого является смесью двух цветов – синего (длина волны 488 нм) и изумрудного (длина волны 514,5 нм). Передающая оптика обеспечи-

вадет разделение этих двух спектральных составляющих исходного излучения и использование каждого из них для измерения одной из компонент скорости.

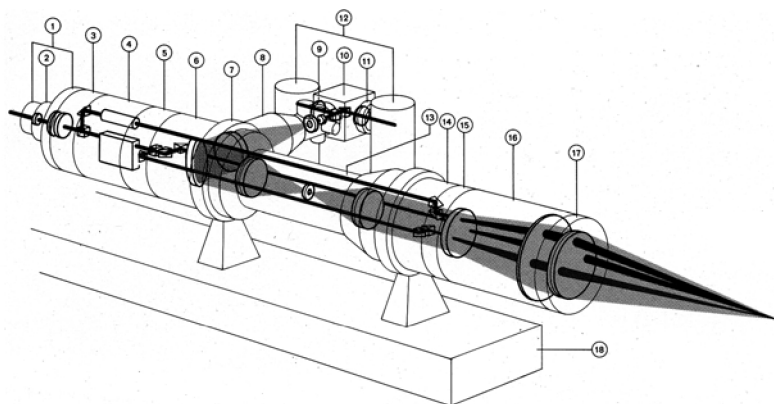


Рис. 1.17. Схема двухкомпонентного ЛДА с обратным рассеянием (аргон-ионный лазер): 1 – входная крышка и колпачок четвертьволновой пластинки, 2 – корректор диаметра луча, 3 – нейтральный разветвитель луча, 4 – секция ячейки Брэгга, 5 – цветовой делитель, 6 – задняя часть секции рассеянного излучения, 7 – опора, 8 – приемная оптика ФЭУ, 9, 11 – интерференционные фильтры (488 нм, 514,5 нм), 10 – интерференционный разделитель, 12 – секции ФЭУ, 13 – секция промежуточного канала (апертурная секция), 14 – транслятор лучей, 15 – кольцо оправы линзы, 16 – секция конического расширителя лучей, 17 – передняя линза

Принцип работы данной анемометрической системы сходен с уже рассмотренной выше поляризационной схемой. Пройдя первичный расщепитель 3 и ячейку Брэгга 4, луч лазера с помощью блока 5 разделяется на две цветные составляющие, которые разнесены в плоскости yOz и служат для измерения составляющей скорости по оси Oy . Пройдя через секцию 16, лучи двух цветов, а также исходный луч, представляющий собой их смесь, направляются с помощью линзы 17 в исследуемый поток. Рассеянное излучение, в котором смешаны оба цвета, через апертурную секцию 13 направляется в приемную оптическую систему

8. Затем в блоке цветоразделения 10 синяя составляющая отделяется от изумрудной, каждая из них пропускается через интерференционный фильтр 9 или 11 для соответствующей длины волны, а затем поступает на ФЭУ 12.

Объединением предыдущей двухкомпонентной системы данного вида с однокомпонентной системой для измерения еще одной составляющей скорости можно построить трехкомпонентную лазерную доплеровскую систему, позволяющую измерять все три компоненты скорости (рис. 1.18).

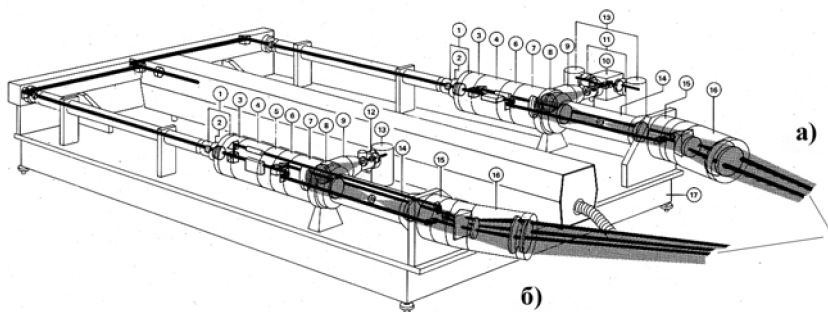


Рис. 1.18. Трехкомпонентная ЛДА-система измерения скорости, составленная из однокомпонентной (а) и двухкомпонентной (б) систем: 1 – колпачок четвертьволновой пластинки, 2 – корректор диаметра луча, 3 – первичный нейтральный разветвитель, 4 – секция ячейки Брэгга, 5 – вторичное устройство разведения лучей, 6 – устройство разведения лучей, 7 – секция рассеянного назад излучения, 8 – опора, 9 – оптика ФЭУ, 10 – поляризационный фильтр, 11, 12 – интерференционные фильтры (514,5 и 488 нм), 13 – секция ФЭУ, 14 – секция промежуточного участка (апертурная), 15 – транслятор лучей, 16 – ансамбль передней оптики, 17 – оптическая скамья

Источники ошибок получения информации в ЛДА-системах

Особой дисциплиной создания ЛДА-систем высокого разрешения и точности является обработка сигнала лазерного анемометра, призванная отделить часть сигнала, несущую полезную информацию, от накладывающихся на нее посторонних

шумов различной природы. Основными источниками шумов являются:

- дробовой шум фотодетектора;
- шумы электрических цепей и усилительных каскадов;
- оптические шумы, связанные с наличием различных мод лазерного излучения;
- посторонние блики, связанные с отражением лазерного света от внутренних поверхностей оптических компонентов (оптических окон, линз, зеркал и т. д.);
- паразитное рассеяние света на загрязнениях, царапинах и прочих дефектах оптических компонентов.

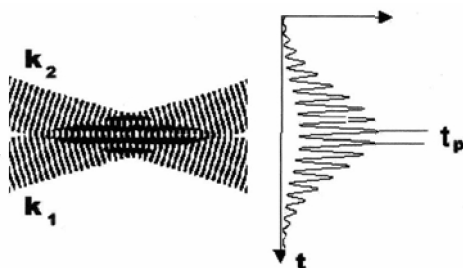
К погрешностям ЛДА с гетеродинной регистрацией относятся также инструментальные погрешности формирующей и приемной оптики. Допускаемая величина погрешности ЛДА определяется требуемым пространственным разрешением, чувствительностью ФЭУ и плотностью рассеивающих частиц. Отношение полезного сигнала к шуму налагает требования на мощность лазера, плотность рассеивающих частиц и характеристики ФЭУ и электронных схем. Мощность рассеянного излучения зависит от концентрации рассеивающих частиц, мощности лазера и длины волны излучения. Для получения необходимого отношения сигнал/шум требуется определенная концентрация частиц в потоке. При достаточно большой мощности падающего излучения в дифференциальных схемах с прямым рассеянием концентрации частиц за счет естественного «запыления» потока оказывается достаточно для уверенной регистрации доплеровского сдвига на уровне шума аппаратуры. Для схем с опорным пучком и при небольших мощностях излучения в поток искусственно вводят частицы с помощью специальных генераторов аэрозолей или дыма [23, 10]. Чтобы рассеивающие частицы следовали за потоком без отставания в диапазоне скоростей 60–1250 м/с, их эффективный диаметр должен быть равен 0,4–2 мкм. В зависимости от выбора схемы ЛДА доплеровский метод диагностики

двухфазных потоков позволяет измерять скорость частиц в диапазоне 10^{-6} – 10^4 м/с с размерами 10^{-8} – 10^{-3} м при концентрации 1 – 10^{15} см $^{-3}$ [23, 10].

Времяпролетные анемометры (ЛВА)

Лазерные анемометрические системы разделяются на два класса – системы, в которых используется эффект Доплера (собственно ЛДА), и так называемые *лазерные времяпролетные анемометры* (ЛВА, или ЛТА – Laser Transit-time Anemometr). ЛВА-системы менее распространены по сравнению с ЛДА-системами. Поясним лишь основное принципиальное отличие ЛВА.

В лазерном времяпролетном анемометре регистрируется не доплеровский сдвиг частоты рассеянного излучения, а время между пиками интенсивности рассеянного света, которые возникают при пересечении светорассеивающей частицей интерференционных полос в зоне пересечения лучей (рис. 1.19). Оче-



видно, что промежуток времени тем меньше, чем выше скорость потока, в котором движется частица. При этом расстояние между интерференционными полосами известно из геометрии оптической системы. [40].

Рис. 1.19. Интерференционная картина в области пересечения лучей лазера, поясняющая принцип действия ЛВА

В заключение данного раздела отметим, что применение лазерной анемометрии требует тщательного продумывания всех

деталей постановки аэрогидродинамического эксперимента. Несмотря на свою дороговизну, лазерные анемометрические системы предоставляют исследователю уникальные возможности для изучения самых разнообразных потоков сплошных сред.

1.3. Метод пробных частиц

В методе пробных частиц в поток вводятся частицы с размерами порядка 1 мкм . Следы от них регистрируются фотографически при достаточно длительной экспозиции. В этом случае можно измерить и скорость потока, и даже поле скоростей.



Рис. 1.20. Сравнение измеренных значений скорости потока методом пробных частиц (точки) с вычисленными значениями скорости в пламени с противотоком с предварительно не перемешанной смесью: горячее поступает в точке $z = 0$, воздух – в точке $z = \infty$

На рис. 1.20 [5] приведено сравнение скоростей потока, измеренных методом пробных частиц и рассчитанных значений, в пламени с противотоком с предварительно не перемешанной смесью. Несмотря на значительный разброс экспериментальных точек, рисунок демонстрирует, что данный метод является вполне надежным для измерения скоростей потока.

1.4. Измеритель скоростей и размеров частиц

Точное определение размеров и скоростей капель в струях распыленных жидкостей имеет большое значение во многих областях, например при анализе работы топливных форсунок, изучении обледенения самолетов, исследовании сельскохозяйственных и промышленных аэрозолей и др. Анализ работы топливных форсунок важен как для повышения эффективности сжигания топлива, так и для уменьшения выбросов вредных продуктов сгорания. Исследования распыления топлива и динамики образования воздушно-топливных смесей требуют определения размеров капель распыленного топлива, корреляционной зависимости между размерами капель и их скоростями, измерения скоростей течения воздуха и топлива и интенсивности турбулентности. Существует несколько методов, основанных на регистрации рассеянного лазерного излучения, которые позволяют проводить некоторые из перечисленных измерений.

Названные методы можно разделить на две группы: методы, в которых определяются характеристики отдельных капель, и методы, основанные на анализе характеристик света, рассеянного ансамблем капель в коллимированном лазерном пучке (см. п. 7.1). Последние позволяют изучать системы с гораздо более высокими счетными концентрациями капель, чем методы, в которых анализируются отдельные капли. Однако они не позволяют получить хорошего пространственного разрешения и не дают возможности измерять скорость капель, что ограничивает их применимость в области исследования струй распыленных жидкостей. Кроме того, эти методы требуют использования априорного предположения о виде функции распределения частиц по размерам, параметры которого затем подбираются так, чтобы аппроксимировать фактически наблюдаемое распределение. Методы с наблюдением отдельных капель дают довольно хорошее пространственное разрешение и довольно высокое значение отношения сигнал/шум, но применимы лишь к струям с небольшими счетными концентрациями капель.

Ниже дается описание интерферометрического прибора для определения размеров и скоростей отдельных капель при скорости измерения до 10 с^{-1} в струях с довольно высокими счетными концентрациями капель. Интерферометрические методы определения размеров частиц уже были описаны в литературе [23, 3]. Недавно общий принцип этих методов был распространен на случай наблюдения рассеянного света под значительным углом по отношению к оси осветительной системы, что позволяет уменьшить размер контролируемого объема и снизить шум от частиц, пересекающих лазерные лучи вне этого объема. В диапазоне применимости рассматриваемого метода (3–5000 мкм) поле рассеянного света определяется законами геометрической оптики. При достаточно больших углах наблюдения (см. ниже) интенсивность рассеянного света определяется в основном преломлением и отражением, тогда как дифракционная компонента концентрируется в основном в области малых углов рассеяния. *Для определения размеров частиц используется именно преломленный и отраженный свет.* Приведенный ниже анализ позволил расширить диапазон размеров частиц, в котором применим интерферометрический метод. При этом рассматриваемый интерферометрический метод может применяться при концентрациях рассеивающих центров по крайней мере на порядок больше предельных для методов с использованием рассеяния на малые углы для определения размеров отдельных частиц.

Ниже рассматривается интерферометрический метод с наблюдением под углом к оси осветительной системы и даются определения используемых параметров. Было испробовано несколько значений угла наблюдения, включая 90° . Как и при всех измерениях с регистрацией рассеянного света, контролируемый объем зависит от размеров рассеивающих частиц и характеристик собирающей оптики.

Теория интерферометрического метода

Рассеяние света сферической каплей, диаметр d которой велик по сравнению с длиной волны λ падающего на нее света ($a = \pi d / \lambda > 10$), может быть описано в рамках упрощенных теорий дифракции, преломления и отражения. Половина рассеянного света обусловлена дифракцией, причем дифрагированное излучение концентрируется в области малых углов рассеяния. Другая половина обусловлена преломлением и отражением и рассеивается во всех направлениях от капли. Если угол наблюдения выбрать определенным образом в соответствии с диаметром и показателем преломления капли, дифрагированное излучение можно исключить из рассмотрения.

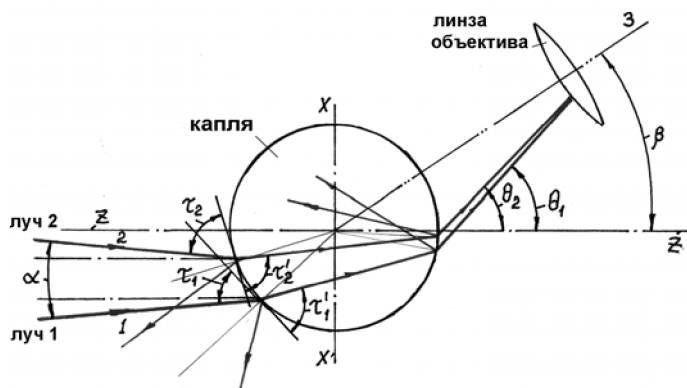


Рис. 1.21. Схема хода лучей через каплю с указанием углов не используемых при анализе

Описываемый метод определения размеров сферических капель основан на измерении разности фаз волны в двух лучах, проходящих через каплю по разным путям. Схема прохождения через каплю двух лучей (которые нормальны к волновым фронтам), прибывающих в итоге в одну и ту же точку в плоскости регистрации, показана на рис. 1.21. Задача состоит в том, чтобы зарегистрировать картину интерференции рассеянного света и связать ее с размером рассеивающей капли. Схемы оптической

системы, необходимой для реализации метода, и система координат, используемая при анализе, показаны на рис. 1.22. Информацию, достаточную для определения размера капли, дает измерение контрастности, или глубины амплитудной модуляции интерференционной картины рассеянного света, наблюдаемой при помощи оптической системы с конечной угловой апертурой.

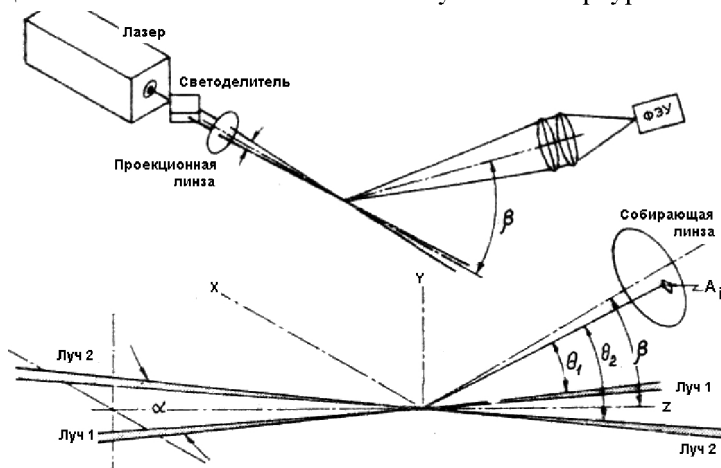


Рис. 1.22. Схема интерферометра с обозначением системы координат

Интенсивность света, рассеянного каплей, которая находится в области пересечения двух лазерных лучей, можно представить выражением

$$I = \frac{1}{n} \left\{ |E_{S1}|^2 + |E_{S2}|^2 + 2|E_{S1}| \cdot |E_{S2}| \cdot \cos \sigma \right\}, \quad (1.29)$$

где $|E_S|$ – модуль комплексной функции, описывающей волновое поле рассеянного света, σ – разность фаз между волновыми полями E_{S1} и E_{S2} , n – волновой импеданс. Контрастность V интерференционной картины, определяемая как отношение модуляционной, или доплеровской, компоненты к «пьедестальной» (рис. 1.23), дается уравнением

$$V = 2 \cdot \frac{\left| \iint_A |E_{S1}| \cdot |E_{S2}| \cdot \cos \sigma \, dA \right|}{\iint_A \left\{ |E_{S1}|^2 + |E_{S2}|^2 \right\} dA} . \quad (1.30)$$

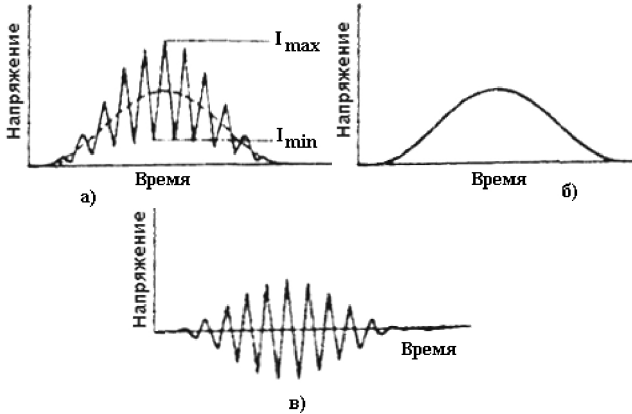


Рис. 1.23. Схема всплеска сигнала от одной капли, показывающая доплеровскую (модуляционную) и «пьедестальную» компоненты:
а – общий ход сигнала, *б* – «пьедестальная» компонента,
в – модуляционная компонента

Амплитудные функции рассеянного света определяются теорией Ван де Хульста [23, 3]. Информация о размере капли содержится в фазовом сдвиге волн, прошедших через нее. Две плоские волны, падающие на каплю (одна – от одного лазерного луча, другая – от другого), проходят через каплю под углами, различающимися на угол пересечения двух лазерных лучей. Волны, рассеянные от каждого из падающих на каплю лучей, прибывают к плоскости регистрации с разными фазами, образуя интерференционную картину. Уравнения, описывающие разность фаз волн, прошедших через каплю или отразившихся от нее, выведены для сферической частицы. Однако в большинстве приложений можно с достаточной степенью точности считать капли сферическими, что было подтверждено голографически-

ми и импульсными фотографиями струй распыленных жидкостей. В общем случае регистрация отраженного света дает худшую чувствительность к размеру капли, чем регистрация преломленного, но в некоторых особых случаях может быть предпочтительной. Например, в случае непрозрачных капель можно наблюдать только отраженное излучение. С увеличением относительного отверстия собирающей оптической системы увеличивается и площадь участка поверхности капли, который рассеивает излучение, собираемое этой системой, а следовательно, улучшается и чувствительность в отношении определения размеров.

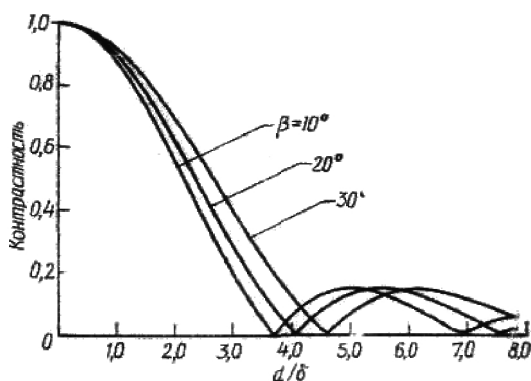


Рис. 1.24. Теоретические кривые контрастности для различных углов наблюдения: относительное отверстие собирающей линзы 1:2,8; $m = 1,33$ — показатель преломления, $\lambda = 632,8$ нм

При некоторых углах наблюдения свет, преломленный каплей, и свет, отраженный ею, имеют близкие интенсивности, но различаются по фазе. Работы при этих углах следует избегать, чтобы не получить ошибочных результатов. В некоторых особых случаях отраженное и преломленное излучения могут давать интерференционные картины, близкие по контрастности. Но различие между ними можно контролировать, если заранее рассчитать при помощи ЭВМ кривые контрастности для ряда углов на-

блюдения, значений относительного отверстия собирающей оптической системы и показателей преломления капель.

На рис. 1.24 приведены расчетные кривые зависимости контрастности от отношения диаметра d капли к шагу δ интерференционных полос для трех углов наблюдения. Путем выбора соответствующего значения δ можно анализировать любой декадный поддиапазон размеров в пределах общего диапазона 3–5000 *мкм*.

В число параметров, влияющих на контрастность, входят: шаг интерференционных полос, угол наблюдения, характеристики собирающей оптической системы (относительное отверстие собирающей линзы и размер и форма входной апертуры) и показатель преломления капли. Шаг интерференционных полос зависит от угла пересечения лазерных лучей, прошедших через каплю по разным путям и прибывших в данную точку в плоскости регистрации. Существует однозначное соответствие между шагом полос в спроецированной интерференционной картине, углом пересечения лазерных лучей, показателем преломления капли и ее диаметром. Контрастность спроецированной интерференционной картины, полученной при помощи собирающей оптической системы с конечным телесным углом регистрации, зависит от величины и формы собирающей апертуры. Интерференционная картина в плоскости регистрации имеет вид семейства гипербол, центрированных относительно прошедших напрямую лазерных лучей. С увеличением угла наблюдения контрастность картины растет вследствие увеличения полос с удалением от оси системы лазерных лучей.

Показатель преломления влияет на разность фаз лишь в случае прошедшего через каплю, т.е. преломленного света. Контрастность картины в отраженном свете от показателя преломления не зависит, что делает регистрацию отраженного света удобной альтернативой в тех случаях, когда показатель преломления неизвестен. Влияние показателя преломления на контрастность

при наблюдении под углом $\beta = 30^\circ$ иллюстрируется кривыми на рис. 1.25. Разброс показателя преломления n в очень широких пределах – от 1,33 для воды до 1,45 для некоторых органических соединений – приведет к погрешности определения размера капли не более $\pm 6\%$, если принять для показателя преломления некоторое среднее значение 1,4. Изменения показателя преломления с изменением температуры очень малы. Так, в случае воды при изменении температуры от 0 до 100 °С показатель преломления меняется всего на $\approx 0,014$. Если ожидаются более сильные изменения показателя преломления (например, в случае исследований при высоких давлениях), следует собирать отраженный свет, поскольку в этом случае показатель преломления не влияет на контрастность.

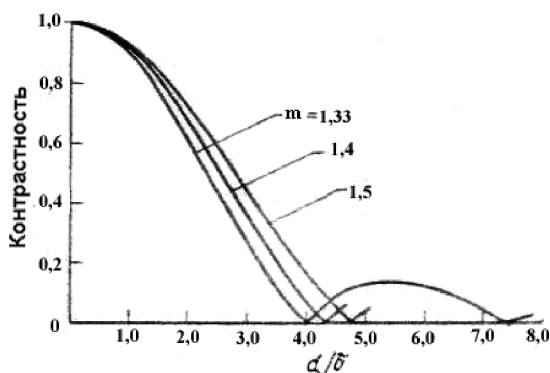


Рис. 1.25. Влияние показателя преломления на ход кривой контрастности: относительное отверстие собирающей линзы 1:2,8; $\lambda = 632,8 \text{ нм}$; $\beta = 30^\circ$

Экспериментальное подтверждение

Было проведено большое число тестовых измерений на каплях известных размеров в пределах всего рабочего диапазона прибора и при различных конфигурациях оптической системы. В промежуточной области размеров (30–500 мкм) для получения капель известных размеров применялся генератор монодис-

персных капель с вибрирующей соплом. Более мелкие капли (3–30 *мкм*) получались с применением метода разбавления, т. е. используя раствор масла в летучем спирте с известной концентрацией и формируя первичные капли из этого раствора. Впоследствии спирт испарялся, так что оставались маленькие вторичные капли известного размера. Крупные капли (2–3 *мм*) получались при помощи медицинского шприца с иглой.

На рис. 1.26 дается пример одного из полученных результатов для монодисперсных капель.

Установлено, что размеры крупных капель, определенные при помощи интерферометрического прибора, согласуются с непосредственно измеренными с точностью до $\pm 2\%$. Примерно такая же точность была получена в промежуточном диапазоне размеров (30–500 *мкм*). В области размеров 3–30 *мкм* контролировать образование капель было труднее из-за сложности работы с генератором монодисперсных капель в этом диапазоне. Тем не менее достигнутая точность интерферометрических измерений оценивается величиной $\pm 5\%$ ожидаемого размера капель.

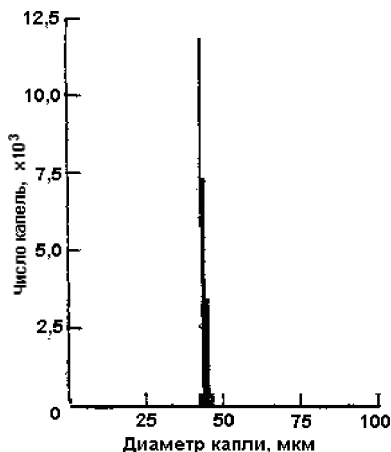


Рис. 1.26. Гистограмма измеренных диаметров монодисперсных капель номинальным диаметром 46 *мкм*

Для оценки применимости прибора для исследования полидисперсных струй распыленных жидкостей с большими счетными концентрациями капель были проведены измерения в таких струях. Было установлено, что наблюдение под углом 30° дает значительное увеличение отношения сигнал/шум по сравнению с наблюдением в направлении оси осветительной системы, поскольку в первом случае апертура фотоумножителя отсекает свет, рассеянный каплями, попадающими в лазерные лучи вне области их пересечения. При этом уменьшается и погрешность измерения, обусловленная влиянием капель, пересекающих лазерные лучи вне области их полного совмещения. Уменьшение контролируемого объема существенно снижает также вероятность одновременного наблюдения нескольких капель. Качественная оценка предельной для данного прибора счетной концентрации капель в струе распыленной жидкости была получена путем наблюдения разнесения всплесков сигнала от отдельных капель на осциллограмме. Оказалось, что прибор способен работать при по крайней мере на порядок более высоких концентрациях, чем приборы с наблюдением в направлении оси осветительной системы.

В случае струй с очень высокими счетными концентрациями капель или в связи с ограничениями, налагаемыми другими условиями эксперимента, можно применять наблюдение под углом $\beta = 90^\circ$. В этих условиях основной вклад в регистрируемое рассеянное излучение дает отраженный от капель свет. Схема такой системы наблюдения показана на рис. 1.27, *a*.

Из рисунка видно, что поле зрения собирающей оптической системы сильно ограничивает контролируемый объем. Стандартная осветительная система позволяет сфокусировать лазерные лучи до диаметра всего 50 мкм, а апертуру фотоумножителя можно подобрать так, чтобы она как раз вмещала изображение лазерного луча (~ 50 мкм при отсутствии увеличения). Теоретическая кривая контрастности при наблюдении под углом 90° со-

поставлена с экспериментальными данными на рис. 1.27, б. Согласие между ними вполне удовлетворительное.

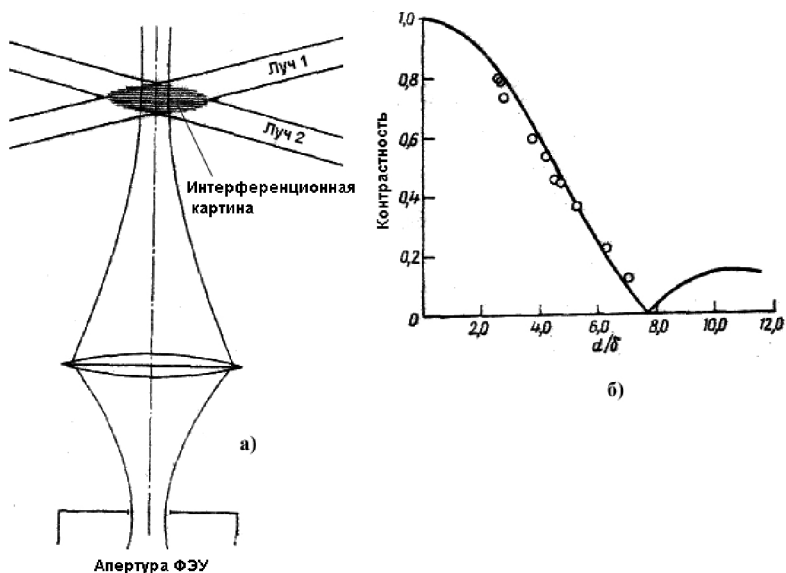


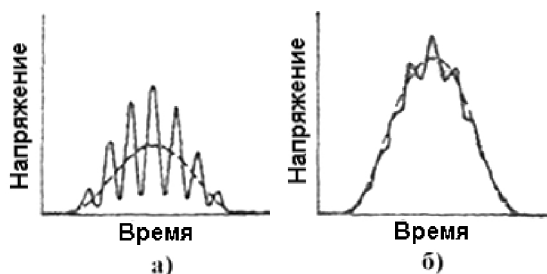
Рис. 1.27. Геометрия наблюдения под углом 90° (а) и сопоставление результатов измерения при $\beta = 90^\circ$ (точки) с соответствующей расчетной кривой (б): относительное отверстие собирающей линзы 1:2,2; $\lambda = 632,8 \text{ нм}$

Определение контролируемого объема

Одной из важнейших особенностей интерферометрического прибора с наблюдением под углом к оси осветительной системы является возможность получения очень малого контролируемого объема. Это уменьшает вероятность одновременного присутствия нескольких частиц в контролируемом объеме и делает прибор применимым при больших счетных концентрациях рассеивающих частиц. Интенсивность света, рассеиваемого частицей в контролируемом объеме, пропорциональна ее размеру [23].

Однако из рис. 1.24 видно, что в рабочей области (где нет неоднозначности в соответствии между размером частицы и контра-

стностью) более крупным частицам соответствует меньшая контрастность. Таким образом, «пьедестальная» компонента сигнала растет с увеличением размера рассеивающей частицы, а амплитуда доплеровской модуляции изменяется как произведение «пьедестальной» компоненты на контрастность. Это произведение стремится к нулю при очень малых диаметрах рассеивающих



частиц, достигает максимума при некотором промежуточном размере и вновь падает до нуля для достаточно больших частиц (рис. 1.28).

Рис. 1.28. Влияние размера частицы на амплитуду и контрастность сигнала: *a* – маленькая частица; *б* – большая частица

Размер контролируемого объема определяется величинами «пьедестальной» и доплеровской компонент сигнала рассеянного света. Частицы, дающие большую модуляционную компоненту, регистрируются в пределах большего объема, чем частицы, для которых модуляционная компонента мала.

Описываемый прибор подсчитывает число частиц в каждом интервале размеров. Поскольку вероятность регистрации частицы, дающей малую модуляционную компоненту, меньше вероятности регистрации частицы, дающей большую модуляционную компоненту, получаемая гистограмма распределения частиц по размерам оказывается «перекошенной». Для учета этого перекоса необходимо знать величину контролируемого объема для каждого размера частиц. Тогда для нахождения истинного

распределения по размерам нужно будет поделить число частиц, зарегистрированных в каждом малом интервал размеров, на величину контролируемого объема для этого интервала размеров. Такая нормировка необходима для всех применяемых в настоящее время оптических методов определения размеров частиц.

Рассмотрим некоторые вопросы, касающиеся определения контролируемого объема.

Для любой конфигурации оптической системы контрастность дается выражением

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1.31)$$

где I_{\max} , I_{\min} , – полные интенсивности светового потока, падающего на собирающую линзу, для случаев, когда относительно этой линзы сцентрированы соответственно светлая и темная интерференционные полосы. Определение (1.31) эквивалентно определению (1.30). «Пьедестальная» компонента (рис. 1.22) дается выражением

$$P = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2}, \quad (1.32a)$$

а доплеровская (модуляционная) – выражением

$$I_D = I_{\max} - I_{\min}. \quad (1.32b)$$

Можно детектировать те частицы, модуляционная компонента которых превышает некоторый пороговый уровень I_T , налагаемый электронными схемами, но не насыщает усилители.

Чтобы ограничить размеры контролируемого объема и вместе с тем обеспечить точное измерение контрастности, налагается следующее требование: процессор контрастности должен обрабатывать некоторое минимальное число полос, обычно выбираемое в пределах от 8 до 20. Таким образом, требуется детектировать частицы, модуляционная компонента которых превышает упомянутый порог на заданном числе полос.

При увеличении усиления фотодетектора, усиления в канале обработки сигнала или повышения интенсивности лазера некоторые частицы начнут насыщать усилители. Система защиты от перегрузки блокирует регистрацию таких частиц. Это свойство прибора используется при исследовании систем капель с очень широким распределением по размерам, поскольку динамический диапазон прибора ограничивается приблизительно декадой. Это значит, например, что при исследовании взвеси капель с диапазоном размеров от 10 до 600 *мкм* следует использовать два поддиапазона: 10–90 и 80–640 *мкм*. При этом для каждого поддиапазона важно подобрать усиления так, чтобы регистрировались частицы всех размеров в пределах выбранного поддиапазона

Оптическая система прибора

Оптическая система прибора должна обладать достаточной гибкостью, чтобы обеспечивать работу в широком диапазоне размеров капель при различных углах наблюдения и различных направлениях потока исследуемых капель. Схема оптической системы прибора показана на рис. 1.29. Она состоит из двух отдельных блоков – осветительного и собирающего. Применение двух отдельных блоков удобно в случае наблюдения рассеяния вперед, когда осветительная часть должна располагаться по одну сторону от изучаемого объекта, а собирающая – по другую. Если такие измерения не предусматриваются, обе части оптической системы можно разместить на общем основании.

Источником когерентного света служит гелий-неоновый лазер мощностью 15 *мВт*. Размеры контролируемого объема и шага интерференционных полос, требуемых для работы в различных поддиапазонах размеров капель, обеспечиваются при использовании нескольких различных конфигураций оптической системы. Нужный диапазон размеров области пересечения лазерных лучей перекрывается при помощи различных комби-

наций расширителей луча и проекционных линз, которые можно вводить в оптический тракт или удалять из него (см. рис. 1.29).

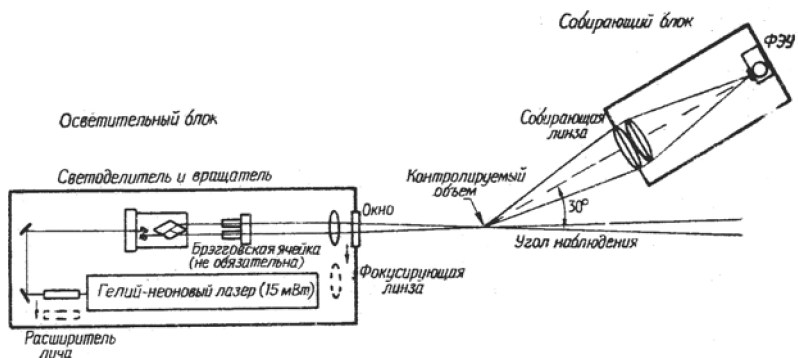


Рис. 1.29. Общая оптическая схема прибора

Применительно к требованиям данного прибора был специально сконструирован узел светоделителя и вращателя плоскости разделения лучей, позволяющий легко и точно задавать разнесение лазерных лучей и направление измеряемой компоненты скорости капель. Для выбора оптической конфигурации, соответствующей нужному поддиапазону размеров капель, ожидаемое среднее значение диаметра капель вводится в микро-ЭВМ системы и требуемые параметры оптической системы выводятся на видеодисплей. В стандартной системе точка пересечения лучей, задающая положение центра контролируемого объема, находится на расстоянии 75 см от выходного окна. При необходимости это расстояние можно менять от нескольких сантиметров до нескольких метров.

Осветительная система может быть снабжена устройством сдвига частоты на основе ячейки Брэгга, что позволяет регулировать относительную ширину полосы частот и различать направление движения рассеивающих частиц в потоке. Это устройство может понадобиться, например, при измерении массового расхода капель воды, падающих на топливный стержень ядерного реактора, и числа капель, отскакивающих от этого

стержня. Описываемая система позволяет определять размер и скорость каждой падающей и каждой отскакивающей капли, при этом сдвиг частоты дает возможность отделять падающие капли от отскакивающих.

Рассеянный свет собирается стандартной системой с линзой, имеющей фокусное расстояние $F = 125 \text{ мм}$ и относительное отверстие 1:5. Вторая линза фокусирует собранный свет на входную апертуру ФЭУ. Размер этой апертуры можно регулировать, что позволяет выбирать размер поля зрения в соответствии с условиями измерения. При этом максимальный размер этой апертуры достаточно мал, чтобы отсекал свет, рассеянный из области, лежащей вне пределов пересечения лазерных лучей.

Электронная аппаратура обработки данных

Для быстрого и точного определения контрастности и доплеровского периода сигнала рассеянного света был сконструирован специальный микропроцессор.

Модуляционная и «пьедестальная» компоненты выделяются из сигнала фотоумножителя встроенными фильтрами. Модуляционная компонента проверяется трехуровневым детектором на пересечение верхнего порогового уровня, нулевого уровня и нижнего порогового уровня на каждом периоде модуляции. Эта схема эффективно отсекает паразитные шумы, которые могут возникать в оптической системе или в электронных схемах. Кроме того, периодически время от времени проводится проверка на постоянство доплеровской частоты в пределах одного всплеска сигнала, относительное изменение которой не должно превышать заданное значение. Величина периода доплеровской частоты определяется по 5, 8 или 16 циклам. Для определения этого периода используется тактовый генератор на $62,5 \text{ МГц}$, сигнал которого поступает на счетчики, отпираемые первым циклом доплеровского сигнала, удовлетворяющим предъявленным требованиям, и запираются в конце 5, 8 или 16-го цикла.

Микропроцессор вычисляет величину периода, усредненную по указанному числу циклов, и выводит результат на табло на передней панели прибора и на выход, причем на выход поочередно выводятся значения периода и контрастности. Период доплеровской частоты может измеряться в диапазоне частот от 2 кГц до 10 МГц, а контрастность – в диапазоне от 2 кГц до 5 МГц.

Контрастность определяется путем аналогового интегрирования демодулированной модуляционной и «пьедестальной» компонент сигнала и нахождения отношения полученных интегралов. Результат выводится на светодиодное табло на лицевой панели прибора, а также на выход в виде 10-битного двоичного числа. Описанная система позволяет обрабатывать всплески сигнала, поступающие с частотой до 10^4 с^{-1} .

Напряжение питания фотоумножителя выбирается микропроцессором таким образом, чтобы усиление обеспечивало регистрацию самых малых капель в выбранном поддиапазоне, но без насыщения усилителей сигналом от самых больших. Имеются также схемы автоматической компенсации возможной постоянной фоновой составляющей сигнала. Порог детектирования сигнала может задаваться как вручную, так и автоматически.

Обработка результатов измерений

Для обработки и анализа данных, получаемых в результате измерений, применена микро-ЭВМ. По мере накопления данных она строит и выводит на ЭЛТ-дисплей гистограммы размеров и скоростей капель, а также регистрирует общее время измерения и число сделанных выборок (число зарегистрированных всплесков сигнала, соответствующих прохождением отдельных капель через контролируемый объем). По накоплении заданного числа выборок ЭВМ выводит результаты на печать или на магнитный диск.

Разработанные программы расчета позволяют определять величины различных средних размеров зарегистрированных ка-

пель: среднего диаметра по Заутеру, линейного среднего диаметра, среднего диаметра по площади поверхности или по объему капель. По измеренной скорости капель и известному размеру контролируемого объема можно определить массовый расход капель и их счетную или массовую концентрацию. Зарегистрированные данные позволяют также определить среднюю скорость, уровень турбулентности и корреляцию между размерами капель и их скоростями.

Экспериментальные данные

Описанный прибор позволяет проводить измерения на расстоянии всего несколько сантиметров от выходного среза сопла распылителя. Распределения капель по скоростям и размерам регистрировались для ряда осевых и радиальных положений в струе. Для каждой наблюдавшейся капли регистрировались размер и скорость и полученные данные заносились на магнитный диск системы обработки данных. По этим данным затем строились распределения капель по скоростям и размерам, оценивались турбулентные пульсации и находились корреляции между скоростью и размером капель.

Пример распределения капель по размерам приведен на рис. 1.30 [3]. Это распределение было снято на оси струи на расстоянии 5 см от выходного среза сопла распылителя. Распылитель работал при перепаде давления воздуха на сопле 6,89 кПа. В этой точке средний диаметр капель по Заутеру $d_{32} = 48,6$ мкм, среднеквадратичное отклонение размеров капель $s = 7,58$ мкм. Установлено, что с удалением от оси струи средний диаметр капель несколько увеличивается. Это обусловлено тем, что капли вылетают из сопла, имея некоторую радиальную компоненту скорости, при этом более крупные капли обладают большим импульсом и поэтому удаляются на большее расстояние от оси струи. На рис. 1.31 представлена корреляция между скоростями

капель и их размерами, полученная для той же точки (на оси, на расстояний 5 см от среза сопла).

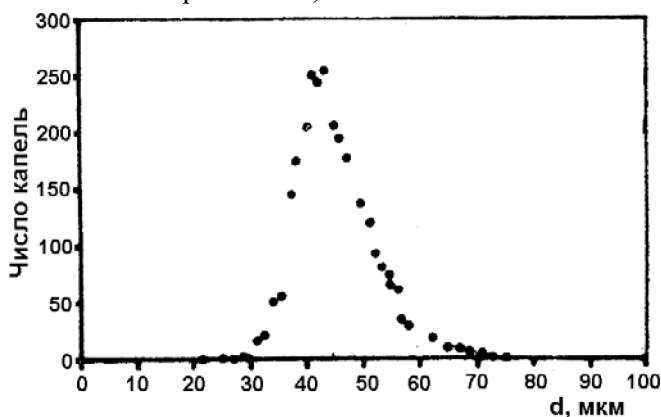


Рис. 1.30. Пример распределения диаметров капель в струе от распылителя

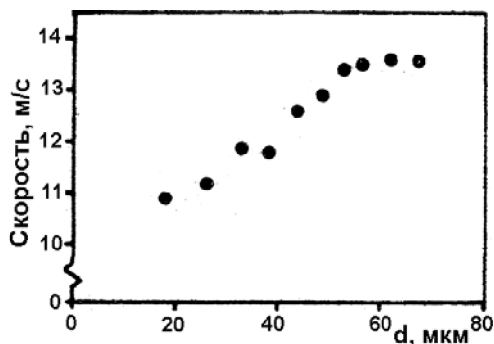


Рис. 1.31. Пример корреляции между измеренными значениями диаметров и скоростей капель (условия измерения как для рис. 1.30, см. текст)

Видно, что мелкие капли замедляются быстрее более крупных. Этот эффект приводит к различию между распределениями капель по размерам, полученными по рассеиванию света ансамблем капель в коллимированном лазерном луче и при помощи систем, дорабатывающих сигналы от одиночных капель. Поскольку поток капель, определяемый произведением

$$F = N(d) \cdot u(d) \cdot A, \quad (1.33)$$

постоянен (предполагается, что ни потерь капель из-за соударений, ни испарения не происходит), изменение скорости $u(d)$ малых капель может приводить к соответствующему изменению счетной концентрации $N(d)$. В выражении (1.33) A – площадь поперечного сечения измерительного объема в месте пересечения лучей лазера. Поэтому прибор, регистрирующий распределение капель по некоторому объему (его описание см. в п. 7.1), может показать большее число более медленных капель, чем прибор, обрабатывающий сигналы от отдельных капель. Описанный интерферометр регистрирует поток капель, а, поскольку одновременно измеряются их скорости, это дает возможность определить и локальную счетную концентрацию в точке наблюдения. Эти локальные значения можно затем усреднить по поперечному сечению лазерного луча для нахождения среднего размера, определяемого при помощи прибора с рассеянием от ансамбля частиц. Оказалось, что возможность находить распределения капель по размерам практически в точке очень важна. Ввиду особенностей конструкции сопла формируемая им струя не обладала осевой симметрией. Более того, в выполненных исследованиях было обнаружено, что мелкие капли у периферии струи могли местами двигаться навстречу потоку (рециркулировать), причем даже в том случае, когда вокруг струи создавался экранирующий поток воздуха со скоростью $0,4$ м/с. В этих условиях измерение с усреднением по пути луча привело бы к получению завышенных значений относительного содержания мелких капель, причем величина этого завышения зависела бы от уровня такого «рециркулирующего» движения.

При измерениях в преломленном свете могут возникнуть трудности, если показатель преломления капель неизвестен или изменяется под влиянием изменений температуры. В этом случае можно проводить измерения в отраженном свете. На резуль-

таты измерения могут влиять также отклонения формы капель от сферической. Если капли случайным образом осциллируют относительно сферической формы, усреднение результатов измерения по 10 000 или большему числу капель должно дать достаточно точное значение диаметра эквивалентной сферы. Если же капли деформируются в некотором предпочтительном направлении, например, под действием некоторого распределения аэродинамического давления, то, вращая интерференционную картину, можно измерить диаметр капель в нескольких направлениях. По результатам этих измерений можно определить коэффициент формы капель.

Важнейшее достоинство данного метода – возможность проведения измерений в очень широком диапазоне размеров капель (от 3 до 5000 *мкм*). При этом описанный прибор можно использовать как в режиме наблюдения в направлении оси осветительной системы для интерферометрических измерений частиц в диапазоне размеров 2–200 *мкм*, так и в режиме наблюдения под углом к оси (в геометрии рассеяния вперед, на 90° или назад) для определения размеров капель жидкости.

1.5. PIV-методы*

Разновидностью метода пробных частиц является метод измерения скорости изображения частиц, в котором для освещения частиц используется тонкий, плоский луч от импульсного лазера. Благодаря повторяющимся импульсам лазерного излучения изображения частицы представляют собой яркие точки, смещенные в пространстве. Указанное смещение связано со скоростью потока (см. каталог приборов фирмы Dantec (Дания; E-mail: info@octava.ru)).

* PIV – particle imaging velocimetry.

2. Методы изучения общей структуры потока

Теневые и интерференционные методы [23, 10, 6]

Большое значение среди оптических методов диагностики, основанных на просвечивании среды, продолжают занимать теневые и интерференционные методы исследования течений. Впервые теневой метод был предложен Фуко в XIX в. для определения качества обработки оптических деталей в процессе изготовления. Особенно широко в настоящее время он применяется для изучения распределения показателя преломления $n(x, y, z)$ в изотропных средах; этот вариант теневого метода иногда называют *методом Теллера*, или *шлирен-методом*. Сущность метода такова. На некотором расстоянии от объектива размещается точечный источник света, а в том месте, где объектив дает изображение этого источника, ставится диафрагма в виде пластинки с острым прямолинейным краем (нож Фуко). Если объектив не имеет аберраций и выходящая из него волна строго сферична, то при перемещении ножа перпендикулярно оптической оси изображение источника света на экране мгновенно пропадает, как только нож перекроет изображение источника света и при условии, что среда, имеющаяся на пути светового пучка после объектива, оптически однородна. Любая оптическая неоднородность S , поставленная на пути светового пучка, вызывает искажение волнового фронта, а, следовательно, идущий из этих участков свет дает изображение светящейся точки в другом месте (рис. 2.1). Поэтому в тот момент, когда все поле будет казаться темным, так как основное изображение перекрыто ножом, лучи, идущие из оптической неоднородности, будут еще попадать на экран и давать изображение неоднородности либо освещенной на темном поле, либо темной на светлом поле. Зна-

чительно увеличились возможности теневого метода после замены точечного источника света щелевым, что позволяет получить во много раз больший световой поток без потери чувствительности. Увеличение количества света позволило сократить время выдержки, необходимое для фотографирования картины, а следовательно, появилась возможность исследовать быстро протекающие процессы, такие, как движение ударной волны и др. Еще более расширились возможности теневых методов диагностики после применения в качестве источников излучения оптических квантовых генераторов - лазеров.

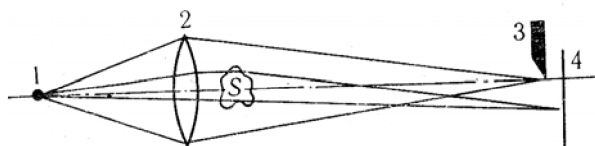


Рис. 2.1. Принцип действия теневого метода: 1 – источник света; 2 – объектов; 3 – нож Фуко; 4 – экран

В настоящее время наибольшее распространение, в силу своих достоинств, получили оптические схемы, в которых исследуемая неоднородность располагается в параллельном пучке лучей (рис. 2.2). Параллельный пучок света, выходящий из объектива 4, проходит через область исследования и собирается в фокальной плоскости объектива 5, давая изображение источника света 1, ограниченное прямоугольной щелью 3, которое почти полностью экранируется «ножом» 6, когда его кромка расположена у оптической оси системы. Освещенность экрана 7 будет определяться расстоянием от кромки «ножа» до оптической оси. Если в параллельном пучке поместить оптическую неоднородность, часть лучей отклонится на некоторый угол ϵ , зависящий от показателя преломления неоднородности. Отклонение лучей вызывает смещение изображения источника света на некоторую величину, а, следовательно, освещенность изображения уменьшится или увеличится в зависимости от направления наблюде-

ния. Относительное изменение освещенности в точке, сопряженной с неоднородностью, зависит от величины угла отклонения лучей ϵ , фокусного расстояния объектива 5, расстояния от кромки ножа до оптической оси.

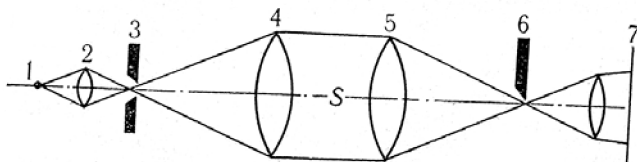


Рис. 2.2. Схема теневого прибора для количественных исследований неоднородностей, расположенных в параллельном пучке

Зарегистрированное с помощью фотопластинки изменение освещенности точки на экране позволяет затем определить углы отклонения света, а следовательно, пространственное распределение градиента показателя преломления в исследуемой неоднородности в направлении, перпендикулярном кромке ножа. Поскольку распределение показателя преломления связано с распределением плотности среды, определяемым полем температур, давлений и др., то, зная поле показателя преломления, можно определить поля плотности, давления, температур.

Имеется большое количество оптических схем теневых приборов [23, 10, 6], что вызвано разнообразием задач исследований и различием в требованиях, предъявляемых к результатам измерений.

Наибольшее развитие теневые методы получили при изучении процессов в газах в связи с развитием сверхзвуковой ракетной техники. Они позволяют определить контуры ударных волн и охарактеризовать их взаимодействие с твердыми объектами, газовым потоком и друг с другом. Теневые методы оказываются полезными при исследовании явлений термодиффузии конвективных потоков вокруг нагретых тел, процессов впрыска, сме-

шения и горения в стационарных и нестационарных условиях. Теневые методы наиболее пригодны для случаев, когда имеют место небольшие градиенты показателя преломления.

Для исследований сверхзвукового двухфазного потока используются импульсные теневые установки, в которой осветителем служит рубиновый лазер, работающий в импульсном режиме.

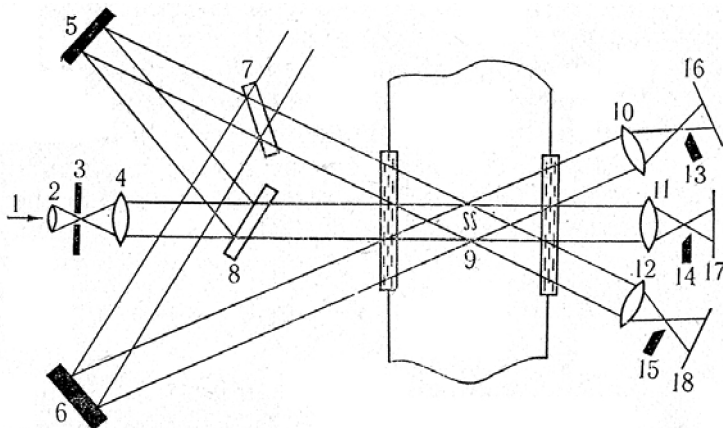


Рис. 2.3. Оптическая схема импульсной теневой установки с трехкадровой фоторегистацией: 1 – луч лазера; 2, 4, 10–12 – линзы; 3 – диафрагма; 5, 6 – глухие зеркала; 7, 8 – полупрозрачные зеркала с коэффициентом отражения 50 и 70% соответственно; 9 – исследуемая область; 13–15 – ножи; 16–18 – экраны

При исследовании динамики процессов горения совокупности мелких капель горючего для получения информации об изменении их размеров, о распределении плотности в окружающей среде большой интерес представляет использование импульсных теневых установок, работающих по схеме многокадрового фотографирования за счет пространственно-временного разделения кадров с помощью системы зеркал. На рис. 2.3 изображена оптическая схема импульсной теневой установки с трехкадровой фоторегистацией исследуемого процесса. Луч рубинового лазера с длительностью импульса 5 нс при помощи

глухих и полупрозрачных зеркал с коэффициентом отражения 70 и 50% разделяется на три луча, разность оптического пути между которыми определяет временной интервал между картинами, получающимися на экранах 16–18.

Наряду с теньевыми большое распространение получили интерференционные методы для исследования полей температур и концентраций в аэродинамических экспериментах. В отличие от теневого метода, чувствительных к изменению градиента оптической длины пути, интерферометры реагируют на изменения оптической длины, что в некоторых случаях дает им преимущество перед теньевыми приборами при количественных измерениях. Во всех интерферометрах из исходного светового пучка формируются отдельные, обычно пространственно разделенные пучки, которые затем совмещаются, образуя в области их пересечения интерференционную картину в виде светлых и темных полос.

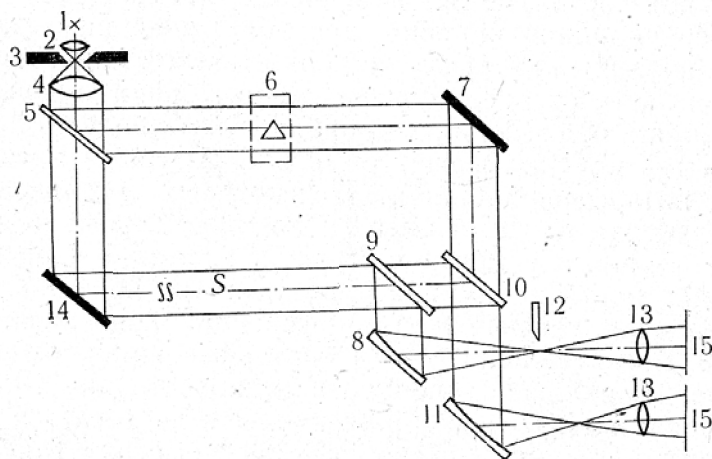


Рис. 2.4. Схема для одновременного получения теневого и интерференционного картин

Одна из классических схем интерферометра на основе интерферометра Маха–Цандера представлена на рис. 2.4. Сформи-

рованный с помощью источника света *1*, объектива коллиматора *2* и щели *3* световой пучок формируется объективом *4* в параллельный и поступает на полупрозрачное зеркало *5*. Отраженная часть света, называемая рабочим пучком поступает на зеркало *14*, проходит через область исследования *S*, полупрозрачное зеркало *10*. Свет, прошедший через полупрозрачное зеркало *5* (опорный пучок), поворачивается зеркалом *7* и поступает на зеркало *10*. После зеркала *10* опорный и рабочий пучки совмещаются и поступают на объектив *9*, образуя в плоскости экрана *8* интерференционную картину. Если опорную ветвь перекрыть непрозрачной задвижкой *6*, то часть рабочего пучка, проходящая после зеркала *10* через объектив *11*, визуализирующую диафрагму *12*, образует в плоскости экрана *15* теневое изображение исследуемой неоднородности *S*. В приборах такого типа можно поочередно получать теневое или интерференционное изображение. Если не перекрывать опорный пучок, то в этом случае в приемной части, где нет диафрагмы, наблюдается чисто интерференционная картина, а изображение на экране *15*, носит смешанный интерференционно-теневой характер. В зависимости от предварительной настройки теневой ветви прибора и от степени неоднородности исследуемой среды получаемая картина может быть ближе либо к теневой, либо к интерференционной. В некоторых исследованиях для получения качественных и количественных результатов (например, определение структуры течения и распределения плотности и температуры) желательное одновременное получение теневой и интерференционной картин.

В настоящее время улучшение методов теневых и интерференционных измерений связано с использованием импульсных источников света, скоростных кинокамер, фотоэлектрической регистрацией сдвига или сканирования интерференционного поля по времени, соответственно, с использованием ЭВМ.

На рис. 2.5 представлена мгновенная теневая фотография сферы (диаметром 11,25 мм), движущейся справа налево в воздухе при числе Маха $M = 4,01$ [40]. На изображении структуры потока хорошо видны два тонких скачка уплотнения, один перед сферой, другой – сзади неё. Оба скачка отсоединены от сферы. Передний скачок уплотнения отсоединен, потому что передняя часть движущегося тела тупая. Задний скачок уплотнения отсоединен в связи с отрывом пограничного слоя на задней половине сферы, благодаря которому, в частности, увеличивается её эффективный размер. Область отрыва пограничного слоя видна по двум светлым прямым, отходящим от сферы сразу за её экватором. Третий, гораздо более слабый скачок уплотнения, образуется в точке отрыва.

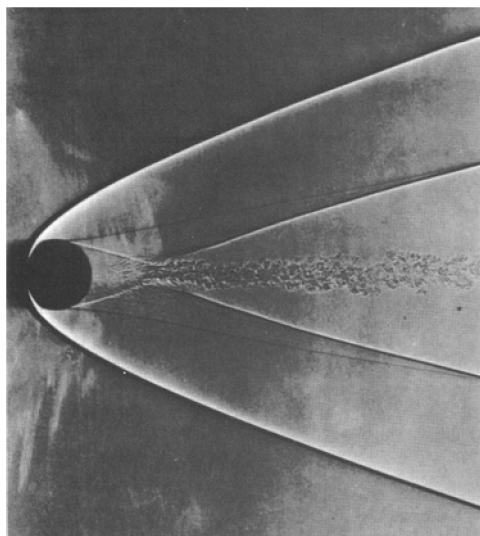


Рис. 2.5. Мгновенная фотография сферы (диаметром 11,25 мм), движущейся справа налево в воздухе при $M = 4,01$

На рис. 2.6 приведены теневые фотографии сверхзвукового обтекания в аэродинамической трубе ромбовидных профилей разной толщины при нулевом угле атаки [1]. На каждой из этих

фотографий отчетливо видны скачки уплотнения у носка профиля, пучки характеристик у верхнего и нижнего выпуклых углов профиля и характеристики, отходящие от неровностей на стенках аэродинамической трубы, по наклону которых можно судить о скорости потока в трубе.

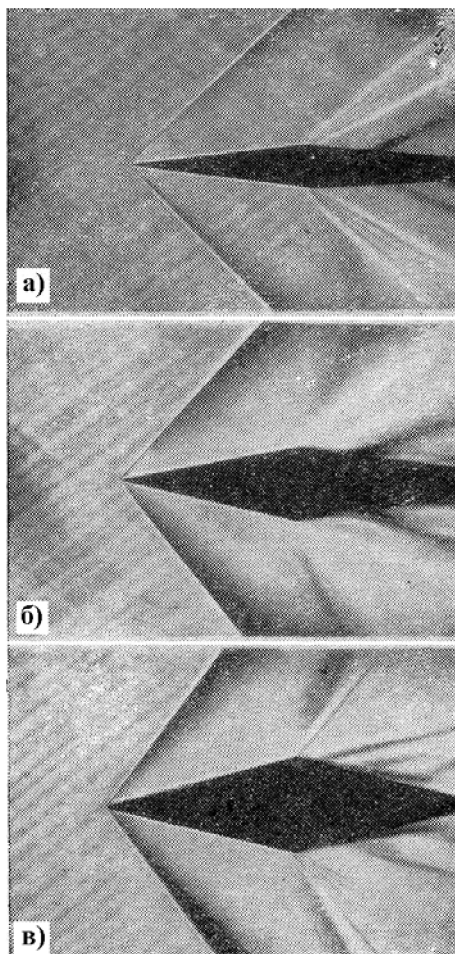


Рис. 2.6. Теневые фотографии сверхзвукового обтекания ромбовидного профиля на нулевом угле атаки при $M_1 = 1,7$. Полуугол при вершине ромба: $a - \omega = 7^\circ$, $б - \omega = 12^\circ$, $в - \omega = 14^\circ$

3. Методы измерения плотности

Обычно плотность ρ (или концентрация $c = \rho/M$) определяется из уравнения состояния идеального газа, если измерены величины температуры и давления. Прямое измерение плотности может быть осуществлено при помощи измерения коэффициента ослабления A лазерного луча, вызванного поглощением и рассеянием при его прохождении сквозь исследуемую среду [5, 4]:

$$A = \lg \frac{I_{\text{ЭК}}}{I_{\text{лаз}}} = l \cdot c_i \cdot \sigma_{i,\text{ЭК}},$$

где l – расстояние, пройденное лучом в исследуемом образце; c_i – концентрация; $\sigma_{i,\text{ЭК}}$ – коэффициент поглощения; $I_{\text{ЭК}}/I_{\text{лаз}}$ – отношение интенсивности излучения после прохождения расстояния l в поглощающей среде к начальной интенсивности лазерного луча. Если можно зафиксировать длину l или концентрацию c_i , то измерение коэффициента ослабления позволяет произвести восстановление поля концентраций, т. е. плотности. Современные оптические методы измерения плотности основаны на лазерном рэлеевском рассеянии (см. разд. 4.2). В сжимаемых потоках, когда давление и температура могут быть неизвестны, по рэлеевскому рассеянию также определяют плотность, которая может использоваться для сравнения с результатами численного моделирования [5].

Частота света, рассеянного в режиме рэлеевского рассеяния, несколько отличается от частоты лазерного излучения из-за движения молекул газа и взвешенных частиц. Поскольку молекулы совершают хаотическое движение, в конечном итоге ширина спектральной линии рассеянного света определяется скоростью хаотического движения и, следовательно, температурой (и плотностью) молекул. Следовательно, по ширине спектральной линии можно найти скорость теплового движения молекул, а по величине среднего доплеровского сдвига частоты – скорость направленного движения (см. разд. 1.2).

4. Методы измерения концентраций компонентов

4.1. Методы отбора проб [5, 21, 7]

Методы отбора проб часто используются в диагностике процессов горения для измерения состава газового потока, а также для определения концентрации жидкой фазы. Суть методов состоит в том, что в изучаемый поток вводится пробоотборник – зонд, через который отбирается некоторая порция среды и далее уже вторичными средствами изучается её состав.

При изучении состава газа зонд представляет собой кварцевую трубку с вытянутым капилляром в форме усеченного конуса с углом раствора $10\text{--}15^\circ$. Общая длина капилляра до 8 мм, внутренний диаметр его входного отверстия 35 мкм, а наружный не превышает 100–350 мкм. Такая конструкция зонда позволяет вводить его в пламя без какого-либо влияния на фронт. Это очень важно с точки зрения достоверности получаемых данных. При высокотемпературных измерениях стенки пробоотборника охлаждаются так, чтобы остановить протекание химических реакций в пробе смеси внутри трубки пробоотборника (что часто называют «замораживанием» реакций). «Замороженная» проба затем анализируется для определения ее состава с помощью самых разнообразных методов.

Для анализа проб, отобранных из пламени, можно использовать масс-спектрометры – приборы с разрезающей способностью не ниже 400–500 м. е. [21]. Наилучшая разрешающая способность их составляет 10 000 м. е.

Хроматографический метод определения состава газов

Хроматографический метод – это один из широко известных пробоотборных методов определения состава веществ. Он широко применяется в различных отраслях, в том числе для определения состава продуктов сгорания. Данный метод был предложен русским ученым М.С. Цветом в 1903 г., однако свое раз-

вите получил лишь после 50-х годов XX в. Название метод получил от первоначальной задачи, при решении которой он был открыт и в дальнейшем обоснован. М.С. Цвет пропускал жидкую биомассу через стеклянную колонку, заполненную мелом, который выполнял роль адсорбента, для разделения этой биомассы на составляющие. Так как количество выделенного вещества определялось по площади окрашенной поверхности адсорбента, метод получил название хроматография (цветопись).

В современном понимании: «хроматографией называется физический метод разделения, при котором разделяемые компоненты распределены между двумя фазами, одной из которых является неподвижный слой с большой поверхностью, а другой – поток, фильтрующийся через неподвижный слой» [7].

Применительно к задачам учебно-методического пособия будем рассматривать лишь газовую хроматографию. В данной разновидности хроматографии имеются следующие основные элементы:

- 1) подвижная фаза – газ-носитель – содержит в своем составе вещество, подлежащее выделению;
- 2) колонка из металла, стекла или фторопласта заполнена твердым веществом – адсорбентом;
- 3) адсорбент – твердое вещество, обладающее огромной поверхностью: от десятков до сотен тысяч метров квадратных на 1 грамм массы. Это, например, активированный уголь, цеолит, молекулярные сита и т.п.;
- 4) термостат, в который устанавливают колонку, поддерживающий оптимальную для данной методики температуру.

Разделение сложной газовой смеси происходит следующим образом. Через колонку, содержащую адсорбент, с постоянной скоростью прокачивают газ-носитель. В этот поток, с помощью устройства ввода пробы, вводят небольшое количество анализируемой смеси. В качестве такого устройства применяют медицинские шприцы либо специальные краны – дозаторы. Газ-

носитель транспортирует введенную пробу через колонку. Молекулы анализируемой смеси, при передвижении через слой адсорбента, находящегося в колонке, претерпевают многочисленные акты сорбции – десорбции. Скорость этих актов зависит от физико-химических характеристик молекул разделяемой смеси и различна для разных молекул. В результате, скорость прохождения разных компонентов через колонку будет различной (см. рис. 4.1). При достаточной длине хроматографической колонки введенная на ее входе смесь разных веществ может быть полностью разделена. Время удерживания данного вещества постоянно при данной скорости прокачки и температуре, однако ничего не говорит о том, что это за вещество. Поэтому хроматография количественный, а не качественный анализ.

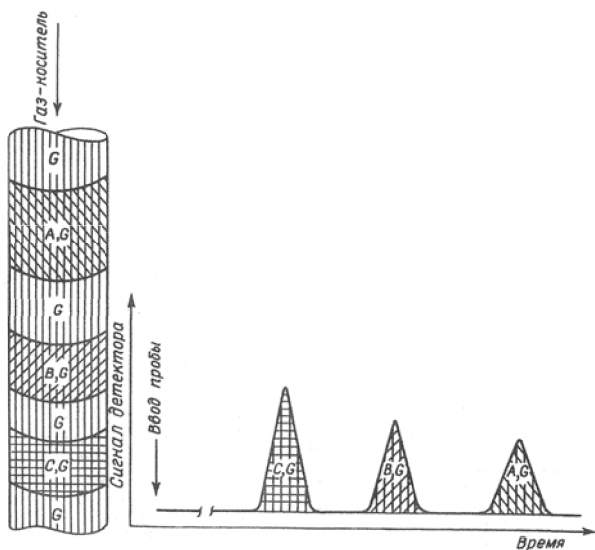


Рис. 4.1. Проявительная газовая хроматография: *а* – участок колонки со сложившимся распределением хроматографических зон; *б* – хроматограмма

Кроме газовой адсорбционной хроматографии (ГАХ), различают также газовую жидкостную хроматографию (ГЖХ), в ко-

торой неподвижная фаза представляет собой слой жидкости, нанесенный на поверхность твердого носителя. В качестве такой фазы может быть, например, вазелиновое масло, нанесенное на мелкодисперсные зерна кирпича. Для насадочной колонки берут трубку внутренним диаметром 2...5 мм, длиной 1...10 м. Для капиллярной колонки, например, то же масло наносят на внутреннюю поверхность капилляра, внутренним диаметром 0,2...0,5 мм и длиной от 20 до 200 и более метров. Разделение в такой колонке происходит за счет разной растворимости анализируемых компонентов в слое жидкости.

Для определения количества разделенных компонентов на выходе из хроматографической колонки устанавливают специальный детектор. Наибольшее распространение получили:

- детектор по теплопроводности, или *катарометр* (от греческого слова «катарос» – чистота);
- его модификация для определения горючих компонентов – *термохимический детектор*;
- *пламенно-ионизационный детектор* (ПИД), предназначенный для детектирования углеводов.

Первые два детектора используют, как правило, для ГАХ, ПИД – в основном, для ГЖХ. Современные газовые хроматографы обычно позволяют применять оба типа хроматографических колонок и, соответственно, комплектуются необходимыми типами детекторов.

Катарометр (детектор) обычно содержит две совершенно одинаковые ячейки – рабочую и сравнительную, каждая из которых предназначена для непрерывного измерения теплопроводности поступающего в них газа. Рабочую ячейку устанавливают на выходе из хроматографической колонки, сравнительную – в потоке чистого газа-носителя. Состоит катарометр из массивного корпуса, в полостях которого установлены чувствительные элементы – нагреваемые стабилизированным электрическим током металлические нити, через которые продуваются

соответствующие – рабочий и сравнительный – потоки газа-носителя. Для повышения точности измерений катарометр, как и колонки, помещают в термостат, от случайных флуктуаций температуры защищает массивность корпуса. Скорость газа-носителя, с помощью системы подготовки газов, поддерживают строго постоянной, что важно как для работы катарометра, так и для работы колонки. Нити включены в противоположные плечи электрического моста, в одну диагональ которого подают питание от стабилизированного источника, с другой – снимают сигнал (см. рис. 4.2). Перед введением пробы мост балансируют.

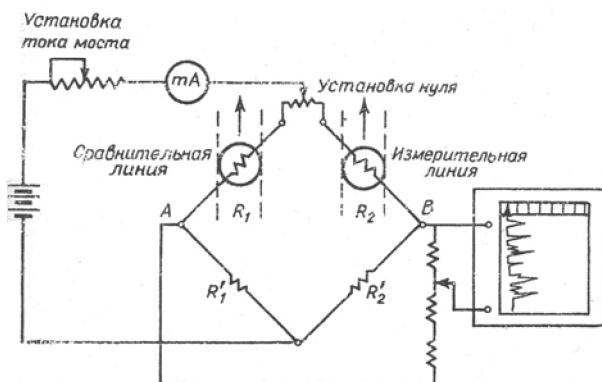


Рис. 4.2. Схема включения двухплечевого катарометра в измерительный мост

При попадании в рабочую ячейку компонентов из колонки, как правило, с меньшей теплопроводностью, чем газ-носитель, температура чувствительного элемента возрастает из-за уменьшения теплоотвода, возрастает сопротивление металлической нити и с диагонали моста снимается сигнал разбаланса. При записи самописцем такой сигнал выглядит в виде «хроматографического пика», площадь которого пропорциональна объемной концентрации данного компонента. Хроматограмму – сигналы от всех разделенных компонентов – в настоящее время обрабатывают с помощью ПЭВМ, что позволяет получить результаты анали-

за практически в реальном времени выполнения эксперимента. Дифференциальная схема включения ячеек позволяет компенсировать небольшие изменения расхода газа-носителя и температуры. При использовании катарометра газ-носитель надо выбирать возможно большей теплопроводности, что повышает чувствительность метода. Таким газом является водород, однако из-за его взрывоопасности чаще применяют инертный гелий. Реальная чувствительность такого детектора порядка 0,1%.

Термохимический детектор отличается от катарометра тем, что чувствительный элемент рабочей ячейки покрыт катализатором, а в качестве газа носителя используют обычно воздух. Тогда температура чувствительного элемента увеличивается не только из-за снижения теплоотвода, но и за счет выделения тепла при каталитическом окислении компонента на нити. Реальная чувствительность такого детектора примерно на порядок выше, около 0,01%.

Схема ПИД представлена на рис. 4.3. В этом детекторе используется измерение проводимости пламени водорода и воздуха, в которое подмешивается поступающий из колонки газ-носитель, обычно азот, с разделяемыми углеводородными компонентами. Сопротивление пламени из химически чистых водорода, воздуха и подмешиваемого инертного для него азота весьма велико, порядка 10^{13} и более Ом. При попадании в это пламя углеводорода происходит ионизация, резко увеличивающая проводимость пламени. Чувствительность такого детектора достигает 10^{-7} % по метану. Такие детекторы также могут быть включены по дифференциальной схеме.

Следует отметить, что некоторые компоненты, содержащиеся в продуктах сгорания, мешают определению. Так, практически всегда мешают пары воды, которые поглощаются адсорбентом колонки, снижая ее делительную способность. Поэтому перед введением пробы в колонку следует предварительно уда-

лить из нее воду. Для этого пробу можно пропустить через патрон с безводным хлористым кальцием.

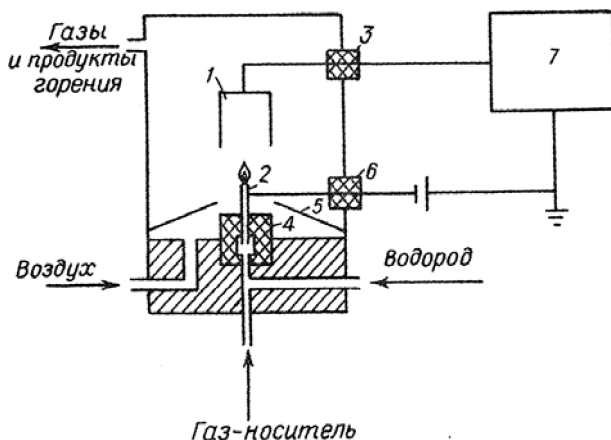


Рис. 4.3. Схема ионизационного пламенного детектора: 1 – электрод-коллектор; 2 – горелка; 3 – изолятор электрода коллектора; 4 – изолятор горелки; 5 – диффузор; 6 – изолятор питания; 7 – электрометр

Иногда мешает диоксид углерода, который можно проглотить вместе с парами воды, пропустив пробу через патрон с обезвоженным аскаритом.

При отработке хроматографической методики необходимо обратить внимание на расшифровку хроматографических пиков. Здесь возможны ошибки, связанные с неправильной идентификацией – хроматографический пик может принадлежать другому компоненту, а также с неразделенностью пиков. Возможно также появление «ложных» пиков, связанное с чрезмерным объемом вводимой пробы. Все эти возможные ошибки следует устранить при отработке конкретной методики.

Особо следует отметить сложности, возникающие при анализе продуктов сгорания, содержащих жидкие в нормальных условиях углеводороды. Эти сложности связаны с конденсацией таких углеводородов при отборе и введении проб продуктов сгорания. Хроматографическую методику в таком случае можно

использовать, применив для ввода проб обогреваемую линию отбора и кран-дозатор, обогреваемый до температуры, превышающей точку росы для этих соединений (+150 °С). Однако в таком случае концентрация углеводородов определяется во влажных продуктах сгорания, в то время как определение других компонентов – в сухих, обезвоженных продуктах, часто и с удалением диоксида углерода. Поглощение мешающих продуктов при применении нескольких хроматографических методик определения состава продуктов сгорания следует учитывать при расчете.

При необходимости определения суммарного содержания углеводородов, в пересчете на метан, необходимо отказаться от хроматографического разделения углеводородов. Для этого можно использовать насадочную колонку малой длины, заполненную гранулированным стеклом. В таком случае получим пик неразделенных углеводородов, т. е. их суммарного содержания. Для этой же цели можно также переделать серийный хроматограф, дополнив его системой для непрерывной подачи горячей (+150 °С) пробы непосредственно на ПИД, без применения хроматографической колонки. Это позволит непрерывно определять концентрацию суммы углеводородов с калибровкой по метану.

В заключение отметим, что тщательно отработанная методика газового хроматографического анализа позволит не только надежно определять состав продуктов сгорания на выходе из камеры сгорания, но и изучать рабочий процесс в объеме интересующего устройства.

Ошибки измерения составов проб

Введение пробоотборника в пламя с методической стороны вызывает ряд опасений. Состав отобранной пробы из произвольно выбранной точки фронта будет отвечать истинному в следующих случаях.

1. Если введение пробоотборника в пламя не вносит существенных возмущений в распределение температуры активных центров и стабильных веществ в потоке.

2. Если после отбора пробы реакция в канале пробоотборника остановлена.

3. Если соотношение между параметрами потока и размерами отверстия зонда таково, что состав отобранной пробы с допустимым отклонением соответствует составу газов в заданной точке. Лишь в этом случае будет возможно соответствие между положением пробоотборника и соответствующей точкой на кривой профиля температуры.

Кроме того, следует не упускать из внимания погрешности, вносимые одномерной моделью в проблему отождествления масс-спектров и хроматограмм, влияние быстрых процессов на скорость диффузии и перенос тепла. Влияние зонда на пламя изучалось многими исследователями. При этом в целом данные по этому вопросу неоднозначные.

Так, возможность искажения поля температур изучалось по фотографиям картины течения вблизи микрозондов, полученных фотокамерами и шпирен-методами. Найденные значения области возмущения граничат с точностью установки зонда в заданную точку ($\pm 10^{-4}$ м), в частности для плоского разреженного пламени. Другие данные показывают, что ошибки в определении положения пробоотборника в связи с колебаниями фронта пламени не превышают 3–4% ширины фронта. С влиянием стока тепла приходится считаться в слоях изучаемого потока, нагретых свыше 1100–1300 К.

В целом итоги такие. Если сомнений относительно однозначности результатов химического анализа, как вторичной процедуры, обычно нет, существуют большие сомнения относительно того, насколько состав охлажденной пробы соответствует составу реагирующей смеси в том месте, где располагался пробоотборник, в его отсутствие.

Часто предполагается, что весьма важные для процессов горения радикалы, такие, как OH, O и H, перестают реагировать внутри охлаждаемого пробоотборника. Однако, как показывает теоретический и лабораторный анализ, реакции радикалов обычно имеют низкие энергии активации и, следовательно, охлаждение исследуемой смеси (без уменьшения давления) не оказывает на них существенного влияния. Кроме того, времена реакции часто оказываются существенно короче времени охлаждения смеси. Таким образом, даже для стабильных компонентов может наблюдаться значительная разница в результатах оптических измерений и измерений методом отбора проб (Nguyen, 1993 [5, 21]). С другой стороны, в настоящее время возрастают требования к результатам численного моделирования, что приводит к необходимости измерения реагирующих компонентов непосредственно в зоне пламени, в том числе при высоких температурах. Для этих целей очень хорошо подходят лазерные методы диагностики.

При диагностике двухфазных потоков важным является соблюдение *изокинетичности* отбора пробы, которая состоит в обеспечении одинаковых кинематических условий вблизи пробоотборника и внутри него, с тем чтобы частицы, находящиеся в газовом потоке, попадали внутрь пробоотборника без искажения одновременно линий тока.

Метод отбора проб на определение в отработавших газах содержания бенз(а)пирена

Одним из примеров хорошо отработанных и достаточно совершенных методов отбора проб является метод отбора проб для анализа на содержание бенз(а)пирена (БП) [26].

Метод отбора проб с целью определения концентрации бенз(а)пирена (БП) основан на улавливании БП путем прокачки проб газа через пробоотборники, фильтры и криогенные ловушки с последующим извлечением БП из всех элементов (пробоот-

борников, фильтров и ловушек) посредством ультразвуковой экстракции в бензоле. Количественное определение концентрации БП производится хроматографическим методом.

Отбор пробы отработавших газов осуществляется с помощью индивидуальной (одноразовой) системы отбора. Каждая такая система состоит из необходимого числа охлаждаемых водой пробоотборников и расположенных за ними фильтрующих патронов, а также криогенных ловушек, помещенных в сосуд Дьюара с жидким азотом. Кроме того, необходимы устройства, позволяющие осуществлять прокачку газа и измерять его параметры, и устройства, обеспечивающие подвод охлаждающей воды и воздуха (или газа) для обдува пробоотборников. Охлаждаемые водой пробоотборники используют, если температура отбираемых газов превышает 750 К.

Схема отбора проб представлена на рис. 4.4.

Пробоотборники располагают в струе отработавших газов, например вытекающих из сопла двигателя.

Разработанные СГАУ совместно с ЦИАМ методические рекомендации [26] по отбору и анализу проб отработавших газов на содержание БП обеспечивают воспроизводимость результатов не хуже $\pm 25\%$ при доверительной вероятности 0,95; чувствительность метода при использовании спектрометра ДФС-24 не менее 0,1 мкг БП на 1 м³ отработавших газов в случае отбора 20 л газа.

Для исключения попадания в пробоотборник отработавшего газа до начала отбора пробоотборник устанавливается в кожух, обеспечивающий возможность защитного вдува воздуха или газа.

Управление процессом отбора пробы осуществляется с помощью системы клапанов (рис. 4.4). Клапаны 7 и 8 обеспечивают изоляцию криогенных ловушек до и после отбора пробы. Клапаном 12 производится подача воды на охлаждение пробоотборников 2 и фильтрующих патронов 3. Клапан 13 предназна-

чен для подвода защитного газа (чистого воздуха или азота) в пространство между пробоотборниками 2 и их кожухами до и после отбора пробы. Все клапаны должны быть изготовлены из коррозионностойкого материала.

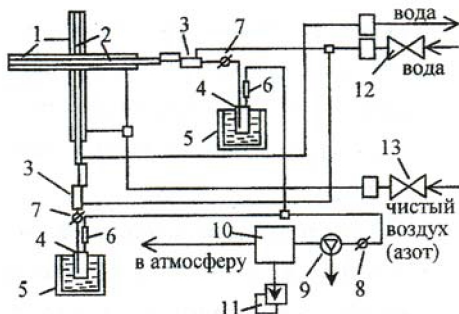


Рис. 4.4. Схема отбора проб: 1 – защитный кожух, 2 – пробоотборник, 3 – охлаждаемый фильтрующий патрон, 4 – криогенная ловушка, 5 – сосуд Дьюара, 6 – неохлаждаемый фильтрующий патрон, 7 – отсечные клапаны, 8 – дросселирующий клапан, 9 – вакуумный насос, 10 – камерный газовый счетчик, 11 – измерители температуры и давления, 12, 13 – запорные клапаны

Для обеспечения прокачки пробы отработавших газов через систему отбора используется вакуумный насос 9. Измерение объема пробы газа ($V_{\text{п}}$) производится с помощью камерного счетчика газа 10, в котором должно обеспечиваться измерение давления и температуры газа. При этом должны выполняться следующие требования по точности: относительная погрешность измерения объема газа $\pm 2\%$, давления $\pm 0,2\%$, а абсолютная погрешность измерения температуры газа $\pm 2^\circ\text{C}$.

Подготовка, проведение отбора проб и их анализ производятся в последовательности следующих операций.

1. Перед проведением отбора проб все компоненты элементов системы отбора (пробоотборники, фильтрующие патроны и ловушки) очищаются и маркируются, а патроны заполняются фильтрующими материалами.

Производится очистка элементов системы отбора (пробоотборников, патронов и ловушек) от возможного загрязнения БП путем их травления в соляной кислоте или тройном растворе (смеси фтористо-водородной, азотной и серной кислот) с последующей тщательной промывкой и двухчасовой сушкой при температуре 200 °С.

Фильтрующий материал приготавливается из любой стеклоткани. Её фрагменты подвергаются двукратной ультразвуковой обработке в бензоле (20 + 20 минут со сменой бензола). Далее стекловату высушивают в вытяжном шкафу. Выбранное количество сухой стекловаты взвешивают.

2. Отбор проб на двигателе производится на установившихся режимах. До отбора пробы клапан 7 (см. рис. 4.4) должен быть закрыт. Затем открывается клапан 8 и включается вакуумный насос 9. Для подачи защитного газа в кожухи 1 пробоотборников открывается клапан 13, а для подачи воды на охлаждение фильтрующих патронов 3 и пробоотборников 2 (в случае применения охлаждаемых пробоотборников) открывается клапан 12. После проведения данных операций система приведена в состояние готовности для отбора пробы.

В начале отбора пробы закрывается клапан 13 для прекращения подачи защитного газа в кожухи 1 и одновременно открывается клапан 7 для обеспечения подачи отработавших газов в систему отбора. Клапаном 8 устанавливается расход газа, обеспечивающий требуемую точность измерения объема счетчиком 10.

После прокачки через систему отбора заданного объема пробы отработавших газов выключается вакуумный насос 9 и закрываются клапаны 7 и 8, что обеспечивает прекращение прокачки пробы и изоляцию криогенных ловушек. Затем опять подается защитный газ в кожух 1 путем открытия клапана 13. По завершении отбора прекращается подача защитного газа и охлаждающей воды (закрываются клапаны 13 и 12). U-образные

ловушки 4 извлекаются из сосудов Дьюара 5. Затем открывается клапан 8 и включается вакуумный насос 9 (по мере прогрева ловушек газы, сжиженные в них, испаряются и прокачиваются через газовый счетчик 10). Вакуумный насос выключается после полного прекращения расхода газа через счетчик 10.

Система отбора разбирается, наружные поверхности пробоотборников, патронов и ловушек необходимо тщательно (троекратно) очистить ватными тампонами, смоченными в бензоле. Маркированные комплекты пробоотборников, патронов и ловушек упаковываются в полиэтиленовые пакеты. Для отбора следующей пробы система отбора собирается из чистых комплектов пробоотборников, фильтрующих патронов и ловушек.

3. Для извлечения БП из элементов системы отбора пробоотборники, фильтрующие патроны и ловушки опускают в металлические пеналы, заливают бензолом и герметически закрывают. При этом пробоотборники, патроны и ловушки в пеналах должны быть полностью покрыты бензолом. Пеналы с пробами помещают в ультразвуковую установку (типа УЗУ-0,25) таким образом, чтобы дно каждого пенала опиралось на излучатель. Производят облучение ультразвуком в течение 20 минут. Затем экстракт из пеналов с маркировкой одного и того же режима сливают в одну колбу. Элементы системы отбора переворачивают в пеналах, заливают чистым бензолом и вновь облучают ультразвуком (20 минут). Полученный экстракт сливают в ту же колбу.

Полученный экстракт каждого исследуемого режима концентрируют на ротационном вакуумном испарителе или водяной бане до 15...20 мл и переливают в пробирку с притертой пробкой. Экстракт готов к последующему количественному анализу, до его проведения он хранится в темном прохладном месте ($T < 10\text{ }^{\circ}\text{C}$).

4. Для количественного анализа применяются различные методы, которые условно можно разбить на две категории: спек-

тральные и хроматографические. В отечественной практике наибольшее распространение получил спектрально-флуоресцентный метод, основанный на эффекте квазилинейных спектров флуоресценции полициклических ароматических углеводородов (ПАУ) при температуре жидкого азота (эффект Шпольского). В этом методе молекулы БП имеют ярко выраженный и интенсивный спектр флуоресценции.

Перед выполнением количественного анализа объем экстракта ($V_{ЭК}$) замеряют градуированными пипетками 2-го класса точности. Далее производят хроматографическую очистку экстракта. Для этого на стеклянную пластинку размером 9×12 см наносят слой алюминия (фракции $0,05 \dots 0,1$ мм) толщиной 2 мм (рис. 4.5, а). Вдоль длинной стороны пластинки отделяется полоса покрытия шириной $15 \dots 20$ мм.

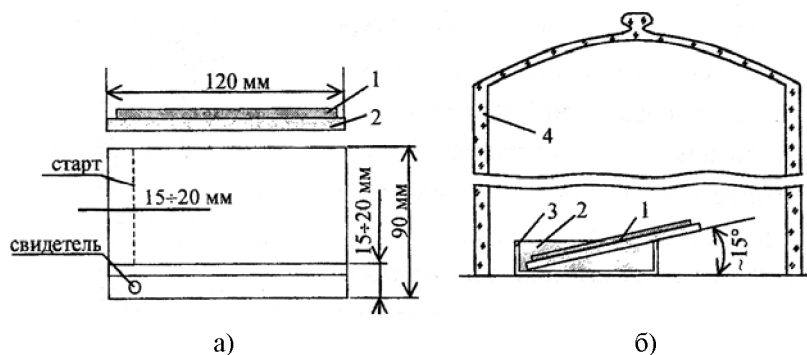


Рис. 4.5. Пластинка для хроматографии (а): 1 – слой окиси алюминия, 2 – стеклянная пластинка; и хроматографирование экстракта (б): 1 – пластинка для хроматографирования, 2 – элюент, 3 – чашка Петри, 4 – стеклянный колпак

На подготовленную таким образом пластинку в поперечном направлении на расстоянии $15 \dots 20$ мм от края равномерно наносят пипеткой 2-го класса точности $0,5$ мл очищаемого экстракта. На уровне этой стартовой линии на выделенной узкой полосе сорбента стеклянным капилляром наносят одну каплю раствора БП в *n*-октане концентрацией $5,1 \cdot 10^{-5}$ г/мл (свидетель) (см. рис.

4.5, а). Затем пластинку помещают в наклонном положении в чашку Петри (рис. 4.5, б), заполненную смесью гексана и бензола в пропорции 2:1. Чашку накрывают стеклянным колпаком. Через 5...7 минут, когда элюент (смесь гексана с бензолом) дойдет до верхнего края пластинки, ее вынимают из чашки и переносят к ультрафиолетовому осветителю, дающему излучение с длиной волны 366 нм (например, лампа ДРШ-500 со светофильтром типа УФ-6). При таком освещении становится видимым положение пятна свидетеля.

Далее очищают окись алюминия по всей ширине полосы, отведенной для очищаемого экстракта, с участка, соответствующего фракции БП (ориентируются на положение пятна, свидетеля).

Обычно это верхняя треть пластинки. Снятую окись алюминия сыпают в воронку с бумажным фильтром. Туда же помещают покровное стекло, которым выполняли снятие слоя окиси алюминия. Далее содержимое воронки смывают 50..60 мл бензола. Полученный смыв при необходимости концентрируют до объема 5...6 мл (при работе с низкими концентрациями БП), а его объем ($V_{\text{хром}}$) замеряют мензуркой или пипеткой 2-го класса точности.

В тех случаях, когда продукты сгорания содержат небольшое количество флуоресцирующих веществ (уровень фона на длине волны 400 нм (см. ниже) не превышает 30 мм), хроматографическую очистку экстракта допускается не выполнять.

Количественный анализ выполняют на спектрометрической установке с использованием квазилинейчатых спектров Шпольского (рис. 4.6). Для анализируемого раствора подбирают однотипные пробирки, а для их закрепления в прозрачном сосуде Дьюара применяют проволочный кронштейн, фиксирующий их в одном и том же положении. Светофильтр и сосуд Дьюара обдувают потоком воздуха, например, с помощью бытового вентилятора.

Определение содержания БП ведут методом добавок. Для выполнения этим методом одного анализа экстракта с помощью пипетки 2-го класса точности готовят три специальных раствора, а затем на спектрометрической установке записывают их спектрограммы. Первый раствор содержит 1 мл анализируемого экстракта и 2 мл н-октана (исходный раствор). Второй – 1 мл экстракта, 1 мл н-октана и 1 мл стандартного раствора БП в н-октане (1-я добавка). Третий – 1 мл экстракта и 2 мл стандартного раствора БП в н-октане (2-я добавка).

Стандартные растворы готовят из химически чистых твердого БП и н-октана. Используют стандартные растворы с концентрацией БП от 10^{-7} г/мл до 10^{-10} г/мл. Концентрацию стандартного раствора при анализе подбирают опытным путем.

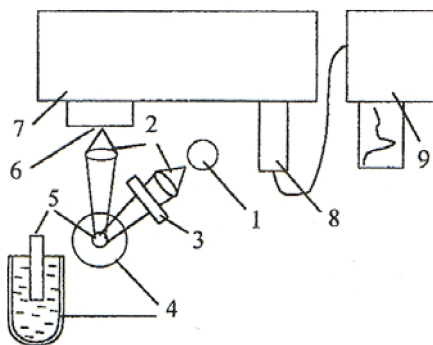


Рис. 4.6. Схема установки для количественного определения содержания БП: 1 – лампа ДРШ-500, 2 – кварцевые конденсоры, 3 – светофильтр, 4 – прозрачный сосуд Дьюара с жидким азотом, 5 – пробирка с пробой, 6 – входная щель спектрометра, 7 – спектрометр ДФС-24, 8 – фотоприемник типа ФЭУ, 9 – электронно-регистрирующее устройство ЭРУ-24

Запись спектра начинают с третьего приготовленного раствора (2-я добавка), содержащего наибольшее количество БП. Пробирку с этим раствором закрепляют в сосуде Дьюара и охлаждают жидким азотом в течение 5...7 минут. Спектрометр направляют на максимум аналитической линии БП (403,05 нм).

Регулировкой чувствительности добиваются отклонения пера самописца на 0,9...0,95 всей шкалы. Затем устанавливают длину волны начала записи – 400 нм и включают автоматическую развертку длин волн. Запись ведут до длины волны 407 нм. Затем ее повторяют, включив развертку в обратном направлении.

Таким же образом записывают аналитические линии спектра БП второго (1-я добавка) и исходного растворов.

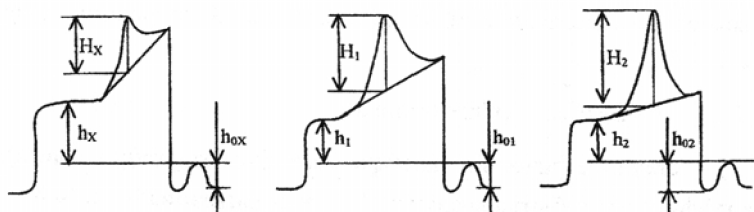


Рис. 4.7. Пример записи аналитической линии бенз(а)пирена: h_{0x} , h_{01} , h_{02} , – соответственно уровень фона на длине волны 400 нм в отсутствие пробирки с анализируемым раствором в сосуде Дьюара

Чувствительность прибора и концентрацию стандартного раствора подбирают таким образом, чтобы высота аналитической линии исходного раствора составляла 10...30 мм. Кроме аналитической линии спектра БП записывают нулевую линию прибора при закрытой шторке фотоэлектронного умножителя и интенсивность рассеянного света на длине волны 400 нм при отсутствии пробирки с анализируемым раствором в сосуде Дьюара. Полученные записи спектров расшифровывают (рис. 4.7). На спектрограммах измеряют: H_x , H_1 и H_2 – соответственно высота аналитической линии БП исходного раствора и растворов с первой и второй добавками БП; h_x , h_1 , h_2 – соответственно уровень фона на длине волны 400 нм исходного раствора и растворов с 1-й и 2-й добавками БП.

Для дальнейших расчетов используют средние значения этих величин, полученные по двум записям спектров (в прямом

и обратном направлениях развертки длины волн). Массу БП в 1 мл анализируемого экстракта находят двумя способами:

$$m_{X1} = \frac{m_1}{\frac{H_1}{h_1} \cdot \frac{H_X}{h_X}}, \quad m_{X2} = \frac{m_2}{\frac{H_2}{h_2} \cdot \frac{H_X}{h_X}}. \quad (4.1)$$

где m_1 , m_2 – соответственно масса БП в первой и второй добавках (в 1 мл стандартного раствора и 2 мл этого раствора). Относительная разница результатов подсчетов по первой и второй формулам в (4.1) не должна превышать 10%. Для дальнейших расчетов берут среднеарифметическую величину $m_X = (m_{X1} + m_{X2})/2$.

Концентрацию БП $C_{БП}$ в продуктах сгорания находят как

$$C_{БП} = (m_X V_x) / (V_{ПС} V_{АН}), \quad (4.2)$$

где $V_{ПС}$ – приведенный к нормальным условиям объем отобранных продуктов сгорания, $V_{АН}$ – без хроматографической очистки экстракта равен 1 мл, при хроматографической очистке экстракта определяется как $V_{АН} = 0,5 / V_{ХРОМ}$. Удельный выброс БП на единицу сожженного топлива рассчитывают по приближенной формуле (погрешность не более 1...3%):

$$EI_{БП} = 774 L_0 \cdot \alpha \cdot C_{БП} [\text{г/кг} - \text{топлива}],$$

где L_0 – стехиометрический коэффициент, кг воздуха/кг топлива; α – коэффициент избытка воздуха; $C_{БП}$ в г/м³.

В завершении отметим, что с результатами практического применения методики отбора проб на определение содержания БП можно ознакомиться по многочисленным трудам её авторов (см. список литературы в [26]).

4.2. Методы лазерной спектроскопии

[5, 25, 23, 36, 13, 10, 39, 31]

Особое место среди бесконтактных оптических методов диагностики процессов горения занимают методы *лазерной спектроскопии*. В первую очередь это методы *спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) света, когерентной антистоксовой рамановской спектроскопии (КАРС) и лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ)*. Данные методы, предложенные и первоначально развивавшиеся как диагностические методы чисто физического эксперимента по изучению структуры атомов и молекул по их вращательным, колебательным и электронным спектрам, в последнее время находят все более широкое применение в задачах прикладной физики и химии, в частности при изучении процессов горения. В этой прикладной области перечисленные методы применяются для обнаружения и измерения концентраций выбранных компонентов газового потока, потока продуктов сгорания или пламени. Методы также позволяют определить температуру в исследуемой области или «точке» изучаемого потока или пламени.

Классические варианты самих методов, а также их разновидности получили большие возможности в развитии с появлением и использованием мощных импульсных лазеров, особенно перестраиваемых лазеров на красителях. В результате существенно повысилась степень разрешения и информативность методов, а также их точность. В этом отношении данные методы имеют существенное преимущество перед традиционными контактными методами отбора проб, особенно в тех случаях, когда обычная исследовательская аппаратура влияет на поле течения, когда измеренные концентрации веществ искажаются пробоотборниками. Существенным преимуществом названных лазерно-оптических методов является то обстоятельство, что они являются бесконтактными и не имеют такой многошаговой последо-

вательности технологических процедур, как в выше описанных контактных методах при отборе проб, подготовке их к анализу и в процессе самого анализа.

С другой стороны, как ранее уже отмечалось, в основе методов лежат сложные физико-математические модели, методы могут быть весьма громоздкими по своей комплектации и чрезвычайно дорогими.

С технической точки зрения суть методов спектроскопии состоит в том, что выбранная для исследования область газа освещается лазерным пучком некоторой заданной интенсивности и в последующей регистрации переизлученного (рассеянного) молекулами света. При этом зондирующие пучки лазерного света могут иметь различную форму – быть прямолинейными, узкими цилиндрической формы или сфокусированными в некоторую точку, или иметь форму плоского, широкого «ножа». Как известно, в потоке рассеянного света может присутствовать целый спектр световых волн, отличающихся частотой (длиной волны), интенсивностью, степенью поляризации. Применительно к изучению процессов горения характеристики молекулярного рассеяния используются для обнаружения и определения концентраций компонентов в газовом потоке, а также для определения его температуры.

Для лучшего понимания особенностей построения лазерно-оптических измерительных систем конкретного вида спектроскопии необходимо рассмотреть некоторые физические основы этих методов.

4.2.1. Оптические спектры молекул

В спектроскопии имеют дело не с поступательной энергией молекул, а только с их внутренней энергией. Внутреннюю энергию молекулы в некотором её состоянии представляют суммой вращательной $E_{\text{вращ}}$, колебательной $E_{\text{кол}}$ и электронной $E_{\text{эл}}$ энергий:

$$E = E_{\text{вращ}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{эл}} . \quad (4.3)$$

Состояние изолированной молекулы определяется её набором разрешенных квантовых чисел, описывающих вращательное, колебательное и электронное состояние. Изменение энергии молекулы и, соответственно, её квантового состояния может происходить при *поглощении* или *испускании* единичного фотона, например, с некоторой энергией $h\nu$ (h – постоянная Планка, ν – частота излучения). При этом молекула либо переходит в состояние с более высоким энергетическим уровнем E' , либо возвращается в состояние с более низкой энергией E'' , так что в общем случае

$$h\nu = E' - E'' = \Delta E . \quad (4.4)$$

С учетом (4.3) можно записать

$$h\nu = (E'_{\text{вращ}} - E''_{\text{вращ}}) + (E'_{\text{кол}} - E''_{\text{кол}}) + (E'_{\text{эл}} - E''_{\text{эл}}) = \Delta E . \quad (4.5)$$

Интерпретацию наблюдаемых спектров значительно упрощает тот факт, что обычно

$$(E'_{\text{вращ}} - E''_{\text{вращ}}) \ll (E'_{\text{кол}} - E''_{\text{кол}}) \ll (E'_{\text{эл}} - E''_{\text{эл}}) . \quad (4.6)$$

Эти энергии и их изменения соотносятся как

$$(10^{-5} \dots 10^{-3}) : (10^{-2} \dots 10^{-1}) : (1 \dots 10 \text{ эВ}) .$$

Следовательно, линии вращательных, колебательных и электронных спектров находятся в различных областях общей картины. Для примера на рис. 4.8 схематично представлены энергетические уровни и переходы между ними.

В соответствии с соотношениями (4.6), если энергия поглощаемого фотона $h\nu_0$ соответствует инфракрасной области (большие λ_0 , $\lambda_0 = 0,8 \dots 30 \text{ мкм}$), то возможны переходы и изменения колебательной энергии, сопровождаемые изменением также вращательной энергии. Если энергия поглощаемого фотона $h\nu_0$ соответствует видимой ($\lambda_0 = 0,4 \dots 0,8 \text{ мкм}$) и ультра-

фиолетовой ($\lambda_0 = 0,15 \dots 0,4 \text{ мкм}$) областям, то происходит изменение электронной энергии молекулы, которое сопровождается изменениями её колебательной и вращательной энергии. Забегая вперед, отметим, что определенными энергиями должны обладать фотоны зондирующих пучков, с тем чтобы вызвать соответствующий «отклик» светорассеивающих молекул.

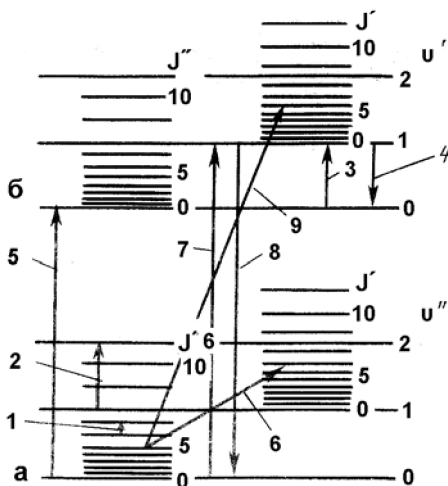


Рис. 4.8. Схемы уровней энергии двухатомной молекулы, указаны квантовые числа: J' , J'' – вращательных уровней; u' , u'' – колебательных уровней; а, б – электронные уровни

Вращательные спектры (двухатомных молекул)

Квантовомеханическое рассмотрение показывает, что разрешены только переходы между вращательными уровнями, для которых $\Delta J = \pm 1$. При поглощении излучения $\Delta = +1$, при испускании $\Delta J = -1$.

Квантовые волновые числа (частоты) линий вращательного спектра принято представлять в $см^{-1}$. Так как $\nu = \Delta E / hc$, то согласно [13]:

$$\frac{E}{hc} = \frac{h}{8\pi^2 c I} J(J+1) = B \cdot J(J+1) , \quad (4.7)$$

где I – момент инерции молекулы; $B = h/8\pi^2cI$ – вращательная постоянная. Волновое число $\tilde{\nu}$ (см^{-1}), соответствующее переходу с уровня с квантовым числом $(J - 1)$ на уровень J , определяется выражением

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{E'}{hc} - \frac{E''}{hc} = B \cdot J(J+1) - B \cdot (J-1)J = 2B \cdot J, \quad (4.8)$$

где J – вращательное квантовое число верхнего уровня может принимать только значения 1, 2, 3 То есть $\tilde{\nu}$ пропорционально тому квантовому числу J , на который переходит молекула при поглощении кванта излучения. В результате в соответствующих областях спектров появляются группы линий, расположенные на равных расстояниях друг относительно друга, кратных $2B$. Относительные же интенсивности вращательных линий зависят от общего числа молекул N_J на данном энергетическом уровне, т. е. от *степени заселенности* данной линии по отношению к заселенности линии начального состояния. Заселенности уровней *при тепловом равновесии* выражаются законом распределения Больцмана, в соответствии с которым заселенность J -го вращательного уровня N_J дается выражением [11]:

$$N_J = K(2J+1) \cdot \exp\left[-\frac{hc \cdot J(J+1) \cdot B}{kT}\right], \quad (4.9)$$

где K – вращательное квантовое число для оси вращения молекулы более высокого порядка (поперечной), $K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm J$. Согласно уравнению (4.9), число молекул N_J на J -м уровне увеличивается с ростом числа J при его низких значениях, проходит через максимум и затем, из-за наличия экспоненциального множителя, уменьшается по мере того, как число J продолжает возрастать, что иллюстрируется рис. 4.9. В частности, внизу на рисунке показан спектр относительных интенсивностей, максимум приходится на линию с $J = 3$.

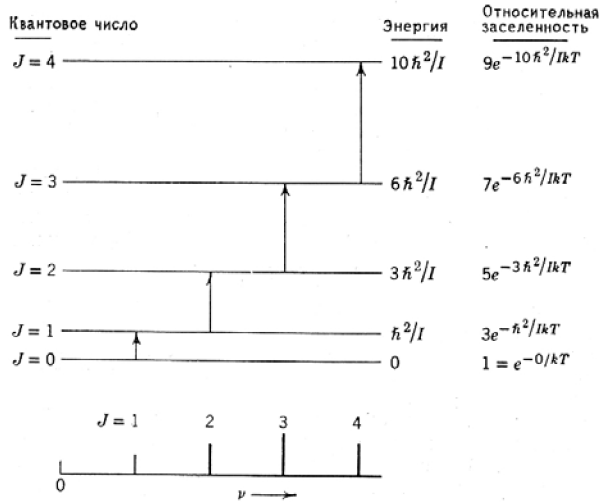


Рис. 4.9. Вращательные уровни энергии жесткой двухатомной молекулы и спектр поглощения при $\Delta J = 1$

Используя (4.9), относительную заселенность J -го уровня можно рассчитать по соотношению

$$\bar{N}_J = \frac{N_J}{N_{J=0}} = \frac{(2J+1) \cdot \exp\left[-\frac{hc \cdot J(J+1) \cdot B}{kT}\right]}{(2 \cdot 0 + 1) \cdot \exp\left[-\frac{hc \cdot 0(0+1) \cdot B}{kT}\right]} = A \cdot \exp\left[-B \cdot \frac{C}{T}\right]$$

где $A = (2J+1)$, $B = J(J+1)/2$, $C = \hbar^2 / (Ik)$, $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, $I = \mu \cdot r^2 = 2,647 \cdot 10^{-47}$, кг·м² – момент инерции молекулы (в данном примере молекулы HCl, μ – приведенная масса молекулы и r – межъядерное расстояние). Рассчитанные относительные уровни заселенности \bar{N}_J представлены в табл. 4.1, по данным которой (в частности, в соответствии с выше отмеченным) можно сделать важный вывод, а именно: с повышением температуры газа 1) заселенность верхних уровней увеличивается, 2) максимумы относительных заселенностей сдвигаются на все более

высокие энергетические уровни, 3) максимумы становятся более пологими.

Таблица 4.1. **Относительные заселенности вращательных уровней двухатомной молекулы HCl**

J	A	B	$\bar{N}_J = N_J / N_{J=0}$			
			$T = 298 \text{ K}$	$T = 900 \text{ K}$	$T = 1700 \text{ K}$	$T = 2500 \text{ K}$
0	1	0	1,0	1,0	1,0	1,0
1	3	1	2,709	2,9	2,947	3,037
2	5	3	3,681	4,518	4,739	4,821
3	7	6	3,793	5,715	6,287	6,507
4	9	10	3,241	6,418	7,525	7,969
5	11	15	2,378	6,624	8,41	9,164
6	13	21	1,523	6,391	8,927	10,068
7	15	28	0,86	5,82	9,087	10,668
8	17	36	0,43	5,033	8,924	10,968
9	19	45	0,192	4,149	8,49	10,986
10	21	55	0,0764	3,27	7,846	10,751
11	23	66	0,0272	2,469	7,057	10,299
12	25	78	0,0087	1,789	6,188	9,674

Колебательные спектры (двухатомных молекул)

Для составления приближенных представлений о колебательных спектрах, например, двухатомной молекулы, последнюю можно рассматривать как гармонический осциллятор. Тогда колебательную энергию можно представить так

$$E_{\text{кол}} = \left(\nu + \frac{1}{2}\right) \cdot h\nu_0, \quad \nu = 0, 1, 2, \dots, \quad (4.10)$$

где ν – колебательное квантовое число; ν_0 – классическая колебательная частота:

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{k}{\mu} \right)^{1/2},$$

где k – некоторая силовая постоянная для гармонического осциллятора (определяется из решения дифференциального уравнения изменения межъядерного расстояния r по времени, μ – приведенная масса молекулы, $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$; m_1, m_2 – массы атомов.

Квантовомеханическое рассмотрение переходов между колебательными уровнями показывает, что для гармонического осциллятора с дипольным моментом, пропорциональным межъядерному расстоянию r , правило отбора имеет вид $\Delta v = \pm 1$, где знак «+» относится к поглощению, а знак «-» соответствует испусканию энергии. У реальных молекул дипольный момент не пропорционален r , поэтому в колебательных спектрах допустимы обертоны: $\Delta v = \pm 2, \pm 3, \dots$

Разность колебательной энергии между двумя уровнями с колебательными квантовыми числами v' и v'' на основании (4.10) выражается как

$$\Delta E = E'_{\text{кол}} - E''_{\text{кол}} = (v' + \frac{1}{2}) \cdot h\nu_0 - (v'' + \frac{1}{2}) \cdot h\nu_0 = (v' - v'') \cdot h\nu_0$$

При комнатной температуре (~ 298 К) большинство молекул находится в основном колебательном состоянии, поэтому поглощение кванта энергии сопровождается переходом $v = 0 \rightarrow 1$. Так как равновесное отношение числа молекул в состоянии $v = 1$ к числу молекул в состоянии $v = 0$ очень маленькое число (для молекулы HCl оно равно $8,9 \cdot 10^{-7}$), то при комнатной температуре поглощение молекулами, находящимися на уровне $v = 1$, незначительно.

На рис. 4.10 схематично показан колебательный спектр поглощения молекулы HCl [13]. Самая интенсивная полоса поглощения в этом спектре соответствует переходу $v = 0 \rightarrow 1$ и наблюдается при $\lambda_0 = 3,36$ мкм ($\nu_0 = 8,66 \cdot 10^{13}$ с⁻¹, или $\tilde{\nu}_0 = 2889$ см⁻¹). Другая интенсивная полоса поглощения – первый обертон, который соответствует переходу $v = 0 \rightarrow 2$ и прояв-

ляется при $\lambda_0 = 1,76 \text{ мкм}$ ($17,0 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ или 5668 см^{-1}). Первый оберто́н показан ниже на рис. 4.11; усложнение фактического спектра является результатом изменений в том числе вращательной энергии, которые сопровождают изменение колебательной энергии. Второй оберто́н (рис. 4.10) обусловлен переходом $\nu = 0 \rightarrow 3$ и наблюдается при $\lambda_0 = 1,197 \text{ мкм}$ ($25,1 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ или 8348 см^{-1}). Если бы молекула HCl была бы гармоническим осциллятором, то оберто́ны появились бы при частотах, кратных основной частоте: 5775 и 8657 см^{-1} .

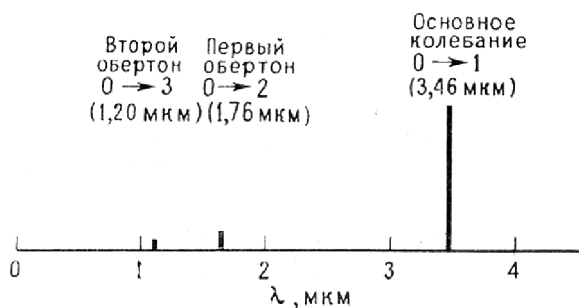


Рис. 4.10. Колебательный спектр поглощения молекулы HCl

Колебательно-вращательный спектр (двухатомных молекул)

Двухатомная молекула в основном колебательном состоянии ($\nu = 0$) может находиться на одном из нескольких вращательных уровней. Заселенности различных вращательных уровней при тепловом равновесии определяются законом распределения Больцмана. Когда молекула поглощает квант излучения, энергия которого достаточно велика для того, чтобы перевести её на более высокий колебательный уровень, она должна перейти на другой вращательный подуровень этого колебательного состояния. При этом разрешенные изменения квантового вращательного числа J будут $\Delta J = \pm 1$. Возможные переходы показаны на рис. 4.11.

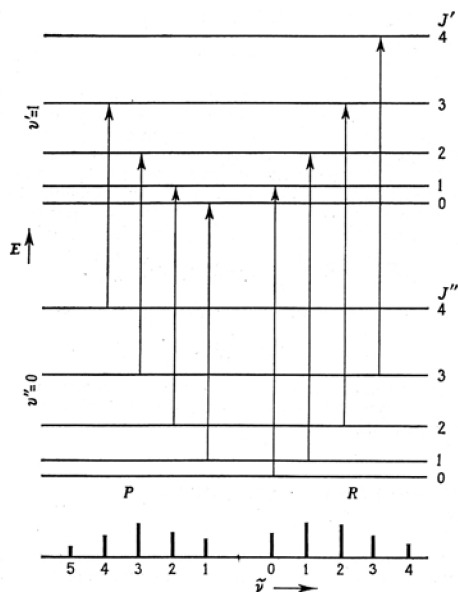


Рис. 4.11. Уровни энергии и переходы, наблюдаемые в колебательно-вращательном спектре двухатомной молекулы

Энергия молекулы до поглощения кванта определяется выражением [13]

$$\frac{E''}{hc} = \tilde{\nu}_0 \left(\nu'' + \frac{1}{2} \right) + B \cdot J''(J'' + 1). \quad (4.11)$$

Энергия после поглощения равна

$$\frac{E'}{hc} = \tilde{\nu}_0 \left(\nu' + \frac{1}{2} \right) + B \cdot J'(J' + 1). \quad (4.12)$$

Волновое число линии поглощения будет

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{E'}{hc} - \frac{E''}{hc}. \quad (4.13)$$

Переходы, для которых $\Delta J = -1$, дают линии, называемые *P*-ветвью спектра. Подставляя (4.11) и (4.12) в (4.13) с $\nu'' = 0$, $\nu' = 1$ и $J' = J'' - 1$, получим волновые числа линий *P*-ветви (показаны на рис. 4.11 внизу слева):

$$\tilde{\nu}_p = \tilde{\nu}_0 - 2B \cdot J'', \quad (4.14)$$

где J'' – вращательное квантовое число начального состояния может принимать значения 1, 2, 3, (Значения $J'' = 0$ в этом ряду нет, так как тогда не получится переход $\Delta J = -1$ на уровень $J'' = 0$.)

Переходы, для которых $\Delta J = +1$, дают линии, называемые R -ветвью спектра. Для неё при $\nu'' = 0$, $\nu' = 1$ и $J' = J'' + 1$, а волновое число определится выражением:

$$\tilde{\nu}_R = \tilde{\nu}_0 + 2B + 2B \cdot J'', \quad (4.15)$$

где J'' – вращательное квантовое число начального состояния может принимать значения 0, 1, 2,

Из выражений (4.14) и (4.15) видно, что в рассматриваемом спектре линия с квантовым числом $\tilde{\nu}_0$ отсутствует, а все линии поглощения отстоят друг от друга на одинаковое расстояние $2B$, см. рис. 4.11.

Электронные спектры (двухатомных молекул)

Переходы между электронными состояниями молекул сопровождаются поглощением и испусканием излучения в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Для некоторых молекул изменение их энергии при таких переходах столь велики, что поглощение происходит только в вакуумном ультрафиолете. Переходы между электронными состояниями могут сопровождаться переходами между вращательными и колебательными состояниями; в этом случае спектры очень усложняются.

На рис. 4.12, *а* и *б* [13] показаны потенциальные кривые для основного и первого возбужденного состояний двухатомной молекулы XY. В возбужденном состоянии потенциальная энергия и межъядерное расстояние у молекулы больше, чем в основном. Установлено, что при изменении электронного состояния наиболее вероятен колебательный переход $\nu = 0 \rightarrow 2$ (рис.4.12, *б*). Другие переходы, как видно, менее вероятны.



Рис.4.12. Кривые потенциальной энергии для основного и первого возбужденного состояний двухатомной молекулы XY (а); спектр поглощения двухатомной молекулы (б)

Если минимуму потенциальной энергии возбужденного электронного состояния соответствует большее межъядерное расстояние (рис. 4.13), то в результате поглощения излучения в основном состоянии будут образовываться молекулы с энергией, достаточной для их диссоциации. Очевидно, что для неразрушающего контроля процессов горения такой результат нежелателен.

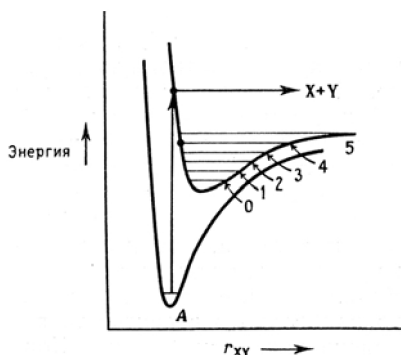


Рис. 4.13. Кривые потенциальной энергии основного и первого возбужденного состояний двухатомной молекулы XY (равновесное межъядерное расстояние молекулы в возбужденном состоянии больше, чем на рис. 4.12)

Некоторые разновидности рассеяния света.

Дифференциальное сечение рассеяния

Вернемся к рассмотрению физических основ методов лазерной спектроскопии.

Когда пучок света проходит через жидкость или газ, то электрическое поле этого излучения индуцирует в атомах или молекулах быстро флуктуирующий диполь. Флуктуация диполя ведет к испусканию электромагнитных волн в различных направлениях при той же частоте, что и у падающего света, – это рассеянное излучение. В этом рассеянии частота переизлученной волны совпадает с частотой падающей волны, такое рассеяние рассматривается как упругое и получило название *рэлеевского рассеяния* (рис. 4.14, а).

В 1927 г. Г.С. Ландсбергом и Л.И. Мандельштамом (в СССР) и несколько позднее – в 1928 г. Раманом экспериментально было обнаружено, что в спектрах рассеянного излучения рядом с интенсивной рэлеевской линией присутствуют линии слабой интенсивности, отсутствующие в падающем излучении. Оказалось, и в последствии это было объяснено квантовой физикой (см. выше), что разности частот между слабыми линиями и возбуждающей линией являются характерными для рассеивающих молекул данного вещества, что отражает их строение, и не зависят от частоты возбуждающей линии. В связи с последним получается, что для изучения всех спектров можно использовать волны любой длины в качестве волн, возбуждающих переходы. Такое рассеяние стало называться спонтанным комбинационным (в СССР и в настоящее время в России) или рамановским (на Западе) рассеянием. *Спонтанное комбинационное рассеяние* (СКР) можно рассматривать как неупругое рассеяние фотона молекулой исследуемого вещества (рис. 4.14, б). Сечение КР обычно меньше сечения рэлеевского рассеяния примерно на три порядка [23]. Несмотря на это, методы спектроскопии с исполь-

зованием СКР считаются перспективными, поскольку, в частности, позволяют проводить идентификацию и определять концентрацию вещества в газовой смеси или в потоке, а также определять температуру. Интенсивность линий КР пропорциональна числу молекул в начальных состояниях, переходы из которых порождают данную линию или полосу спектра.

Необходимо пояснить смысл сечения рассеяния или, точнее, дифференциального сечения рассеяния.

При возбуждении от падающего фотона молекула переходит с некоторого уровня 1 на уровень 2, а общее количество таких молекул можно определить следующим выражением [18]

$$\frac{dN_1}{dt} = -W_{12} \cdot N_1 = -\sigma_{12} \cdot \frac{I_0}{h\nu_0} \cdot N_1. \quad (4.15a)$$

Соответственно, общее число молекул, испускающих излучение

$$\frac{dN_2}{dt} = -W_{21} \cdot N_2 = -\sigma_{21} \cdot \frac{I_0}{h\nu} \cdot N_2, \quad (4.15b)$$

где $(dN_1 / dt) / N_1$, $(dN_2 / dt) / N_2$ – относительные скорости (или вероятности) соответствующих переходов $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 1$ за счет поглощения фотонов с энергией $h\nu_0$ и связанных с излучением фотонов с энергией $h\nu$; N_1 , N_2 – число молекул на исходном и верхнем энергетическом уровне. Коэффициенты σ_{12} и σ_{21} , имеющие размерность площади, названы сечениями, соответственно, поглощения или рассеяния. Они принимаются равными и обозначаются просто σ . Изменение потока излучения тогда можно подсчитать как разницу

$$dP = \left(\frac{dN_2}{dt} h\nu - \frac{dN_1}{dt} h\nu_0 \right) = -\sigma \cdot I_0 \cdot N_1 \left(\frac{N_2}{N_1} - 1 \right). \quad (4.16)$$

При наличии теплового равновесия отношение населенностей энергетических уровней описывается статистикой Больцмана:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp[-(E_2 - E_1)/(kT)] = \exp[-(hc \cdot \tilde{\nu}_j)/(kT)] . \quad (4.17)$$

Учитывая, что в процессе измерений регистрируется лишь некоторая часть рассеянного излучения (в пространственном смысле и с точки зрения учитываемых энергетических переходов), заменяя в связи с последним величину σ на $d\sigma$, а также для обе части выражения (4.16) на величину элементарного телесного угла $d\Omega$, определяемого апертурой фотоприемника, и учитывая (4.17), получим выражение для интенсивности рассеянного света

$$I_p = \frac{dP}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot I_0 \Delta S \frac{N_1}{\Delta V} \exp \left[1 - \frac{hc \cdot \tilde{\nu}_j}{kT} \right] \Delta l \cos \beta, \quad (4.18)$$

где величина $d\sigma / d\Omega$, $см^2/ср$ – получила название *дифференциального сечения рассеяния*; $I_0 \Delta S$ – освещенность площадки ΔS , создаваемая зондирующим пучком; $n_1 = N_1 / \Delta V$ – концентрация рассеивающих молекул в единице измерительного объема; β – угол приема рассеянного излучения; Δl – длина пути рассеянного излучения в измерительном объеме в направлении фотоприемника. Формула (4.18) является одной из ключевых в диагностике рассеянного излучения. Величина $d\sigma / d\Omega$ характеризует относительное количество молекул, создающих рассеянное излучение с волновым числом $\tilde{\nu}_j$.

Вернемся к рассмотрению общих закономерностей процессов рассеяния.

Когда частота возбуждающего излучения близка к резонансной частоте атома или молекулы, сечение КР существенно увеличивается. Данный процесс называется *резонансным КР* (рис. 4.14, в) Использование этого эффекта позволяет обнаруживать весьма низкие концентрации составляющих в исследуемом потоке.

После поглощения падающего излучения с частотой ν_0 , лежащей в пределах отдельной линии или полосы поглощения, и перехода в некоторое возбужденное состояние возбужденные молекулы и атомы могут спонтанно переходить на первоначальный уровень. Этот процесс получил название *флюоресценции* и дает дискретный спектр. Обычно этот процесс называют *резонансной флюоресценцией* (рис. 4.14, *з*). Если возбужденные атомы и молекулы испытывают соударения, приводящие к их перераспределению по другим возбужденным уровням в результате безызлучательных переходов, то наблюдается *широкополосная флюоресценция*, имеющая почти непрерывный спектр (рис. 4.14, *д*).

На рис. 4.14 изображены диаграммы энергетических уровней молекул и различные процессы рассеяния света [20].

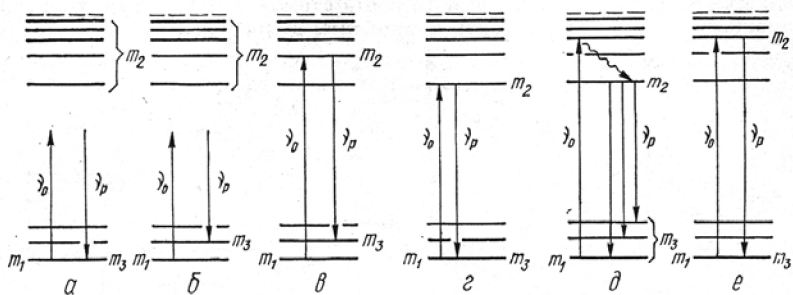


Рис. 4.14. Диаграммы энергетических уровней молекулы и процессов взаимодействия, связанных с рассеянием и флюоресценцией: *а* – рэлеевское рассеяние; *б* – стоксово комбинационное рассеяние; *в* – резонансное комбинационное рассеяние; *з* – резонансная флюоресценция; *д* – широкополосная нерезонансная флюоресценция; *е* – резонансное рассеяние; m_1, m_2, m_3 – начальный, промежуточный и конечный энергетический уровень (— реальные уровни, - - - - - виртуальные уровни)

4.2.2. Метод спектроскопии комбинационного рассеяния

Теория спектроскопии комбинационного рассеяния исходит из следующих физических представлений.

Во время поглощения фотона с энергией $h\nu_0$ энергия молекулы поднимается до некоторого уровня $E''_{J_1} + h\nu_0$, который может быть или не быть одним из её стационарных энергетических уровней. Это, например, может быть один из колебательных уровней и один из его вращательных подуровней. Если этот уровень не соответствует стационарному состоянию, то молекула излучает фотон в каком-то направлении. Её энергия уменьшается до некоторого нижнего энергетического уровня E''_{J_2} . Соответственно, и энергия переизлученного фотона оказывается меньше, равна или больше энергии исходного фотона из зондирующего пучка. Типичная длительность такого процесса восприятия и переизлучения составляет величину порядка $\sim 10^{-14}$ секунд [39]. Таким образом, частота рассеиваемого излучения может получаться по одному из следующих трех вариантов:

1) Если молекула возвращается к более низкому энергетическому уровню, т.е. $E''_{J_2} < E''_{J_1}$, то энергия переизлученного фотона $h\nu_1$ оказывается б о л ь ш е $h\nu_0$ энергии воспринятого фотона, т. е.

$$h\nu_1 = h\nu_0 + \Delta E = h\nu_0 + (E''_{J_2} - E''_{J_1}). \quad (4.19)$$

При этом $\nu_1 > \nu_0$ на величину $\Delta E / h$, соответственно, длина волны оказывается меньше, $\lambda_1 < \lambda_0$, т. е. в потоке рассеянного света появляются так называемые «фиолетовые» спутники, а рассеяние называется *антистоксовым*.

2) Если молекула возвращается к исходному энергетическому уровню, т. е. $E''_{J_2} = E''_{J_1}$, то энергия переизлученного фотона в точности совпадает с энергией воспринятого фотона из зонди-

рующего пучка, $h\nu_1 = h\nu_0$. Этот вариант рассеяния называется *рэлеевским* рассеянием.

3) Если молекула возвращается к более высокому энергетическому уровню, т. е. $E_{J_2}'' > E_{J_1}''$, то энергия переизлученного фотона $h\nu_1$ оказывается *м е н ь ш е* $h\nu_0$ энергии воспринятого фотона, т. е.

$$h\nu_1 = h\nu_0 - \Delta E = h\nu_0 - (E_{J_2}'' - E_{J_1}'') . \quad (4.20)$$

При этом $\nu_1 < \nu_0$ на величину $\Delta E / h$, соответственно, длина волны оказывается больше, $\lambda_1 > \lambda_0$, т. е. в потоке рассеянного света появляются так называемые «красные» спутники, а рассеяние называется *стоксовым*.

Часто используют не абсолютные значения частот излучения комбинационного рассеяния (КР), а «сдвиги» частот КР и представляют их соответствующими волновыми числами $\tilde{\nu}_{\text{КР}}$

$$h\nu_0 - h\nu_1 = h\nu_{\text{КР}} = E_{J_2}'' - E_{J_1}'' = hc \cdot \tilde{\nu}_{\text{КР}} . \quad (4.21)$$

На рис. 4.15, *а*, как некоторая упрощенная иллюстрация к сказанному, показана диаграмма энергетических уровней и переходов в молекуле при комбинационном рассеянии (КР); на рис. 4.15, *б* – качественное изображение спектра КР. Из рис. 4.15, *б* видно, что рэлеевская линия самая интенсивная, так как существенный вклад в неё вносит лазерный свет зондирующего пучка. Интенсивность стоксового и антистоксового рассеяния на несколько порядков ниже, так как это собственно молекулярное рассеяние. Кроме того, в индивидуальном плане интенсивность стоксового фотона меньше антистоксового, но в суммарном исчислении, так как при стоксовом рассеянии молекулы изначально находятся на более низком энергетическом уровне и таких молекул существенно больше, то суммарная интенсивность линий стоксового рассеяния больше суммарной интенсивности линий антистоксового КР. Такое соотношение суммарных ин-

тенсивностей наблюдается при низких температурах, в том числе комнатных. С повышением температуры исследуемого газового потока интенсивность стоксовых линий изменяется слабо, а интенсивность антистоксовых увеличивается. Последнее свойство используется для определения температуры газового потока.

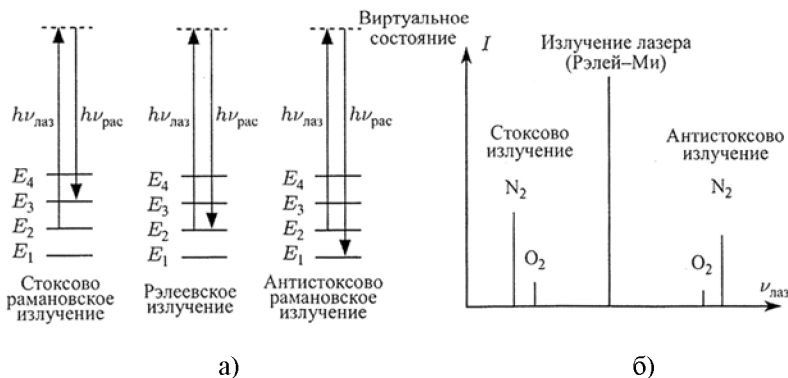


Рис. 4.15. Диаграмма энергетических уровней и переходов в молекуле при комбинационном рассеянии (КР) (а); качественное изображение спектра КР (б)

На основании выше отмеченного в предыдущих разделах, добавим, что, в связи с наличием ангармоничности колебаний и появлением дополнительных переходов типа $1 \leftrightarrow 0$, $2 \leftrightarrow 1$ и т.д., а также в связи возможностью появления тонкой структуры во вращательных или составных переходах, спектры КР выглядят сложными и разнообразными. Добавим также, что у вращательных переходов разностям волновых чисел $\Delta J = J' - J'' = -2, -1, 0, +1, +2$ на спектрах КР соответствуют так называемые крылья O, P, Q, R, S.

На рис. 4.16 [20] изображены колебательно-вращательные линии спектров КР типичных молекул, содержащихся в атмосфере, и соответствующие для них сдвиги в значениях волновых чисел ($см^{-1}$) по отношению к линии возбуждающего излучения (величины сдвигов относятся к Q-ветвям соответствующих по-

лос спектра КР). На рисунке приведены также линии молекул азота, кислорода и водяных паров, присутствующих в атмосфере в больших количествах.

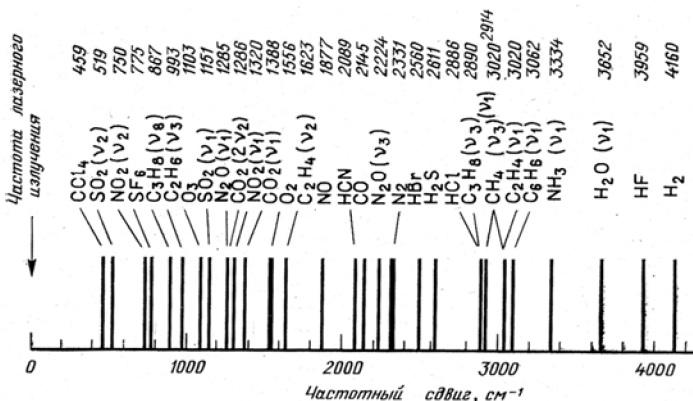


Рис. 4.16. Колебательно-вращательные линии спектров КР типичных молекул, содержащихся в атмосфере

Оценку абсолютного значения концентрации каждой молекулярной составляющей можно получить, сравнивая интенсивность комбинационного рассеяния от этого компонента с интенсивностью сигнала на линии молекул азота N_2 , находящихся в том же объеме.

Рассеяние излучения атомами, молекулами и частицами в общем случае не изотропно. Сечение рассеяния поэтому определяется дифференциальным сечением $\sigma(\theta, \varphi) = d\sigma/d\Omega$, где угол θ – угол рассеяния, φ – угол поляризации, Ω – телесный угол приема излучения.

Общая энергия $P_{\Omega, J}$, рассеянная в единичном телесном угле для полосы спектра комбинационного рассеяния, соответствующей J -му колебанию молекулы, связана с интенсивностью падающего излучения I_0 (мощность на единицу площади) через дифференциальное сечение комбинационного рассеяния: $P_{\Omega, J} = (d\sigma/d\Omega)I_0$. Согласно теории поляризуемости Плачека [20],

дифференциальное сечение рассеяния, в частности, назад для колебательно-вращательного перехода, когда рассеяние наблюдается под углом 90° к направлению поляризации линейно-поляризованного падающего света, записывается следующими выражениями:

а) сечение комбинационного рассеяния назад для *чисто колебательных* переходов Q -ветви ($\Delta\nu = +1$, $\Delta J = 0$)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{комб}}^Q = \frac{(2\pi)^4 b_J^2 (\tilde{\nu}_0 - \tilde{\nu}_{\text{кр}J})^4}{1 - \exp(-hc \cdot \tilde{\nu}_{\text{кр}J} / kT)} g_J (i_J^2 + \frac{7}{180} a_J^2) . \quad (4.22)$$

б) сечение комбинационного рассеяния назад для *колебательно-вращательных* переходов Q - и S -ветвей ($\Delta\nu = +1$, $\Delta J = -2$; $\Delta\nu = +1$, $\Delta J = +2$, соответственно)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{комб}}^{O+S} = \frac{(2\pi)^4 b_J^2 (\tilde{\nu}_0 - \tilde{\nu}_{\text{кр}J})^4}{1 - \exp(-hc \cdot \tilde{\nu}_{\text{кр}J} / kT)} g_J \frac{7}{60} a_J^2 . \quad (4.23)$$

в) общее сечение комбинационного рассеяния назад для *всей колебательно-вращательной полосы*, полученное суммированием (4.22) и (4.23), равно

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{комб}}^T = \frac{(2\pi)^4 b_J^2 (\tilde{\nu}_0 - \tilde{\nu}_{\text{кр}J})^4}{1 - \exp(-hc \cdot \tilde{\nu}_{\text{кр}J} / kT)} g_J (i_J^2 + \frac{7}{45} a_J^2) . \quad (4.24)$$

Здесь $\tilde{\nu}_J$ – волновое число (см^{-1}) J -го колебания молекулы, $b_J \left[= (h/8\pi^2 c \tilde{\nu}_J)^{1/2} \right]$ – амплитуда этого колебания около нулевого положения, g_J – степень вырождения J -го колебания, i_J^2 и a_J^2 – изотропная и анизотропная части производной тензора поляризуемости по нормальной координате Q_J ; T – абсолютная температура.

Отметим [20], что дифференциальное сечение для *чисто вращательного комбинационного* рассеяния в направлении на-

зад, а также для рэлеевского рассеяния тоже дается выражениями (4.22) и (4.23), если член $b_J^2 g_J / [1 - \exp(-hc \cdot \tilde{\nu}_J / kT)]$ заменить единицей, а величины i_J^2 и a_J^2 представить в виде изотропной и анизотропной части тензора поляризуемости, записанного для $\Delta\nu = 0$. Приведенные выше выражения справедливы в рамках предположения, что частота возбуждающего излучения ν_0 намного отличается от частоты перехода между электронными состояниями молекулы, т. е. в отсутствие резонанса. Теоретические выражения типа (4.22)–(4.24) позволяют с высокой точностью рассчитать дифференциальные сечения рассеяния с целью их сравнения с экспериментально полученными значениями и последующего использования в различных задачах спектроскопии.

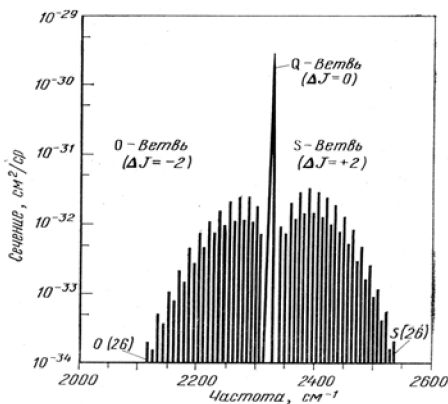


Рис. 4.17. Расчетный колебательно-вращательный спектр КР для молекул N_2 , возбуждаемых излучением с $\lambda_0 = 337,1$ нм; $T = 300$ К [20]

В качестве примера на рис. 4.17 [20] показано теоретическое распределение типичного колебательно-вращательного спектра КР молекулы N_2 при температуре 300 К, возбуждаемый излучением с длиной волны 337,1 нм. На этом рисунке, представляющем колебательный переход $\Delta\nu = 0 \rightarrow 1$, все линии Q-ветви изо-

бражены неразрешенными, так как они расположены близко друг к другу и могут быть разрешены лишь методами спектроскопии высокого разрешения. Линии O - и S - ветвей энергетически хорошо разделены и проявляются в виде боковых полос по обе стороны от интенсивной Q -ветви. На рис. 4.18 [20] изображен рассчитанный спектр чисто вращательного комбинационного рассеяния на молекулах N_2 при температуре 300 К, возбуждаемый также излучением с длиной волны 337,1 нм. Две O - и S -ветви этого спектра также расположены симметрично по обе стороны от центральной линии рэлеевского рассеяния.

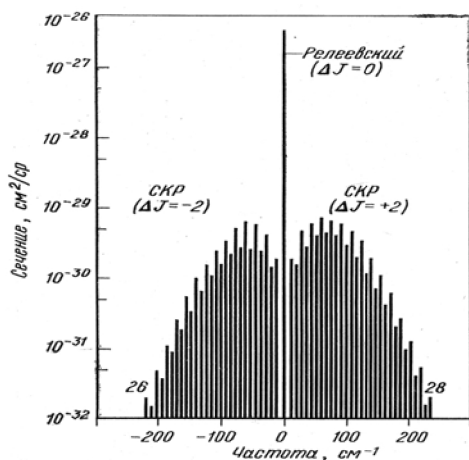


Рис. 4.18. Расчетный вращательный спектр КР и рэлеевского рассеяния для N_2 , возбуждаемых излучением с $\lambda_0 = 337,1$ нм; $T = 300$ К [20]

Измерение концентраций рассеивающих молекул

При данной температуре и тепловом равновесии атомы или молекулы в небольшом объеме распределены по энергетическим состояниям в соответствии, как уже отмечалось, с максвелловским распределением. С учетом этого и вероятностного характера процессов перехода, процессы комбинационного стоксового и антистоксового рассеяния происходят одновременно. Интенсивность каждого из этих составляющих потока рассеян-

ного света может быть определена с использованием квантовой теории.

Если возбуждающее излучение линейно поляризовано в вертикальной плоскости и наблюдается колебательно-вращательная полоса КР, то выражение для интенсивности света имеет вид

$$I_p = I_0 \cdot n \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta l, \quad (4.25)$$

где I_p, I_0 – интенсивности рассеянного света и, соответственно, возбуждающего излучения, *Вт*; n – концентрация рассеивающих молекул, см^{-3} ; $\Delta\Omega$ – телесный угол наблюдения, *ср*; Δl – толщина слоя в кювете с исследуемым газом на пути приема рассеянного излучения, *см*.

Так как интенсивность I_p линий КР пропорциональна концентрации или числу молекул, присутствующих в исследуемом объеме, а также температуре газа, то измерение этой интенсивности позволяет определить концентрацию молекул n , если величины дифференциального сечения рассеяния ($d\sigma/d\Omega$) для данной температуры заранее определены.

Если измерения производятся при низких температурах газа, то для измерения интенсивности КР используются стоксовы линии, так как они более интенсивны.

На практике измерения концентрации молекулярных составляющих смеси могут быть существенно облегчены, если с достаточной точностью известны отношения сечений КР различных газов к сечению рассеяния какого-нибудь эталонного газа. В настоящее время в качестве эталонных используют данные для молекулярного азота N_2 , для которого все спектроскопические величины определены наиболее точно. В таком случае концентрация интересующего компонента «X» на основании (4.26) подсчитывается по формуле:

$$n_X = n_{N_2} \cdot \frac{(I_p / I_{N_2})}{(d\sigma / d\Omega)_X / (d\sigma / d\Omega)_{N_2}} \cdot C, \quad (4.26)$$

где n_x – искомая концентрация компонента, $см^{-3}$; n_{N_2} – концентрация азота; C – константа, учитывающая некоторые особенности формул типа (4.22) – (4.24) и особенности приборной части.

В табл. 4.2 приведены данные, подготовленные по материалам работы [20], по расчетным и экспериментально полученным величинам $(d\sigma/d\Omega)$ дифференциального сечения рассеяния для четырех газов, в сравнении с величинами $(d\sigma/d\Omega)$ для N_2 применительно к Q -ветви колебательного спектра КР.

Таблица 4.2. Сравнение величин дифференциальных сечений рассеяния по методу эталона для Q -ветви колебательного спектра КР

Молекула	$\tilde{\nu}_J$, $см^{-1}$	$(d\sigma/d\Omega)$, $см^2/ср$	$(d\sigma/d\Omega)_X/(d\sigma/d\Omega)_{N_2}$		δ , %
			расчет	эксперимент	
N_2	2329,66	$2,9 \cdot 10^{-30}$	1,0	1,0	-
O_2	1556,26	$3,3 \cdot 10^{-30}$	1,138	1,217	+7
CO_2	1388,15	$3,4 \cdot 10^{-30}$	1,172	1,276	+8,9
CH_4	2914,2	$21,0 \cdot 10^{-30}$	7,24	7,44	+2,9

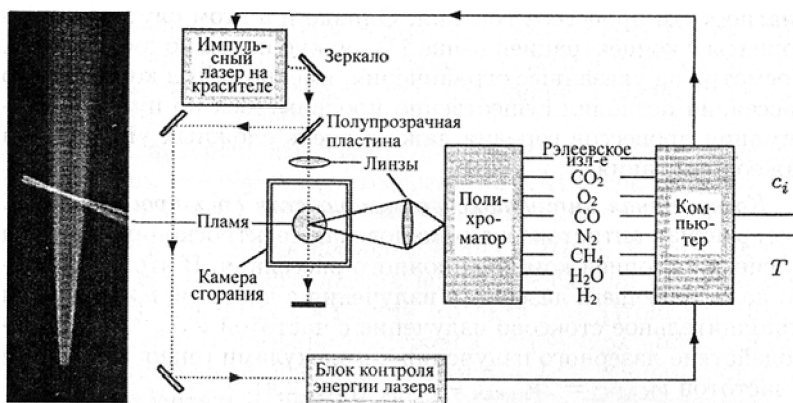


Рис. 4.19. Экспериментальная установка для определения концентраций компонентов и температуры газа по спектрам комбинационного рассеяния

На рис. 4.19 показана экспериментальная установка для изучения спектров комбинационного рассеяния. Излучение, рассеянное образцом, фокусируется на щели полихроматора. Интенсивность измеряется как функция длины волны при помощи фотомножителя [5].

Измерение температуры газа [23, 10, 20, 34]

Поскольку вращательные и колебательные степени свободы молекул оказываются чувствительны к температуре, то методы, основанные на КР света, можно применять для измерения температуры газов (в предположении теплового равновесия). Существует несколько методов измерений.

Методы, использующие вращательный спектр КР, включают:

а) последовательный анализ профиля интенсивности линий или сравнение формы огибающей всех линий наблюдаемой полосы (см. данные табл. 4.1);

б) анализ отношения интенсивностей спектральных интервалов полосы, выбранных с помощью монохроматора или фильтров (см. формулы (4.22)–(4.24) для дифференциальных сечений и (4.25) – интенсивности рассеяния);

в) сравнение частотных сдвигов максимума интенсивности рассеяния (см. табл. 4.1);

г) измерение отношения интенсивностей стоковой и анти-стоковой компонент спектра рассеяния и др.

Использование вращательного спектра КР целесообразно при температуре до нескольких сотен кельвинов, так как в этом диапазоне температур вращательный спектр имеет наибольшую интенсивность, а относительные интенсивности его линий наиболее резко изменяются с температурой.

Использование колебательных спектров КР больше подходит для диагностики более высоких температур, например горячих многокомпонентных газов в пламенах, состав которых изменяется в зависимости от температуры. Кроме того, для линий

колебательного спектра КР характерна относительная независимость от линии возбуждающего излучения.

В качестве примера одного из названных способов ниже приводится выражение для отношения интенсивностей $I(J)_C$ стоксовой и $I(J)_A$ антистоксовой линий вращательного спектра [34]:

$$\frac{I(J)_C}{I(J)_A} = \frac{(\tilde{\nu}_0 - \tilde{\nu}_{крJ})^4}{(\tilde{\nu}_0 + \tilde{\nu}_{крJ})^4} \exp\left[4\left(J + \frac{3}{2}\right) \frac{hcB}{kT}\right], \quad (4.27)$$

которое позволяет вычислить температуру, если измерены соответствующие интенсивности линий $I(J)_C$, $I(J)_A$. Температура может быть подсчитана по отношению интенсивностей для нескольких линий и затем осреднена.

4.2.3. Метод когерентной антистоксовой рамановской спектроскопии

Физическая сущность метода

Метод когерентной антистоксовой рамановской спектроскопии (КАРС)* был предложен и начал применяться с начала 1970-х годов. В методологическом отношении он является развитием методов спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) и вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Метод КАРС относится к классу нелинейно-оптических методов спектроскопии.

На рис. 4.20 приведена схема энергетических уровней (*a*) и соответствующая фазовая диаграмма для волновых векторов (*b*). Суть метода состоит в следующем. В выбранную «точку» исследуемого образца газа (или жидкости) направляются два ла-

* В отечественной литературе используется также аббревиатура АСКР – «активная спектроскопия комбинационного рассеяния» [33, 34], в зарубежной – КАРК – «когерентное антистоксово комбинационное рассеяние» [25].

зерных пучка – один с частотой «накачки» ω_1 ($\omega = 2\pi\nu$), которая поддерживается в ходе всего эксперимента постоянной, и второй – с переменной «стоксовой» частотой ω_{2S} ($S = 1, 2, 3, \dots$), которая в ходе эксперимента пробегает ряд значений, причем частоты подбираются такими, чтобы каждая разница $\omega_1 - \omega_{2S}$ соответствовала определенному, разрешенному стоксову колебательно-вращательному переходу $(\nu, J) \rightarrow (\nu', J') \rightarrow (\nu'', J'')$, где уровень (ν', J') может быть некоторым виртуальным уровнем (рис. 4.20, а).

Далее молекула, претерпевшая возбуждение от первого фотона $h\nu_1$ и вынужденно, под воздействием второго фотона $h\nu_{2S}$, излучившая «стоксов» фотон $h\nu_2$, испытывает повторное возбуждение от другого фотона «накачки» $h\nu_1$, переходит на еще более высокий энергетический уровень и далее спонтанно возвращается на исходный уровень (ν, J) , совершая, таким образом, «антистоксов» переход и излучая в пространство фотон высокой энергии $h\nu_3 = 2h\nu_1 - h\nu_2$.

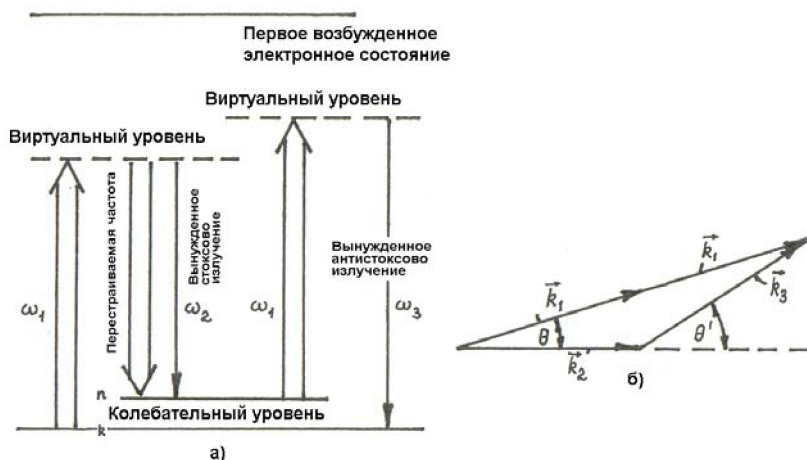


Рис. 4.20. Диаграмма комбинационных переходов (а) и схема фазового согласования (б)

(В работе [25] на аналогичной диаграмме указывается, что «антистоксов» фотон испускается в режиме вынужденного рассеяния, т. е. надо понимать, что второй фотон «накачки» переводит молекулу на верхний, не виртуальный, энергетический уровень.)

Изменением ω_{2S} осуществляется перестройка разности частот $\omega_1 - \omega_{2S}$ в области колебательных частот и, таким образом, записывается спектр, содержащий в себе практически ту же информацию, что и спектр обычного СКР.

Поскольку разница частот $\omega_1 - \omega_{2S}$ близка или почти равна частоте реального колебательно-вращательного перехода ω_{kn} , а «антистоксов» фотон излучается в режиме вынужденного рассеяния и при этом $\omega_3 > \omega_1$, поэтому интенсивность принимаемого сигнала рассеянного излучения резко возрастает на 3–5 порядков, и распространяется он в виде пучка с малой расходимостью, причем при том же уровне интенсивности зондирующего лазерного пучка. Эти два свойства составляют главное преимущество метода КАРС перед методом СКР. В результате метод находит применение при изучении процессов горения, в особенности в системах с большим количеством сажи.

Теоретические основы

Теоретической основой метода КАРС является решение уравнений Максвелла. Решение ищется в общем виде для электромагнитной волны относительно амплитуды антистоксовой волны, имеющей частоту ω_3 , которая выражается через нелинейную комбинационную восприимчивость третьего порядка χ в разложении поляризации, наведенной падающими волнами с частотами ω_1 и ω_{2S} по степеням напряженности электрического поля [34, с. 313–321]. Дополнительно к операции разложения в ряд по степеням и рассмотрению всех перестановок (ситуаций

в решении) в связи со смешением четырех волн выполняется также операция осреднения по времени.

В результате решение для случая коллимированных пучков с дифракционной ограниченной расходимостью представляется в следующем виде [25, 34]:

$$I_3 = \frac{n_3 c}{8\pi} \left| \vec{E}(\vec{r}, 3) \right|^2 = \frac{256\pi^4 \omega_3^2}{n_1^2 n_2 n_3 c^4} \cdot |\chi|^2 \cdot I_1^2 \cdot I_2 \cdot l^2 \left(\frac{\sin(\Delta k' l / 2)}{(\Delta k' l / 2)} \right)^2, \quad (4.27)$$

где χ – нелинейная восприимчивость; n_1, n_2, n_3 и I_1, I_2, I_3 – показатели преломления для среды распространения волн 1, 2 и 3 и, соответственно, интенсивности этих волн; l – длина области взаимодействия (измерительного объема) – короткий участок в области фокусной перетяжки лучей. Если D – диаметр зондирующего пучка на главной передающей линзе, f – её фокусное расстояние, то диаметр d и длина l области взаимодействия определяются соотношениями:

$$d = 4\lambda_1 f / \pi D \quad \text{и} \quad l = \pi d^2 / 2\lambda_1.$$

Остальные параметры в (4.27) имеют следующий смысл. $\Delta k' = 2k'_1 - k'_2 - k'_3$ есть фазовое рассогласование, где величины волновых векторов направления $k'_i = n_i \omega_i / c$. При точном фазовом согласовании ($\Delta k' = 0$) $\sin c(\Delta k' l / 2) = 1$ и сигнал пропорционален просто l^2 . Если $\Delta k' \neq 0$, то воспринимаемая интенсивность становится периодической функцией l и достигает первого максимума в точке $l = \pi / \Delta k' = l_c$. Интенсивность волны на этом расстоянии в $(2/\pi)^2$ раз отличается от интенсивности волны в исследуемой точке в случае точного фазового согласования.

Значение нелинейной комбинационной восприимчивости χ определяется следующим выражением [34]:

$$\chi = \frac{(N_n - N_k) n_1 c^4}{2\hbar n_2 \omega_2^4} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \cdot \frac{1}{\omega_{kn} - (\omega_1 - \omega_2) - i\Gamma_{kn}}, \quad (4.28)$$

где $N_n, N_k, 1/\text{см}^3$ – населенности уровней n и k ; $\omega_{kn} = (\omega_1 - \omega_2)$ – рассогласование частоты стоксова перехода; Γ_{kn} – ширина спектральной линии $\Gamma_{kn} = g(\omega - \omega_{kn})$ (равна полуширине на полувысоте спектральной линии, $\Gamma \sim 0,01 \dots 0,1 \text{ см}^{-1}$); $d\sigma/d\Omega$ – дифференциальное сечение комбинационного рассеяния.

В выражении (4.28) разница в уровнях заселенности ($N_n - N_k$) может быть представлена по аналогии с выражением (4.17) в предположении правомочности статистики Больцмана через заселенность основного уровня N_0 или через общее число молекул N и статистическую сумму по всем разрешенным состояниям Q [13, 31] таким образом:

а) разность между заселенностью основного и первого колебательных уровней

$$N \cdot \Delta_1 = N [1 - \exp(-\hbar\omega_{v01}/kT)] / Q, \quad (4.29a)$$

б) разность между заселенностью первого и второго колебательных уровней

$$N \cdot \Delta_2 = N \cdot \Delta_1 \exp(-\hbar\omega_{v12}/kT) / Q. \quad (4.29б)$$

Таким образом, измеренные значения интенсивностей записанного спектра позволяют: 1) по отношению интенсивностей выбранных нескольких пар линий спектра определить температуру; 2) при найденной температуре и известной интенсивности из (4.28) однозначно определить концентрацию идентифицируемой компоненты газовой смеси.

Схемы экспериментальных установок и результаты

На рис. 4.21 представлена схема типичной экспериментальной установки. Излучение азотного лазера делится на две части, каждая из которых участвует в накачке излучения двух лазеров на красителях. В результате создается первый пучок с частотой «накачки» ω_1 и второй пучок с перестраиваемой «стоксовой»

частотой ω_{2s} . С некоторым углом схождения оба пучка фокусируются в заданной точке образца. Рассеянное излучение с частотой ω_3 дешифровывается с помощью монохроматора, интенсивность измеряется с помощью ФЭУ.

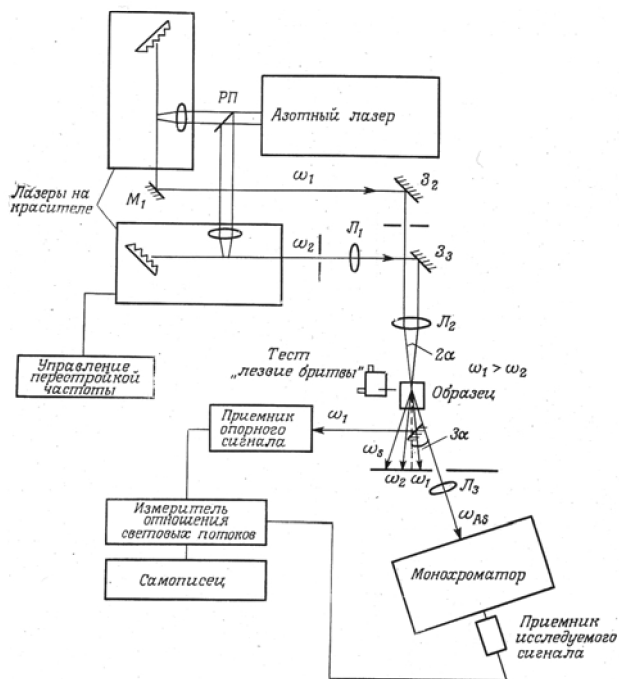


Рис. 4.21. Схема КАРС-установки [34]

В качестве примера на рис. 4.22 [5] приводится участок спектра для азота N_2 , при температуре $T = 1826$ К. На рис. 4.23 [34] – результаты измерения концентрации водорода H_2 в пламени природного газа, полученные в ONERA – Office National d'Etudes et de Recherches Aeronautiques (Французское национальное агентство аэрокосмических исследований).

Большой объем информации по теоретическим, методологическим и практическим вопросам создания и технике применения метода КАРС можно найти во многих трудах ИОФАН (Россия) [33]. В работах [25, 34] детально рассмотрены преимущест-

ва и недостатки метода КАРС по сравнению с методом СКР, можно отметить следующие из них.

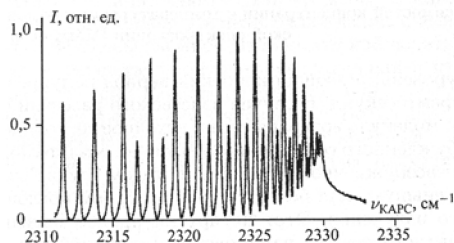


Рис. 4.22. Экспериментальный спектр азота N_2 при $T = 1826$ К, полученный сканированием частоты ω_{2S}

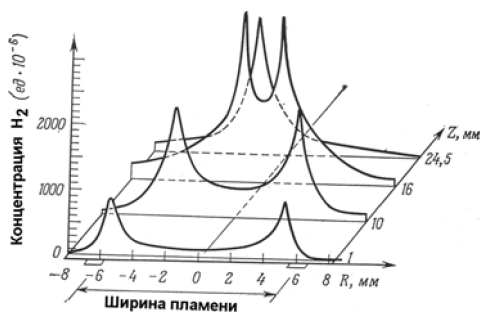


Рис. 4.23. Распределение концентрации H_2 в горизонтально расположенном пламени природного газа: R – расстояние от оси горелки, Z – расстояние вдоль оси

Преимущества КАРС:

- очень высокие уровни сигналов (в $10^3 \dots 10^5$ раз выше);
- малая расходимость (в $10^3 \dots 10^4$ раз ниже), большая эффективность сбора рассеянного излучения;
- исключаются помехи со стороны люминесценции, так как $\omega_3 > \omega_1, \omega_2$;
- высокое спектральное разрешение.

Недостатки КАРС:

- отдельные составляющие нелинейной комбинационной восприимчивости ограничивают чувствительность метода при

обнаружении малых относительных концентраций (в газах это уровень $\sim 10^{-3} \%$);

- образцы должны быть прозрачны и устойчивы к воздействию мощного лазерного излучения;
- высокая стоимость экспериментальных установок;
- сильная зависимость от стабильности работы лазеров и качества юстировки;
- сигнал КАРС может насыщаться при высоких мощностях накачки, что приводит к искажению получаемых результатов.

В ведущих научно-исследовательских центрах мира наметилась тенденция в оснащении исследовательских экспериментальных установок сразу несколькими измерительными системами, реализующими методы СКР (и/или ЛИФ), КАРС и ЛДА [5, 10, 33, 34]. Частичным примером такой установки может быть установка, показанная на рис. 4.24 [5].

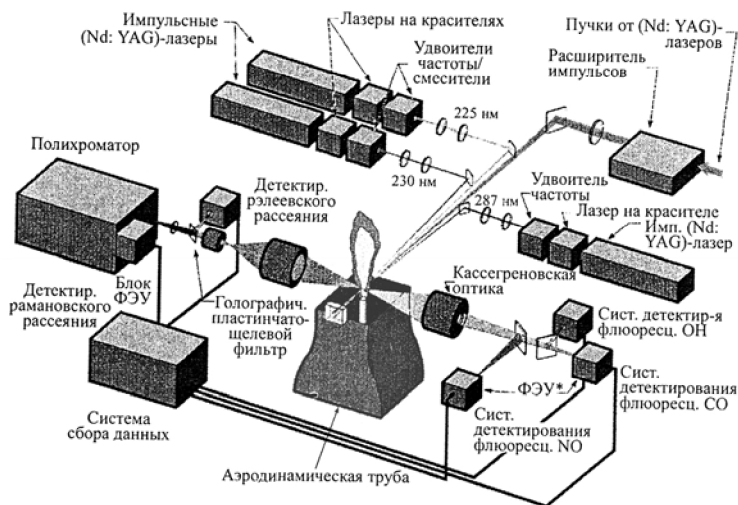


Рис. 4.24. Схема экспериментальной установки для одновременного измерения концентраций основных компонентов в пламени и температуры по спектрам комбинационного рассеяния света на длине волны накачивающего лазера $\lambda = 532 \text{ нм}$ и ЛИФ-спектроскопии СО на $\lambda = 230 \text{ нм}$, NO на $\lambda = 225 \text{ нм}$, ОН на $\lambda = 287 \text{ нм}$ (Barlow, 1998 [5])

4.2.4. Метод лазерно-индуцированной флюоресценции

[5, 25, 34]

В методе *лазерно-индуцированной флюоресценции* (ЛИФ) излучение перестраиваемого лазера используется для селективного возбуждения *электронных состояний* молекул. Возвращение молекул в более низкое энергетическое состояние сопровождается излучением света различной частоты $\nu_{\text{лиф}}$ – флюоресценцией (рис. 4.14).

Рассеяние в режиме флюоресценции отличается от комбинационного рассеяния следующими основными чертами:

а) комбинационное рассеяние – чрезвычайно кратковременный процесс, сдвиг по частоте его спектральных линий не зависит от частоты падающего излучения. Для флюоресценции характерно сравнительно медленное (по экспоненте) затухание интенсивности и постоянство частоты конкретного перехода для исследуемой молекулы;

б) резонансное (или близкое к нему) КР, в отличие от флюоресценции, обычно сильно поляризовано и всегда не чувствительно к тушащим неупругим соударениям. В режиме флюоресценции в процесс рассеяния вовлечены несколько промежуточных состояний;

в) явление флюоресценции частично появляется при организации рассеяния по методам ВКР и КАРС, причем в ряде экспериментов при низком давлении наблюдается непрерывный переход от резонансного КР к резонансной флюоресценции по мере приближения частоты возбуждающего излучения к резонансу с электронными состояниями. При этом, если опять уменьшать частоту возбуждающего излучения $\nu_{\text{лаз}}$, отходя от области резонанса, реакция процесса рассеяния становится мгновенной в том смысле, что форма линии рассеянного излучения опять совпадает с формой линии лазерного импульса.

В завершение сравнения на рис. 4.25 для примера приведены диаграмма энергетических уровней и спектр рассеяния в режиме флюоресценции.

Разность энергий между основным и возбужденным состояниями обычно относительно велика. Поэтому необходимо использовать достаточно коротковолновое (ультрафиолетовое) излучение (см. величину $\lambda_{\text{лаз}}$ на рис. 4.25, б).

Схемы экспериментальных установок и результаты

На рис. 4.26 приведена схема экспериментальной установки ЛИФ-спектроскопии. Исследуемое пространство зондируется тонким плоским лучом, толщиной порядка 50 мкм, перестраиваемого лазера. Световой поток проходит сквозь боковое окно модельного прямоугольного цилиндра поршневого двигателя, а лазерно-индуцированная флюоресценция регистрируется с помощью телекамеры на приборах с зарядовой связью. Сигнал запоминается в электронном цифровом виде и последовательно обрабатывается на ЭВМ [5].

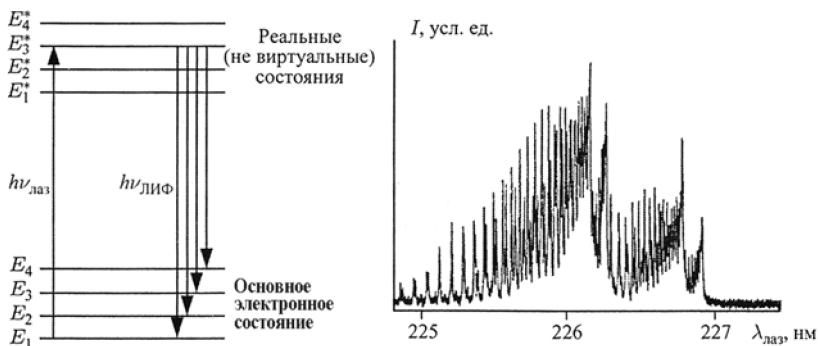


Рис. 4.25. Диаграмма ЛИФ-процесса (а) и спектр возбуждения NO при $T = 300$ К (б), полученный путем перестройки частоты $\lambda_{\text{лаз}}$

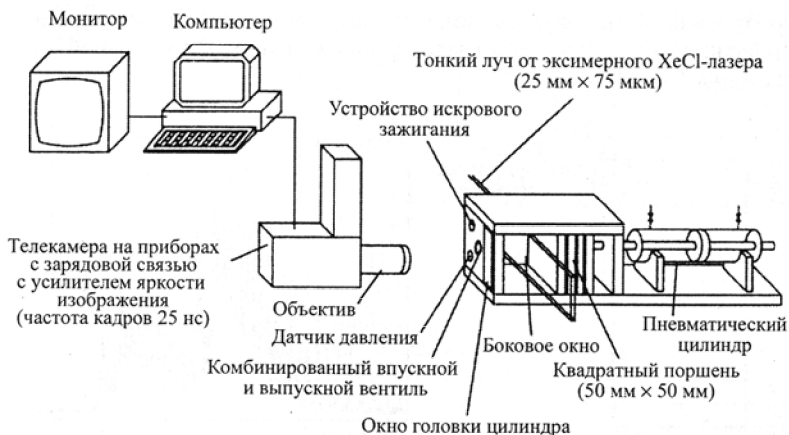


Рис. 4.26. Схема экспериментальной установки для ЛИФ-спектроскопии с двумерным световым потоком

Данная методика и установка применялись для диагностики турбулентных пламён. На рис. 4.27 приведены качественные результаты поля распределения радикалов ОН в турбулентном пламени. В случае сильной турбулентности (рис. 4.27, б) отчетливо видно погасание пламени, приводящее к эмиссии несгоревших углеводородов.

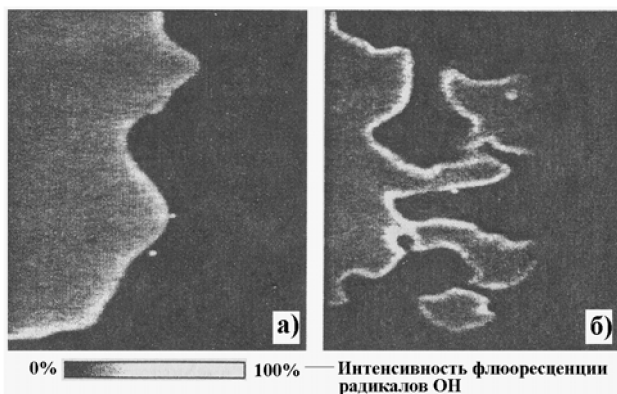


Рис. 4.27. Измерения методом ЛИФ радикалов ОН двумерным световым потоком в модельном карбюраторном двигателе: а – слабая турбулентность, б – сильная турбулентность

Для получения количественной информации требуется иметь обширный массив калибровочных данных (Hanson, 1986; Becker, 1991 [5]). На рис. 4.28 приведены результаты измерений методом ЛИФ-спектроскопии в сравнении с результатами численного эксперимента. В математической модели последнего использовались детальные кинетические схемы окисления метана CH_4 в воздухе и образования основного перечня веществ, в том числе NO и несгоревших углеводородов (Heard, 1992, [5]).

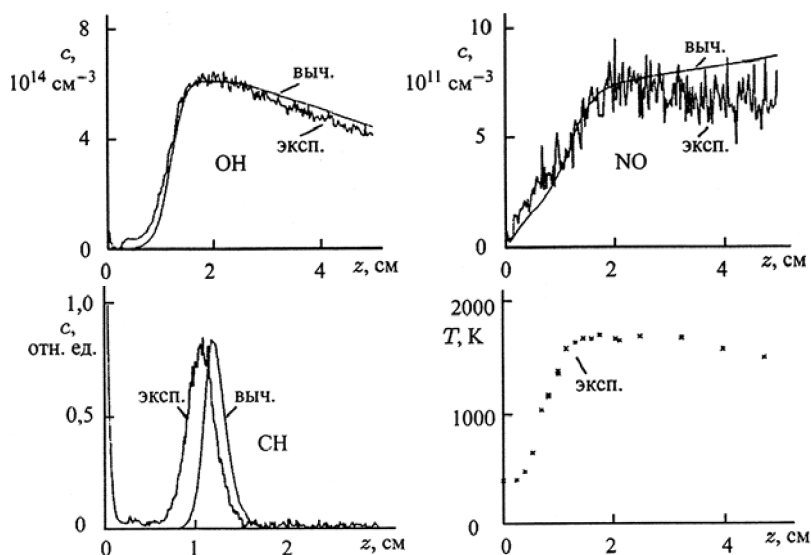


Рис. 4.28. Измерения методом ЛИФ-спектроскопии профилей температуры, абсолютных концентраций OH и NO и относительной концентрации частиц CH (для которых нет калибровки) в плоском метано-воздушном пламени предварительно перемешанной смеси при давлении $p = 40$ мбар

В заключение краткого рассмотрения можно отметить следующие преимущества метода ЛИФ-спектроскопии. Данный метод обладает высокой чувствительностью и селективностью, поскольку дифференциальное сечение рассеяния флуоресценции примерно в 10^6 раз больше, чем сечение рэлеевского (!) рассеяния. Благодаря этому можно выполнять измерения промежу-

точных продуктов химических реакций, концентрации которых малы, например Н, О, N, С, ОН, СН, CN, NH, HNO, SH, SO, CH₃O и др.[5].

В качестве одной из трудностей ЛИФ-спектроскопии отмечается то обстоятельство, что используемый лазер должен позволять возбуждать в идентифицируемых атомах и молекулах соответствующие электронные переходы [5]. Однако, как отмечается в [21], благодаря широкому внедрению в методы спектроскопии перестраиваемых лазеров на органических красителях и самих красителей, число которых в практическом применении составляет уже несколько сотен, эта трудность уже не так остра – с их помощью можно генерировать излучения в диапазоне длин волн от 0,34 до 1,2 мкм. Удваивая частоту генерации с помощью специальных кристаллов [35], можно получить перестраиваемое излучение в глубокой УФ-области спектров.

5. Методы измерения температуры

5.1. Термопары [5], [21]

Распределение температуры может быть достаточно просто измерено при помощи *термопар*, представляющих собой соединение (обычно в виде спая) разнородных электропроводящих элементов (как правило, из металлических проводников, реже из полупроводников). Если контакты проводящих элементов, образующих термопару, находятся при разных температурах, то в цепи термопары возникает ЭДС (термо-ЭДС), величина которой однозначно определяется температурами горячего (спая) и холодного контактов (свободных концов проводников) и природой материалов, примененных в качестве термоэлектродов. В зависимости от интервала измеряемых температур, термоэлектроды (проводники) изготавливаются из различных металлов, например платина/платина-родий или вольфрам/вольфрам-молибден.

К основным преимуществам данного метода следует отнести то, что термо-ЭДС может быть измерена с весьма высокой точностью и что возможно изготовить весьма малые термопары (микротермопары). Последнее обстоятельство позволяет достичь высокой разрешающей способности и значительно уменьшить погрешности, обусловленные аэродинамическими возмущениями, возникающими при внесении термопары в пламя.

Первые экспериментальные исследования температуры пламен были выполнены методом зондирования фронта тонкими (2–20 *мкм*) термопарами. Весьма часто предпочтение отдается методу термопар, так как он сочетает высокую точность измерения локальной температуры с хорошим пространственным разрешением.

При очень высоких температурах пламен термопарный метод применяется ограниченно в связи со следующими причинами:

1) при температурах 1770...2270 К материал обычно используемых термопар разрушается;

2) при высоких температурах растут радиационные потери, а способы, ведущие к их уменьшению, приводят к значительному усложнению измерительной аппаратуры;

3) при больших скоростях потоков значительными и трудно учитываемыми становятся погрешности, обусловленные аэродинамическими искажениями;

4) внесение термопары в пламя может повлиять на химические процессы в пламенах;

5) при быстро меняющихся температурах термопарный метод непригоден вследствие инерционности термопар.

Для измерения высоких температур в заданной точке факела пламени и определения профиля температуры во фронте пламени часто используются W/Re (вольфрам/ренийевые)-термопары, изготовленные из микропроводов ВР-5 и ВР-20 толщиной 15–30 мкм и Pt/Pt(Rh)-термопары толщиной 50 мкм. Точность измерения температуры при этом равна ± 1 К, диаметр спая 20–60 мкм. Сварку микроволокон производят в среде спирта для предотвращения прилипания нитей к медному электроду сварочного аппарата и в потоке аргона. Зачищенные нити стыкуют и закрепляют в требуемом положении. После сварки спай обрезают до нужных размеров. Готовую термопару армируют фарфоровой трубкой и монтируют в специальном приспособлении для ввода термопары в горелку (рис. 5.1). Изготовленную и смонтированную термопару покрывают слоем диоксида кремния путем вакуумного либо «огневого» напыления и затем нагревают в атмосфере аргона до 1700–1900 К. В качестве кремнийсодержащего для «огневого» напыления соединения используют диметилсилоксан. Термопару вводят в пламя из горелки (см. рис. 5.1, б). Зондирование горячих пламен Pt-Pt(Rh)-термопарой проводят до внутренней границы светящейся зоны, так как за ее пределами термопара плавится. Градуировку производят методом сравнения с показаниями стандартной Pt-Pt(Rh)-термопары и корректируют по данным температур плавления

некоторых металлов, а также по температуре нагретой жидкости. При этом термопары помещаются в газовый поток, нагреваемый в кварцевой печи.

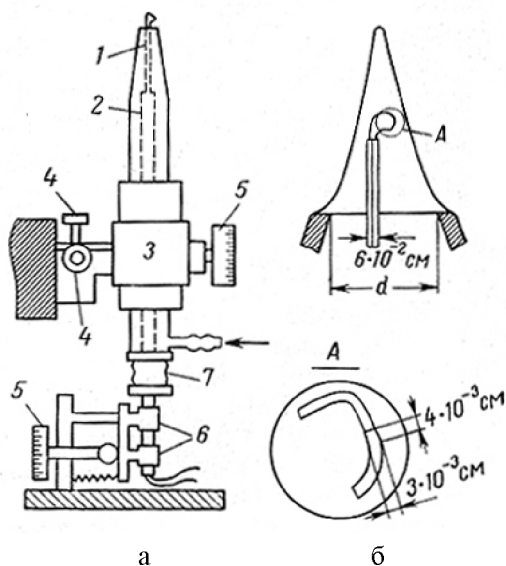


Рис. 5.1. Горелка с термопарой-микрозондом (а) и схема расположения сходя относительно конусообразного фронта пламени (б) [21]: 1 – термопара; 2 – фарфоровая трубка; 3 – горелка с крепежной муфтой; 4 – винты крепления горелки к кронштейну; 5 – винты смещения горелки и термопары; 6 – крепление термопары; 7 – резиновый шильфон

Как отмечается в работе [5], основным недостатком метода является то, что он измеряет температуру контакта металл-металл, которая затем должна быть соотнесена с температурой окружающего газа. Поэтому измеряемая температура (т. е. температура контакта проводящих элементов) может сильно (на сотни градусов) отличаться от температуры окружающего газа. Баланс энергии будет включать вклад от каталитической реакции на поверхности термопары, теплопередачу от проводящих элементов к обычно керамической основе термопары, излучение из проводящих элементов, теплопроводность и конвекцию из газовой фазы к проводящим элементам. Тем не менее метод

термопар легко использовать, он недорог и может быть применен для количественных измерений.

5.2. Метод обращения линий натрия [5], [21]

В методе *обращения линий* Na в реагирующую систему вводят Na-содержащие соединения. Атомы натрия могут поглощать или (при высоких температурах) излучать желтый свет. Излучение введенных атомов натрия исчезает на фоне излучения абсолютно черного тела, если они имеют точно такую же температуру, как и температура последнего. Если их температура выше температуры абсолютно черного тела, то они излучают больше света, чем поглощают, а если ниже, то они поглощают больше света, чем излучают. Появление детекторов на основе диодных матриц существенно улучшило регистрацию такого поглощения либо излучения. Схема соответствующей экспериментальной установки представлена на рис. 5.2 (Wamatz, 1983 [5]).

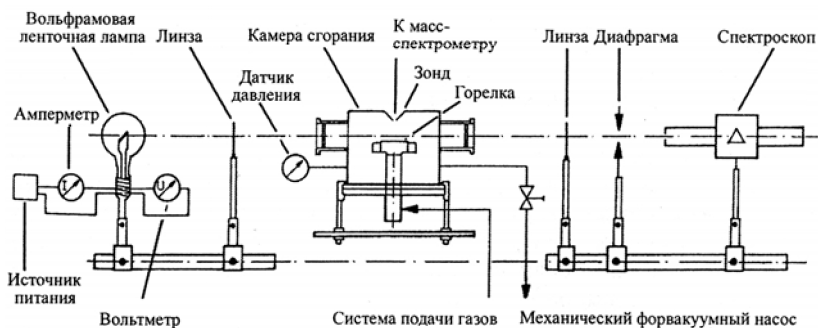


Рис. 5.2. Схема экспериментальной установки для измерения температур (методом обращения линий Na) и концентраций (масс-спектрометрическим методом и методом отбора проб)

Питание лампы осуществляется от источника постоянного тока. Напряжение, подаваемое на лампу, регистрируется потенциометром постоянного тока. Свет от лампы фокусируется линзой на искомую точку внешнего конуса пламени. Пламя окра-

шивают аэрозолем насыщенного раствора хлорида натрия, получаемого с помощью распылителя. Суммарное излучение лампы и внешнего конуса пламени фокусируют на входную щель какого-либо монохроматора (спектроскопа). Момент обращения фиксируют с помощью фотоэлектрического регистрирующего устройства.

К числу достоинств этого метода относятся, во-первых, автоматический учет реабсорбции в пламени и, во-вторых, возможность измерения этим методом локальных температур с помощью подкрашивания солями щелочных металлов отдельных участков пламени. Существенным недостатком метода является ограниченность верхнего предела измеряемой температуры, так как для надежной работы лампы необходимо, чтобы ее яркостная температура не превышала 2600 К. Этот предел может быть увеличен путем применения в качестве эталонного источника угольной дуги ($T = 3800$ К), однако этот источник значительно менее удобен в обращении, чем лампа накаливания [21].

5.3. Методы спектроскопии рассеянного излучения

Методы СКР и КАРС

В методах спектроскопии *спонтанного комбинационного рассеяния* (СКР) и *когерентной антистоксовой рамановской спектроскопии* (КАРС) температуры и концентрации различных частиц могут быть измерены более точно по сравнению с методом обращения линий натрия. Полученные спектры высокого разрешения можно сравнить со спектрами, рассчитанными теоретически, исходя из молекулярных свойств рассматриваемых частиц. Температура и концентрация в расчетах варьируются до достижения наилучшего совпадения с экспериментальными измерениями.

Преимуществом методов является их высокое пространственное (около 1 мм^3) и временное (около 10 нс) разрешение,

а недостатком можно считать высокую стоимость и сложность получения конечных результатов. Последнее в методе КАРС связано главным образом с нелинейностью зависимости сигнала от интенсивности лазерного излучения и концентрации исследуемых частиц. (Подробнее о методах см. п. 4.2.2.)

Методы лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ)

В методе ЛИФ селективное возбуждение различных уровней энергии молекул (например, радикалов ОН) можно использовать для определения функции распределения заселенности уровней энергии молекул. В предположении, что функция распределения бoльцмановская, можно определить температуру. Необходимо принимать во внимание потери энергии лазерного луча и самопоглощение излучения флюоресценции, выходящего из зоны лазерного возбуждения [5, 20, 34].

В ряде случаев в поток вводились флюоресцирующие соединения, например NO, и выполняли ЛИФ-термометрию этой молекулы [5]. Было показано, что NO оказывает пренебрежимо малое воздействие на процесс горения. (Подробнее о методе см. п. 4.2.3.)

6. Методы измерения давления

Газожидкостные пьезометры и манометры

В пламенах с дозвуковым потоком в открытом объеме (например, пламя свечи, горелки или факела) давление почти постоянно. В случае пламен с потоком в замкнутом объеме (например, пламя в камере сгорания или топочной камере) давление часто также постоянное, но с небольшим градиентом, который обеспечивает дозвуковой поток и который необходимо учитывать при определении ускорения потока. Эти средние давления удобно измерять при помощи обычных одно- или многоточечных датчиков статического давления и давления торможения, а регистрацию давления производить с помощью жидкостных, газовых или электронных манометров. Достаточно подробно конструкция датчиков и соответствующая библиография по ним представлена в [14] для однофазных потоков жидкости или газа, для двухфазных потоков – в [15].

Пьезоэлектрические датчики

Весьма часто в процессах горения давление изменяется со временем (например, в поршневом двигателе или импульсных камерах сгорания). Такие изменения давления обычно измеряют при помощи пьезоэлектрических датчиков давления, вмонтированных в стенку камеры. Они представляют собой кварцевый кристалл, который изменяет свои электрические свойства в зависимости от деформации, вызванной изменением давления. Неявно предполагается, что давление, измеренное у стенки, близко к давлению вдали от стенки камеры. Это предположение справедливо в случае, когда характерное время изменения давления гораздо больше времени, в течение которого звуковая волна пересекает камеру. Даже в случае, когда давление однородно, могут наблюдаться значительные вариации плотности, поскольку температура за фронтом пламени обычно гораздо

выше температуры перед ним. Несмотря на эти значительные вариации плотности, поток все еще несжимаем до тех пор, пока квадрат числа Маха M мал по сравнению с единицей, т. е. поток, для которого $M^2 \ll 1$, несжимаем даже при наличии значительных вариаций плотности [5]. Подробную информацию о датчиках можно найти в [19].

Оптические методы

Когда число Маха достигает единицы или превышает ее, поток сжимаем. В случае сжимаемых потоков желательно проводить оптические измерения давления, поскольку пространственные и временные вариации давления, скорости, температуры и плотности существенны, а контактные методы сильно возмущают поток. Давление часто определяется из измерений температуры и плотности с помощью уравнения состояния идеального газа [5].

7. Методы измерения размеров ансамбля сферических частиц и капель

7.1. Метод малоуглового дифракционного рассеяния монохроматического излучения [16, 28, 30]

Основным видом топлива для тепловых двигателей, применяемых на транспорте, являются различные сорта жидких топлив – бензины, сжиженный природный газ, керосины, соляры, мазуты, жидкие или сжиженные ракетные топливные компоненты. В зону горения жидкое топливо подается обычно в распыленном на капли виде и нужным образом распределяется в огневом пространстве, что обеспечивает равномерное и быстрое его испарение, образование горючей смеси с требуемыми для горения свойствами и быстрое, качественное последующее её сгорание.

Распыливание топлива и начальное смесеобразование осуществляется с помощью специальных устройств – карбюраторов, форсунок. Качество их работы оценивается по форме и дальнобойности струй впрыскиваемого ими топлива, по обеспечению требуемого закона распределения массы топлива в пространстве, по величине неравномерности этого распределения, а также по величине диаметров образующихся капель и относительно количеству капель того или иного диаметра.

Данный раздел посвящен вопросам определения двух последних из перечисленных выше показателей, характеризующих мелко́сть капель и однородность их по размерам, – величины *среднего диаметра капель* и *функции распределения капель по диаметрам*. Эти параметры составляют так называемые *дисперсные характеристики качества распыла*.

Общие сведения. Параметры мелко́сти капель

Функция распределения капель по размерам. В струе впрыскиваемого топлива одновременно могут находиться раз-

нородные по размерам капли с индивидуальными диаметрами $D = 5 \dots 1500 \text{ мкм}$. Причем общее их число чрезвычайно велико – так, из каждого 1 мм^3 жидкого топлива может образоваться от 2 до 200 тысяч капель. Общая мелкость капель характеризуется величиной *среднего диаметра капель* (СДК), который можно подсчитать, если известно абсолютное число или относительная доля капель каждого из размеров. При выполнении расчетов обычно поступают следующим образом: весь диапазон возможных значений диаметров капель от минимального D_{\min} до максимального D_{\max} разбивают на $n = 10 \dots 30$ размерных поддиапазонов шириной ΔD_i . Для каждого i -го поддиапазона ($i = 1, 2, 3, \dots, n$) определяются величины крайнего максимального \tilde{D}_i и среднего диаметра D_i ; подсчитывается число капель ΔN_i с диаметрами $\tilde{D}_{i-1} < D \leq \tilde{D}_i$, относящимися к данному поддиапазону. Естественно, общее число капель в рассматриваемой области $N = \sum_{i=1}^n \Delta N_i$. Тогда относительное количество капель каждого из возможных диаметров $D_i \pm \Delta D_i / 2$ будет $\Delta N_i / N$, и эти величины можно представить гистограммой (рис. 7.1).

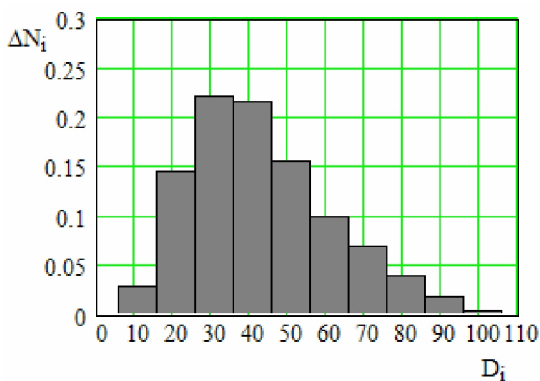


Рис. 7.1. Спектр распределения капель по диаметрам

Функция $f(D)$, описывающая форму гистограммы, называется *функцией распределения капель по размерам*:

а) в дискретной форме, когда число размерных поддиапазонов n конечно

$$f(D_i) = \frac{\Delta N_i}{N \cdot \Delta D_i},$$

условие нормировки – $\sum_{i=1}^n \frac{\Delta N_i}{N} = \sum_{i=1}^n f(D_i) \Delta D_i = 1$; (7.1a)

б) если n величина большая – в пределе $n \rightarrow \infty$, то как непрерывная функция

$$f(D) = \frac{dN}{N \cdot dD} \text{ и } \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} f(D) dD = \int_0^{\infty} f(D) dD = 1. \quad (7.1б)$$

Номенклатура средних диаметров капель. Используются следующие разновидности средних диаметров капель (СДК).

в) D_{10} – *средний арифметический* или *средневзвешенный по числу всех капель* СДК:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{N} (D_1 + D_2 + \dots + D_N) = \\ & = \frac{1}{N} \left(\Delta N_{1D_{\min}}^{\tilde{D}_1} \cdot D_1 + \Delta N_{2D_1}^{\tilde{D}_2} \cdot D_2 + \dots + \Delta N_{nD_{n-1}}^{D_{\max}} \cdot D_n \right) = \\ & = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n \Delta N_i^{\tilde{D}_i} \cdot D_i \cong \frac{1}{N} \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} N \cdot D \cdot f(D) dD = \\ & = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D \cdot f(D) dD = D_{10}. \end{aligned} \quad (7.2)$$

г) D_{20} – *средний арифметический по поверхности испарения* всех капель диаметр или *средневзвешенный по поверхности испарения* СДК:

$$S_{\Sigma} = S_1 + S_2 + \dots + S_N = \Delta N_{1D_{\min}}^{\tilde{D}_1} \cdot S_1 + \Delta N_{2D_1}^{\tilde{D}_2} \cdot S_2 + \dots$$

$$\begin{aligned} \dots + \Delta N_{n\tilde{D}_{n-1}}^{D_{\max}} \cdot S_n &= \sum_{i=1}^n \Delta N_{i\tilde{D}_{i-1}}^{\tilde{D}_i} \cdot S_i = \\ &\cong \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} N \cdot \pi D^2 \cdot f(D) dD = N \cdot \pi D_{20}^2, \end{aligned} \quad (7.3a)$$

$$D_{20} = \left\{ \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^2 \cdot f(D) dD \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (7.3b)$$

где S_i , S_{Σ} – поверхности испарения, соответственно, капли i -го диаметра и в сумме всех N капель. Боковая поверхность капли с диаметром D_{20} является средним арифметическим по отношению к поверхностям всех капель.

д) D_{30} – *средний арифметический по объему всех капель диаметр* или *средневзвешенный по объему СДК*:

$$\begin{aligned} V_{\Sigma} &= V_1 + V_2 + \dots + V_N = \Delta N_{1D_{\min}}^{\tilde{D}_1} \cdot V_1 + \Delta N_{2D_1}^{\tilde{D}_2} \cdot V_2 + \dots \\ &\dots + \Delta N_{n\tilde{D}_{n-1}}^{D_{\max}} \cdot V_n = \sum_{i=1}^n \Delta N_{i\tilde{D}_{i-1}}^{\tilde{D}_i} \cdot V_i = \\ &\cong \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} N \cdot \frac{\pi D^3}{6} \cdot f(D) dD = N \cdot \frac{\pi D_{30}^3}{6}, \end{aligned} \quad (7.4a)$$

$$D_{30} = \left\{ \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^3 \cdot f(D) dD \right\}^{\frac{1}{3}}, \quad (7.4b)$$

где V_i , V_{Σ} – поверхности испарения, соответственно, капли i -го диаметра и в сумме всех N капель. Объем капли диаметра D_{30} является средним арифметическим по отношению к объему всех капель.

е) D_{32} – *средний объемно-поверхностный диаметр капель*:

$$D_{32} = \frac{6 \cdot V_{\Sigma}}{S_{\Sigma}}. \quad (7.5)$$

Согласно (7.5) это такой диаметр, который равен точно такому же соотношению между суммарным объемом и суммарной

боковой поверхностью всех капель, какое имеет место для капли любого i -го диаметра $D_i = 6 \cdot V_i / S_i$:

$$D_{32} = \frac{6 \cdot V_{\Sigma}}{S_{\Sigma}} = \frac{6 \cdot \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} N \cdot \frac{\pi D^3}{6} \cdot f(D) dD}{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} N \cdot \pi D^2 \cdot f(D) dD} = \frac{D_{\min} \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^3 \cdot f(D) dD}{D_{\min} \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^2 \cdot f(D) dD} \quad (7.6)$$

По смыслу D_{32} необходимо добавить следующее. При получении выше приведенных выражений для всех СДК: D_{10} , D_{20} , D_{30} и D_{32} – использовалось общепринятое понятие функции распределения капель по размерам $f(D)$, определяемой через число капель ΔN_i и N . То есть $f(D)$ – это концентрационная, «счетная» функция распределения. Распределение капель по размерам можно описать аналогичным образом, но посредством других по типу функций распределения – «поверхностной» $f_S(D_i) = \Delta S_i / (S_{\Sigma} \cdot \Delta D_i)$ или, например, «объемной» $f_V(D_i) = \Delta V_i / (V_{\Sigma} \cdot \Delta D_i)$. Тогда при использовании $f_S(D_i)$ средний диаметр капель типа D_{32} можно представить как средневзвешенный по поверхности испарения:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{S_{\Sigma}} \left(\Delta S_{1D_{\min}}^{\tilde{D}_1} \cdot D_1 + \Delta S_{2D_1}^{\tilde{D}_2} \cdot D_2 + \dots + \Delta S_{nD_{n-1}}^{D_{\max}} \cdot D_n \right) = \\ & = \frac{1}{S_{\Sigma}} \sum_{i=1}^n \Delta S_{i\tilde{D}_{i-1}}^{\tilde{D}_i} \cdot D_i = \sum_{i=1}^n D_i \cdot f_S(D_i) \Delta D_i = D_S \end{aligned}$$

Если величины $\Delta S_{i\tilde{D}_{i-1}}^{\tilde{D}_i}$ и S_{Σ} выразить через обычную функцию распределения $f(D_i)$, то нетрудно увидеть, что для D_S легко получить формулу типа (7.6), т. е. $D_S = D_{32}$.

В практике исследования качества распыливания топлива форсунками тепловых двигателей средний диаметр капель типа D_{32} получил наибольшее употребление. Его часто называют по

фамилии исследователя, предложившего его к использованию как *средний диаметр капель по Заутеру* (СДКЗ).

В зависимости от комплекса физических свойств топлива (плотности ρ , вязкости μ и коэффициента поверхностного натяжения σ), размеров каналов и режима работы распылительного устройства, а также участия в распыливании вспомогательного газа (воздуха) типичные значения СДКЗ могут быть следующими: для форсунок ГТД – 15...35 мкм – на взлетном и крейсерском режимах, 70...100 мкм – на режимах пониженной тяги; в карбюраторе поршневых двигателей (ПД) – 50...70 мкм; для электромагнитных форсунок ПД – 60...80 мкм.

Методы измерения размеров капель

Методы измерения размеров капель подразделяются на *контактные*, *бесконтактные* и *методы моделирования*.

Контактные методы. Наиболее известным из этих методов является метод улавливания капель на специальную подложку:

- в нужное место потока капель на специальном стержне вводится небольшая пластина с размерами не более 5×5 мм, покрытая тонким слоем, например, сажи. В процессе установки пробоотборника пластина закрыта крышкой;

- в момент замера крышка на мгновение убирается и затем вновь закрывает подложку;

- далее пробоотборник выводится из места измерения и подложка исследуется под микроскопом.

На подложке остаются отпечатки от капель, по которым подсчитывается их число и размеры, далее определяются $f(D)$ и СДКЗ. Количество отпечатков на подложке должно быть больше 3000 тысяч, с тем чтобы совокупность капель была статистически представительной.

Главными достоинствами этого метода являются простота технической реализации и возможность установки пробоотбор-

ника практически в любую точку двухфазного потока. Главными недостатками являются неточность передачи отпечатками истинных размеров капель и трудоемкость подсчетов и измерений под микроскопом.

Методы моделирования. Наиболее известным из этих методов является так называемый «парафиновый метод»:

– парафин разогревается до некоторой высокой температуры, при которой он становится предельно текучим;

– в таком горячем жидком виде парафин распыливается вместо натурального топлива с помощью исследуемой форсунки. С использованием методов теории подобия полученные затем результаты будут пересчитаны на условия натурального топлива;

– застывающие в пространстве капли падают на систему сит с различной величиной ячеек, расположенных друг под другом. На первом сите задерживаются самые крупные капли, на расположенном ниже – капли меньшего диаметра и т.д.

После окончания проливки форсунки сита вместе с застывшими на них парафиновыми шариками взвешивают, а так как размер ячеек известен, то число задержанных капель каждым из сит определяется достаточно легко.

Главным достоинством этого метода является простота и оперативность получения данных о размерах модельных капель; недостатком – взаимное налипание капель, крупные капли загромождают ячейки для пролета мимо более мелких капель.

Бесконтактные методы. Как правило, это оптические методы. Из них наиболее распространенными являются голографический метод и метод малоуглового дифракционного рассеяния света.

Голографический метод (см. п. 7.2 пособия)

– В этом методе факел капель освещается кратковременно узким цилиндрическим пучком света от импульсного лазера. В момент кратковременного освещения продифрагировавший

на каплях свет расходящимся конусом падает на специальную фотопластинку, которая фиксирует распределение интенсивности света в этом потоке. В нем оптически закодирована информация о числе, расположении и размерах капель. После такой засветки фотопластинка обрабатывается фотореактивами.

– Затем фотопластинка освещается в обратном направлении широким пучком света от лазера непрерывного излучения. В том месте пространства, в котором ранее находился факел распыла, теперь появляется неподвижное голографическое мнимое изображение капель.

– Далее с помощью специального микроскопа производят подсчет и обмер капель, после чего определяются $f(D)$ и СДКЗ.

Главным достоинством этого метода является эталонная точность определения числа и размеров капель. Недостатком является громоздкость квантово-оптического оборудования и трудоемкость получения конечных данных.

Метод малоуглового дифракционного рассеяния света

Этот метод, как и голографический, основан на использовании явления дифракции света. В отличие же от голографического он значительно проще в приборной реализации и существенно более оперативный в получении конечных данных о $f(D)$ и СДКЗ. Главным недостатком метода малоуглового рассеяния является ограничение по пространственной плотности расположения капель в связи с трудностью учета в методах математической обработки влияния эффектов вторичного светорассеяния. Однако благодаря своим достоинствам данный метод получил большее распространение, чем голографический, особенно при использовании в массовых испытаниях.

Оптическая схема и принцип действия измерителя

Оптическая схема измерителя мелкости, работающего по схеме метода малоуглового дифракционного рассеяния моно-

хроматического света, приведена на рис. 7.2. Измеритель состоит из He-Ne-лазера 1 непрерывного излучения с длиной волны $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$, испускающего пучок света 2 мощностью $10 \dots 50 \text{ мВт}$ диаметром $1,5 \dots 2 \text{ мм}$, блока оптических деталей 3, формирующих пучок 4 с равномерным распределением интенсивности в поперечном сечении, служащий для освещения каплю топлива 5 в факеле распыливания 6, создаваемого форсункой 7; прибор включает большую собирающую линзу 8, выполняющую сбор и необходимые оптические преобразования полей продифрагировавшего на каплях света 9 и света 10, проходящего без дифракции; измеритель также имеет перемещаемый фотоприемник 11, посредством которого измеряется распределение интенсивности света в суммарной картине дифракции.

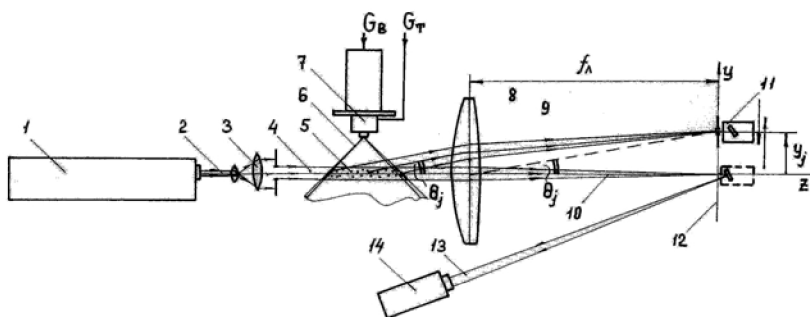


Рис. 7.2. Оптическая схема лазерного измерителя мелкости капель

Суммарную картину дифракции можно визуально наблюдать, если в фокальную плоскость 12 большой линзы поместить экран. Она представляет собой круглое пятно света с ярким центром, расположенном на оптической оси, и мягким ослаблением интенсивности от центра к периферии практически до нуля. Поперечный размер пятна, общая его яркость и закон изменения яркости по радиусу от центра определяются, соответственно, величиной СДК, общим числом капель и относительным коли-

чеством капель каждого из размеров, то есть функцией распределения капель по размерам $f(D)$.

С помощью подвижного фотоприемника II при его перемещении, например вдоль вертикального диаметра общей картины, измеряются интенсивности света $I(\theta_j)$ в 40...120 угловых точках, т. е. $j = 1, 2, \dots, m$. По этому распределению интенсивности путем решения тем или иным специальным математическим методом так называемой обратной задачи светорассеяния для исследуемого объема пространства факела распыливания δ вычисляются общая концентрация капель, $f(D)$ и СДКЗ.

Для лучшего уяснения последовательности шагов оптических измерений и последующей математической обработки получаемых данных необходимо более детальное рассмотрение теоретических основ дифракции на круглых частицах, закономерностей формирования общей картины дифракции, перечня и возможностей математических методов вторичной обработки.

Теоретические основы метода малоуглового рассеяния

Рассмотрим сначала особенности дифракции на отдельно взятой сферической частице, являющейся *оптически крупной* по сравнению с длиной волны падающего на неё света $\lambda = 0,6328$ мкм, то есть условие крупности $\rho_i = \pi D_i / \lambda > 30$ выполняется для любой нашей капли i -го диаметра. В падающем на такую частицу потоке монохроматического света можно выделить следующие части (рис. 7.3):

I – часть от падающего на каплю света, который отражается назад и частично проходит сквозь каплю с двойным лучепреломлением и одновременно со значительным ослаблением за счет внутреннего многократного отражения и преломления;

II – часть света, в общем незначительная, падающего на каплю далеко от её центра, отражается вперед и испытывает однократное преломление;

III – часть света, которая проходит в кольце толщиной порядка половины радиуса капли и испытывает дифракцию – это основная часть света, составляющая общий поток продифрагировавшего на каплях света $\Phi_{\text{дифр}}$.

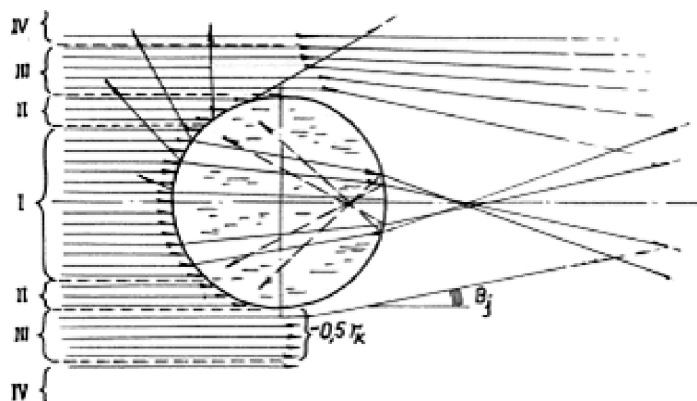


Рис. 7.3. Схема взаимодействия плоской световой волны с крупной сферической частицей

Весь свет, в той или иной степени провзаимодействовавший с каплей, называется рассеянным. При этом капля, по сравнению с расстояниями от факела распыла до линзы и от линзы до экрана наблюдения, является пренебрежительно малой, и её рассматривают как точечный источник вторичных волн.

Известно [41, 18, 4], что результат дифракции света на крупной сферической частице, если его наблюдать на некотором большом расстоянии в так называемом дальнем поле, представляет собой картину с ярким пятном в форме круга в центре и набором концентрично расположенных вокруг него и чередующихся темных и светлых колец с постепенно ослабевающей яркостью. Это картина дифракции Фраунгофера. Интенсивность света в этой картине в направлении угла θ_j определяется следующим выражением:

$$I(\theta_j) = E_0 \frac{D^2}{16} \left\{ \rho^2 \left[\frac{2J_1(\rho\theta_j)}{\rho\theta_j} \right]^2 + \left[\frac{4m^2}{(m^2-1)(m+1)} \right] + 1 \right\}, \quad (7.7)$$

где E_0 – интенсивность падающего на каплю света; m – показатель преломления вещества капли; $J_1(x)$ – функция Бесселя 1-го рода 1-го порядка. В правой части (7.7) первое слагаемое соответствует вкладу продифрагировавшего света, т.е. части III от всего падающего на каплю потока; второе слагаемое соответствует части I и третье – части II. Вторым и третьим слагаемым в (7.7), ввиду их сравнительной малости, пренебрегают, тогда общая интенсивность будет равна интенсивности только от продифрагировавшего на капле света:

$$I(\theta_j) = E_0 \frac{1}{16} \left(\frac{\pi D^2}{\lambda} \right)^2 \left[\frac{2J_1(\rho\theta_j)}{\rho\theta_j} \right]^2. \quad (7.8)$$

В соответствии с (7.8) зависимость интенсивности $I(\theta_j)$ от угла рассеяния θ_j , в том числе расположение темных и светлых колец, описывается поведением множителя

$$\left[\frac{2J_1(\rho\theta_j)}{\rho\theta_j} \right]^2. \quad (7.9)$$

Если продифференцировать его по углу θ , то можно найти координаты минимумов и максимумов интенсивности, то есть срединный радиус или диаметр темных колец и, соответственно, срединный радиус или диаметр светлых колец $D_{\text{дифр(К)}}$:

$$D_{\text{дифр(К)}} = \text{const} \cdot \frac{\lambda \cdot f}{D}, \quad (7.10)$$

где $\lambda = 0,6328$ мкм – длина волны излучения; f – расстояние от частицы до экрана наблюдения; D – диаметр сферической частицы; $\text{const} = 2,44$ для 1-го темного кольца, $3,27$ – для 1-го светлого кольца, остальные значения константы можно найти в [4].

При $\theta = 0$ (точно на оптической оси) сомножитель (7.9) будет равен 1, тогда интенсивность в центре картины будет равна:

$$I_{\text{Ц}} = E_0 \frac{1}{16} \left(\frac{\pi D^2}{\lambda} \right)^2. \quad (7.11)$$

Распределение интенсивности (7.8) удобно представлять в относительном виде $\bar{I}(\theta_j)$, поделив каждое значение $I(\theta_j)$ на значение интенсивности в центре картины $I_{\text{Ц}}$:

$$\bar{I}(\theta_j) = \frac{I(\theta_j)}{I_{\text{Ц}}} = \left[\frac{2J_1(\rho\theta_j)}{\rho\theta_j} \right]^2. \quad (7.12)$$

В случае, если дифракция происходит не на одной, а на нескольких произвольно расположенных в одном месте N частицах одинакового диаметра D (такие частицы называются *монодисперсными*) и если частицы друг друга не затеяют, то на экране в фокальной плоскости будет наблюдаться почти в точности такая же картина, что и от одной частицы, но только в N раз ярче и немного с расплывчатыми краями. Последний дефект будет связан с оптическим влиянием взаимного различия в расстояниях частиц от оптической оси и от экрана наблюдения. Этот дефект устраняется, если на пути между частицами и экраном наблюдения установить большую собирающую линзу δ (рис. 7.2), которая световые поля от произвольно расположенных частиц одинакового диаметра в фокальной плоскости делает одинаковыми. В результате суммарная интенсивность будет подсчитываться как простая линейная сумма интенсивностей или как произведение:

$$I_N(\theta_j) = N \cdot I(\theta_j). \quad (7.13)$$

Тогда отнормированное распределение интенсивности для N частиц, имеющих одинаковый диаметр, будет описываться

такой же формулой (7.12), что и для одной частицы с тем же самым диаметром D .

Если происходит дифракция на N различных по размеру частицах (такие частицы называются *полидисперсными*), диаметры которых изменяются с некоторым шагом ΔD_i в диапазоне $D_{\min} \leq D_i \leq D_{\max}$, где $i = 1, 2, 3, \dots, n$, то суммарная интенсивность дифракционно рассеянного света в общей картине дифракции также будет подсчитываться как линейно независимая сумма:

$$\begin{aligned} I_N(\theta_j) &= \sum_{i=1}^n \Delta N_i \cdot \frac{E_0}{16} \left(\frac{\pi D_i^2}{\lambda} \right)^2 \left[\frac{2J_1(\rho_i \theta_j)}{\rho_i \theta_j} \right]^2 = \\ &= N \frac{E_0 \pi^2}{16 \lambda^2} \sum_{i=1}^n D_i^4 \left[\frac{2J_1(\rho_i \theta_j)}{\rho_i \theta_j} \right]^2 f(D_i) \Delta D_i \quad . \end{aligned} \quad (7.14)$$

Если число размерных поддиапазонов велико, теоретически $n \rightarrow \infty$, то суммарную интенсивность для любого угла рассеяния θ_j можно представить через интеграл, причем без ошибки в величине интеграла можно сменить пределы интегрирования:

$$\begin{aligned} I_N(\theta_j) &= N \frac{E_0 \pi^2}{16 \lambda^2} \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^4 \left[\frac{2J_1(\rho \theta_j)}{\rho \theta_j} \right]^2 f(D) dD = \\ &= N \frac{E_0 \pi^2}{16 \lambda^2} \int_0^{\infty} D^4 \left[\frac{2J_1(\rho \theta_j)}{\rho \theta_j} \right]^2 f(D) dD \quad . \end{aligned} \quad (7.15)$$

При решении обратных задач светорассеяния удобно пользоваться относительной интенсивностью $\bar{I}_N(\theta)$, которая получается путем деления каждого значения $I_N(\theta)$ на значение интенсивности в центре картины $I_{Ц}$, получаемого из (14) или (15) при $\theta = 0$. Тогда для $\bar{I}_N(\theta_j)$ получим:

$$\begin{aligned}
 \bar{I}_N(\theta_j) &= \frac{\sum_{i=1}^n D_i^4 \left[\frac{2J_1(\rho_i \theta_j)}{\rho_i \theta_j} \right]^2 f(D_i) \Delta D_i}{\sum_{i=1}^n D_i^4 f(D_i) \Delta D_i} \cong \\
 &\cong \frac{\int_0^\infty D^4 \left[\frac{2J_1(\rho \theta_j)}{\rho \theta_j} \right]^2 f(D) dD}{\int_0^\infty D^4 f(D) dD}.
 \end{aligned} \tag{7.16}$$

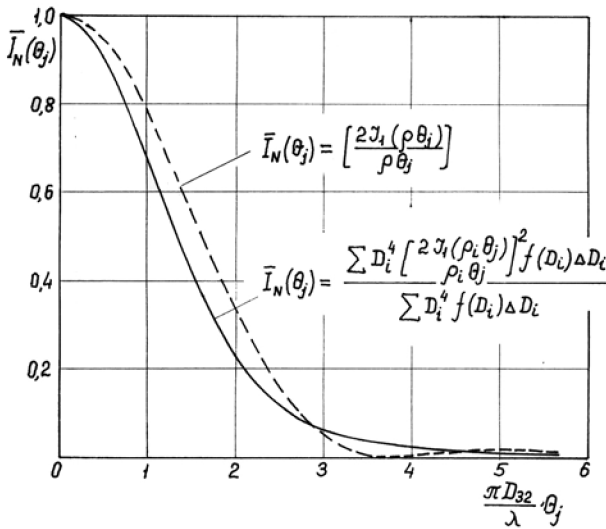


Рис. 7.4. Индикатрисы рассеяния для монодисперсных (пунктир) и полидисперсных (сплошная) сферических частиц

Распределение интенсивности дифракционно рассеянного света в виде отнормированных значений интенсивности $\bar{I}_N(\theta_j)$ называется *индикатрисой рассеяния*. Индикатриса рассеяния для полидисперсных частиц (число и размеры которых описываются функцией распределения как на рис. 7.1, для которых $D_{32} = 58,1 \text{ мкм}$ и $\rho_{32} = 1200$) представлена на рис. 7.4 в срав-

нении с индикатрисой рассеяния для монодисперсных частиц (с таким же общим числом N , диаметром D и величиной параметра дифракции $r = 1200$).

Задача по отысканию $f(D)$ из под знака суммы в (7.14) или интеграла в (7.15) относится к классу обратных задач светорассеяния. В настоящее время для её решения предложено несколько математических методов [11, 12].

Решение обратной задачи светорассеяния интегральным методом К.С. Шифрина

К.С. Шифриным в результате интегральных преобразований получено точное аналитическое интегральное решение (7.15) как обратной задачи в виде:

$$f(D) = \frac{\text{const}}{D^2} \cdot \int_0^\infty F(\rho\theta) \cdot \frac{d}{d\theta} [\theta^3 \bar{I}_N(\theta)] \cdot d\theta, \quad (7.17)$$

где $F(\rho\theta) = -\rho\theta \cdot J_1(\rho\theta) \cdot Y_1(\rho\theta)$ – вспомогательная функция; $Y_1(\rho\theta)$ – функция Бесселя 2-го рода 1-го порядка; $\bar{I}_N(\theta)$ – относительная суммарная интенсивность – индикатриса рассеяния. Константу const в первом сомножителе в правой части (7.17) можно найти из условия нормировки на единицу, типа (1 б), тогда окончательное значение функции распределения будет выглядеть так:

$$f(D) = \frac{\frac{1}{D^2} \cdot \int_0^\infty F(\rho\theta) \cdot \frac{d}{d\theta} [\theta^3 \bar{I}_N(\theta)] \cdot d\theta}{\int_0^\infty \frac{1}{D^2} \cdot \left\{ \int_0^\infty F(\rho\theta) \cdot \frac{d}{d\theta} [\theta^3 \bar{I}_N(\theta)] \cdot d\theta \right\} dD}. \quad (7.18)$$

Таким образом, если измерить распределение интенсивности $I_N(\theta_j)$ дифракционно рассеянного света в широком диапазоне угловых координат θ_j , в том числе в центре картины $I_{Ц}$, затем отнормировать их делением каждого значения $I_N(\theta_j)$ на $I_{Ц}$, полу-

чив, таким образом, индикатрису рассеяния $\bar{I}_N(\theta_j)$ и подставить её в (7.17), то в итоге можно получить искомую $f(D_i)$.

Решение обратной задачи светорассеяния методами линейной алгебры

Измеренные значения интенсивности дифракционно рассеянного света $I_N(\theta_j)$ ($j = 1, 2, \dots, m$) в сумме от всех ($i = 1, 2, \dots, n$) типов частиц можно представить в виде системы из m алгебраических уравнений следующим образом:

$$j = 1$$

$$\Delta N_1 \cdot I_1(\theta_1) + \Delta N_2 \cdot I_2(\theta_1) + \dots + \Delta N_n \cdot I_n(\theta_1) = I_N(\theta_1) ,$$

$$j = 2$$

$$\Delta N_1 \cdot I_1(\theta_2) + \Delta N_2 \cdot I_2(\theta_2) + \dots + \Delta N_n \cdot I_n(\theta_2) = I_N(\theta_2) ,$$

$$j = 3$$

$$\Delta N_1 \cdot I_1(\theta_3) + \Delta N_2 \cdot I_2(\theta_3) + \dots + \Delta N_n \cdot I_n(\theta_3) = I_N(\theta_3) ,$$

(7.19)

$$j = m$$

$$\Delta N_1 \cdot I_1(\theta_m) + \Delta N_2 \cdot I_2(\theta_m) + \dots + \Delta N_n \cdot I_n(\theta_m) = I_N(\theta_m) .$$

Неизвестными в системе (7.19) являются значения числа частиц ΔN_i . Индивидуальные значения интенсивностей $I_i(\theta_j)$ для частиц каждого диаметра D_i рассчитываются заранее по теоретическим формулам (7.7) или (7.8). Суммарные интенсивности рассеянного света $I_N(\theta_j)$, стоящие в (7.19) справа, измеряются в эксперименте. Для отыскания ΔN_i (т. е. $f(D_i)$) необходимо решить систему алгебраических уравнений (7.19) подходящим математическим методом.

Методом Гаусса, методом точного матричного обращения Гревилля [8] или их разновидностями система алгебраических уравнений (7.19) решается надежно, если левые части системы действительно сформированы как линейно независимые суммы, а правые части имеют точные, хорошо согласованные с $I_i(\theta_j)$

значения. В действительности же правые части как результат измерений определяются всегда с ошибками – случайными и систематическими. Если эти ошибки не превышают 1–2%, то с успехом можно пользоваться методом точного матричного обращения Гревилля. Если ошибки измерений не превышают 4–5%, то можно пользоваться *методом интегрального обращения* К.С. Шифрина; при большей величине ошибок необходимо переходить к специально разработанным для таких случаев методам с так называемыми *регуляризирующими алгоритмами*, например А.Н. Тихонова, или вариационными методами [12, 16].

Источники случайных и систематических ошибок

В действительности световые поля, расходящиеся от каждой капли или моделирующей её частицы, испытывают взаимную интерференцию, результат которой проявляется в виде «случайных» пульсаций интенсивностей, в том числе суммарной интенсивности и индикатрисы рассеяния.

Если наблюдать дифракцию от частиц какого-нибудь макета, например от круглых частиц? расположенных на поверхности стекла, т. е. лежащих в одной плоскости, то пульсации интенсивности будут значительными. Если частицы случайным образом расположены в пространстве и находятся в движении, как, например, пролетающие мимо зондирующего лазерного пучка капли, то пульсации также имеют место, но они накладываются друг на друга и сглаживаются.

Для повышения точности оптических измерений фотоприемник измерителя мелкости оборудуется диафрагмой с малым отверстием порядка 0,5...1,5 мм (рис. 7.2). Размер диафрагмы должен подбираться исходя из какого-то оптимума, так как, с одной стороны, чем меньше диаметр отверстия диафрагмы, тем уровень «случайных» локальных пульсаций интенсивности выше; с другой стороны, чем больше будет отверстие диафрагмы, тем лучше будут сглажены пульсации интенсивностей, но по-

вышается опасность искажения истинных – средних значений интенсивностей.

Другим мощным источником искажений значений индикатрис дифракционно рассеянного света является свет, проходящий в промежутках между каплями без дифракции. Этот прошедший без дифракции свет сохраняет на выходе из факела распыла свою прямолинейность, следовательно, «схлопывается» большой линзой в центре фокальной плоскости в узкое паразитное распределение. Если эту «добавку» в интенсивность света в центре суммарной картины не исключить, то все получаемые значения индикатрисы рассеяния, закладываемые в последующую математическую обработку оптических данных, оказываются неточными, следовательно, неточными будут получаться форма и значения $f(D_i)$ и СДКЗ. На кафедре теплотехники и тепловых двигателей СГАУ для вычленения из общей картины «паразитного» распределения от прошедшего без дифракции света разработан и используется следующий алгоритм.

Методика получения полезного сигнала [16, 30]

Этап 1. Перед началом эксперимента измеряется уровень интенсивности фонового потока $I_{\phi} I_{\phi}$.

Этап 2. При отсутствии частиц на пути освещающего пучка, с помощью подвижного фотоприемника измеряется суммарное распределение интенсивности от всего света, содержащегося в исходном пучке. Это так называемое «нулевое распределение» $I_0(\theta_j)$ (рис. 7.5, а).

Этап 3. С помощью специальной оптической ловушки измерителя мощности лазерного излучения ИМО-2Н, размещаемого на расстоянии в несколько метров за фокальной плоскостью (поз. 14, рис. 7.2), измеряется величина полного потока света Φ_0 в исходном пучке.

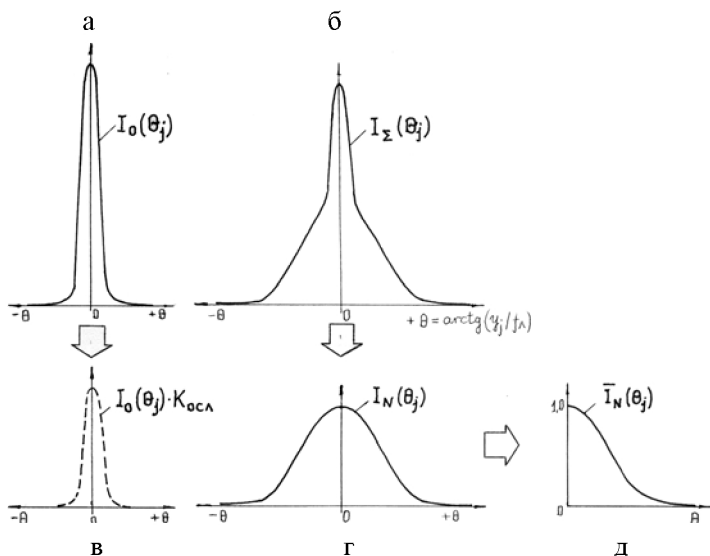


Рис. 7.5. Порядок определения индикатрисы рассеяния $\bar{I}_N(\theta_j)$

Этап 4. На пути освещающего пучка помещаются частицы макета (или капли, как в натурном эксперименте) и с помощью той же оптической ловушки измеряется величина потока света $\Phi_{\text{прош}}$, прошедшего мимо частиц без дифракции. Здесь отметим следующее. Так как оптическая ловушка располагается на значительном расстоянии за фокальной плоскостью, а прошедший без дифракции свет распространяется на пути к ней в значительно более узком пучке, чем свет, проходящий с дифракцией, поэтому доля последнего в оптической ловушке оказывается незначительной. И делается допущение, что измеряется только $\Phi_{\text{прош}}$. Оно тем точнее, чем на большем расстоянии располагается оптическая ловушка от места дифракционного рассеяния. Далее вычисляется коэффициент ослабления $K_{\text{осл}} = \Phi_{\text{прош}} / \Phi_0$. Если каждое значение $I_0(\theta_j)$ умножить на $K_{\text{осл}}$, то получим распределение интенсивности «паразитного» света (рис. 7.5, в).

Этап 5. При наличии частиц на пути освещающего пучка с помощью подвижного фотоприемника измеряется интенсив-

ность так называемого суммарного распределения $I_{\Sigma}(\theta_j)$ (рис. 7.5, б) (включающего распределение «полезного» сигнала $I_N(\theta_j)$ – распределение дифракционно рассеянного света (рис. 7.5, з), распределение «паразитного» света $I_0(\theta_j) \cdot K_{осл}$ – распределение прошедшего без дифракции света (рис. 7.5, в) и, наконец, интенсивность фона I_{ϕ}).

Этап 6. Путем простого вычитания находится распределение интенсивности дифракционно рассеянного света (рис. 7.5, з):

$$I_N(\theta_j) = I_{\Sigma}(\theta_j) - I_0(\theta_j) \cdot K_{осл} - I_{\phi}. \quad (7.20)$$

Наконец, выполнив нормировку путем деления каждого полученного значения $I_N(\theta_j)$ на значение интенсивности в центре картины дифракции $I_{ц} = I_N(\theta = 0)$, получим индикатрису рассеяния $\bar{I}_N(\theta_j)$ – безразмерное распределение интенсивности для дифракционно рассеянного света (рис. 7.5, д). Найденная таким образом индикатриса рассеяния $\bar{I}_N(\theta_j)$ используется в последующей математической обработке по определению $f(D_i)$ и СДКЗ.

Метод обобщенной индикатрисы рассеяния

Для контроля качества распыла жидкого топлива часто достаточно знать лишь величины СДКЗ. В настоящее время существуют экспресс-методы, позволяющие достаточно быстро определить СДКЗ без предварительного определения $f(D_i)$. Одним из таких методов является метод обобщенной индикатрисы рассеяния. Суть его состоит в следующем. Доббинсом, Крокко и Глассменом в процессе исследования особенностей решения прямой и обратной задач светорассеяния было выявлено, что если индикатрисы рассеяния от различных функций распределения построить в координатах $\bar{I}_N(\theta_j) - \rho_{32}\theta_j$, где

$\rho_{32} = \pi D_{32} / \lambda$, то в области значений $\bar{I}_N(\theta_j) = 0,08 \dots 0,15$ они проходят очень близко друг к другу, некоторые из них даже пересекаются в области $\bar{I}_N(\theta_j) \sim 0,06 \dots 0,1$ и $\rho_{32} \theta_j \approx 2,6 \dots 2,9$ (рис. 7.6) (расчеты выполнены в НИЛ-49 [16]). В конечном итоге названными исследователями был предложен следующий способ определения D_{32} . После построения индикатрисы рассеяния в обычных координатах $\bar{I}_N(\theta_j) - \theta_j$ достаточно определить угол рассеяния $\theta_{0,1}$ (в радианах), соответствующий уменьшению интенсивности в 10 раз по сравнению с её значением в центре картины дифракции, с тем чтобы можно было подсчитать значение D_{32} по следующей очень простой формуле:

$$D_{32} = 2,65 \frac{\lambda}{\pi \theta_{0,1}},$$

где λ – длина волны лазерного излучения.

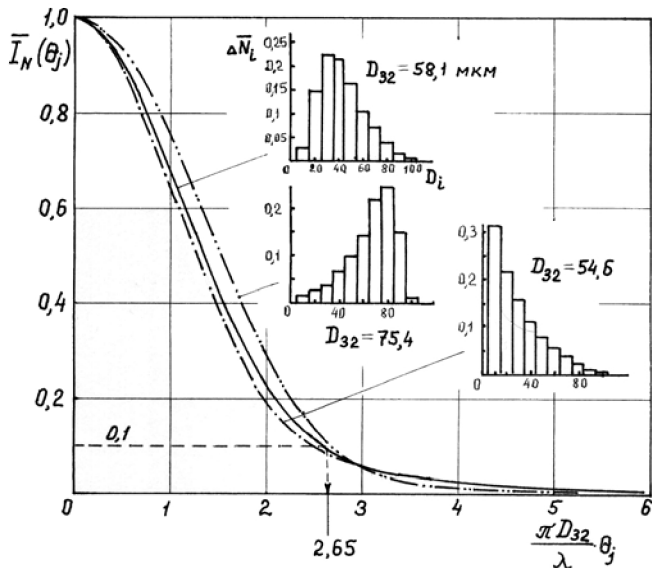


Рис. 7.6. Обобщение индикатрис рассеяния Доббинса, Крокко, Глассмена

Экспериментальная установка для исследования качества распыливания жидкого топлива [16]

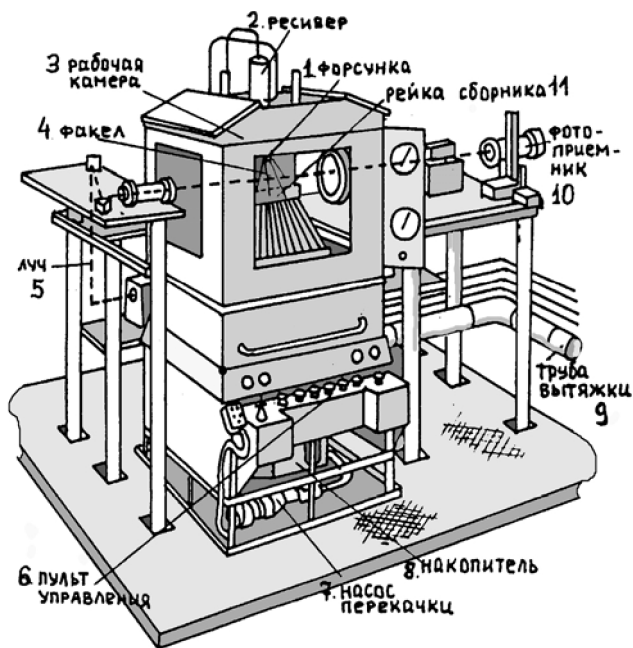


Рис. 7.7. Проливочная установка для определения параметров качества распыливания жидкого топлива

На рис. 7.7 представлена созданная в НИЛ-49 СГАУ экспериментальная проливочная установка для исследования качества распыливания жидкого топлива. Она размещена на площади $2,5 \times 3 \text{ м}^2$, высота рабочей камеры 2,25 м. Распыливание в камере производится при атмосферных условиях помещения стенда. Установка имеет две системы подачи топлива – насосную и вытеснительную. К форсункам может подводиться воздух как низкого (0,1...0,2 МПа), так и высокого давления (1,5...1,8 МПа). В процессе испытания форсунок может дополнительно моделироваться эффект обдува факела распыла попутным воздушным потоком. Распыленное топливо собирается в специальном накопителе в нижней части установки и периодически удаляется

в общее хранилище для повторного использования. В процессе испытания через установку непрерывно протягивается воздух с помощью системы вытяжной вентиляции, тяга которой регулируется двумя заслонками. Воздух перед выбросом в атмосферу очищается от аэрозвеси в импакторе.

Вокруг установки на специальных столах размещены источники когерентного излучения – He-Ne-лазеры и элементы оптических измерительных систем. Оптические столы и распылительная камера имеют отдельные фундаменты, опирающиеся дополнительно на песчаные подушки. Это повышает надежность настройки оптических систем в процессе испытаний и при проведении регламентных работ на установке, а также их защиту от возможных вибраций пола экспериментального стенда. Характеристики мелкости распыливания – СДКЗ и $f(D)$ определяются с использованием лазерно-оптического измерителя мелкости, реализующего метод малоуглового дифракционного рассеяния света (рис. 7.2). Установка также позволяет определять и другие характеристики факелов распыла. Расходная характеристика по топливу определяется обычным весовым методом. Распределение топлива по радиусу и во всем поперечном сечении факела определяется с помощью подвижного 35-канального сборника жидкой фазы, размещенного внутри распылительной камеры с последующим построением эпюр и полей методами сплайн-функций. Угол топливного факела определяется двумя способами – по его фотографиям и по радиальным эпюрам распределения топлива в факеле.

В заключение данного раздела в качестве примера на рис. 7.8 приведено поле распределения жидкого топлива, измеренное с помощью подвижного 35-канального пробоотборника. А на рис. 7.9 приведены измеренные с помощью разработанного лазерно-оптического метода малоуглового рассеяния света величины СДК по Заутеру. На рис. 7.9 проведены также линии постоянных толщин жидкой пленки, соответствующие участку

цилиндрического сопла распылителей, полученные путем расчета с использованием математической модели центробежной форсунки с привлечением обобщенных полуэмпирических зависимостей для вязких жидкостей.

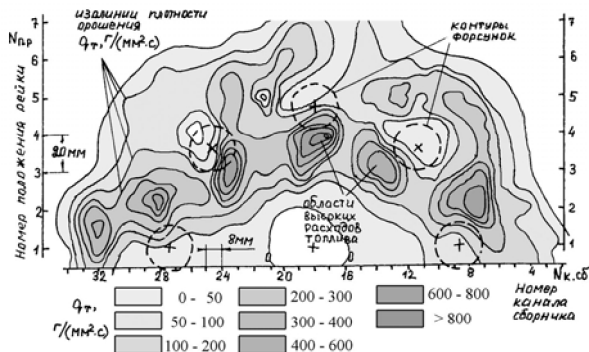


Рис. 7.8. Поле распределения жидкого топлива для системы форсунок малоразмерного ГТД, собранных в топливный коллектор

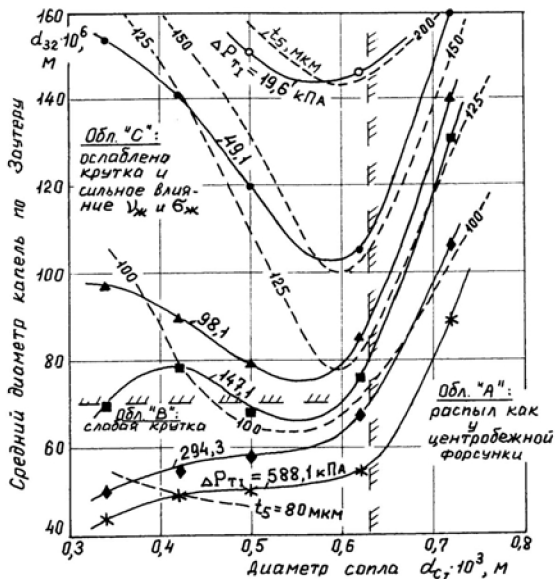


Рис. 7.9. Влияние диаметра сопла шнекового распылителя на мелкость распыливания топлива малорасходной форсункой ГТД

Представленный лазерно-оптический метод малоуглового дифракционного рассеяния света может применяться как для оперативного контроля качества распыливания жидкого топлива, так и для более детальных исследований факелов распыливания. Этот метод относится к методам рассеяния на ансамбле частиц. Желательно его применение совместно с измерителем мелкости и скоростей движения капель, который работает по методу ЛДА (см. разд. 1.4) для установления необходимых корреляций скорости и размеров капель.

7.2. Голографические методы измерения параметров мелкости частиц [10, 11]

Физическая сущность метода

Голографические методы исследований успешно используются для регистрации трехмерной картины развития быстропротекающих процессов, диагностики двухфазных потоков, изучения факелов распыла и процессов горения в тепловых двигателях и в других областях. *Суть метода голографии* состоит в следующем, его удобно рассмотреть на примере одной из голографических установок (рис. 7.10). От одного источника монохроматического излучения – лазера *1* формируются две плоских когерентных волны. Одна из них направляется на исследуемую неоднородность *4*, – она называется *предметной*, – рассеивается этой неоднородностью и направляется на некоторое регистрирующее вещество – предмет, поверхность и т.п. Другая – *опорная волна* – проходит как-то мимо исследуемой неоднородности (рис. 7.10) и также направляется в место регистрации первой, где между ними происходит интерференция, которая регистрируется. Известны как минимум два способа регистрации распределения интенсивности в интерференционной картине – в виде вариаций коэффициента поглощения или отражения (амплитудная голограмма), либо в виде вариации коэффициента прелом-

ления или рельефа (фазовая диаграмма). Зарегистрированная интерференционная картина называется *голограммой*.

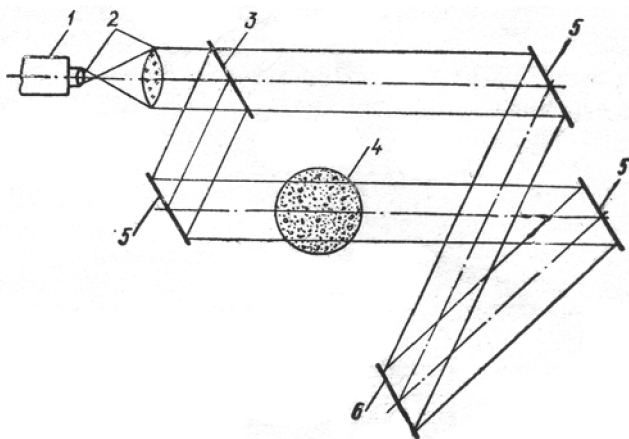


Рис. 7.10. Схема двухлучевой голографической установки [11]:
1 – источник света (лазер); 2 – коллиматор; 3 – полупрозрачное
зеркало; 4 – факел распыленного топлива; 5 – зеркало;
6 – фотопленка

Если потом голограмму осветить опорной волной, то она создает в своей плоскости такое же амплитудно-фазовое пространственное распределение, которое создавала при записи предметная волна. Поэтому в соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля голограмма преобразует опорную волну в копию предметной волны. Причем такое преобразование не зависит от способа первоначальной регистрации распределения интенсивности в интерференционной картине. Иными словами, в прежнем месте расположения реальной неоднородности после освещения голограммы опорной волной возникает виртуальный – голографический образ этой неоднородности, которую теперь можно регистрировать или изучать прямо на месте, например, с помощью микроскопа и телекамеры, с целью определения искомым характеристик – размеров, формы и взаимного расположения частиц.

Таким образом, голография основана на регистрации распределения интенсивности в интерференционной картине, образованной предметной и когерентной с ней опорной волной с последующим восстановлением образа изучаемой неоднородности.

Схемы для получения голограмм классифицируются по способу формирования предметной и опорной волны и способу записи интерференционной структуры.

Связь между амплитудно-фазовым распределением в плоскости голограммы и соответствующим распределением непосредственно за объективом в зависимости от взаимного положения предмета и голограммы и наличия оптических элементов между ними описывается преобразованием Френеля, когда регистрирующая пластинка находится в области дифракции ближнего поля, или преобразованием Фурье, когда она расположена в области дифракции Фраунгофера, т. е. на бесконечном расстоянии от предмета. Соответствующие голограммы называются *голограммами Френеля* или *Фурье-голограммами*. Если предмет находится в плоскости голограммы или сфокусирован на нее, то она называется *голограммой сфокусированного изображения*.

Пространственная частота структуры объемной интерференционной картины, образующейся при суперпозиции двух сферических волн, определяется углом, под которым сходятся в данной точке предметные и опорные лучи. Таким образом, при осевом расположении опорного и предметного источников, когда угол между ними близок к нулю, пространственная частота интерференционной картины минимальна, а голограммы, полученные при таком размещении источников, называют однолучевыми, поскольку в схеме используется один пучок света, причем рассеянная на исследуемом объекте часть образует предметную волну, а часть, прошедшая через объект без искажения, является опорной волной. Случаю, когда опорный и предметный пучки падают на светочувствительный слой голографической пластин-

ки с разных сторон и угол между ними близок к 180° , соответствует голограмма, полученная во встречных пучках. Наиболее широкое распространение при диагностике двухфазных потоков и исследовании процессов тепломассообмена получила двухлучевая схема с наклонным опорным пучком (рис. 7.10).

Применение и характеристика метода голографии

Благодаря тому, что голографическое изображение получается с помощью когерентного излучения, объект можно воспроизводить при наличии мощного фона некогерентного излучения.

Так как в голографических установках отсутствуют объективы, а значит, и проблемы, связанные с фокусировкой системы, это позволяет регистрировать любые объекты малого размера, положение которых четко неизвестно, или четко фиксировать большие пространственные образования.

При регистрации быстро протекающих процессов (например, высокоскоростных двухфазных потоков) необходимо применение мощных импульсных лазеров с наносекундными длительностями импульсов. Так, голограмма, полученная с помощью импульсного лазера с длительностью импульса 10^{-7} с, при скорости двухфазного потока 10 м/с дает разрешение 10^{-6} м, а при скорости 100 м/с – 10^{-5} м. Голографирование быстро протекающих процессов обеспечивают рубиновые лазеры с модулируемой добротностью. Их свет хорошо регистрируется фотопластинками и дает четкие голограммы.

Восстановление голограмм, снятых рубиновыми лазерами, можно производить гелий-неоновыми лазерами непрерывного действия. Качество восстановления голограмм ухудшается из-за разности длин волн рубинового ($0,6943$ мкм) и гелий-неонового лазеров ($0,6328$ мкм). Гелий-неоновым лазером удобнее восстанавливать голограммы по экономическим соображениям, так как трудно обеспечить непрерывную работу рубинового лазера.

По восстановленному с голограммы изображению, как уже отмечалось, можно определить формы частиц и их расположение в пространстве в данный момент времени, поскольку на голограмме регистрируется статическая картина просвечиваемого участка. Определенные трудности в этом методе представляет обработка восстановленных голограмм. Основная ценность голографии состоит в том, что стадии регистрации и анализа исследуемого явления разделяются. Полученная голограмма анализируется обычным оптическим методом или используется для интерферометрических измерений.

Импульсная лазерная голография находит широкое применение при исследовании высокотемпературных явлений, в частности для выявления распределения капель в реагирующем потоке, для изучения факелов распыла и соударения топлива (см. рис. 7.11).

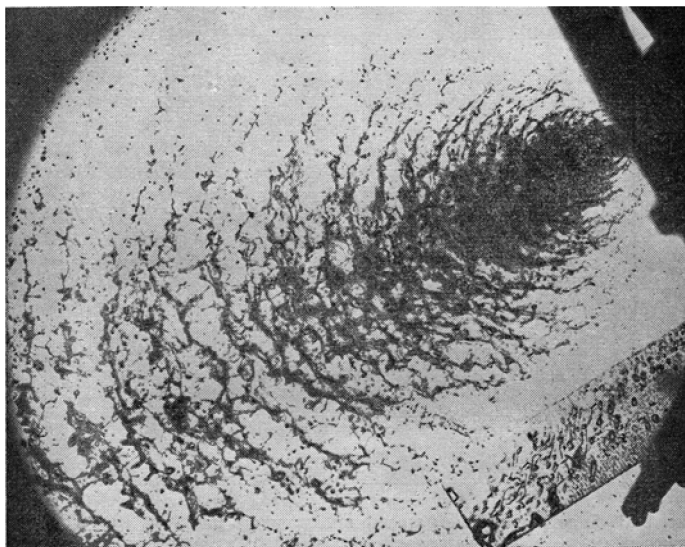


Рис. 7.11. Лазерно-голографический теневой фотоснимок водяного факела распыла, создаваемый форсункой со сталкивающимися струями [29]

Одним из наиболее интересных применений голографии при изучении процессов тепломассопереноса является метод голографической интерферометрии, использующийся для исследования полей температур и концентраций в различных средах. Если экспонированную и проявленную голограмму установить на то же место, где она находилась в момент регистрации, и осветить, не убирая исследуемого объекта, то за ней будут одновременно распространяться две волны: рассеянная непосредственно объектом и восстановленная голограммой, являющаяся копией той волны, которая рассеивалась объектом при экспонировании голограммы. Эти волны когерентны и будут интерферировать, если с объектом во время повторного освещения происходят какие-либо изменения, ведущие к фазовым искажениям рассеянной им волны. Появятся интерференционные полосы, форма которых определяется изменениями, происходящими с объектом. Интерференционная картина, полученная таким способом, наблюдается одновременно с изменениями, происходящими с объектом, поэтому такой метод голографической интерферометрии получил название *метода реального времени*.

При исследовании быстро протекающих процессов (плазменные и аэродинамические явления и др.), время развития которых определяется десятками микросекунд, применяют вариант голографической интерферометрии *методом двух экспозиций*. Для этого на одной фотопластинке последовательно регистрируют две голограммы, соответствующие двум состояниям одного и того же исследуемого объекта. Первая экспозиция делается до начала исследуемого процесса, а вторая синхронизируется с началом процесса или любым моментом его протекания. Для синхронизации используются электрооптические и акустооптические затворы. При освещении полученной голограммы опорным пучком восстанавливаются одновременно две волны, являющиеся голографическими копиями волн, существ-

вующих в разное время. Эти волны когерентны, и на голограмме получается интерференционная картина.

Наряду с преимуществами голографической интерферометрии, указанными выше, она имеет и ряд существенных недостатков; основными являются низкая чувствительность высоко разрешающих голографических фотослоев, высокие требования к источникам света и определенные трудности при обработке восстановленных голограмм. Кроме того, при изучении капельных неоднородностей или неоднородностей в турбулентных потоках часто требуется знать некоторые средние по времени их характеристики, в то время как голографический метод создает мгновенный снимок для некоторого конкретного момента времени. В то же время неоспоримо, что метод голографии наиболее точно фиксирует мгновенный образ исследуемого процесса, и в этом отношении он рассматривается как эталонный.

Заключение

В заключение отметим, что лазерно-оптические методы применяются для диагностики многих физико-химических процессов, в том числе процессов горения. Развитие методов численного моделирования требует для опытной проверки получающихся результатов методов повышенной точности, высокого разрешения и исключения искажающего воздействия на процессы. Большинство методов, рассмотренных в данном пособии, обладают всеми необходимыми возможностями, широко применяются и имеют перспективы дальнейшего развития.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. – М.: Наука, 1969. – 824 с.
2. Байвель Л.П., Логунов А.С. Измерение и контроль дисперсности частиц методом светорассеяния под малыми углами. – М.: Энергия, 1977. – 87 с.
3. В. Д. Бачало. Прибор для определения размеров и скоростей капель в струях распыленных жидкостей / Тр. ASME; Сер. Энергетические машины и установки. – 1980. – № 4. – С. 52–62.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
5. Варнатц Ю., Маас У., Дибба Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ / Пер. с англ. Г.Л. Агафонова; под ред. П.А. Власова. – М.: Физматлит, 2003. – 352 с.
6. Васильев Л.А. Теневые методы. – М.: Наука, 1968. – 400 с.
7. Вяхирев Д.А., Шишунова А.Ф. Руководство по газовой хроматографии: учеб. пособие для ун-тов. – М.: Высш. шк., 1975. – 302 с.
8. Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. – 4-е изд. – М.: Наука, 1988. – 552 с.
9. Гидравлика. Метод. указания к лабораторным работам / Сост. А.Д. Кленина, В.А. Курочкин, А.С. Наталевич, В.Т. Шестаков; Куйбыш. авиац. ин-т. – Куйбышев, 1990. – 36 с.
10. Гиль В.В. Оптические методы исследования процессов горения. – Минск: Наука и техника, 1984. – 128 с.
11. Голубев А.Г., Ягодкин В.И. Оптические методы измерения дисперсности аэрозолей / Тр. ЦИАМ. № 828. – М.: ЦИАМ, 1981, – 14 с.
12. Гончарский Н.В., Черепашук А.М., Ягола А.Г. Численные методы решения обратной задачи астрофизики. – М.: Наука, 1978. – 253 с.
13. Даниэльс Ф., Олберти Р. Физическая химия. – М.: Мир, 1978. – 645 с.
14. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. – М.: Энергия, 1974. – 592 с.
15. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. – М.: Энергия, 1968. – 323 с.

16. Диденко А.А. Исследование качества распыливания топлива и его влияния на характеристики камер сгорания малоразмерных ГТД // Дис. ... канд. техн. наук. – Самар. гос. аэрокосм. ун-т, 1996. – 267 с.
17. Дубнищев Ю.Н., Ринкевичюс Б.С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. – М.: Наука, 1982. – 304 с.
18. Звелто О. Принципы лазеров. – М.: Мир, 1990. – 560 с.
19. Иванова Г.М., Кузнецов Н.Д., Чистяков В.С. Теплотехнические измерения и приборы: учебник для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 232 с.
20. Инаба Х. Обнаружение атомов и молекул посредством комбинационного рассеяния и резонансной флуоресценции//Лазерный контроль атмосферы / Под. ред. Э.Д. Хинкли. – М.: Мир, 1979. – С. 181–279.
21. Ксандопуло Г.И. Химия пламени. – М.: Химия, 1980. – 256 с.
22. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике (для науч. работников и инженеров). – М.: Наука, 1977. – 831 с.
23. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия: справочник / В.П. Клочков и др. – Киев: Наук. думка, 1985. – 759 с.
24. Лазерные доплеровские анемометры: каталог фирмы DISA Electronik. – Копенгаген, 1983. – 108 с.
25. Ледерман С., Сакс С. Методы лазерной диагностики для исследования гидродинамики потоков, горение и МГД-процессов // Аэрокосмическая техника. – 1984. – № 9. – С. 19–35.
26. Лукачев С.В., Горбатко А.А., Матвеев С.Г. Образование и выгорание бенз(а)пирена при сжигании углеводородных топлив. – М.: Машиностроение, 1999. – 153 с.
27. Лукачев С.В., Ланский А.М., Диденко А.А. Достижения НИЛ-49 (СГАУ) в технике диагностики качества распыливания топлива // Вестн. СГАУ. Сер. Процессы горения, теплообмена и экология тепловых двигателей. Вып. 1 / Самар. гос. аэрокосмич. ун-т. – Самара, 1998. – С. 246–257.
28. Лукачев С.В., Диденко А.А., Роголев В.В., Жижкин М.А. Тестирование лазерного измерителя мелкости на макетах и моделях полидисперсных частиц // Там же. Вып. 2. – Самара, 1999. – С. 104–125.
29. Неустойчивость горения в ЖРД / Под ред. Д.Т. Харрье, Ф.Г. Рирдона. – М.: Мир, 1975. – 869 с.

30. Определение размеров капель распыленного жидкого топлива лазерно-оптическим методом малоуглового дифракционного рассеяния света: метод. указания / Самар. гос. аэрокосмич. ун-т.; сост. А.А. Диденко. – Самара, 2003. – 37 с.

31. Ренье (P.R. Regnier), Мойя (F. Moya), Таран (J.P.E. Taran) Измерение концентрации газа по антистоксовой составляющей когерентного комбинационного рассеяния // Ракетная техника и космонавтика. – 1974. – № 6. – С. 112–118.

32. Ринкевичюс Б.С. Лазерная диагностика потоков / Под ред. В.А. Фабриканта. – М.: Изд-во МЭИ, 1990. – 288 с.

33. Спектроскопия когерентного антистоксова рассеяния света молекулярных газов // Лазерная спектроскопия комбинационного рассеяния в кристаллах и газах / С.Ю. Волков [и др.]; Тр. ИОФАН. – М.: Наука, 1986, –Т. 2. – С. 64–116.

34. Спектроскопия комбинационного рассеяния света в газах и жидкостях / С. Бродерсен [и др.]; под ред. А. Вебера; пер. с англ., под ред. И.Л. Фабелинского. – М.: Мир, 1982. – 373 с.

35. Brunner W., Junge K. Справочник по лазерной технике: Пер. с нем. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 544 с.

36. Стромберг А.Г., Семченко Д.П. Физическая химия: учебник для химико-технол. спец. вузов / Под ред. А.Г. Стромберга. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. шк., 1988. – 496 с.

37. Трофимова Т.И. Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – 5-е изд. – М.: Высш. шк., 1998. – 542 с.

38. Турбулентность: принципы и применения / Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена. – М.: Мир, 1980. – 636 с.

39. Уидхопф (G.F. Widhopf), Ледерман (S. Lederman). Измерение парциальной концентрации с помощью комбинационного рассеяния лазерного луча // Ракетная техника и космонавтика. – 1971. – № 2. – С. 147–156.

40. Фабер Т.Е. Гидроаэродинамика. – М.: Постмаркет, 2001. – 560 с.

41. Яворский Б.М., Пинский А.А. Основы физики. – Т. 2. – М.: Наука, 1972. – 732 с.

Расчет векторной диаграммы и получение основных выражений для простой дифференциальной схемы ЛДА

Произведем расчет векторной диаграммы и получим основные выражения для простой дифференциальной схемы ЛДА с двумя зондирующими пучками (рис. П.1, а). При этом воспользуемся уже готовыми выражениями (1.2)–(1.16).

Пусть для определенности условия следующие: угол между пучками $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$, $\alpha = 23^\circ$, $\alpha_1 = 20,5^\circ$ и $\alpha = 43,5^\circ$; направление приема рассеянного излучения находится под углом $\delta_1 = -3,5^\circ$ к оси Oz ; угол между направлением вектора скорости \vec{u} и волнового вектора пучка № 1 \vec{k}_{01} $\theta_1 = 60^\circ$; угол между направлением вектора скорости \vec{u} и направлением приема рассеянного излучения $\vartheta = 83^\circ$.

Согласно эффекту Доплера движущаяся с потоком частица воспринимает падающую на неё световую волну от пучка № 1 как электромагнитную волну с частотой ν'_1 , равной

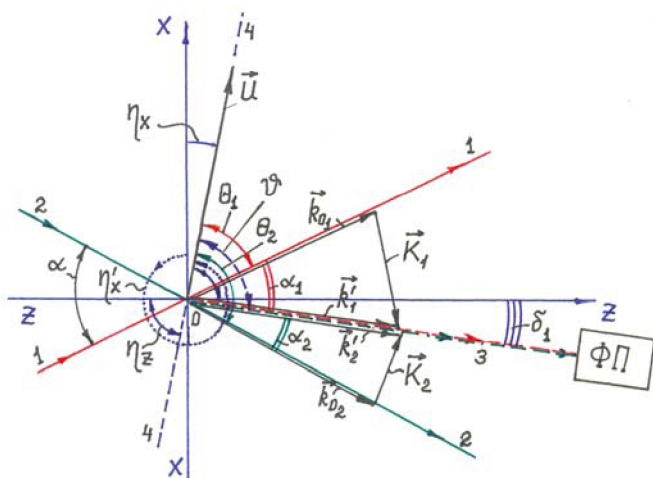
$$\nu'_1 = \nu_{01} (1 - (u/c) \cos \theta_1). \quad (\text{П.1})$$

Для условий на рис. П.1 $\cos \theta_1 > 0$, но так как частица удаляется от источника пучка № 1, поэтому в выражении (П.1) стоит знак «-». Волновой вектор для волны света, рассеянной частицей от пучка № 1 будет определяться выражением

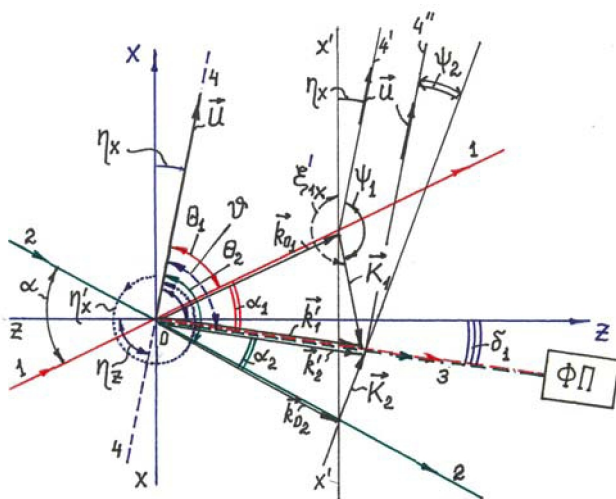
$$k'_1 = \frac{2\pi}{\lambda'_1} = k_{01} (1 - \frac{u}{c} \cos \theta_1) \leq k_{01} . \quad (\text{П.2})$$

Согласно условиям на рис. П.1:

а) $\vec{k}'_1 = k'_1 (\sin(-\delta_1), 0, \cos(\delta_1))$,



а) начальные условия



б) определение углов ψ_1 и ψ_2

Рис. П.1. Векторные диаграммы для дифференциальной схемы ЛДА с двумя зондирующими пучками: 1, 2 – направления пучков № 1 и № 2, 3 – направление приема рассеянного излучения, 4 – направление скорости течения u , 4', 4'' – направления скорости u , параллельные начальному

$$\vec{u} = u(\sin(\vartheta - \delta_1), 0, \cos(\vartheta - \delta_1)),$$

$$\vec{k}_{01} = k_{01}(\sin(\alpha_1 - \delta_1), 0, \cos(\alpha_1 - \delta_1)). \quad (\text{П.3})$$

$$\begin{aligned} \text{б) } (\vec{k}'_1 \cdot \vec{u}) &= k'_{1X} \cdot u_X + k'_{1Z} \cdot u_Z = k'_1 \cdot u \cdot (\sin(-\delta_1) \cdot \sin(\vartheta - \delta_1) + \\ &+ \cos(-\delta_1) \cdot \cos(\vartheta - \delta_1)) = k'_1 \cdot u \cdot \cos \vartheta. \end{aligned} \quad (\text{П.4})$$

в)

$$\begin{aligned} (\vec{k}_{01} \cdot \vec{u}) &= k_{01X} \cdot u_X + k_{01Z} \cdot u_Z = k_{01} \cdot u \cdot (\sin(\alpha_1 - \delta_1) \cdot \sin(\vartheta - \delta_1) + \\ &+ \cos(\alpha_1 - \delta_1) \cdot \cos(\vartheta - \delta_1)) = k_{01} \cdot u \cdot \cos \theta_1. \end{aligned} \quad (\text{П.5})$$

Фотоприемник будет воспринимать рассеянную частицей от пучка № 1 световую волну как волну с частотой ν_{S1}

$$\begin{aligned} \nu_{S1} &= \nu_{01} - \frac{1}{2\pi} (\vec{k}_{01} \cdot \vec{u}) + \frac{1}{2\pi} (\vec{k}'_1 \cdot \vec{u}) = \\ &= \nu_{01} - \frac{1}{2\pi} k_{01} \cdot u \cdot \cos \theta_1 + \frac{1}{2\pi} k'_1 \cdot u \cdot \cos \vartheta. \end{aligned} \quad (\text{П.6})$$

Соответственно величина доплеровского сдвига частоты

$$\begin{aligned} \Delta \nu_{D1} &= \nu_{S1} - \nu_{01} = \frac{1}{2\pi} \left[k_{01} \left(1 - \frac{u}{c} \cos \theta_1 \right) \cdot u \cdot \cos \vartheta - k_{01} \cdot u \cdot \cos \theta_1 \right] = \\ \dots &= \frac{1}{2\pi} k_{01} \cdot u \cdot \left[-2 \sin \left(\vartheta - \frac{\alpha_1}{2} \right) \cdot \sin \left(\frac{\alpha_1}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.7})$$

Найдем модуль разностного вектора чувствительности $|\vec{K}_1|$ для света от пучка № 1.

г) Так как $\vec{K}_1 = (\vec{k}'_1 - \vec{k}_{01}) = \{k'_{1X} - k_{01X}; k'_{1Z} - k_{01Z}\}$, то

$$K_{1X} = k'_{1X} - k_{01X} = k'_1 \cdot \sin(-\delta_1) - k_{01} \cdot \sin(\alpha_1 - \delta_1) =$$

$$\cong -k_{01} \cdot [\sin(\delta_1) - \sin(\alpha_1 - \delta_1)], \quad (\text{П.8а})$$

$$\begin{aligned} K_{1Z} &= k'_{1Z} - k_{01Z} = k'_1 \cdot \cos(\delta_1) - k_{01} \cdot \cos(\alpha_1 - \delta_1) = \\ &\cong k_{01} \cdot [\cos(\delta_1) - \cos(\alpha_1 - \delta_1)]. \end{aligned} \quad (\text{П.8б})$$

д) Тогда, с использованием (П.8а и П.8б), после несложных преобразований легко получить

$$\begin{aligned} K_1 &= \sqrt{K_{1X}^2 + K_{1Z}^2} = \dots = \sqrt{2 \cdot k_{01}^2 \cdot (1 - \cos \alpha_1)} = \\ &= k_{01} \cdot 2 \sin \frac{\alpha_1}{2}. \end{aligned} \quad (\text{П.9})$$

Для определения пространственного расположения разностного вектора \vec{K}_1 найдем направляющие косинусы $\cos \xi'_{1X}$, $\cos \xi'_{1Z}$ и соответствующие для него углы ξ'_{1X} и ξ'_{1Z} к положительным направлениям осей координат Ox и Oz . С использованием (П.8), (П.9) получим

$$\begin{aligned} \cos \xi'_{1X} &= \frac{K_{1X}}{K_1} = -\frac{\sin \delta_1 + \sin(\alpha_1 - \delta_1)}{2 \sin \frac{\alpha_1}{2}} = \dots \\ &\dots = \cos \left[180^\circ + \left(\frac{\alpha_1}{2} - \delta_1 \right) \right], \quad \text{т.е.} \quad \xi'_{1X} = 180^\circ + \left(\frac{\alpha_1}{2} - \delta_1 \right). \end{aligned} \quad (\text{П.10})$$

Тогда для условий задачи $\xi'_{1X} = 180^\circ + \left(\frac{23^\circ}{2} - 3,5^\circ \right) = 188^\circ$.

Аналогично найдем

$$\cos \xi'_{1Z} = \frac{K_{1Z}}{K_1} = \frac{\cos(-\delta_1) - \cos(\alpha_1 - \delta_1)}{2 \sin \frac{\alpha_1}{2}} = \dots$$

$$\dots = \cos \left[270^\circ + \left(\frac{\alpha_1}{2} - \delta_1 \right) \right], \quad \text{т.е. } \xi'_{1Z} = 270^\circ + \left(\frac{\alpha_1}{2} - \delta_1 \right). \quad (\text{П.11})$$

Для условий задачи будет $\xi'_{1Z} = 270^\circ + \left(\frac{23^\circ}{2} - 3,5^\circ \right) = 278^\circ$.

Заметим, что углы ξ'_{1X} и ξ'_{1Z} откладываются против часовой стрелки от положительных направлений осей Ox и Oz (поэтому они с верхним штрихом), при этом на рис. П.1, б, с тем чтобы его не усложнять, показан только угол ξ'_{1X} ; вектор \vec{K}_1 направлен вниз и вправо.

Для условий на рис. П.1, а легко найти, какие углы η_X и η_Z составляет вектор скорости \vec{u} с положительными направлениями осей координат Ox и Oz :

$$\eta_X = 90^\circ - (\vartheta - \delta_1) = 90^\circ - (83^\circ - 3,5^\circ) = 10,5^\circ,$$

$$\eta_Z = \vartheta - \delta_1 = 83^\circ - 3,5^\circ = 79,5^\circ.$$

Тогда, в соответствии с векторной диаграммой на рис. П.1, б, величина угла ψ_1 между положительным направлением разностного вектора чувствительности \vec{K}_1 и направлением вектора скорости \vec{u} получится как

$$\psi_1 = 360^\circ - (\xi'_{1X} + \eta_X) = 360^\circ - (188^\circ + 10,5^\circ) = 161,5^\circ.$$

С другой стороны, величина угла ψ_1 должна получаться точно такой же из формулы для скалярного произведения $(\vec{K}_1 \cdot \vec{u})$. Так:

$$\begin{aligned} (\vec{K}_1 \cdot \vec{u}) &= K_{1X} \cdot u_X + K_{1Z} \cdot u_Z = k_{01} \cdot u \cdot \left\{ -[\sin \delta_1 + \sin(\alpha_1 - \delta_1)] \times \right. \\ &\times \sin(\vartheta - \delta_1) + [\cos \delta_1 - \cos(\alpha_1 - \delta_1)] \cdot \cos(\vartheta - \delta_1) \left. \right\} = \dots \\ &= k_{01} \cdot u \cdot \left\{ \cos \vartheta - \cos(\alpha_1 - \vartheta) \right\} = \dots = k_{01} \cdot u \cdot \left\{ -2 \cdot \sin \frac{\alpha_1}{2} \cdot \sin \left(\vartheta - \frac{\alpha_1}{2} \right) \right\}, \end{aligned}$$

тогда

$$\cos \psi_1 = \frac{(\vec{K}_1 \cdot \vec{u})}{K_1 \cdot u} = \frac{-2 \cdot \sin \frac{\alpha_1}{2} \cdot \sin(\vartheta - \frac{\alpha_1}{2})}{\left(k_{01} \cdot 2 \cdot \sin \frac{\alpha_1}{2}\right) \cdot u} = \cos[90^\circ + (\vartheta - \frac{\alpha_1}{2})] \quad (\text{П.12})$$

Соответственно, $\psi_1 = 90^\circ + (83^\circ - 11,5^\circ) = 161,5^\circ$, что совпадает с подсчитанным выше значением этого угла, и это указывает на правильность полученных формул для расчета векторной диаграммы.

Произведем аналогичные выкладки и получим выражения для направляющих косинусов и соответствующих углов для условий рассеяния и приема света от зондирующего пучка № 2 рассматриваемой схемы ЛДА (рис. П.1, а). По-возможности записи будем вести с сокращением.

Так как частица, движущаяся в потоке, приближается к источнику пучка № 2, то, в соответствии с эффектом Доплера, воспринимаемая ею частота $\nu'_2 > \nu_{02}$. Но так как $\cos \theta_2 < 0$, то

$$\nu'_2 = \nu_{02} \left(1 - (u/c) \cos \theta_2\right). \quad (\text{П.13})$$

Волновой вектор для волны света, рассеянной частицей от пучка № 2, будет определяться выражением

$$k'_2 = \frac{2\pi}{\lambda'_2} = k_{02} \left(1 - \frac{u}{c} \cos \theta_2\right) \geq k_{02}. \quad (\text{П.14})$$

Согласно условиям на рис. П.1:

а) $\vec{k}'_2 = k'_2 (\sin(-\delta_1), 0, \cos(\delta_1))$ – совпадает по направлению с \vec{k}'_1 ,

$$\vec{k}_{02} = k_{02} (-\sin(\alpha_2 + \delta_1), 0, \cos(\alpha_2 + \delta_1)). \quad (\text{П.15})$$

б) $(\vec{k}'_2 \cdot \vec{u}) = k'_{2X} \cdot u_X + k'_{2Z} \cdot u_Z = \dots = k'_2 \cdot u \cdot \cos \vartheta$. (П.16)

в)

$$(\vec{k}_{02} \cdot \vec{u}) = k_{02X} \cdot u_X + k_{02Z} \cdot u_Z = k_{02} \cdot u \cdot (-\sin(\alpha_2 + \delta_1) \cdot \sin(\vartheta - \delta_1) + \cos(\alpha_2 + \delta_1) \cdot \cos(\vartheta - \delta_1)) = \dots = k_{02} \cdot u \cdot \cos\theta_2. \quad (\text{П.17})$$

Фотоприемник будет воспринимать рассеянную частицей от пучка № 2 световую волну как волну с частотой ν_{S2}

$$\begin{aligned} \nu_{S2} &= \nu_{02} + \frac{1}{2\pi} (\vec{k}_{02} \cdot \vec{u}) + \frac{1}{2\pi} (\vec{k}'_2 \cdot \vec{u}) = \\ &= \nu_{02} - \frac{1}{2\pi} k_{02} \cdot u \cdot \cos\theta_2 + \frac{1}{2\pi} k'_2 \cdot u \cdot \cos\vartheta. \end{aligned} \quad (\text{П.18})$$

Соответственно, доплеровский сдвиг частоты $\Delta\nu_{D2}$ будет

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{D2} &= \nu_{S2} - \nu_{02} = \frac{1}{2\pi} \left[k_{02} \left(1 - \frac{u}{c} \cos\theta_2\right) \cdot u \cdot \cos\vartheta - k_{02} \cdot u \cdot \cos\theta_2 \right] = \\ &\dots = \frac{1}{2\pi} \cdot [k_{02} \cdot 2 \sin\left(\frac{\alpha_2}{2}\right)] \cdot u \cdot \sin\left(\vartheta + \frac{\alpha_1}{2}\right). \end{aligned} \quad (\text{П.19})$$

Найдем модуль разностного вектора чувствительности $|\vec{K}_2|$ для света от пучка № 2.

г) Так как $\vec{K}_2 = (\vec{k}'_2 - \vec{k}_{02}) = \{k'_{2X} - k_{02X}; k'_{2Z} - k_{02Z}\}$, то

$$\begin{aligned} K_{2X} &= k'_{2X} - k_{02X} = k'_2 \cdot \sin(-\delta_1) - k_{02} \cdot (-\sin(\alpha_2 + \delta_1)) = \\ &\cong k_{02} \cdot [-\sin(\delta_1) + \sin(\alpha_2 + \delta_1)], \end{aligned} \quad (\text{П.20а})$$

$$\begin{aligned} K_{2Z} &= k'_{2Z} - k_{02Z} = k'_2 \cdot \cos(\delta_1) - k_{02} \cdot \cos(\alpha_2 + \delta_1) = \\ &\cong k_{02} \cdot [\cos(\delta_1) - \cos(\alpha_2 + \delta_1)]. \end{aligned} \quad (\text{П.20б})$$

д) Тогда, с использованием (П.20а и П.20б), после несложных преобразований легко получить

$$\begin{aligned}
 K_2 &= \sqrt{K_{2X}^2 + K_{2Z}^2} = \dots = \sqrt{2 \cdot k_{02}^2 \cdot (1 - \cos(-\alpha_2))} = \\
 &= k_{02} \cdot 2 \sin \frac{\alpha_2}{2}.
 \end{aligned}
 \tag{П.21}$$

Для определения пространственного расположения разностного вектора \vec{K}_2 найдем направляющие косинусы $\cos \xi'_{2X}$, $\cos \xi'_{2Z}$ и соответствующие для него углы ξ'_{2X} и ξ'_{2Z} к положительным направлениям осей координат Ox и Oz (углы на рис. П.1, б не показаны). С использованием (П.20), (П.21) получим

$$\begin{aligned}
 \cos \xi_{2X} &= \frac{K_{2X}}{K_2} = \frac{-\sin \delta_1 + \sin(\alpha_2 + \delta_1)}{2 \sin \frac{\alpha_2}{2}} = \dots \\
 \dots &= \cos\left(\delta_1 + \frac{\alpha_2}{2}\right), \quad \text{т.е.} \quad \xi_{2X} = \delta_1 + \frac{\alpha_2}{2}.
 \end{aligned}
 \tag{П.22}$$

Тогда для условий задачи $\xi_{2X} = 3,5^\circ + \frac{20,5^\circ}{2} = 13,75^\circ$.

Или $\xi'_{2X} = 360^\circ - \left(3,5^\circ + \frac{20,5^\circ}{2}\right) = 346,25^\circ$

Аналогично найдем

$$\begin{aligned}
 \cos \xi'_{2Z} &= \frac{K_{2Z}}{K_2} = \frac{\cos(\delta_1) - \cos(\alpha_2 + \delta_1)}{2 \sin \frac{\alpha_2}{2}} = \dots \\
 \dots &= \cos\left[90^\circ - \left(\delta_1 + \frac{\alpha_2}{2}\right)\right], \quad \text{т.е.} \quad \xi'_{2Z} = 90^\circ - \left(\delta_1 + \frac{\alpha_2}{2}\right).
 \end{aligned}
 \tag{П.23}$$

Для условий задачи $\xi'_{2Z} = 90^\circ - \left(3,5^\circ + \frac{20,5^\circ}{2}\right) = 76,25^\circ$.

Аналогично заметим, что углы ξ'_{2X} и ξ'_{2Z} откладываются против часовой стрелки от положительных направлений осей Ox и Oz (поэтому они также с верхним штрихом), и вектор \vec{K}_2 направлен на рис. П.1 вверх и вправо.

Выше для условий векторной диаграммы на рис. П.1 были найдены углы η_X и η_Z , которые составляет вектор скорости \vec{u} с положительными направлениями осей координат Ox и Oz . Используя их значения, найдем величину угла ψ_2 между положительным направлением разностного вектора чувствительности \vec{K}_2 и направлением вектора скорости \vec{u}

$$\psi_2 = \xi_{2X} - \eta_X = 13,75^\circ - 10,5^\circ = 3,25^\circ,$$

(или иначе: $\psi_2 = \eta_Z - \xi'_{2Z} = 79,5^\circ - 76,25^\circ = 3,25^\circ$).

С другой стороны, величина угла ψ_2 должна получаться точно такой же из формулы для скалярного произведения $(\vec{K}_2 \cdot \vec{u})$. Так:

$$\begin{aligned} (\vec{K}_2 \cdot \vec{u}) &= K_{2X} \cdot u_X + K_{2Z} \cdot u_Z = k_{02} \cdot u \cdot \{[-\sin \delta_1 + \sin(\alpha_2 + \delta_1)] \times \\ &\times \sin(\vartheta - \delta_1) + [\cos \delta_1 - \cos(\alpha_2 + \delta_1)] \cdot \cos(\vartheta - \delta_1)\} = \dots \\ &= k_{02} \cdot u \cdot \{\cos \vartheta - \cos(\alpha_2 + \vartheta)\} = \dots \\ &= k_{02} \cdot u \cdot \left\{2 \cdot \sin \frac{\alpha_2}{2} \cdot \sin\left(\vartheta + \frac{\alpha_2}{2}\right)\right\}, \end{aligned} \quad (\text{П.24})$$

тогда

$$\cos \psi_2 = \frac{(\vec{K}_2 \cdot \vec{u})}{K_2 \cdot u} = \frac{2 \cdot \sin \frac{\alpha_2}{2} \cdot \sin\left(\vartheta + \frac{\alpha_2}{2}\right)}{\left(k_{02} \cdot 2 \cdot \sin \frac{\alpha_2}{2}\right) \cdot u} = \sin\left(\vartheta + \frac{\alpha_2}{2}\right). \quad (\text{П.25})$$

Соответственно, $\psi_2 = \arcsin(83^\circ + 10,25^\circ) = 3,25^\circ$, что совпадает с подсчитанными выше значениями этого угла. Это, в частности, указывает на правильность полученных формул для расчета векторной диаграммы. Аналогично полученному ранее выражению (П.7) и с учетом (П.25) легко составить выражение для величины доплеровского сдвига частоты Δv_{D2} . В итоге окончательно будем иметь:

$$\Delta v_{D1} = \frac{1}{2\pi} \left[k_{01} \cdot 2 \sin \frac{\alpha_1}{2} \right] \cdot u \cdot \left[-\sin(\vartheta - \frac{\alpha_1}{2}) \right],$$

(П.26а)

$$\Delta v_{D2} = \frac{1}{2\pi} \left[k_{02} \cdot 2 \sin \frac{\alpha_2}{2} \right] \cdot u \cdot \left[\sin(\vartheta + \frac{\alpha_2}{2}) \right], \quad (\text{П.26б})$$

где в (П.26а) и (П.26б) последний множитель в квадратных скобках представляет собой, соответственно (П.12) и (П.25), косинусы углов ψ_1 и ψ_2 .

Таким образом, если измерены обе величины ДСЧ Δv_{D1} и Δv_{D2} , то два уравнения системы (П.26) позволяют определить величины скорости u и угла ϑ между направлением движения и направлением приема рассеянного излучения. Электронно-цифровая аппаратура вторичной обработки принимаемых сигналов позволяет определять как индивидуальные значения ДСЧ Δv_{D1} и Δv_{D2} , так и разницу в частотах рассеянного света $\Delta v_{D\Sigma}$. Для упрощения конечного выражения примем, что $k_{01} = k_{02}$, тогда

$$\begin{aligned} \Delta v_{D\Sigma} &= \Delta v_{D1} - \Delta v_{D2} = v_{S1} - v_{S1} = \\ &= \frac{1}{2\pi} k_0 \cdot u \cdot \left\{ 2 \sin \frac{\alpha_1}{2} (-\sin(\vartheta - \frac{\alpha_1}{2})) - 2 \sin \frac{\alpha_2}{2} \sin(\vartheta + \frac{\alpha_2}{2}) \right\} = \dots \\ &\dots = \frac{1}{2\pi} k_0 \cdot u \cdot \left\{ -2 \sin \frac{\alpha}{2} \cdot \sin \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \right\}. \end{aligned}$$

$$\text{То есть } \Delta v_{D\Sigma} = \frac{1}{2\pi} \left\{ -k_0 \cdot 2 \sin \frac{\alpha}{2} \right\} \cdot \left\{ u \cdot \sin \left(\theta_1 + \frac{\alpha}{2} \right) \right\}, \quad (\text{П.27})$$

где α – угол между зондирующими пучками № 1 и № 2. В полученной формуле (П.27) первый сомножитель в фигурных скобках – это величина итогового разностного вектора $\vec{K}_1 - \vec{K}_2 = \vec{K}$.

В соответствии с условиями на рис. П.1 вектор \vec{K} направлен в противоположную от скорости сторону, поэтому в формуле (П.27) появляется знак «-». Второй сомножитель в фигурных скобках – это проекция вектора скорости на направление итогового разностного вектора.

Учебное издание

Диденко Алексей Александрович, **Бирюк** Владимир Васильевич,
Лукачев Сергей Викторович, **Матвеев** Сергей Геннадьевич

ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
ДИАГНОСТИКИ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ

Учебное пособие

Технический редактор *А. М. Цыганов*
Редакторская обработка *Т. К. Кретинина*
Корректорская обработка *Н. С. Курьянова*
Верстка *Е. В. Беляева, С. Ю. Чичкин*
Доверстка *В. С. Телепова, Т. К. Кретинина*

Подписано в печать 18.12.06. Формат 60×84 1/16.

Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 10,93. Усл. кр.-отт. 11,05. Печ. л. 11,75

Тираж 50 экз. Заказ ИП-21/2006

Самарский государственный аэрокосмический университет.

443086, Самара, Московское шоссе, 34

Изд-во Самарского государственного аэрокосмического университета.

443086, Самара, Московское шоссе, 34