

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ ПРИ ПОМОЩИ ПУЧКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

А. М. Трохан

(Новосибирск)

Рассмотрена возможность использования тонкого пучка быстрых электронов в качестве зонда для определения параметров газовых потоков: местной скорости и плотности газа, а также для локальной визуализации течений. С этой целью используются флуоресценция и рентгеновское излучение, возбуждаемые при прохождении пучка электронов через заданную область исследуемого потока.

Нахождение местной скорости газа, а также полей скорости в исследуемом течении является необходимой составной частью большинства экспериментальных газодинамических задач. При работе с разреженными газовыми потоками трубка Пито, обычно используемый для этой цели инструмент, оказывается далеко не удовлетворительной. При числах Рейнольдса, меньших двухсот (для условий свободного потока и диаметра зонда), давление, даваемое трубкой Пито, отклоняется от идеальных значений, даваемых формулой Рэлея, а при числах Рейнольдса, меньших нескольких десятков, существенно начинает сказываться геометрия зонда. Влияние сжимаемости, скольжения, а также запаздывания возбуждения колебательных степеней свободы молекул газа еще более усложняют интерпретацию давления, даваемого трубкой Пито, делая ее самостоятельной весьма трудной задачей. Ввиду этого становится необходимой разработка новых средств измерения скорости, способных давать надежные результаты при исследовании быстрых потоков разреженного газа.

Хорошие результаты в этом направлении достигнуты при трассировании потоков ионами, образуемыми путем импульсного облучения движущегося газа пучком быстрых электронов [1-3]. Эти методы обладают двумя ценными свойствами — они будут абсолютными, т. е. не требуют тарировки и в то же время не требуют введения в поток посторонних зондов. Однако трассирование ионами позволяет найти лишь некоторую среднюю по облучаемому сечению величину скорости, причем база измерения ввиду малой направленности электродинамических детекторов должна бы быть большой. В то же время наиболее ценным для большинства экспериментальных задач оказывается возможность нахождения местной скорости, скорости «в точке», т. е. база измерения должна быть минимальной. Эта задача может быть решена, по-видимому, только оптическими методами.

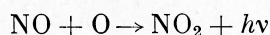
Обозначения

v — скорость движения среды,	P — плотность возбуждения частиц,
A^+ — положительный ион,	Q — плотность дезактивации частиц,
B^- — отрицательный ион,	τ — время жизни возбужденного состояния,
L — база измерения скорости,	λ — длина волны,
β — масштаб изображения,	ν — частота,
l, l' — расстояния от главных плоскостей объектива до сопряженных плоскостей,	h — постоянная Планка,
F — фокусное расстояние объектива,	c — скорость света,
N — концентрация частиц,	α — угол между линией наблюдения и вектором скорости,
n — концентрация возбужденных частиц,	θ — угол между вершиной светоделительного клина и осью изображения спектральной линии.
D — коэффициент диффузии,	

1.1 Возбуждение флуоресценции газа. Локальный подвод энергии к газу при помощи электрического разряда или потока быстрых частиц приводит к соответствующему локальному изменению его параметров. При этом в газе возникает ряд процессов, приводящих к рассеиванию подведенной энергии. Некоторые из этих процессов сопровождаются излучением

света. Большинство из них протекает весьма быстро, за промежуток времени порядка $10^{-9} - 10^{-8}$ сек, но отдельные процессы имеют значительно большую длительность, в результате чего при прекращении подвода энергии свечение не прекращается мгновенно, а длится в течение некоторого промежутка времени, называемого временем послесвечения. Длительность послесвечения и его интенсивность в различных газах могут меняться в очень широких пределах. Например, продолжительность послесвечения чистого азота при благоприятных условиях достигает $5 \div 5.5$ час [4]. Это так называемое люис-релеевское послесвечение активного азота, вызываемое тройными столкновениями, включающими атомарный азот в основном состоянии. В то же время азот имеет и значительно более яркое послесвечение, длительностью порядка 0.1 сек, определяемое двойными столкновениями [5]. Длительное послесвечение имеет аргон. Оно определяется как рекомбинацией, так и высвечиванием метастабильных состояний. Например, состояние $3P_0$ аргона обладает продолжительностью жизни порядка 0.0005 сек, а состояние $3P_2$ — продолжительностью 0.004 сек [6].

Послесвечение воздуха имеет главным образом хемилюминесцентную природу и определяется реакциями

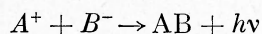


дающей зеленый континуум при длительности высвечивания порядка 10^{-5} сек, и



дающей красный континуум.

Кроме того, имеет место рекомбинационное послесвечение



где A^+ — положительный ион, а B^- — отрицательный ион или электрон.

Процессом, дающим очень длительное (и соответственно очень слабое) послесвечение в воздухе, является высвечивание так называемых атмосферных полос молекулярного кислорода, связанных с метастабильным состоянием. Время его жизни достигает 7 сек [7]. Достаточно яркое длительное послесвечение в воздухе наблюдалось, однако, только при возбуждении электрическим разрядом.

Искровой разряд является очень простым и эффективным средством возбуждения свечения газа, однако он не может быть использован при давлении ниже нескольких десятков мм рт. ст., так как с понижением давления разряд теряет локальный характер. Для возбуждения свечения в потоках разреженного газа могут быть использованы пучки искусственно ускоренных заряженных частиц. Спектральный состав и время затухания послесвечения в газах практически не зависят от рода возбуждающих частиц, если только частицы эти достаточно быстры [8,9]. По-видимому, наиболее удобной частицей оказывается электрон. Пучки искусственно ускоренных электронов являются весьма эффективным и гибким инструментом для локального возбуждения свечения в газовой среде. Диаметр электронного пучка может меняться в широких пределах, например от 100 Å [10] до десятков миллиметров. Плотность тока в пучке может быть весьма большой. Так, получены пучки с плотностью тока 200 А/см² [11]. Длина пробега пучка в газе легко регулируется ускоряющим напряжением [12]. Для рассматриваемых целей весьма ценна также возможность сравнительно легкого осуществления модуляции пучка электронов.

Для вывода интенсивного пучка электронов из вакуума, где он формируется, в исследуемую газовую среду используются дифференциальные газодинамические ¹ окна [13] с насосной откачкой из промежуточных камер. При не очень длительной работе газодинамическое окно может быть несколько упрощено за счет вымораживания специального рабочего газа ².

¹ См. описание; С. Т. Синицын. Прибор для сохранения вакуума при открытом отверстии резервуара. Авт. свидет. № 35903, кл. 21 д. 17, 31 марта 1934 г.

² См. описание; А. М. Трохан. Способ откачки газодинамического окна. Авт. свидет. № 128949, кл. 21 д. 35, 30 мая 1959 г.

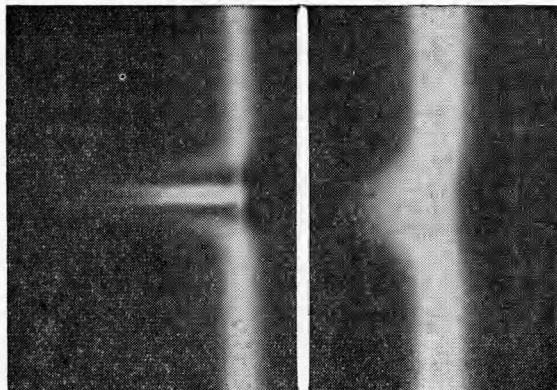
При рассмотрении различных газов с точки зрения данных прикладных задач важны два момента: какова яркость свечения и какова длительность сохранения газом возбужденного состояния. При этом рассматриваемые газы можно разбить на три группы:

- 1) газы, дающие длительное, яркое послесвечение;
- 2) газы, длительно сохраняющие возбужденное состояние, но дающие слабое послесвечение;
- 3) газы, имеющие короткое послесвечение.

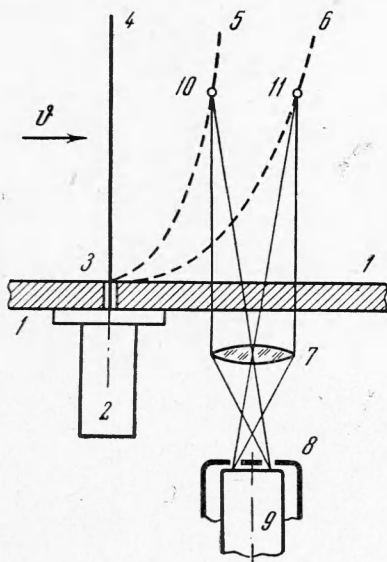
Соответственно этому при исследовании газовых потоков могут быть использованы различные методы измерения местной скорости.

2. Метод флуоресцентного трассирования.

Примером газа, дающего яркое, длительное послесвечение, может служить гелий. На фиг. 1 приведена фотография струи гелия, выходящей из сопла с диаметром 3 мм. На снимке слева струя имеет дозвуковую скорость, на снимке справа — сверхзвуковую. Струя пересекается пучком электронов, обладающих энергией 20 кэв. Диаметр пучка около 0,3 мм, ток 0,2 ма. Как видно из фотографии, от места пересечения струи пучком электронов вниз по течению распространяется хорошо различимая светящаяся пелена.



Фиг. 1



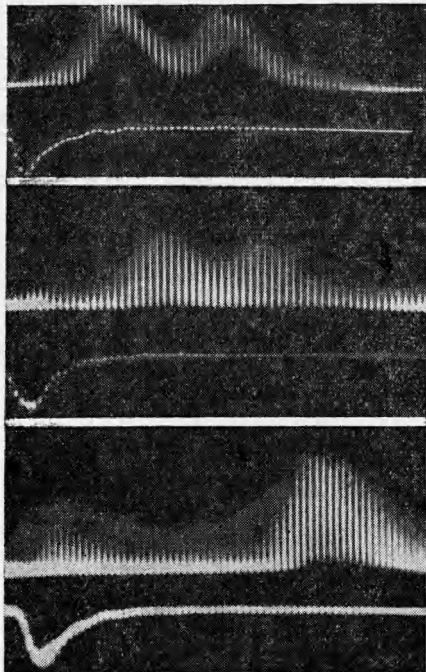
Фиг. 2

положен фотоумножитель 9, включенный в регистрирующую цепь. В результате наличия отверстий в диафрагме 8 свет на катод фотоумножителя попадает только из точек потока, расположенных вдоль двух прямых, пересекающих плоскость движения

Метод флуоресцентного трассирования¹ заключается в том, что в заданной области исследуемого потока при помощи импульсного облучения узким интенсивным пучком быстрых электронов образуется светящаяся плазменная «метка». Благодаря наличию послесвечения скорость метки, являющейся частью потока, может быть измерена оптически методами путем нахождения времени пролета ею заданного расстояния в пространстве потока. Обратимся к фиг. 2. Пусть в аэродинамической трубе за стенкой 1 — 1 движется исследуемый поток газа. С наружной стороны стенки расположен источник 2, испускающий узкий пучок электронов 3—4, промодулированный в виде коротких импульсов. В результате электронных ударов некоторый объем газа, расположенный вдоль прямой 3—4, в момент прохождения импульса тока начинает светиться, образуется светящийся газовый шнур, движущийся вместе с остальным потоком. Перпендикулярно плоскости чертежа расположена оптическая система, состоящая из объектива 7 и диафрагмы 8, имеющей два малых отверстия. За диафрагмой 8

¹ См. описание; А. М. Трохан. Способ измерения скорости газового потока. Авт. свидет. № 131109, кл. 42о15, 30 декабря 1959 г.

шнура в точках 10 и 11. Таким образом, когда светящийся шнур в некоторый момент времени, проходя через точку 10, займет положение 3—5, зависящее от профиля скоростей, в фотоумножителе возникает импульс тока. Вторым импульс возникает тогда, когда шнур, проходя через точку 11, займет положение 3—6. Зная расстояние между точками 10 и 11 и определив время между импульсами, соответствующими моментам прохождения через них светящегося шнура, можно найти среднюю скорость потока вдоль базы 10—11.



Фиг. 3

Типичные осциллограммы, полученные таким путем, представлены на фиг. 3; в верхней части каждой из пар осциллограмм дан сигнал от фотоумножителя, в нижней — ток пучка; цена меток времени 0.2 мксек; ширина отверстий в диафрагме 0.4 мм (в масштабе потока); газ — гелий; давление в камере 10 мм рт. ст.

Верхняя осциллограмма фиг. 3 соответствует импульсному значению тока в пучке 0.8 ма при ускоряющем напряжении 20 кВ, а средняя осциллограмма — току 0.1 ма; база измерения равна 8 мм. Как видно, уменьшение уровня сигнала приводит к необходимости определенных временных осреднений результатов ввиду флуктуационного характера сигнала.

В качестве детектора в данной работе был использован неохлаждаемый фотоумножитель ФЭУ-17А с объективом Юпитер-3.

При измерении данным методом скорость газа находится путем определения времени пролета светящейся меткой известного расстояния, базы L

$$L = L' \beta = L' l / l' \quad (1)$$

Здесь β — масштаб изображения, L' — расстояние между отверстиями диафрагмы, l, l' — расстояния от главных плоскостей объектива до

сопряженных плоскостей, соответственно до объекта и до диафрагмы. Максимальная ошибка в определении базы определяется выражением

$$\frac{\Delta L}{L} = \pm \left[\frac{\Delta L'}{L\beta} + \frac{\beta \Delta l}{(1 + \beta) F} + \frac{\Delta l'}{(1 + \beta) F} \right] \quad (2)$$

Здесь F — фокусное расстояние объектива.

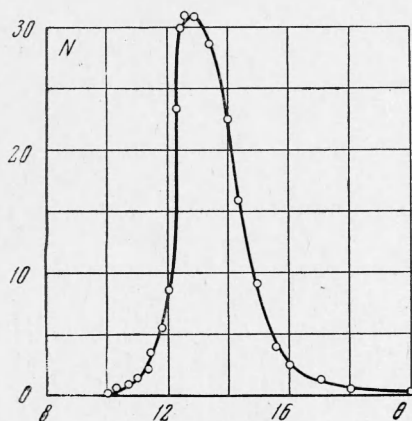
В случае средней точности измерений максимальная ошибка в определении базы имеет величину порядка одного процента. Ошибка может быть снижена еще на порядок в случае принятия специальных мер, таких как использование длиннофокусных объективов и более точно выполненных диафрагм. Максимальная ошибка в нахождении интервала времени зависит от метода регистрации. При использовании простейшего метода — линейной осциллографической развертки точность измерения составляет 1—5% в зависимости от качества осциллограмм.

Таким образом, максимальная суммарная ошибка при измерении скорости данным методом имеет величину порядка 2 ÷ 6%. Заметим, что возмущение потока измерительным инструментом — пучком электронов практически отсутствует и точность измерения определяется только точностью определения расстояния и времени.

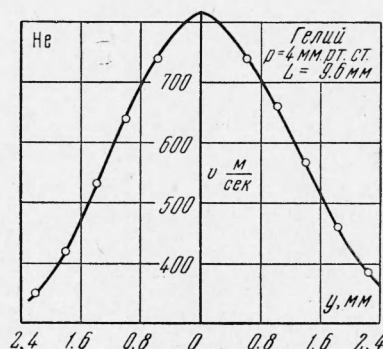
Для измерения может быть использована как одноканальная, так и двухканальная схемы. Применение одноканальной схемы (оба сигнала

подаются на один умножитель) целесообразно в тех случаях, когда импульсы не перекрываются.

В момент облучения под действием рассеянных и вторичных электронов вспышка происходит во всем объеме газа (интенсивность вспышки падает примерно экспоненциально по мере удаления от оси пучка), поэтому измерение времени пролета можно осуществить и при одноканальной схеме с одним отверстием в диафрагме.



Фиг. 4



Фиг. 5

На нижней части фиг. 3 приведена типичная осциллограмма такого вида. Базой измерения в этом случае служит расстояние от оси пучка до исследуемой точки.

Осциллография является наиболее наглядным, но не всегда самым удобным средством измерения времени пролета. В ряде случаев, например тогда, когда уровень сигнала низок и начинает существенно сказываться дробовый эффект излучения или когда требуется исследовать статистические закономерности колебаний величины скорости, более целесообразно использовать схему задержанных совпадений.

В качестве примера на фиг. 4 приведена зависимость числа совпадений импульсов в тыс. $\text{имп} / \text{мин}$ в зависимости от задержки в $\mu\text{сек}$ для двух точек, удаленных на расстояние 9.6 мм по течению. Разрешающее время счетчика 1 $\mu\text{сек}$. База расположена вдоль оси струи. Наличие более пологого заднего фронта кривой совпадений вызвано, по-видимому, наличием большого градиента скорости вдоль линии наблюдения, что видно из фиг. 5, дающей профиль скоростей в поперечном сечении ядра струи. Этот график получен при той же базе измерения $L = 9.6$ мм и при том же давлении в камере, равном 4 мм рт. ст., но путем осциллографической регистрации.

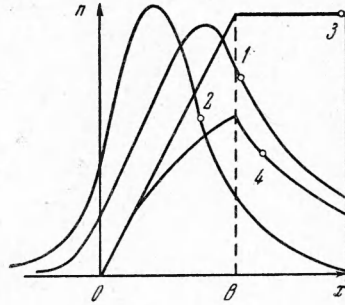
Пространственное разрешение по положению базы в пространстве потока может быть весьма высоким. По-видимому, вполне реально получить пространственное разрешение по положению базы измерения в пространстве потока порядка сотых долей миллиметра. Так как база выделяется оптическими средствами, изменение ее положения может быть осуществлено практически как угодно быстро, например путем введения в систему соответствующих вращающихся призм или зеркал.

Вполне реальным будет получение базы измерения порядка 1 мм и менее.

Диапазон давлений, при котором для конкретного газа может быть использован данный метод, определяется прежде всего чувствительностью регистрирующей системы и мощностью возбуждающего пучка. В наших экспериментах с гелием технической чистоты давления менялись от 0.8 до 50 мм рт. ст. Нижний предел определялся чувствительностью, верхний — эксплуатационными параметрами установки. При рассматри-

ваемых условиях эксперимента нижний предел, по-видимому, может быть улучшен на порядок путем введения охлаждения умножителя и увеличения тока пучка.

Применение стробоскопического фотографирования движения флуоресцентной метки при помощи электроннооптических преобразователей позволяет находить мгновенное поле скорости в потоке газа.



Фиг. 6

1.3. Использование «сдува» флуоресценции. На фиг. 1 слева приведена фотография свечения, вызываемого стационарным пучком электронов, пересекающим дозвуковую струю гелия. Вниз по течению струи от места пересечения ее пучком распространяется факел свечения. Длина факела является функцией ряда параметров, в том числе скорости потока.

Для концентрации частиц, возбуждаемых в движущейся газовой среде электронным пучком, может быть написано следующее уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial n}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D \frac{\partial n}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial n}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} (nv_x) - \frac{\partial}{\partial y} (nv_y) - \frac{\partial}{\partial z} (nv_z) + P(x, y, z, n, N) - Q(n, N) = \frac{\partial n}{\partial t} \quad (3)$$

Здесь n — концентрация возбужденных частиц, N — общая концентрация частиц, D — коэффициент диффузии, v — скорость движения среды, P — плотность возбуждения (плотность источников), Q — плотность дезактивации (плотность стоков).

Для простейшего одномерного случая установившегося течения несжимаемой жидкости, облучаемого плоским пучком электронов в предположении $D = \text{const}$, $n \ll N$, а также в предположении мономолекулярности реакции высвечивания, получаем

$$D \frac{d^2 n}{dx^2} - v \frac{dn}{dx} - \frac{n}{\tau} + q = 0 \quad \begin{array}{l} (x < 0, \quad q = 0) \\ (0 \leq x \leq B, \quad q = \text{const}) \\ (B < x, \quad q = 0) \end{array} \quad (4)$$

Здесь B — ширина пучка, q — плотность возбуждения, τ — длительность возбужденного состояния.

Решение его имеет следующий вид

$$\begin{aligned} n &= q\tau \frac{k_2}{k_1 - k_2} (1 - e^{k_1 B}) e^{k_1 x} & (x < 0) \\ n &= q\tau \left[\frac{k_2}{k_1 - k_2} e^{k_1(x-B)} - \frac{k_1}{k_1 - k_2} e^{k_2 x} + 1 \right] & (0 \leq x \leq B) \\ n &= q\tau \frac{k_1}{k_2 - k_1} (1 - e^{-k_2 B}) e^{k_2 x} & (B < x) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\left(k_{1,2} = \frac{v}{2D} \pm \left(\frac{v^2}{4D^2} + \frac{1}{D\tau} \right)^{1/2} \right)$$

Таким образом, имеем три области течения: область 3, облучаемую электронами, область 1, лежащую выше, и область 2, лежащую ниже по течению от области 3.

Графически решение в произвольном масштабе представлено на фиг. 6 для общего случая: (1) $D, \tau, v \neq 0, \infty$; и трех предельных: (2) $v = 0$;

$D, \tau \neq 0, \infty$; (3) $\tau = \infty; D = 0; v \neq 0, \infty$; (4) $D = 0; v, \tau \neq 0, \infty$.

Геометрически корни k_1 и k_2 представляют собой величины, обратные отрезкам оси x , лежащим в соответствующих областях, на которых функция $n = f(x)$ меняется в e раз.

Экспериментально величины $k_1 = 1/x_1$ и $k_2 = 1/x_2$ могут быть легко найдены путем фотометрирования. Можно написать следующую систему, связывающую три неизвестные величины v, D, τ и две величины x_1 и x_2 , находящиеся из эксперимента

$$v = D \frac{x_2 - x_1}{x_2 x_1}, \quad v = \frac{1}{\tau} (x_2 - x_1) \quad (6)$$

Любое дополнительное условие, связывающее неизвестные или определяющее одно из них, делает систему определенной.

Отметим, что скорость газа будет, по-видимому, далеко не самой главной из величин, даваемых этой системой. Измерив скорость независимым методом и найдя таким образом остальные две величины, вероятно, можно получить информацию о давлении и температуре газа.

В проведенных экспериментах сказанное выше получило лишь качественно подтверждение. Малые размеры струи (3—5 мм) приводили к появлению больших градиентов скорости и плотности. Область облучения не обладала резкими границами и имела форму вращения, а не параллелепипеда. Кроме того, ввиду малости исследуемого объема, а следовательно, и световых потоков оказалось затруднительным провести монохроматизацию излучения, вследствие чего измерялся интегральный световой поток, соответствующий различным реакциям. Вместе взятое это существенно усложнило вычисление и затруднило проведение точных количественных измерений.

Примером газа, имеющего неяркое послесвечение, но хорошо сохраняющего возбуждение в течение длительного времени, может служить аргон. Для исследования течений таких газов методом флуоресцентного трассирования может быть использована добавка к основному газу некоторого количества вспомогательного газа, который высвечивает, воспринимая возбуждение от основной компоненты. Так, например, добавка к аргону нескольких процентов азота резко повышает яркость послесвечения. Добавляя в качестве присадки различные газы, можно получить послесвечение, лежащее в нужной спектральной области.

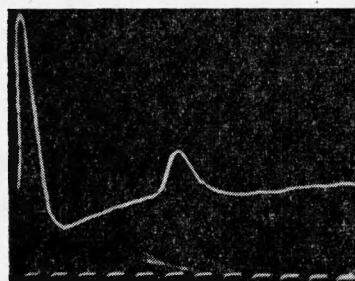
1.4. Использование люминесцентных зондов. В качестве детектора, воспринимающего возбуждение газа в флуоресцентной метке, могут также быть использованы обычные твердые люминофоры, вводимые в поток при помощи микрозондов¹. Люминофор высвечивает в результате передачи энергии либо при ударе о него возбужденных атомов или молекул, а также ионов, либо в результате поглощения квантов вакуумного ультрафиолетового излучения, взвешенного в газе. При этом эффективность люминофоров оказывается весьма высокой. Так квантовый выход виллемита для коротковолнового излучения больше единицы, составляя, например, при облучении светом с $\lambda = 1850 \text{ \AA}$ величину порядка 2—3 [14].

Сам факт использования механического зонда является нежелательным ввиду неизбежного возмущения потока. Однако по сравнению с другими зондовыми методами этот метод обладает тем преимуществом, что размеры зонда минимальны, измерение абсолютное, а база измерения расположена выше по потоку относительно зонда. Благодаря повышению уровня сигнала использование люминесцентных зондов позволит, по-видимому, расширить область применимости флуоресцентного трассирования в сторону низких давлений и малых скоростей течения. На фиг. 7 приведена осциллограмма, полученная при помощи зонда, покрытого виллемитом в струе аргона.

¹ См. описание; А. М. Трохан. Устройство для измерения скорости потока газа. Авт. свидет. № 141018, кл. 42о15, 15 сентября 1960 г.

Для измерения скорости газов, обладающих коротким послесвечением, может быть использовано доплеровское смещение спектральных линий. Определение доплеровского смещения довольно широко применяется для нахождения скорости быстрых потоков газа [15,16]. При этом используется либо собственное свечение газа, либо свечение специально вводимой примеси, чаще всего натрия. Этот метод применяется лишь для газов, температура которых достаточно высока для термического возбуждения излучения, или для газов непосредственно находящихся в области электрического разряда.

Скорость, найденная им, будет некоторой средней величиной для потока вдоль всей линии наблюдения, при этом ошибка за счет осреднения может быть весьма велика.

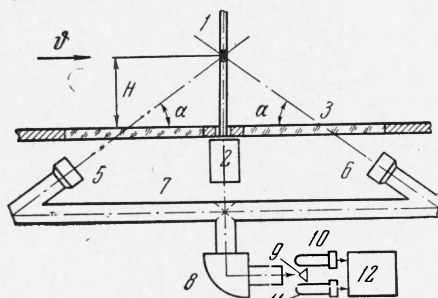


Фиг. 7

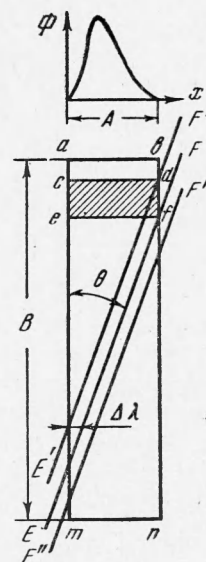
1.5. Доплеровское смещение спектральных линий. Использование пучка быстрых электронов для возбуждения локального свечения в потоке газа позволяет применить метод доплеровского смещения для исследования потоков как слабосветящихся, так и несветящихся холодных газов¹. При этом оказывается возможным измерять местную скорость газа с предельно малыми пространственными осреднениями.

Схема прибора для измерения местной скорости потока по доплеровскому смещению спектральных линий излучения, вызываемого пучком быстрых электронов, приведена на фиг. 8. Пучок электронов 1, испускаемый электронной пушкой 2, вводится через стенку аэродинамической трубы 3 в исследуемую область потока. Свет, испускаемый областью 4, при помощи объективов 5 и 6 и светопровода 7 подается на спектрограф или монохроматор 8. При этом в объектив 5 свет, испускаемый областью 4, попадает под углом α против потока, а в объектив 6 под углом α по потоку. В результате излучение, проходящее по этим двум каналам, должно быть сдвинуто между собой на величину

$$\Delta\lambda = 2\lambda \frac{v}{c} \cos \alpha \quad (7)$$



Фиг. 8



Фиг. 9

Здесь λ — длина волны спектральной линии, v — скорость потока, c — скорость света.

На выходе из спектрографа 8 излучение данной спектральной линии попадает на светоделительный клин 9 и затем на фотоумножители 10 и 11.

¹ См. описание; А. М. Трохан. Устройство для определения скорости газа. Авт. свидет. № 134495, кл. 42015, 29 февраля 1960 г.

Разбалансировка токов фотоумножителей, вызванная смещением спектральной линии, фиксируется регистрирующим устройством 12.

Принцип регистрации сдвига длины волны спектральной линии поясняет фиг. 9. Пусть изображение спектральной линии в плоскости выходной щели монохроматора ограничено двумя параллельными прямыми ab и mn . Пусть также $\Phi(x)$ — распределение интенсивности в поперечном сечении линии — имеет произвольную, но постоянную по всей высоте форму. Выходная щель не пропускает соседние линии излучения, но и не обрезает исследуемой линии. Ширина выходной щели при этом равна $A + 2 \Delta x$, где Δx — величина, заведомо бóльшая величины смещения длины волны при данных условиях эксперимента. Под углом θ к оси линии установлен светоделительный клин с гранью EF . Весь световой поток, проходящий через плоскость выходной щели выше линии EF , попадает на один фотоумножитель, весь световой поток, проходящий ниже EF , — на другой. Оба фотоумножителя имеют одинаковые коэффициенты усиления. Пусть в некоторый момент времени имеется излучение от газа, не движущегося в направлении линии наблюдения. Установим EF таким образом, чтобы световые потоки выше и ниже светоделительного клина были равны

$$\iint_{ab/n} \Phi(x) ds = \iint_{h/nm} \Phi(x) ds = \frac{1}{2} \iint_{abnm} \Phi(x) ds = \frac{1}{2} \Phi \quad (8)$$

Здесь Φ — полный световой поток.

Пусть теперь в результате движения среды линия сдвинулась вдоль оси x на величину $d\Delta\lambda$. Это равносильно тому, что при неподвижной линии $\Phi(x)$ прямая EF сместилась по высоте на расстояние $d\Delta\lambda / \operatorname{tg} \theta$, заняв положение $E'F'$. Величина светового потока, проходящего по каналу, изменится при этом на величину

$$\Delta\Phi = \iint_{cdef} \Phi(x) ds = \frac{d\Delta\lambda\Phi}{B \operatorname{tg} \theta} \quad (9)$$

Здесь d — линейная дисперсия спектрографа.

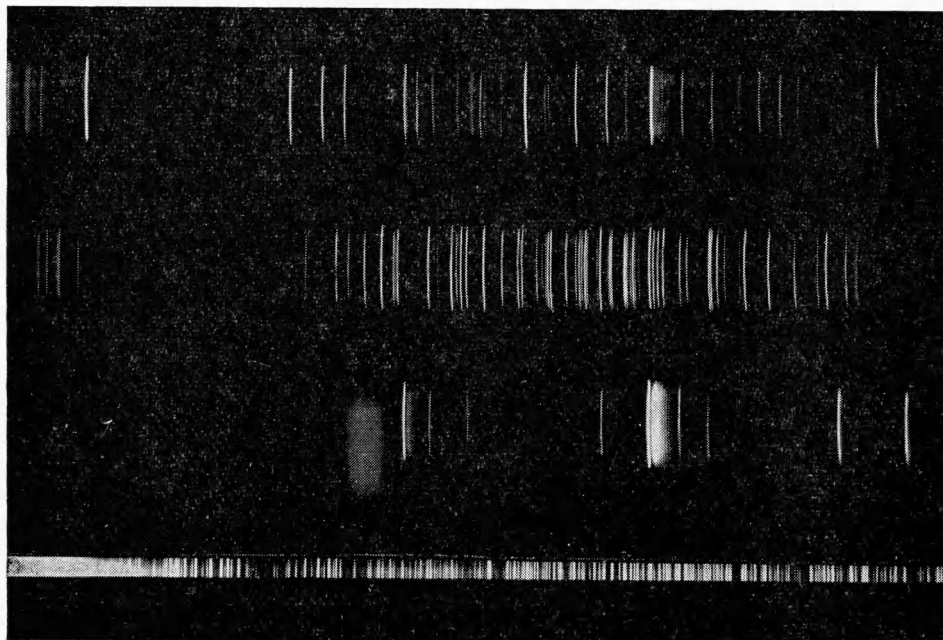
Таким образом, если свечение газовой среды наблюдается поочередно, то вдоль по потоку, то против него, то соответствующие фототоки умножителей разнятся на следующую величину:

$$I_1 - I_2 = 2 \frac{d\lambda}{c} \frac{\cos \alpha}{\operatorname{tg} \theta} \frac{\Phi\gamma}{B} v = \operatorname{const} v \quad (10)$$

Здесь γ — интегральная чувствительность фотоумножителя. Результат не зависит от ширины и формы спектральной линии. Разность токов тем больше, чем меньше угол θ , однако при этом необходимо, чтобы, сдвигаясь, прямая EF пересекала только боковые стороны прямоугольника $abnm$. Абсолютная ошибка в определении скорости по доплеровскому сдвигу спектральных линий составляет 15—30 м / сек [15,17]. Таким образом, метод с успехом может быть использован для измерения больших скоростей. На фиг. 10 приведен спектр свечения технического гелия, аргона и воздуха (сверху вниз). Внизу дан спектр железной дуги. Характерно, что почти вся энергия излучения воздуха в видимой области приходится на одну полосу молекулярного иона азота.

Для регистрации можно также использовать эталон Фабри — Перо, соединенный в случае необходимости быстрой регистрации с электронно-оптическим преобразователем. Так как свечение происходит в холодном газе, доплеровское уширение линий мало. При малых давлениях штарковское уширение также невелико. Ввиду этого доплеровский сдвиг может быть измерен с хорошей точностью.

2.0. Измерение местной плотности газа. Измерение местной плотности разреженного газа можно осуществить путем регистрации свечения, испускаемого газом под воздействием электронных ударов [18, 19]. При выделении определенных спектральных линий интенсивность излучения, испускаемого единицей объема газа при прочих равных условиях, оказывается пропорциональной местной плотности газа.



Фиг. 10

Недостатками этого метода являются следующие:

1) Интенсивность видимого излучения, испускаемого заданным объемом газа, при одинаковом режиме облучения зависит не только от плотности, но и от температуры газа, что вызвано наличием процессов тушения флуоресценции, зависящих от температуры [20].

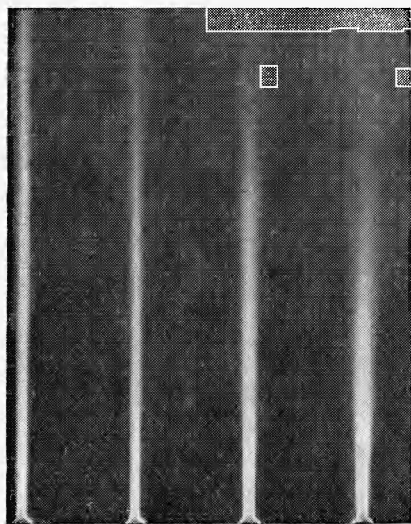
2) Измерения могут быть проведены лишь при отсутствии собственного свечения газа, а также при отсутствии каких-либо посторонних источников света, т. е. метод пригоден для исследования только холодных потоков.

В данной работе рассмотрена возможность использования для определения местной плотности газа рентгеновского излучения, испускаемого при торможении им быстрых электронов.

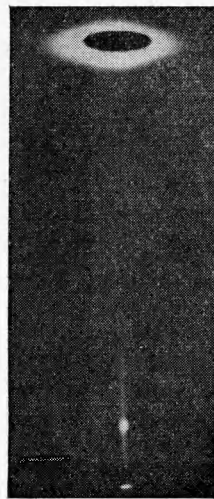
Измерение интегральной интенсивности излучения, проведенное при помощи газоразрядного счетчика через слюдяное окно, показало, что в широких пределах имеет место линейная зависимость интенсивности излучения от плотности газа.

На фиг. 11 приведены фотографии рентгеновского излучения в среде аргона при давлениях, равных 0.85, 1.7, 3.4, 6.8 мм рт. ст., вызываемого пучком электронов при токе пучка 0.7 мА и ускоряющем напряжении 25 кВ. Минимальная экспозиция составляла 15 мин. Длительность экспозиции обратно пропорциональна давлениям. Фотометрирование негативов показало, что при этом в пределах точности эксперимента почернение в области входа пучка в газ одинаково. Для фотографирования использовалась камера-обскура, имеющая отверстие в свинцовом экране диамет-

ром 0.2 мм, закрытое алюминированной слюдой. Расстояние от экрана до оси пучка 100 мм. Фотографирование производилось на рентгеновскую пленку типа РФ-3. Как видно из этих снимков, яркость излучения меняется по мере удаления от места входа пучка в газ. Однако, если плотность газа достаточно мала (ускоряющее напряжение достаточно велико), то изменения эти невелики. Если на пути пучка оказываются области повы-



Фиг. 11

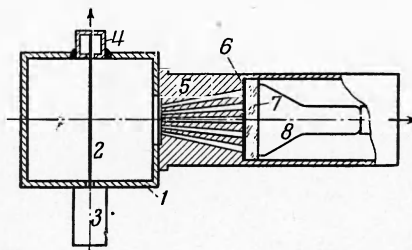


Фиг. 12

шенной или пониженной плотности газа, то эти изменения плотности вызывают соответствующие изменения местной яркости рентгеновского свечения.

Итак на фиг. 12 представлена фотография пучка 25 кэ электронов, пересекающего тонкую (диаметром примерно 3 мм) струю аргона при давлении 5 мм рт. ст. На фиг. 3 точка пересечения отчетливо видна. Свечение в верхней части снимка вызвано попаданием электронов на поверхность медного коллектора. Яркость рентгеновского свечения зависит как от рода газа и его плотности, так и от мощности пучка электронов.

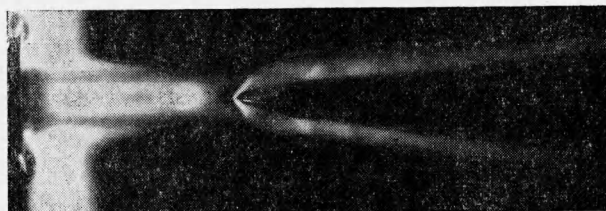
Для диагностических целей целесообразно использовать маломощные пучки, поэтому необходимо применять максимально чувствительные детекторы излучения. На фиг. 13 дана схема одного из возможных устройств для измерения местной плотности газа. В камеру 1, заключающую исследуемый поток газа, вводится пучок быстрых электронов 2, испускаемый электронной пушкой 3 и улавливаемый коллектором 4. При помощи рентгенооптического устройства 5, представляющего собой толстую диафрагму с отверстиями в виде конусов, имеющих общую вершину на оси пучка, из всего объема, облучаемого электронами, выделяется малая область, излучение из которой, пройдя непрозрачную для видимого света диафраг-



Фиг. 13

му 6, попадает на сцинтиллятор 7. Излучение сцинтиллятора регистрируется фотоумножителем 8.

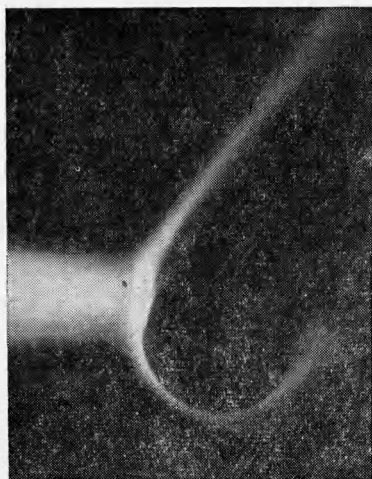
Описываемый способ измерения может быть использован как для исследования пульсаций плотности газа в заданной области, так и для измерения или визуализации полей плотности. Собственное свечение газа или света от посторонних источников не влияют на результаты измерений.



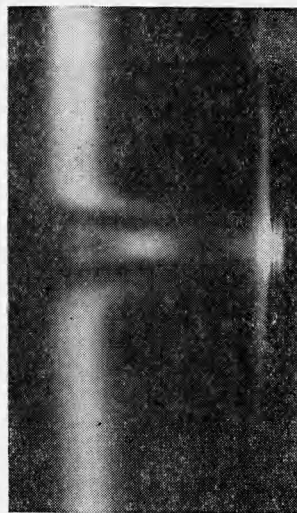
Фиг. 14

Для исследования нестационарных течений необходимо использовать более мощные пучки электронов, а фотографирование осуществлять при помощи электроннооптических преобразователей.

3.0. Визуализация течений. Обычные способы визуализации течений газа, использующие интерферометр, теневое и шпирен-фотографирование,



Фиг. 15



Фиг. 16

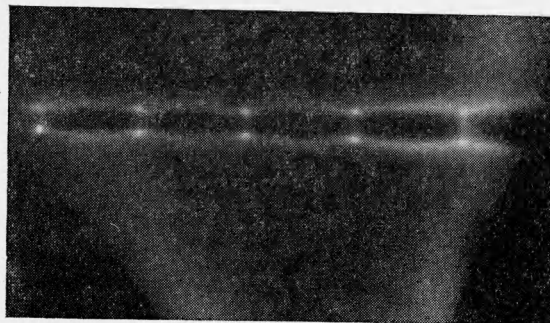
оказываются непригодными для исследований при давлениях ниже нескольких мм рт. ст. Поэтому для визуализации потоков разреженного газа используются либо послесвечение, вызываемое высокочастотным разрядом [21], либо тлеющий разряд непосредственно в исследуемой области [22], либо поглощение ультрафиолетового излучения [23].

Все эти методы позволяют осуществить визуализацию потока в целом, исследование же «тонкой» структуры потока оказывается затруднительным, за исключением некоторых частных случаев. Дело в том, что все эти методы являются интегральными, т. е. свечение или поглощение света дан-

ной областью потока представляют собой часть свечения или поглощения вдоль всей линии наблюдения. Если область мала, то мала и доля, вносимая ею в общую величину. Это приводит к загроблению результатов, к появлению неопределенности в их истолковании.

Использование пучков быстрых электронов позволяет решить эту весьма важную проблему. В зависимости от длительности послесвечения решение может быть различным.

Если в поток газа, обладающего длительным послесвечением, ввести немодулированный тонкий пучок быстрых электронов, то вниз по потоку от облучаемой области будет распространяться сплошная светящаяся пелена. Послесвечение в струях газа, облучаемого пучком электронов, впервые наблюдалось в работе [24]. Сфотографировав пелену, можно найти поверхность тока, проходящую через данную прямую (ось пучка). Если имеются два пересекающихся в потоке пучка, то соответствующее фотографирование позволит найти пространственное положение линии тока, проходящей через точку пересечения пучков. Местная яркость пелены послесвечения является функцией местной плотности. Более яркие области соответствуют более плотному газу. Это позволяет осуществить визуализацию течения в данной поверхности тока. На фиг. 14—16 приведены примеры визуализации обтекания струей гелия простейших моделей: клина, цилиндра и плоской, нормальной к потоку, стенки. Этот метод позволяет определять положение скачков уплотнения, толщину пограничного слоя, область срыва потока и т. д. Необходимо отметить, что при данном методе исследования возможна лишь визуализация, количественное же определение местной плотности, по-видимому, невозможно ввиду того, что местная яркость зависит не только от местной плотности, но и от изменения плотности вдоль всей линии тока от точки возбуждения свечения до рассматриваемой, т. е. от предыстории потока.



Фиг. 17

Для исследований в воздухе, как и в других газах, имеющих слабое послесвечение, этот метод непригоден. Для визуализации в этом случае может быть использован плоский пучок электронов. Так как при одинаковом режиме облучения яркость свечения газа внутри облучаемой области является линейной функцией плотности [18], то оказывается возможным не только получить визуализацию поля плотностей, но и найти точные количественные значения. Пучок может быть произвольно ориентирован относительно потока, поэтому оказывается возможным исследовать поле плотностей в любой заданной плоскости потока.

3.1. Визуализация качанием пучка. Ввод плоского пучка в газ более труден, чем ввод тонкого круглого пучка; в данной работе был использован качающийся пучок. Качание пучка в плоскости, параллельной оси потока, осуществлялось при помощи небольшого электромагнита, расположенного у выхода пучка в газовую среду. Напряженность поля менялась синусоидально. На фиг. 17 приведен пример визуализации течения, полученной таким образом. Если требуются количественные результаты, целесообразно производить фотографирование в рентгеновских лучах.

Для получения количественных значений синусоидальная развертка неудобна. Чтобы обеспечить равномерность скорости движения пучка, напряженность отклоняющего поля должна меняться пилообразно.

Автор благодарен С. А. Христиановичу за внимание к работе.

Поступила 17 XII 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Glenn L. Mellen. Gas-Flow Speedometr. Electronics, 1950, vol. 23, No 2, 80—81.
2. Kunkel W. Talbot L. Ion tracer technique for air speed measurements at low densities. NASA TN, 1954, No 3177, 31 p.
3. Барышова Н. М., Ушаков В. Н. Измерение скорости струи, истекающей из сопла высоковакуумного насоса. ПТЭ, Изд. АН СССР, 1959, № 5, 94—98.
4. Berkowitz J., Chupka W. A., Kistiakowsky G. B. Mass-Spectrometric study of the kinetics of nitrogen afterglow. J. Chem. Phys., 1956, 25, No 3, 457—466.
5. Kunkel W. A short afterglow in nitrogen. Phys. Rev., 1953, vol. 92, 534.
6. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. Энергоиздат, 1950.
7. Кондратьев В. Н. Кинетика химических газовых реакций. Изд. АН СССР, 1958.
8. Grün A. E. Die Fluoreszenz von Gasen bei der Abbremsung der schneller Teilchen. Z. Naturforschg., 1954, 9a, 55—63.
9. Fan C. Y. Emission spectra excited by electronic and ionic impact. Phys. Rev., 1956, vol. 103, No 6, 1740.
10. Davoine M. F. Etude d'une sonde électronique fine Applications. J. Phys. et radium, 1954, 15, No 12, 90—91.
11. Brewer G. R. Formation of high-density electron beams. J. Appl. Phys., 1957, 28, No 1, 7—15.
12. Grün A. E. Lumineszenz-photometrische Messungen der Energieabsorption im Strahlungsfeld von Elektronenquellen Eindimensionaler Fall in Luft. Z. Naturforschg., 1957, 12a, No 2, 89—95.
13. Schumacher B. Dynamische Druckstufenstrecken für den Einschub intensiver, monokinischer Korpuskularbündel in Gase hohen Drucks. Optik, 1953, 10, 116—131.
14. Бутаева Ф. А., Фабрикант В. А. Чувствительность люминофоров для люминесцентных ламп в коротковолновом ультрафиолетовом излучении. Изв. АН СССР, сер. физ., 1957, 21, № 4, 541—543.
15. Фриш С. Э., Каган Ю. М. Спектроскопическое изучение движения ионов в плазме. Ж. эксперим. и теор. физ., 1947, 17, № 6, 577—584.
16. Bundy F. P., Strong H. M., Gregg A. B. Measurement of velocity and Pressure of gases in Rocket flames by spectroscopic methods. J. Appl. Phys., 1951, 22, No 8, 1069—1077.
17. Fusa J. A. Speedometer proposed for space vehicle. Aviat. Week, 1950, 70, No 25, 201—217.
18. Grün A. E. On the fluorescence of air, excited by fast electrons, Canadian J. Phys., 1958, 36, No 7, 858—862.
19. Schumacher B. W., Gadamer E. O. Electron beam fluorescence probe for measuring the local gas density in a wide field of observation. Canadian J. Phys., 1958, vol. 36, No 6, 659—671.
20. Grün A. E., Schopper E. Die Untersuchung von Energieaustausch — und Lösprozessen in Gasen durch Anregung mit schnellen Teilchen. Z. Naturforschg., 1954, 9a, No 2, 134—147.
21. Кункель и Хурлбат. Люминесцентная визуализация потока в аэродинамических трубах низкого давления. Вопр. ракетн. техн., ИЛ, 1958, № 3.
22. Tomelburg H. J. A new glow — discharge method for flow visualization in supersonic wind tunnels. J. Aero/Space Sci., 1958, 25, No 11, 727—728.
23. Эванс. Новый метод визуализации в аэродинамических трубах низкой плотности. Вопр. ракетн. техн., ИЛ, 1958, № 4.
24. Grün A. E. Einige gasdynamische und spektroskopische Beobachtungen an angeregten Gasstrahlen. Z. Naturforschg., 1954, 9a, No 10, 833—836.