

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

УДК 612.15 : 085.849.19

В. Н. ЛИСИЦЫН, В. А. ОРЛОВ, С. В. РЕВЯКИН,
В. С. СЕРГИЕВСКИЙ, Ю. Н. ФОМИН

(Новосибирск)

О ЛАЗЕРНОМ МЕТОДЕ ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТИ КРОВОТОКА

Скорость кровотока является одним из наиболее важных параметров, характеризующих функциональную деятельность сердечно-сосудистой системы человека. Достоверная информация о гемодинамике позволяет, например, своевременно выявлять и классифицировать патологические изменения в кровоснабжении отдельных органов и тканей.

В настоящее время в медицинской практике наиболее широкое применение нашли следующие методы измерения скорости кровотока: ультразвуковой доплеровский, электромагнитный и инъекционный. Перечисленные методы взаимно дополняют друг друга, диагностируя индивидуальные стороны деятельности кровеносной системы, однако каждому из них присущи определенные недостатки. В частности, ультразвуковой метод не позволяет проводить количественную оценку потоков со скоростью менее $10 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, электромагнитный — требует для получения диагностической информации проведения сложной и трудоемкой калибровки устройства, инъекционный — не обеспечивает локальных измерений и т. д.

Наряду с перечисленными способами, в последние годы нашел применение лазерный доплеровский метод. Первое упоминание о возможности использования лазерного излучения для измерения скорости кровотока относится к 1972 г. Авторы [1] применили доплеровский метод для исследования движения крови в сосудах сетчатки глаза. В [2] удалось существенно расширить возможности лазерного метода измерения скорости крови благодаря использованию волоконного оптического катетера. Для передачи лазерного излучения в кровоток и вывода рассеянного излучения из зоны измерений служило оптическое волокно, непосредственно вводимое в вену кролика. В работах [3, 4] световоды, передающие зондирующий и рассеянный световые сигналы, использовались для изучения микроциркуляций крови в кожных покровах человека.

В настоящей статье приводится описание исследований, цель которых — разработка лазерного метода измерения скорости потоков сильно рассеивающих сред. Кровь в данном случае рассматривается как частный случай такой среды.

Принцип измерения скорости непрозрачных потоков. Традиционный лазерный метод измерения скорости основан на явлении Доплера, суть которого, как известно, заключается в изменении частоты излучения при рассеянии или отражении от движущегося объекта. Частотный сдвиг зависит от геометрии рассеяния и пропорционален абсолютному значению скорости объекта. Величину сдвига легко найти из законов сохранения энергии и импульса, рассмотрев элементарный акт рассеяния фотона на

движущейся частице:

$$\begin{cases} \hbar k_i + mv_1 = \hbar k_s + mv_2, \\ \hbar \omega_i + mv_1^2/2 = \hbar \omega_s + mv_2^2/2, \end{cases} \quad (1)$$

где \hbar — постоянная Планка, k_i и k_s — соответственно волновые векторы падающего и рассеянного излучений, а ω_i и ω_s — частоты падающей и рассеянной волн. Рассеивающая частица характеризуется массой m и скоростями v_1 и v_2 до и после взаимодействия с фотоном соответственно. Из уравнений системы (1) получим

$$\omega_s - \omega_i = v_1(k_s - k_i) - (\hbar/2m)(k_s - k_i)^2. \quad (2)$$

Учитывая, что эффект отдачи для реальных рассеивающих частиц мал, вторым членом в выражении (2) можно пренебречь, тогда окончательно будем иметь известное математическое выражение [5] для доплеровского сдвига

$$\Delta\nu_d = (1/2\pi)v(k_s - k_i). \quad (3)$$

Традиционный лазерный метод измерения скорости основан на регистрации доплеровского сдвига $\Delta\nu_d$ и пригоден для локальных измерений скорости в потоке жидкости или газа, содержащем небольшое количество частиц или других оптических неоднородностей, рассеивающих свет, если исследуемый поток практически прозрачен для зондирующего излучения. Такой случай реален в ряде задач прикладной аэрогидродинамики. Однако при измерении скорости многофазных потоков мутных и непрозрачных сред применение традиционных схем встречает большие затруднения, связанные с малой глубиной зондирования исследуемой среды лазерными лучами.

Теперь обратимся к схеме измерителя скорости со световодом, подробно исследованной в [6], где движущейся средой являлся двухфазный поток жидкости и газа. При концентрациях пузырьков газа, превышающих 5%, поток считался мутным и традиционные локальные измерения становились невозможными. Использование тонкого световода позволило снять это ограничение и расширить область измерений вплоть до концентраций $\sim 50\%$. Световод выполнял роль приемно-передающей антенны. На выходном торце световода происходило пространственное совмещение рассеянного и опорного (отраженного от торца) световых сигналов, которые, далее, с помощью того же световода направлялись на фотоприемник. Анализируемый спектр рассеянного назад излучения представлял собой типичный доплеровский сигнал с максимумом распределения на частоте $\Delta\nu_d$, описываемой выражением (3).

В рассматриваемом случае $k_s = -k_i = k$, поэтому

$$\Delta\nu_d = (kv \cos \theta)/\pi,$$

где θ — угол между направлениями потока и световой волны, вышедшей из световода. С помощью аналогичной схемы измерений изучался доплеровский сигнал для случая, когда поток воды, движущийся на световод ($\theta = \pi$), содержал взвесь мелких твердых частиц размером $5 \div 20$ мкм.

Спектр сигнала оставался доплеровским до тех пор, пока концентрация рассеивающих частиц была невелика, т. е. при условии, что в измерительном объеме в среднем находилась одна частица. Оценивая измерительный объем, как и в [6], величиной $(0,01)^3$ см³, находим, что это соответствует концентрации, при которой в одном кубическом сантиметре $\sim 10^6$ рассеивающих частиц.

Наблюдаемая картина качественно изменяется при переходе к более высоким концентрациям рассеивающих частиц. Когда в измерительном объеме количество частиц велико, это существенно отражается на характере регистрируемых спектров. Дело в том, что при высокой концентрации частиц, средний размер которых существенно меньше диамет-

ра оптического волокна, их настолько много находится у выходного торца световода, что это сильно ослабляет передачу зондирующего излучения в невозмущенную зону, где поток можно считать невозмущенным. При прямоугольном срезе волокна набегающий поток под тормаживается, и у поверхности торца накапливается много рассеивающих частиц со скоростями, близкими к нулевым. Максимум наблюдаемого спектрального распределения сигнала располагается не на доплеровской частоте $\Delta\nu_d$, а соответствует нулю спектральной шкалы. Информация о средней скорости измеряемого потока может быть получена в этом случае из анализа формы кривой спектрального распределения сигнала: высота распределения обусловлена рассеивающей (отражательной) способностью исследуемой среды, а его ширина — скоростью частиц.

Кровоток с точки зрения методики измерения его скорости относится к рассматриваемому случаю, причем рассеяние главным образом определяется наличием эритроцитов, концентрация которых по объему составляет около 60% (размеры отдельной частицы ≤ 10 мкм). При измерительном объеме $\sim 10^{-6}$ см³ число эритроцитов, участвующих в формировании рассеянного сигнала, $\sim 10^3$.

В эксперименте, описанном в [2], оптический катетер вводился непосредственно в кровеносный сосуд. Во избежание турбулентных возмущений, вносимых катетером, его торец срезался под острым углом к оси. На наш взгляд, форма датчика не будет играть принципиальной роли, если предварительно проградуировать прибор и пользоваться тарировочными константами для конкретной схемы измерения скорости потоков.

Нами рассмотрена оптическая схема, в которой торцы световодов срезаются перпендикулярно оптической оси, а сам катетер расположен перпендикулярно исследуемому потоку. При такой геометрии датчик скорости в минимальной степени вносит возмущение в измерительный объем.

Принцип метода, лежащего в основе предлагаемого измерителя скорости, можно пояснить, обратившись к рис. 1. На нем показано поведение спектра сигнала биений фототока в зависимости от скорости мутного потока. Три кривые приведены соответственно для трех скоростей: $v_1 < v_2 < v_3$.

Спектр для фиксированной скорости удобно характеризовать амплитудой A в нулевой области частот и спектральной шириной Γ на полувысоте распределения. Как было замечено выше, ширина распределения в общем случае зависит от геометрии ввода катетера в исследуемый поток. Из рисунка видно, что $\Gamma_1 < \Gamma_2 < \Gamma_3$. При условии, что интенсивность рассеянного излучения, попадающего на фотоприемник, постоянна, интегральный спектр (площадь под кривой) — также постоянная величина, не зависящая от скорости. Поэтому при возрастании скорости потока сигнал на низких частотах уменьшается, а на более высоких — возрастает.

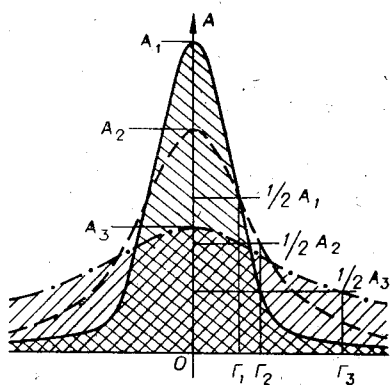


Рис. 1.

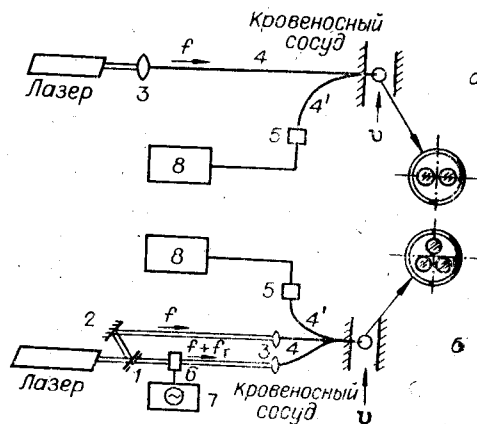


Рис. 2.

тает. Измерение зависимости спектральной ширины регистрируемого спектра сигнала положено в основу метода измерения скорости непрозрачных потоков.

Экспериментальное устройство. На рис. 2 представлены два варианта схемы лазерного измерителя скорости кровотока с одноволоконными световодами. В первом варианте (рис. 2, а) с двумя волокнами (передающим и приемным) анализируемый сигнал рассеяния центрировался около нулевых частот биений. Во втором (рис. 2, б) — для исключения влияния различных шумов, снижающих чувствительность и точность измерений, использовались три волокна; зондирование потока осуществлялось на основной и сдвинутой частотах излучения лазера.

Излучение He—Ne-лазера (ЛГ-38) с помощью микрообъективов 3 собирается на входных торцах формирующих световодов 4 (во втором варианте оно предварительно проходит расщепитель 1 — полупрозрачное зеркало). Один из пучков с помощью зеркала 2 направляется на объектив 3, а другой — на акустооптический элемент 6, где дифрагирует на бегущей акустической волне. Управление интенсивностью и частотой ультразвуковой волны в ячейке осуществляется с помощью высокочастотного генератора 7. Частота дифрагированного излучения сдвинута на величину f_1 , изменяющуюся в экспериментах в пределах 17—20 МГц. С помощью формирующихся световодов лазерное излучение вводится в зону измерений. Приемный световод 4', аналогичный формирующему, принимает излучение, рассеянное на движущихся частицах (эритроцитах), и передает его на фотокатод приемника 5 (ФЭУ-79). В экспериментах использовались многомодовые световоды с апертурным углом 10° , внешним диаметром 150 мкм и диаметром световедущей жилы 50 мкм. Входные и выходные торцы оптических волокон подготавливались с особой тщательностью, чтобы обеспечить минимальные потери излучения в световодах. Срез каждого торца выполнялся перпендикулярно оптической оси волокна. При изготовлении зондирующего датчика применялись медицинские инъекционные иглы, во внутренней полости которых световоды фиксировались компаундом. Торцы световодов в датчике располагались в одной плоскости. В случае когда оптический катетер содержал три световода, волокна укладывались параллельно плотной упаковкой — треугольником. Расположение световодов датчика изображено крупным планом на рис. 2. Оптический датчик в обоих вариантах фиксировался перпендикулярно движению потока. Сигнал с ФЭУ регистрировался с помощью спектроанализатора 8 (С4-12, СК4-13 или С4-25). В процессе отработки методики измерений в экспериментах использовались: вращающаяся с фиксированной скоростью чаша с рассеивающей жидкостью (донорская кровь или молоко); магистральная система с циркуляцией крови (при известном расходе) по трубкам, имитирующим сосуды.

Отметим, что молоко оказалось удобной моделью, так как рассеянный сигнал достаточно велик и система позволяла обрабатывать различные детали измерительного устройства.

Результаты экспериментов. Целью первых опытов являлось изучение зависимости спектров фототока от скорости кровотока. В устройстве, схема которого изображена на рис. 2, а, фотоприемник регистрирует только самобиения рассеянного излучения. Спектральная зависимость сигнала для трех случаев представлена в таблице. Первый случай ($v=0$) характеризует спектр излучения, рассеянного в покоящейся крови. Два других соответствуют потоку крови с $v=15$ мл/мин и $v=30$ мл/мин

Частота, кГц		0,4	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10	15	20	30	50	100	590
АМЛИТУДА, мкВ	$v=0$	150	137	74	52	43	36	31	23	20	16	15	12	8	6,2	1,5
	$v=15$ мл/мин	67	59	55	53	50	47	44	42	40	38	36	33	25	18	1,4
	$v=30$ мл/мин	57	52	51	49	48	46	45	42	40	38	36	32	25	20	1,4

соответственно. Значения амплитуды сигнала на высокой частоте $f = 590$ кГц характеризуют уровень дробового шума, определяемый средней мощностью рассеянного излучения, приходящего на фотоприемник. Необходимо отметить, что темп уширения спектра сигнала, т. е. приращение ширины спектра на 1 см/с скорости, составляет ~ 10 кГц, и это усложняет анализ зависимости уширения спектра рассеянного излучения от скорости кровотока. При скоростях крови, составляющих несколько сантиметров в секунду, наблюдаемый спектр простирается на нескольких частотных диапазонах спектроанализатора СК4-13. Существенным моментом являлось то, что донорская кровь, используемая в опытах, должна была фильтроваться, как это и делалось, с помощью стандартных донорских пакетов при протекании крови в магистральной трубке. В случае, когда поток крови моделировался вращением крови в чашке, оптический датчик быстро обрастал «шубой», обусловленной свертыванием крови, и не позволял получать однозначные результаты.

В первом варианте схемы (см. рис. 2, а) сигнал захватывает всю область нулевых частот. Спектральный обзор применяемого нами анализатора спектра СК4-13 на первом частотном диапазоне составляет всего 10 кГц, и поэтому при скоростях потока в несколько сантиметров в секунду спектральная кривая становится пологой, практически параллельной шкале частот. Применение анализатора с широкой и регулируемой полосой обзора, например С4-25, также не удовлетворяет вышеуказанным требованиям, так как он не регистрирует область нулевых частот. Надо отметить, что нулевая область частот сама по себе является неудобной для анализа рассматриваемых спектров, поскольку она наиболее сильно заполнена различного рода шумами, связанными с механическими вибрациями, наводками, плазменными шумами разряда в активном элементе лазера, и шумами, обусловленными конкуренцией лазерных мод. Для устранения указанных недостатков описанной схемы было решено использовать два зондирующих излучения: на лазерной f и на сдвинутой $f + f_c$ частотах (см. рис. 2, б). В остальном обе схемы аналогичны. Во втором варианте схемы анализировалось поведение спектра рассеянного излучения с переносом его в область частоты f_c , которая в опытах варьировалась в окрестности 18 МГц. Поведение спектров биемний фототока в зависимости от скорости потока изучалось на молоке и донорской крови человека. Следует отметить, что отношение сигнал/шум для экспериментов с молоком было в несколько раз выше, чем с кровью, поэтому полученные спектры оказались более показательными. На рис. 3

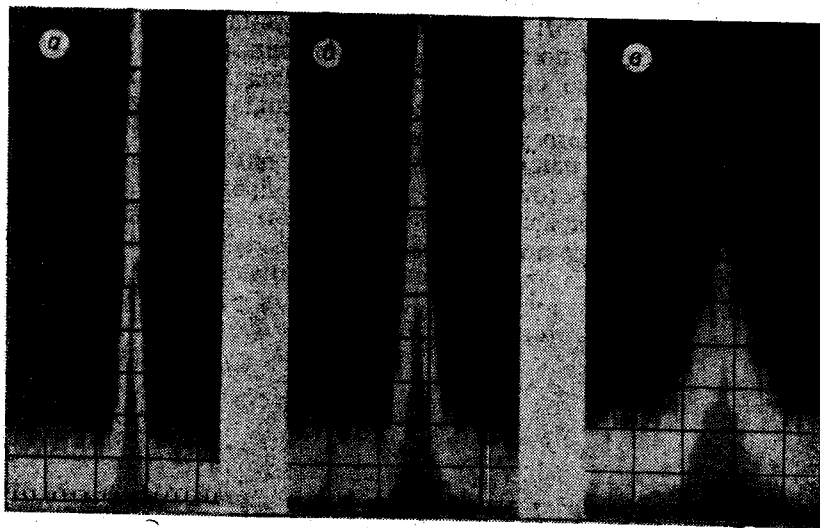


Рис. 3.

представлены спектры рассеянного излучения в потоке молока, снятые с экрана анализатора спектра С4-25 при различных скоростях потока ($a - v = 0$, $b - v = 2,8$, $c - v = 4,2$ см/с). Спектры регистрировались в полосе обзора 100 кГц/дел., время детектирования 3 мс. В данном случае нас интересовала количественная зависимость ширины спектра на полувысоте распределения, что важно для отработки методики градуировки прибора. Необходимо отметить, что каждый индивидуальный спектр имеет низкочастотную амплитудную модуляцию, наличие которой объясняется флуктуациями рассеивающих центров в измерительном объеме. Результаты обработки нескольких серий спектров для различных скоростей потока представлены на рис. 4. Каждая точка характеризует среднее значение 6 измерений. За исключением области малых скоростей наблюдаемая зависимость ширины спектра от скорости представляет собой линейную функцию с тангенсом угла наклона $\text{tg } \alpha = 13,6$ кГц/см/с. Величина $\text{tg } \alpha$ характеризует темп уширения спектра на единицу скорости. Простой анализ с использованием выражения (2) показал, что столь значительный темп уширения возможен, если предположить, что, по крайней мере, одно из зондирующих излучений испытывает двукратное рассеяние, т. е. прежде чем попасть в приемный световод, оно последовательно рассеивается сначала на одной, а затем на другой частицах. Ширина спектра рассеянного излучения в отсутствие потока обусловлена в основном аппаратной функцией акустооптического устройства и анализатора спектра и составляет ~ 8 кГц.

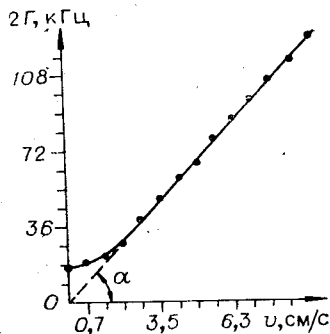


Рис. 4.

Наконец, несколько слов об опытах на натуре. Путем прокалывания медицинской иглой оптический зонд вводился внутрь нижней полой вены собаки. Результат наблюдения за спектром фототока показал, что сигнал в течение нескольких минут оставался постоянным при неизменных параметрах кровотока и нежелательного налипания продуктов крови на оптический выходе датчика не происходило. Пережимание вены приводило к изменению спектрального распределения сигнала, что качественно согласовывалось с результатами, полученными на донорской крови. Оценка скорости в приосевой области непережатой вены дала значение $\sim 4,5$ см \cdot с $^{-1}$ с погрешностью 15%, определяемой точностью установки датчика скорости.

Заключение. Экспериментальная проверка предложенного метода измерения скорости кровотока указывает на принципиальную возможность построения на его базе лазерного измерителя локальной скорости потока крови в отдельных кровеносных сосудах. Исследованы основные особенности поведения спектра излучения, рассеянного в потоке мелкодисперсной жидкости при различных скоростях. В опытах со сдвигом сигнала в высокочастотную область установлена линейная зависимость между уширением спектра и величиной скорости непрозрачных потоков, таких как кровь и молоко. Тем самым указан способ градуировки измерителя скорости. Наблюдаемую в экспериментах величину уширения на единицу скорости нельзя объяснить в рамках только однократного рассеяния, так как она составила бы значительно меньшее значение, чем $13,6$ кГц \cdot см $^{-1}$ с $^{-1}$. Для объяснения привлечен механизм неоднократного рассеяния зондирующего излучения на частицах. Анализ полученных результатов дает основание надеяться на увеличение чувствительности метода за счет модернизации схемы со сдвигом частоты и применения гетеродинирования сигналов.

Следует отметить также возможность существенного сокращения размеров датчика. В модельных экспериментах сигнал рассеянного излучения удавалось уверенно регистрировать при использовании световолокна диаметром ~ 5 мкм. К сожалению, ограничением здесь может

выступать плотность мощности зондирующего излучения на торце волокна, вызывающая фотокоагуляцию крови.

Авторы выражают признательность Д. В. Шелопуту и В. М. Мاستихину, предоставивших акустооптические ячейки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Riva C., Ross B., Benedek G. Bidirectional LDV system for absolute measurement of blood speed in retinal vessels.— Invest. Ophthalmol., 1972, vol. 11, p. 939.
2. Tanaka T., Benedek G. B. Measurement of velocity of blood flow (in vivo) using a fiber optic catheter.— Ibid., 1979, vol. 18, p. 1000.
3. Ливин В. Н., Орлов В. А., Фомин Ю. Н., Чеботаев В. П. Лазерный доплеровский измеритель скорости непрозрачных потоков жидкости и частиц.— В кн.: Экспериментальные методы и аппаратура для исследования турбулентности: Труды III Всесоюз. совещ. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1980.

Поступила в редакцию 3 мая 1983 г.;
окончательный вариант — 25 июля 1983 г.

УДК 551.501.74

В. Г. АСТАФУРОВ, А. А. МИЦЕЛЬ

(Томск)

ОСОБЕННОСТИ ОБРАБОТКИ ЛИДАРНЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ГАЗОВЫХ ПРИМЕСЕЙ АТМОСФЕРЫ

Введение. Системы лазерного зондирования атмосферы (лидары) позволяют получать с высокими пространственным и временным разрешениями информацию о различных параметрах атмосферы. Для контроля и обнаружения газовых примесей атмосферы широко используется метод дифференциального поглощения (МДП), основанный на различии сигналов обратного рассеяния лазерного излучения в пределах линии поглощения измеряемого газа и вне ее [1, 2].

В данной работе рассматривается обработка лидарных сигналов, полученных методом дифференциального поглощения в режиме счета фотонов. Выбор указанного режима регистрации связан с необходимостью расширения высотного диапазона измерений газовых примесей атмосферы. Анализ режимов регистрации дан в работе [3]. Существенной особенностью применения МДП является то, что обработка экспериментальных данных связана с некорректно поставленной задачей дифференцирования эмпирических функций. Кроме того, при регистрации лидарных сигналов методом счета фотонов необходимо учитывать инерционность регистрирующей аппаратуры.

Восстановление разрешенного по трассе профиля концентрации газа из лидарных измерений МДП сводится к дифференцированию на сетке дальности $A = R_1 < R_2 < \dots < R_n = B$ функции

$$F(R_i) = (1/2) \ln \{U_{c2}(R_i)/U_{c1}(R_i)\}, \quad (1)$$

где $U_{cj}(R_i)$ — оценки средней мощности лидарного сигнала в пределах ($j=1$) и вне ($j=2$) линии поглощения на дальности R_i .

Построение оценок для $U_{cj}(R_i)$ в режиме счета фотонов. Одним из методов определения интенсивности слабых оптических сигналов явля-