

# Доплеровская томография массопереноса в конденсированных средах, инициированного фемтосекундным лазером

В.М.Гордиенко, А.Н.Коновалов, С.А.Магницкий, Ж.С.Турсынов

*Предложена схема использования фемтосекундных лазеров для исследования лазерно-индуцированного массопереноса. Создан доплеровский измеритель скорости на основе фемтосекундного Ti:сапфирового лазера и исследована термокапиллярная конвекция в парафине (с пространственным разрешением 15 мкм), инициированная этим лазером.*

**Ключевые слова:** фемтосекундный лазер, доплеровский измеритель скорости, лазерно-индуцированный массоперенос.

Достигнутый в последнее время прогресс в разработке фемтосекундных лазеров высокой средней мощности (более 10 Вт) открыл новые возможности для исследования физики взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом и многочисленных приложений, связанных с прецизионной обработкой материалов. Возникающий при этом массоперенос может контролироваться методами лазерной доплеровской анемометрии по сигналу обратного рассеяния.

В работе [1] было показано, что при использовании лазера с синхронизацией мод в моностабильном доплеровском измерителе скорости локализация измерительного объема определяется пространственным размером светового импульса. При применении фемтосекундного лазера продольный размер измерительного объема может достигать единиц микрометров, что создает возможность получения информации о распределении скоростей потоков на достаточно малых пространственных масштабах (доли миллиметра).

Цель настоящей работы – создание на базе фемтосекундного лазера измерителя скорости и исследование с его помощью лазерно-индуцированного массопереноса в ванне расплава по схеме с одним лазерным источником аналогично тому, как это было реализовано нами при использовании непрерывного CO<sub>2</sub>-лазера [2]. Особенность этой схемы состоит в том, что в ней сочетаются функции как воздействия, так и зондирования при высоком пространственном разрешении (~10 мкм). В качестве объекта был выбран парафин, поскольку, во-первых, он имеет достаточно низкий порог плавления, а во-вторых, для него возможно сопоставление с результатами работ, полученных в рамках других экспериментальных схем [3].

Наша экспериментальная установка была организована на базе интерферометра Майкельсона. Одно из зеркал интерферометра устанавливалось на микрометрической подаче, позволяющей изменять задержку рассеянной компоненты зондирующего лазерного излучения относительно опорного. «Силовой» пучок направлялся на

линзу, в фокусе которой был расположен объект, играющий роль второго зеркала интерферометра Майкельсона. После делительной пластины опорное и сигнальное излучения совмещались и на фотоприемнике выделялся гетеродинный сигнал на доплеровской частоте  $\omega_D$ . Амплитуда этого сигнала зависит от времени задержки  $\tau$  импульса опорного излучения относительно импульса сигнального:  $i(t, \tau) \sim |B(\tau)| \cos(\omega_D t + \varphi)$ , где  $B(\tau)$  – корреляционная функция поля [1].

В экспериментах использовался Ti:сапфировый лазер ( $\lambda = 0.8$  мкм) со средней выходной мощностью до 150 мВт, длительностью импульсов 100 фс и частотой повторения 100 МГц. Интенсивность на мишени в фокусе линзы ( $f = 4$  см) составляла ~10 кВт/см<sup>2</sup>. Парафин в жидком состоянии предварительно был перемешан с сажей для обеспечения эффективного поглощения лазерного излучения. При таких условиях в ванне расплава парафина инициировались и развивались термокапиллярные конвективные потоки. Выходной сигнал с фотоприемника подавался на аналоговый спектраллизатор С4-74, сопряженный с компьютером для стандартной обработки результатов измерений [2].

Вначале был определен продольный размер измерительного объема, который составил 15 мкм. Использовалась методика, аналогичная низкокогерентной томографии, когда длина одного из плеч интерферометра модулируется с низкой частотой и амплитудой  $\sim \lambda$ . В качестве объекта в фокус линзы была помещена металлическая фольга. По изменению амплитуды выходного сигнала с фотоприемника при изменении длины другого плеча интерферометра был определен продольный размер измерительного объема. Нами также было установлено, что при рассеянии из глубины парафина (на фольгу наносился слой парафина толщиной 0.5 мм) увеличение измерительного объема не имело места, что было бы, например, возможно вследствие сильной дисперсии или влияния многократного рассеяния.

На рис.1 для сравнения представлены усредненные спектры рассеянного излучения при плавлении парафина лазером, работающим в режимах непрерывной генерации и синхронизации мод. В первом случае спектр «размыт» и не имеет четкой отстроенной доплеровской компоненты, что обусловлено большими размерами измери-

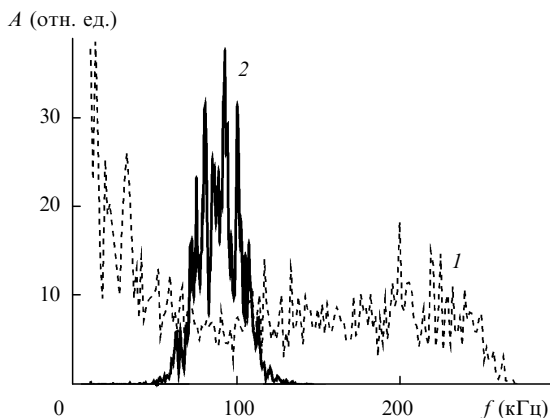


Рис.1. Спектры доплеровского сигнала обратного рассеяния в конвективном потоке ванны расплава парафина, индуцированного Ti:сапфировым лазером, при непрерывной генерации (1) и синхронизации мод (рассеяние из глубины ванны расплава с расстояния  $z \sim 100$  мкм) (2).

тельного объема, а также превалирующим вкладом поверхности в рассеяние. Во втором случае имеется четко отстроенная доплеровская компонента, возникающая в результате рассеяния излучения конвективным потоком в ванне расплава, который и обеспечивает массоперенос. При перемещении измерительного объема по вертикальной координате за счет изменения задержки опорного плеча интерферометра доплеровская компонента сдвигается и изменяется по амплитуде.

На рис.2 представлены зависимости усредненной мощности рассеянного излучения (площадь спектра) и скорости конвекции ( $V = \lambda f_D / 2n_0$ ,  $f_D$  – центр тяжести спектра,  $n_0 \approx 1.5$  – коэффициент преломления парафина) от глубины  $z$  ( $z = \Delta l / n_0$ ,  $\Delta l$  – разность хода опорного и зондирующего излучений). Когда время прихода опорного и сигнального импульсов рассогласовано, то сигнал не наблюдается. При совпадении измерительного объема с поверхностью расплавленного парафина мощность сигнала резко возрастает, а затем плавно падает по мере перемещения измерительного объема в глубь ванны расплава. При этом скорость, соответствующая положению измерительного объема на поверхности ванны, минимальна, а спектр локализован вблизи нуля и не имеет четко отстроенной компоненты.

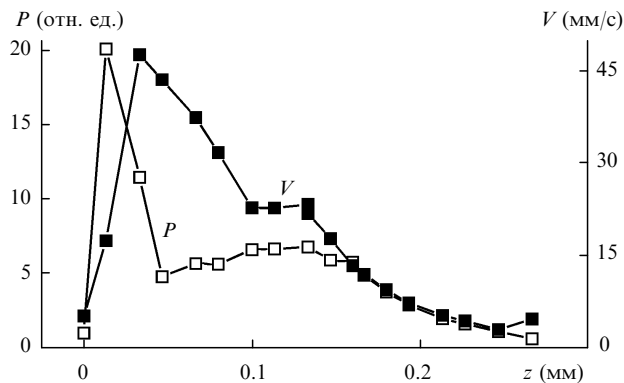


Рис.2. Мощность рассеянного излучения  $P$  и скорость конвективного потока  $V$  при различных положениях измерительного объема в ванне расплава.

На глубине 15–20 мкм вид спектра качественно меняется. Теперь он имеет хорошо выраженную доплеровскую компоненту, при этом скорость возрастает до 5 см/с. С дальнейшим углублением измерительного объема скорость монотонно падает. Последняя точка на графиках, по-видимому, соответствует границе ванны расплава. Полученные картина хорошо согласуется с модельными представлениями о формировании конвективных течений в ванне расплава [3, 4].

Отметим, что при плавлении материала лазерным излучением в зоне воздействия или возникает деформация поверхности (режим приповерхностного проплавления), или формируется глубокий узкий канал (режим кинжального проплавления). Предложенная нами схема позволяет с высоким пространственным разрешением определять не только распределение скорости движения конвективных потоков, но и скорость выноса массы вещества в процессе абляции, а также глубину формирующегося в материале мишени отверстия.

1. Берсенов В.И., Капцов Л.Н., Приезжев А.В. *Вестник Моск. ун-та. Сер. III*, **28**, № 1, 85 (1987).
2. Гордиенко В.М., Курочкин Н.Н., Марков В.Н., Панченко В.Я., Погосов Г.А., Частухин Э.М. *Квантовая электроника*, **22**, 161 (1995).
3. Гладуш Г.Г., Дробязко С.В., Лиханский В.В., Лобойко А.И., Сенаторов Ю.М. *Квантовая электроника*, **25**, 439 (1998).
4. Mazumber J. *Opt. Engng*, **30**, 1208 (1991).