

## ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ ФОТОИОНИЗАЦИОННАЯ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЯ ПРОДУКТОВ ЛАЗЕРНОГО ИСПАРЕНИЯ ВТСП КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

*С. С. Алимпиев, А. К. Дудоян, Б. Н. Козлов, Б. А. Мамырин,  
С. М. Никифоров, А. М. Прохоров, В. Ю. Шевченко, В. Г. Щебелин*

Методами времяпролетной фотоионизационной масс-спектрометрии проведен сравнительный анализ продуктов испарения ВТСП керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  излучением  $CO_2$ , Nd—YAG, XeCl лазеров. Выделены два качественно различных режима испарения, реализующихся по мере увеличения плотности энергии лазерного излучения на мишени: режим термического испарения и режим абляции. Определены пороговые плотности энергии этих режимов для различных частот лазерного излучения. Показано, что основной массоперенос осуществляется нейтральной компонентой продуктов со средними скоростями в режиме абляции порядка  $10^8$  м/с.

### Введение

В последнее время активно исследуются пути создания сверхпроводящих пленок на основе высокотемпературных сверхпроводящих композиций. В качестве одного из наиболее перспективных методов рассматривается метод лазерного напыления [1, 2].

Лазерное распыление материала возможно в двух существенно различных режимах — термического испарения и развитого испарения (абляции) [2]. Режим термического испарения реализуется как при непрерывном, так и при импульсном лазерном воздействии и не отличается от испарения образца при его нагреве другими методами. Основным недостатком термического испарения при нанесении многокомпонентных материалов, в частности ВТСП пленок, является неизбежное нарушение исходного соотношения компонентов в парах и, следовательно, в напыляемой пленке, связанное с различием в температуре плавления компонентов. Переход к режиму абляции возможен при возникновении неустойчивости облучаемой поверхности, приводящей в конечном итоге к «взрывному» распылению материала [3, 4]. Режим абляции требует больших плотностей энергии лазерного излучения на испаряемой поверхности и может быть реализован только в импульсном режиме. Пороговая плотность энергии лазерного излучения, необходимая для достижения режима абляции, определяется коэффициентом поглощения излучения, длительностью лазерного импульса и теплофизическими параметрами материала.

Важным отличием режимов термического испарения и абляции должно быть различное соотношение в продуктах атомарной компоненты и сложных комплексов, содержащих исходные элементы в различных комбинациях. Так, в режиме термического испарения значительная часть испаренного вещества может находиться в виде атомарной компоненты, тогда как следствием «взрыва» при абляции должно быть преобладание в потоке распыленного вещества сложных комплексов, что в свою очередь должно приводить к сохранению исходного стехиометрического соотношения компонентов в продуктах испарения.

В настоящее время методом лазерного распыления получены сверхпроводящие пленки с использованием различных типов лазеров:  $CO_2$  [5], Nd—YAG [6], эксимерных [7]. Однако для оптимизации процесса напыления и качества по-

лучаемых покрытий необходимы являются детальный анализ продуктов в различных режимах лазерного распыления, определение их состава, скоростей и энергетического распределения, соотношения ионной и нейтральной компонент как функции длины волны и интенсивности лазерного излучения на мишени. Кроме того, детальный анализ продуктов лазерного воздействия несет обширную информацию о механизме и режимах взаимодействия мощного лазерного излучения с поверхностью твердых тел.

Целью этой работы явились масс-спектрометрическое исследование продуктов лазерного распыления ВТСП керамики  $YBa_2C_3O_{7-x}$  излучением различных

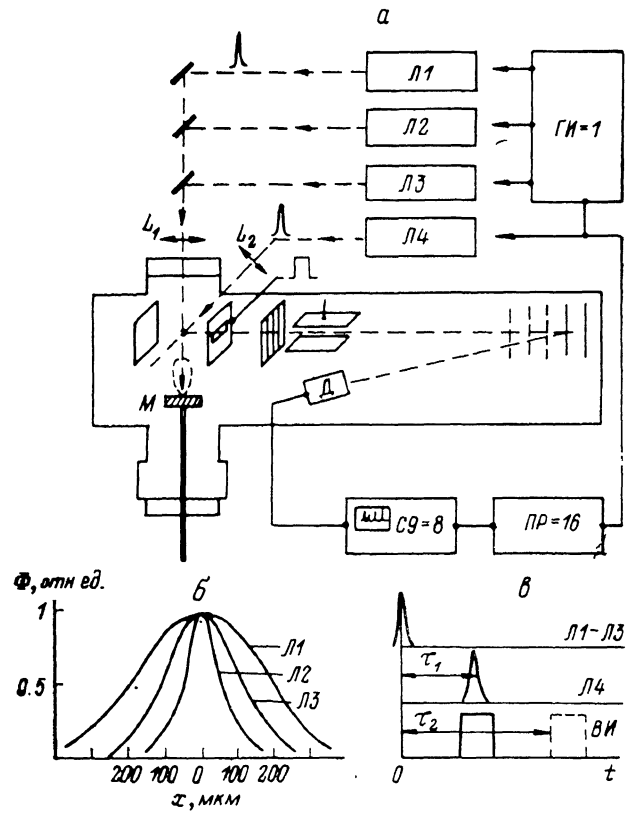


Рис. 1.

а — схема экспериментальной установки: Л1 —  $CO_2$  лазер, Л2 — Nd-YAG лазер, Л3 — эксимерный ХеСl лазер, Л4 — эксимерный КгF лазер; б — распределение плотности энергии излучения испаряющихся лазеров в плоскости мишени: Л1 —  $CO_2$  лазер, Л2 — Nd-YAG лазер; в — временное положение импульсов испаряющего и ионизирующего лазеров и выталкивающего импульса масс-спектрометра.

типов импульсных лазеров ( $CO_2$ , Nd-YAG, ХеСl), исследование режимов и определение порогов термического испарения и абляции, сравнение состава продуктов, измерение скоростных распределений, исследование процесса фотоионизации продуктов УФ излучением. Наиболее существенным отличием этой работы от ранее выполненных масс-спектрометрических исследований продуктов лазерного испарения ВТСП [8, 9] явилось применение различных режимов лазерной фотоионизации продуктов испарения, что позволило значительно расширить возможности анализа продуктов испарения.

### Экспериментальная установка и методики измерений

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Времяпролетный масс-спектрометр рефлектрон [10], модифицированный для анализа продуктов лазерного испарения твердых мишеней [11], был снабжен камерой ионного источника с окнами для ввода излучения и шлюзом для установки и пере-

щения образца в ионном источнике. В качестве испаряющих лазеров Л1—Л3 использовались лазеры со следующими параметрами: Л1 — CO<sub>2</sub> ТЕА лазер с  $\lambda=10.6$  мкм,  $\tau_n=0.1$  мкс,  $E=1$  Дж, Л2 — Nd-YAG лазер с  $\lambda=1.06$  мкм,  $\tau_n=10$  нс,  $E=0.08$  Дж, Л3 — ХеС1 лазер с  $\lambda=0.308$  мкм,  $\tau_n=20$  нс,  $E=0.1$  Дж. Лазеры работали в режиме одной поперечной моды (ТЕМ<sub>00</sub>). Излучение испаряющих лазеров фокусировалось на мишень линзой L<sub>1</sub> с фокусным расстоянием 15 см. Распределение плотности энергии лазерного излучения в плоскости мишени для всех типов лазеров измерялось при помощи сканирующего пироэлектрического приемника с установленной перед ним регулируемой щелью. Распределения плотности энергии в области фокальной перетяжки на мишени приведены на рис. 1, б.

Продукты испарения мишени распространялись перпендикулярно оси времяпролетного масс-спектрометра. Ионизация продуктов осуществлялась излучением эксимерного КгF лазера ( $\lambda=0.248$  мкм,  $E_n=0.05$  Дж,  $\tau_n=20$  нс). Излучение фокусировалось линзой L<sub>2</sub> с фокусным расстоянием 25 см, при этом максимальная интенсивность в зоне ионизации достигала  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Эксперименты проводились в условиях как «жесткой» ионизации  $I=10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, при которой ионизирующее излучение полностью фрагментирует и ионизирует продукты, так и в режиме «мягкой» ионизации [12] при уменьшении интенсивности ионизирующего излучения до  $I=10^3-10^4$  Вт/см<sup>2</sup>, когда фрагментация продуктов испарения минимальна.

Примененная схема поперечного распространения продуктов испарения относительно оси прибора позволяет измерять их скоростные распределения [11] при условии, что характерное время выделения продуктов  $\tau_a$ , которое не обязательно совпадает с длительностью лазерного импульса  $\tau_n$ , существенно меньше среднего времени пролета продуктов  $\tau_{np}$  от поверхности мишени до оси ионизатора. Это условие, легко выполнимое для металлических мишеней [11], может не выполняться для керамики, имеющей меньший коэффициент поглощения излучения и значительно меньшую теплопроводность  $\kappa=5 \cdot 10^{-3}$  Вт/см·К [13].

В наших экспериментах использовались два приема, позволяющие измерять скорости продуктов независимо от соотношения  $\tau_n$ ,  $\tau_a$ ,  $\tau_{np}$ . Первый заключался в измерении скоростных распределений продуктов при различных расстояниях мишень—ионизатор. Это позволило при изменении времени задержки  $\tau_1$  между испаряющим и ионизирующим лазерными импульсами (рис. 1, в) не только определять скорость движения переднего фронта облака испаренного вещества, но и экстраполяцией зависимости ширины времяпролетного распределения от расстояния мишень—ионизатор в ноль расстояния оценивать время выделения продуктов  $\tau_a$ . Второй метод состоял в смещении пучка ионизирующего излучения относительно оси масс-спектрометра и ионизации нейтральных продуктов непосредственно над поверхностью мишени с дальнейшим измерением скоростей образованных ионов при изменении времени задержки  $\tau_2$  (рис. 1, в) между ионизирующим лазерным импульсом и выталкивающим импульсом масс-спектрометра.

Для исключения влияния электрических полей масс-спектрометра на разлет ионов, возникающих непосредственно на мишени, мишень находилась под потенциалом ионного источника прибора. Масс-спектры регистрировались при помощи цифрового осциллографа С-9—8, связанного с ЭВМ Правец-16. Синхронизация лазеров, масс-спектрометра и схемы регистрации осуществлялась многоканальным генератором импульсов ГИ-1.

### Результаты экспериментов

На рис. 2, а, б приведены масс-спектры продуктов испарения, полученные при одинаковых параметрах испаряющего излучения Nd-YAG лазера ( $\Phi=0.8$  Дж/см<sup>2</sup>) и различных интенсивностях ионизирующего излучения КгF лазера. В условиях «жесткой» ионизации (рис. 2, а) излучение КгF лазера полностью фрагментирует и ионизирует продукты и в масс-спектре наблюдаются лишь пики металлов и простых окислов. При переходе к режиму «мягкой» ионизации (рис. 2, б) в масс-спектре появляются ионы тяжелых фрагментов, предпо-

ложительная идентификация которых приведена на рисунке. В режиме «мягкой» ионизации, когда фрагментация продуктов практически исключена, масс-спектр хорошо отражает изменение состава продуктов при изменении параметров испаряющего излучения. На рис. 2, в приведен масс-спектр продуктов испарения керамики излучением  $\text{CO}_2$  лазера при их «мягкой» ионизации излучением

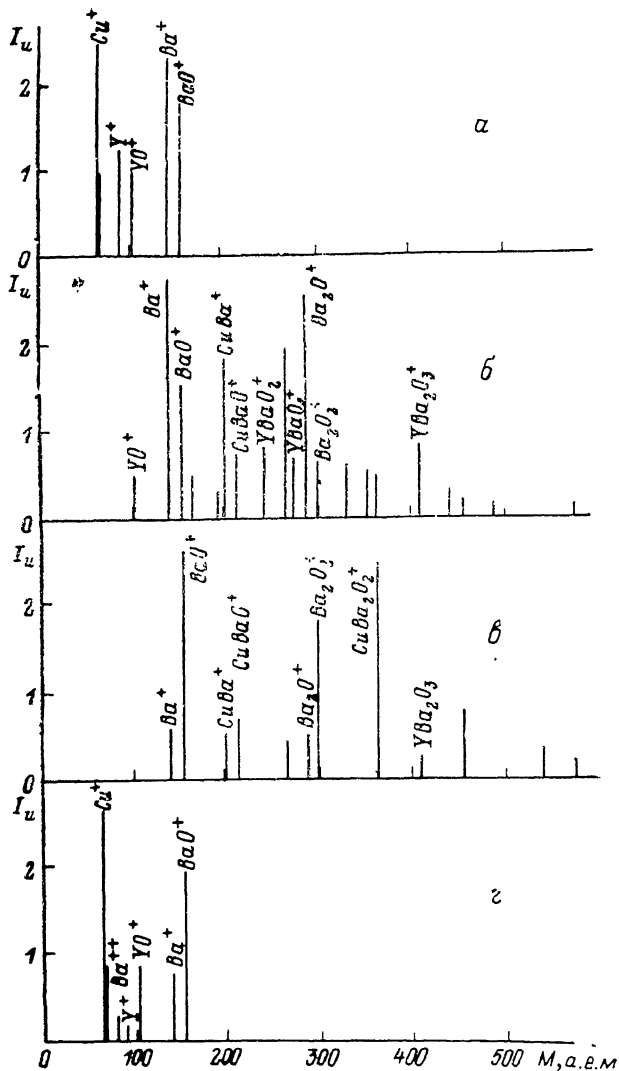


Рис. 2. Масс-спектры продуктов испарения ВТСИ керамики излучением Nd—YAG и  $\text{CO}_2$  лазеров в режимах «жесткой» и «мягкой» фотоионизации излучением КГГ лазера и ионизации электронным пучком.

а — испарение Nd—YAG,  $\Phi = 0.8 \text{ Дж/см}^2$ , фотоионизация  $I = 10^8 \text{ Вт/см}^2$ ; б — испарение Nd—YAG,  $\Phi = 0.8 \text{ Дж/см}^2$ , фотоионизация  $I = 1.3 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$ ; в — испарение  $\text{CO}_2$ ,  $\Phi = 3 \text{ Дж/см}^2$ , фотоионизация  $I = 3 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$ ; з — испарение Nd—YAG,  $\Phi = 3 \text{ Дж/см}^2$ , электронная ионизация  $E = 80 \text{ эВ}$ .

КГГ лазера. Видно, что состав продуктов в этом случае значительно отличается от продуктов испарения керамики излучением Nd—YAG лазера в первую очередь практически полным отсутствием комплексов, содержащих иттрий.

Наиболее существенным преимуществом режима «жесткой» ионизации по сравнению с ионизацией как электронным пучком, так и «мягкой» фотоионизацией является возможность реализации режима, при котором вероятность ионизации продуктов близка к 1, что достигается увеличением интенсивности лазерного излучения. На рис. 3 приведены зависимости амплитуды ионных пиков  $\text{Ba}^+$ ,  $\text{BaO}^+$ ,  $\text{Y}^+$ ,  $\text{Cu}^+$  от интенсивности ионизирующего излучения КГГ лазера. Как видно из рисунка, зависимости имеют выраженный участок насы-

щения, который является следствием насыщения выхода ионов в области ионизации. Этот режим достигается при интенсивности ионизирующего излучения  $I > 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Полная ионизация продуктов в принципе позволяет производить количественный элементный анализ продуктов. При этом, однако, необходимо учитывать пространственное распределение интенсивности ионизирующего излучения и, кроме того, из-за различия в скоростном распределении продуктов необходимо интегрирование по времяпролетным распределениям.

Таким образом, возможность управления режимом фотоионизации позволяет в условиях «мягкой» ионизации проводить качественный анализ тяжелых фрагментов, а при «жесткой» ионизации в условиях насыщения выхода ионов

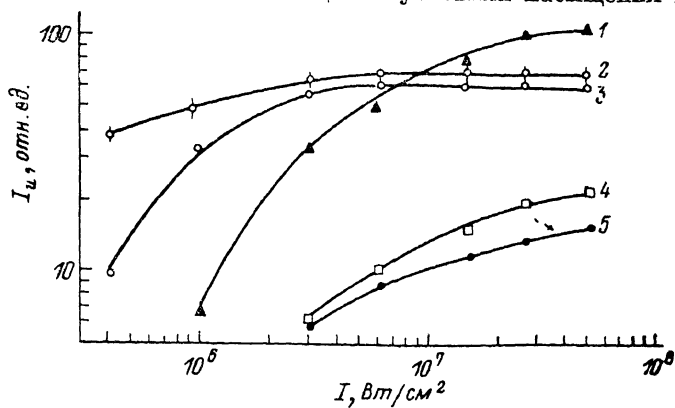


Рис. 3. Зависимость амплитуд ионных пиков  $\text{Cu}^+$ ,  $\text{Y}^+$ ,  $\text{YO}^+$ ,  $\text{Ba}^+$ ,  $\text{BaO}^+$  от интенсивности  $I$  ионизирующего излучения Krf лазера.

Испаряющий лазер Nd—YAG,  $\Phi = 0.5$  Дж/см<sup>2</sup>. 1 — Cu, 2 — Ba, 3 — BaO, 4 — Y, 5 — YO.

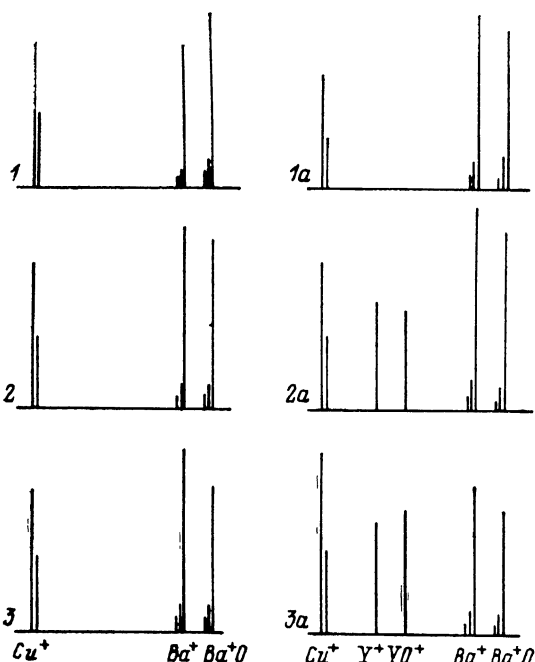
проводить элементный анализ продуктов. Это делает метод фотоионизации существенно более информативным по сравнению с обычно используемым методом ионизации электронным ударом. Для сравнения на рис. 2, з приведен масс-спектр продуктов испарения импульсом Nd—YAG лазера в условиях ионизации электронным пучком. Видно, что этот спектр наиболее близок к спектру, полученному в режиме жесткой ионизации, что указывает на сильную фрагментацию продуктов электронным пучком. Вместе с тем заведомое отсутствие насыщения и зависимость сечения ионизации электронным ударом от вида продукта не позволяют адекватно проводить анализ состава продуктов.

Пороги гермического испарения  $\Phi_T$ , абляции  $\Phi_A$  и ионообразования  $\Phi_{\text{и}}$  в зависимости от длины волны лазерного излучения  $\lambda$

Тип лазера	$\lambda$ , мкм	$\Phi_T$ , Дж/см <sup>2</sup>	$\Phi_A$ , Дж/см <sup>2</sup>	$\Phi_{\text{и}}$ , Дж/см <sup>2</sup>
CO <sub>2</sub>	10.6	1.8	—	2.7
Nd—YAG	1.06	0.2	0.4	0.7
XeCl	0.308	0.1	0.2	0.15

Для определения порогов термического испарения  $\Phi_T$  и абляции  $\Phi_A$  снимались масс-спектры продуктов испарения в режиме «жесткой» ионизации при различных плотностях энергии испаряющего лазера. Независимо от типа испаряющего лазера первыми в масс-спектре появлялись пики  $\text{Cu}^+$ ,  $\text{Ba}^+$ ,  $\text{BaO}^+$ , по которым и были установлены пороги  $\Phi_T$  термического испарения ВТСП керамики различными типами лазеров. Величины порогов приведены в таблице. Видно, что они существенно зависят от длины волны испаряющего излучения, что, очевидно, связано с увеличением коэффициента поглощения керамики в коротковолновой области спектра. На тепловой характер испарения вблизи

порога  $\Phi_t$  указывают масс-спектры, соответствующие пороговым значениям плотности энергии  $\Phi_t$ , приведенные на рис. 4 (кривые 1—3). Как видно из рисунка, масс-спектры, полученные при достижении порога  $\Phi_t$ , не зависят от длины волны испаряющего излучения и характеризуются практически полным отсутствием ионов  $Y^+$ . Увеличение плотности энергии выше  $\Phi_t$  приводит к появлению ионных пиков  $Y^+$ ,  $YO^+$  и, следовательно, иттрийсодержащих компонент в продуктах испарения керамики излучением с  $\lambda=1.06$  и  $0.308$  мкм (рис. 4, кривые 2а, 3а). Дальнейшее увеличение плотности энергии испаряющего излучения  $\lambda=1.06$  и  $0.308$  мкм не вызывает заметного перераспределения амплитуд пиков  $Cu^+$ ,  $Y^+$ ,  $YO^+$ ,  $Ba^+$ ,  $BaO^+$ , которое должно было бы наблюдаться с ростом температуры керамики при термическом испарении. Поэтому момент появления в продуктах испарения  $Y^+$  и  $YO^+$  можно считать порогом режима абляции  $\Phi_a$ . Определенные таким образом значения  $\Phi_a$  приведены в таблице.



Исключение составляет воздействие излучения  $CO_2$  лазера, при котором увеличение плотности энергии не приводит к появлению ионных пиков  $Y^+$ ,  $YO^+$  (рис. 4, кривая 3а) в микросекундном диапазоне задержек. Однако эти пики появ-

ляются при увеличении времени задержки ионизирующего импульса до  $0.5-1$  мс. Этот факт указывает, что и в случае воздействия  $CO_2$  лазера наблюдается взрывной характер распыления материала, но образующиеся при этом продукты либо представляют собой тяжелые макрочастицы, движущиеся со скоростями  $10-100$  м/с, либо момент взрыва сильно задержан относительно испаряющего импульса. В любом случае режим испарения, реализующийся при воздействии излучения  $CO_2$  лазера, качественно отличается от режима абляции при воздействии Nd-YAG и XeCl лазеров.

Рис. 4. Масс-спектры продуктов в режиме «жесткой» ионизации при увеличении плотности энергии испаряющего излучения KГF лазера.

$CO_2$  лазера: 1 —  $\Phi=1.8$ , 1а — 4 Дж/см<sup>2</sup>; Nd-YAG лазера: 2 —  $\Phi=0.2$ , 2а — 0.4 Дж/см<sup>2</sup>; XeCl лазера: 3 —  $\Phi=0.1$ , 3а — 0.2 Дж/см<sup>2</sup>.

Как было отмечено выше, режимы термического испарения и абляции должны различаться составом и скоростным распределением продуктов распыления. Такое различие при воздействии на мишень излучения с различными длинами волн действительно было обнаружено. На рис. 5 приведены зависимости амплитуды пиков  $Y^+$ ,  $Cu^+$  и  $Ba^+$  от времени задержки между испаряющим и ионизирующим лазерными импульсами в режиме «жесткой» ионизации продуктов. При испарении керамики излучением  $CO_2$  лазера (рис. 5, а) максимумы времяпролетных распределений  $Cu$  и  $Ba$  сдвинуты на время около  $10$  мкс при расстоянии до мишени  $18$  мм, причем отношение средних скоростей, полученных по максимумам распределений, равно  $1.5$  ( $V_{Cu}=0.9 \cdot 10^3$  м/с,  $V_{Ba}=0.6 \times 10^3$  м/с), что хорошо совпадает с отношением скоростей при одинаковой температуре продуктов  $V_{Cu}/V_{Ba}=(m_{Ba}/m_{Cu})^{0.5}=1.47$ .

Иная ситуация возникает при облучении мишени излучением  $\lambda=1.06$  (рис. 5, б) и  $0.308$  мкм (рис. 5, в) при превышении пороговой плотности энергии  $\Phi_a$ . Максимумы времяпролетных распределений  $Y^+$ ,  $Ba^+$  и  $Cu^+$  практически совпадают и соответствуют средней скорости  $V=2 \cdot 10^3$  м/с. Этот факт является следствием того, что в условиях «жесткой» ионизации продуктов абляции сиг-

нал  $Y^+$ ,  $Ba^+$ ,  $Cu^+$  формируется в основном за счет фрагментации комплексов и последующей ионизации фрагментов, а не за счет атомарной компоненты, которая должна преобладать в режиме теплового испарения. Поэтому в режиме «жесткой» ионизации в эксперименте измеряется усредненная скорость движения продуктов, содержащих данный элемент.

Для оценки времени выделения продуктов с поверхности мишени снимались зависимости ширины пролетных распределений (рис. 5) от расстояния мишень — ионизатор. На рис. 6 приведены такие зависимости, полученные при испарении мишени излучением Nd—YAG и  $CO_2$  лазеров. Экстраполяция этих зависимостей в точку  $L=0$  дает оценку времени выделения продуктов. В случае Nd—YAG лазера это время заведомо не превышает 1 мкс (более точное определение времени ограничено точностью эксперимента). При испарении мишени излучением  $CO_2$  лазера время выделения продуктов значительно превышает длительность лазерного импульса и составляет около 20 мкс. Этот факт также свидетельствует о существенном различии режимов испарения излучением  $CO_2$  и Nd—YAG лазеров.

В наших экспериментах измерялись также пороги появления  $\Phi_n$  и скоростные распределения ионов, образующихся при воздействии на поверхность керамики испаряющего излучения с плотностью, превышающей пороговое значение образования ионов  $\Phi_n$  (см. таблицу). Эти ионы регистрировались при

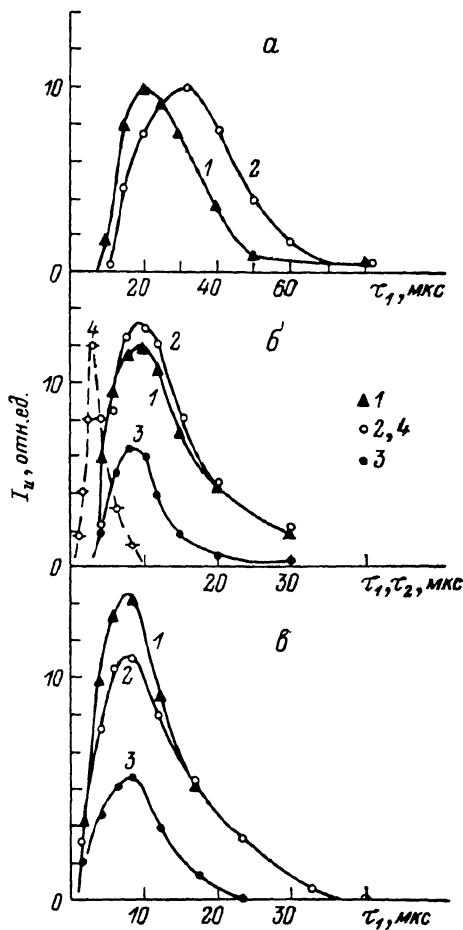


Рис. 5. Времяпролетные зависимости нейтральных компонент продуктов в режиме «жесткой» ионизации и ионной компоненты  $Ba^+$  (штриховая кривая) при испарении различными типами лазеров.

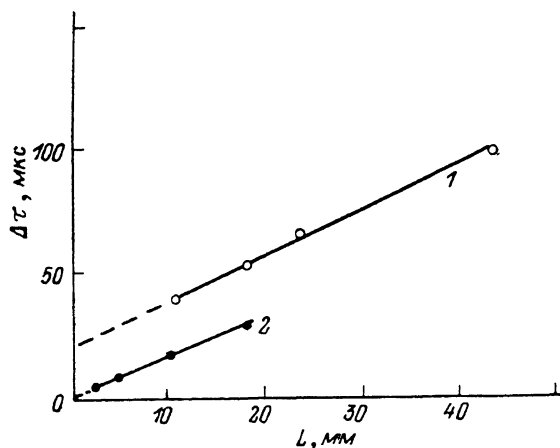
а —  $CO_2$  лазер,  $\Phi=2$  Дж/см<sup>2</sup>, расстояние мишень—ионизатор  $L=18$  мм; б — Nd—YAG лазер,  $\Phi=0.8$  Дж/см<sup>2</sup>,  $L=10$  мм; в — XeCl лазер,  $\Phi=0.3$  Дж/см<sup>2</sup>,  $L=10$  мм; 1 —  $Cu^+$ , 2, 4 —  $Ba^+$ ; 3 —  $Y^+$ .

выключенном внешнем источнике ионизации. Зависимость амплитуды ионного пика  $Ba^+$  от времени задержки между испаряющим импульсом лазера и выталкивающим импульсом масс-спектрометра приведена на рис. 5, б штриховой кривой. Из сравнения времяпролетных распределений нейтральной и ионной компонент продуктов видно, что при одинаковой плотности энергии испаряющего излучения ионы имеют существенно более высокие по сравнению с нейтралами скорости разлета.

При плотности энергии испаряющего излучения 4 Дж/см<sup>2</sup> ( $\lambda=1.06$  мкм) средняя скорость однозарядных ионов бария, определенная по максимуму времяпролетного распределения, составила  $0.8 \cdot 10^4$  м/с. Отметим, что такие же скорости были получены авторами работы [14] при анализе люминесценции нейтральных атомов бария, испаряемых излучением Nd—YAG лазера с плотностью энергии  $\Phi_n=5$  Дж/см<sup>2</sup>, и интерпретированы газодинамическим ускорением испаренных нейтральных атомов. Анализ наших результатов показывает, что основной массоперенос происходит в виде нейтральной компоненты с существенно меньшими скоростями  $V=1-3 \cdot 10^3$  м/с, а наблюдаемые авторами [14] высокие скорости возбужденных атомов Ba, на наш взгляд, являются след-

ствием перезарядки вблизи мишени ионов бария, ускоренных в лазерной плазме. Перезарядка не приводит к изменению поступательной скорости, и такой процесс может создать поток возбужденных атомов, движущихся со скоростями, близкими к скоростям ионов.

Таким образом, поток продуктов, испаренных с поверхности мишени при плотности энергии испаряющего излучения выше пороговой  $\Phi_{11}$ , помимо основной нейтральной компоненты состоит по крайней мере еще из двух компонент: ионной и «быстрой» нейтральной, образующейся при перезарядке ионов. Качественную оценку соотношения компонент можно выполнить по результатам наших экспериментов. Как видно из рис. 5, б, амплитуда ионного пика  $Ba^+$  сравнима с амплитудой пика  $Ba^+$  при лазерной ионизации нейтральной компоненты. Однако конструкция прибора такова, что чувствительность его к ионам более



чем в сто раз превышает чувствительность к нейтралам при лазерной ионизации (отношение чувствительностей равно отношению объемов ионного источника и перетяжки лазерного луча, ионизирующего нейтральную компоненту продуктов). Поэтому доля ионной компоненты,

Рис. 6. Зависимость полуширины  $\Delta\tau$  времяпролетных распределений продуктов от расстояния  $L$  мишень—ионизатор при испарении излучением  $CO_2$  (1) и Nd—YAG (2) лазерами.

а следовательно, и «быстрой» нейтральной при испарении мишени излучением неодимового лазера не превышает нескольких процентов от общего объема продуктов, а перенос основной массы испаренного вещества происходит со скоростями порядка  $10^8$  м/с.

Более высокая степень ионизации потока продуктов возможна при испарении керамики излучением эксимерных лазеров, так как жесткое УФ излучение может ионизовать продукты за счет многофотонных процессов. На этом основано применение  $KrF$  лазера в качестве ионизатора лазерного масс-спектрометра. Из таблицы видно, что порог образования ионов при испарении мишени излучением  $HeCl$  лазера практически совпадает с порогом термического испарения  $\Phi_T$ , что, очевидно, связано с ионизацией продуктов излучением испаряющего  $HeCl$  лазера. Для проверки этого предположения излучение  $HeCl$  лазера использовалось в качестве ионизирующего в ионном источнике масс-спектрометра при испарении мишени излучением Nd—YAG лазера. При интенсивности излучения  $HeCl$  лазера  $10^6$ — $10^8$  Вт/см<sup>2</sup> были получены масс-спектры, аналогичные спектру рис. 2, а. Таким образом, излучение  $HeCl$  лазера при плотности мощности, характерной для режима напыления, эффективно фрагментирует и ионизирует продукты испарения. В этом заключается важное отличие режима испарения с использованием эксимерных лазеров от испарения мишени длинноволновыми лазерами (Nd—YAG,  $CO_2$ ), излучение которых не взаимодействует с нейтральной компонентой продуктов. Кроме того, как видно из рис. 5, б, в соотношении компонент Y, Ba, Cu в продуктах абляции излучением  $HeCl$  лазера наиболее близко, хотя и отличается от исходного соотношения в материале мишени 1 : 2 : 3. Как показали предварительные эксперименты, эти отличия в значительной степени зависят от числа импульсов испаряющего излучения на мишени и, по-видимому, связаны с деградацией материала при многократном облучении.

Таким образом, проведенный анализ продуктов лазерного испарения ВТСП керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  показывает, что состав продуктов существенным образом зависит как от частоты, так и от плотности энергии лазерного излучения.



Выделены два качественно различных режима испарения, реализующихся по мере увеличения плотности энергии лазерного излучения: режим термического испарения и режим абляции. Определены пороговые плотности энергии этих режимов для различных частот лазерного излучения. Показано, что основной массоперенос осуществляется нейтральной компонентой со средними скоростями в режиме абляции порядка  $10^3$  м/с.

Проведенный сравнительный анализ продуктов испарения различными типами лазеров показывает, что для получения высококачественных ВТСП пленок наименее подходящим является использование длинноволнового излучения  $\text{CO}_2$  лазера и стехиометрия в продуктах испарения улучшается при уменьшении длины волны испаряющего излучения.

Наиболее важным методическим результатом работы является демонстрация существенного расширения аналитических возможностей времяпролетной масс-спектрометрии сложных многокомпонентных материалов с использованием фотоионизационных методов как для качественного анализа продуктов испарения, так и для анализа их элементного состава.

### Список литературы

- [1] Гапонов С. В., Слащенко Н. Н. // Электронная пром-сть. 1977. № 1. С. 11—17. Там же. 1978. № 1. С. 11—20.
- [2] Bauerle D. // Appl. Phys. A. 1989. Vol. 148. P. 527—542.
- [3] Любов Б. Я., Соболев Э. Н. // Физ. и хим. обраб. материалов. 1979. № 1. С. 35—39.
- [4] Самохин А. А. // Тр. ИОФАН. 1988. Т. 13. С. 69—82.
- [5] Miura S., Yoshitake T., Satoh T. et al. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 52. N 12. P. 1008—1010.
- [6] Lunds L., Weinberger B. R., Peterson G. G., Krasinski H. A. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 52. N 4. P. 320—322.
- [7] Auciello O., Athavale S., Hankins O. E. et al. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. N 1. P. 72—74.
- [8] Venskatesan T., Wu X. D., Inam A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. P. 1431—1433.
- [9] Becker C. H., Pallix J. B. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 10. P. 5152—5156.
- [10] Карамеев В. И., Мамырин Б. А., Шмигг Д. В., Загулин В. А. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. № 1. С. 82—90.
- [11] Алимпов С. С., Никифоров С. М. и др. // Методы современной оптики в решении общеп физических задач / Под ред. А. М. Прохорова. М., 1988. С. 59—68.
- [12] Boesl U., Neusser H. J., Weinkauff R., Schlag E. W. // J. Phys. Chem. 1982. Vol. 86. P. 4857—4861.
- [13] Metelli D. T., Heremans J., Swets D. E. // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 36. N 7. P. 3917—3921.
- [14] Zhang J. P., Huang Z. Q., Shau D. T., Kwok H. S. // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 54. N 3. P. 280—282.

Институт общей физики АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
21 декабря 1989 г.