Письма в ЖЭТФ, том 97, вып. 12, с. 800 – 806 © 2013 г. 25 июня

Лазерная УФ-фрагментация однородных кластеров $(CF_3I)_n$ в молекулярном пучке и кластеров $(CF_3I)_n$, находящихся внутри или на поверхности больших кластеров $(Xe)_m$

В. М. Апатин[+], *В. Н. Лохман*[+], *Г. Н. Макаров*[+1)], *Д. Д. Огурок*[+], *А. Н. Петин*[+*], *Е. А. Рябов*[+]

[+]*Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Москва, Россия*

[*]*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142190 Троицк, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 апреля 2013 г.

Изучена фрагментация однородных кластеров $(CF_3I)_n$ (где $n \leq 45$ – среднее число молекул в кластере) в молекулярном пучке, а также кластеров $(CF_3I)_n$, находящихся внутри или на поверхности больших кластеров $(Xe)_m$ (где $m \geq 100$ – среднее число атомов в кластере), лазерным ультрафиолетовым (УФ) излучением. Обнаружено, что указанные три типа кластеров $(CF_3I)_n$ имеют разную стабильность по отношению к фрагментации и совершенно разные зависимости вероятности фрагментации от энергии УФ-излучения. Фрагментация при малых энергиях и наиболее слабая зависимость вероятности фрагментации от энергии наблюдаются для однородных кластеров, более сильная зависимость – для кластеров $(CF_3I)_n$, локализованных внутри кластеров $(Xe)_m$, а наиболее сильная зависимость – для кластеров $(CF_3I)_n$, находящихся на поверхности кластеров $(Xe)_m$. Обсуждаются возможные причины такого характера наблюдаемых зависимостей.

DOI: 10.7868/S0370274X13120096

1. Введение. В настоящее время молекулярные и кластерные пучки [1–3] широко используются в научных исследованиях для изучения химических реакций (включая фрагментацию молекул и кластеров), процессов адсорбции и десорбции и других элементарных физико-химических процессов на поверхности, а также для нанесения микро- и наноструктур, получения тонких пленок и новых материалов [1–17]. Область применения молекулярных и кластерных пучков значительно расширяется в случае использования процесса допирования кластеров молекулами за счет их захвата из пересекающегося молекулярного пучка или при прохождении кластерного пучка через ячейку, содержащую молекулярный газ [18, 19]. Например, это открывает большие возможности для спектроскопии и исследования самих кластеров [18–23], а также для изучения элементарных процессов, происходящих внутри или на поверхности кластеров [7, 21, 23].

Недавно захват молекул кластерами в пересекающихся пучках использовался для измерения температуры больших кластеров (наночастиц) CO_2 и CF_3I в кластерных пучках [24–28], изучения индуцированных инфракрасным (ИК) лазером селективных процессов [29], а также для исследования фрагментации кластеров при столкновении с колебательно-высоковозбужденными молекулами [30]. Во многих экспериментах для диагностики молекулярных и кластерных пучков и происходящих с частицами элементарных физико-химических процессов, в том числе индуцированных лазером, применяется метод резонансной многофотонной ионизации (REMPI) [31, 32] и фрагментации молекул и кластеров лазерным УФ-излучением [9–15]. В связи с этим актуальной задачей является исследование процесса УФ лазерной ионизации и фрагментации кластеров, получаемых в разных условиях и находящихся в разном окружении. В данной работе нами исследовалась фрагментация лазерным УФ-излучением трех кластеров разного типа в молекулярном пучке: однородных кластеров $(CF_3I)_n$, а также кластеров $(CF_3I)_n$, находящихся внутри или на поверхности больших кластеров $(Xe)_m$. Обнаружено, что указанные три типа кластеров $(CF_3I)_n$ имеют разную стабильность по отношению к фрагментации и совершенно разные зависимости вероятности фрагментации от энергии УФ-излучения.

2. Экспериментальная установка и метод исследования. Использованные экспериментальная установка и метод исследования подробно описаны в работах [10, 12]. Установка включает фотоионизационный времяпролетный масс-спектрометр и две

[1)]e-mail: gmakarov@isan.troitsk.ru

вакуумные камеры с раздельной откачкой: камеру источника молекулярного пучка, откачиваемую до давления $\leq 10^{-5}$ торр диффузионным насосом, и камеру времяпролетного масс-спектрометра, которая откачивается до давления $\sim 10^{-7}$ торр турбомолекулярным насосом. В установку входят также импульсные УФ- и ИК-лазеры, система синхронизации импульсов и система сбора и обработки данных.

Кластеры соответствующего типа генерировались в камере источника путем газодинамического охлаждения либо чистых молекул, либо их смеси с газом-носителем в результате сверхзвукового истечения через импульсное сопло (типа General Valve, диаметр отверстия $d = 0.8$ мм, длительность токового импульса около 300 мкс). Давление газа над соплом могло изменяться в диапазоне $P_0 = (0{-}5)$ атм. С помощью скиммера (типа Beam Dynamics, Model 1, диаметр отверстия $D_S = 0.66$ мм), расположенного на расстоянии 38.5 мм от сопла, из сверхзвукового потока, создаваемого этим соплом, вырезался молекулярный/кластерный пучок. Сформированный таким способом пучок попадал в камеру времяпролетного масс-спектрометра. На расстоянии 96.5 мм от входного отверстия скиммера этот пучок пересекался с взаимно перпендикулярными осями масс-спектрометра и пучка ионизирующего УФ-излучения лазера (область перестройки длины волны $\lambda_{\mathrm{UV}} \approx (215{-}237)$ нм). Излучение лазера фокусировалось линзой ($f = 12$ см). Диаметр пятна лазерного излучения в фокусе линзы (на уровне $1/e$) составлял $D_{1/e} \approx 0.04$ мм. Длительность лазерного импульса составляла 7–10 нс по полувысоте. Плотность энергии в области перетяжки не превышала величину $E_{\mathrm{UV}} \approx (5{-}6)$ Дж/см^2.

Фотоионизация кластеров производилась второй гармоникой излучения лазера на красителе (область длин волн генерации $\lambda_{\mathrm{dye}} \approx (430{-}474)$ нм, ширина линии $\Delta\lambda_{\mathrm{dye}} \sim 0.5\,\text{см}^{-1}$) с накачкой эксимерным XeCl лазером. Вторая гармоника генерировалась с помощью кристалла BBO. Образующиеся ионы детектировались вторичным электронным умножителем (ВЭУ-2). Ионный сигнал с ВЭУ, а также значения энергии импульсов УФ-излучения регистрировались на цифровом осциллографе и направлялись в компьютер для накопления и последующей обработки.

Изменение задержки между моментом запуска сопла и импульсом УФ-излучения позволяло регистрировать времяпролетный спектр пучка $S(t, Y = 0)$ [10, 12], т.е. зависимость концентрации частиц в пучке от времени при прохождении ими области детектирования (здесь Y – координата вдоль оси масс-спектрометра). Установка давала возможность измерять пространственно-временные характеристики кластерного пучка и продуктов фрагментации в зависимости от параметров импульса УФ лазерного излучения и условий формирования пучка (температуры T_0, состава и давления газа P_0 над соплом) $S(t, Z; T_0, P_0; E_{\mathrm{UV}}, \lambda_{\mathrm{UV}}; m/z)$, где m и z– масса иона и кратность ионизации, а Z – координата вдоль оси кластерного пучка [10, 12]. Под сигналом с данными параметрами понимается величина, пропорциональная заряду ионного тока в области выбранного массового пика: $S(m/z) = \int\limits_{\Delta t} j(\tau) d\tau$.

3. Получение однородных кластеров $(\mathbf{CF_3I})_n$ и смешанных кластеров $(\mathbf{CF_3I})_n(\mathbf{Xe})_m$. Нами были реализованы следующие три способа получения кластеров.

1. Однородные кластеры $(CF_3I)_n$ генерировались при нахождении над соплом либо беспримесного газа CF_3I, либо смеси газов CF_3I/Ar или CF_3I/Xe в соотношении 1/15, когда вероятность формирования смешанных кластеров мала и в основном генерируются однородные (чистые) кластеры $(CF_3I)_n$. Газы-носители (Ar, Xe) использовались для того, чтобы имели место более глубокое охлаждение газа при расширении и более эффективная генерация кластеров и чтобы при этом формировались кластеры $(CF_3I)_n$ большего размера. Размером кластеров можно было управлять за счет изменения давления газа над соплом. В случае, когда использовалась смесь газов CF_3I/Ar в соотношении 1/15 при суммарном давлении $P_0 \leq 1$ атм, генерировались кластеры $(CF_3I)_n$ со средним размером $n \leq 45$ [10, 12]. При возбуждении однородных кластеров $(CF_3I)_n$ лазерным УФ-излучением в масс-спектре наблюдались преимущественно ионные пики I^+ и I^{2+}. Как показано в работах [10, 12], присутствие в масс-спектре ионного пика I_2^+ однозначно указывает на наличие в пучке кластеров $(CF_3I)_n$.

2. Кластеры $(CF_3I)_n$, находящиеся внутри кластеров $(Xe)_m$, генерировались при нахождении над соплом смеси газов CF_3I/Xe в соотношении 1/100, т.е. сравнительно сильно разбавленной смеси, когда вероятность формирования смешанных кластеров велика и в основном генерируются кластеры $(CF_3I)_n(Xe)_m$. Размером кластеров также можно было управлять за счет изменения суммарного давления газа над соплом. При фрагментации полученных кластеров УФ-излучением в масс-спектре, кроме ионных пиков I^+ и I_2^+, нами были обнаружены довольно интенсивные ионные пики XeI^+. От-

ношение интенсивностей ионных пиков I_2^+ и XeI^+ (I_2^+/XeI^+) составляло примерно 1/1. Заметим, что поскольку температура конденсации молекул CF_3I (≈ 100 K) значительно выше температуры конденсации атомов Xe (≈ 80 K) [33], при газодинамическом охлаждении смеси CF_3I/Xe сначала происходит кластеризация молекул CF_3I, а затем на эти кластеры конденсируются атомы Xe. Поэтому можно полагать, что в данном случае кластеры $(CF_3I)_n$ находятся внутри кластеров $(Xe)_m$. Это утверждение подкрепляется и тем фактом, что энергия связи молекул CF_3I в кластерах $(CF_3I)_n$ (≈ 0.36 эВ [15]) значительно больше энергии связи атомов Xe в кластерах $(Xe)_m$ (≈ 0.16 эВ [34]), а частицы с большей энергией связи, как правило, локализуются в центре кластера с меньшей энергией связи частиц [21, 35, 36].

3. Кластеры $(CF_3I)_n$, находящиеся на поверхности кластеров $(Xe)_m$, генерировались при прохождении кластерного пучка ксенона через "облако" предварительно напущенного в камеру анализатора (в пространство за скиммером) газа CF_3I. "Облако" молекул CF_3I формировалось за счет впрыска газа в камеру с помощью второго импульсного сопла, аналогичного описанному выше. При соответствующем выборе условий спустя примерно 15 мс после напуска газ полностью термализовался и в камере устанавливалось квазистационарное давление молекул CF_3I, после чего в камеру впрыскивался кластерный пучок. Давление CF_3I в "облаке" в зависимости от условий эксперимента могло изменяться от $1.5 \cdot 10^{-4}$ до $6 \cdot 10^{-3}$ торр. Время существования "облака" составляло несколько десятков миллисекунд. При прохождении через "облако" кластеры $(Xe)_m$ захватывали молекулы CF_3I. В результате формировались смешанные кластеры $(CF_3I)_n(Xe)_m$. Поскольку большие кластеры благородных газов имеют твердую структуру [37, 38], можно полагать, что захваченные кластерами $(Xe)_m$ молекулы CF_3I оставались на поверхности кластеров. В дальнейшем за счет процессов диффузии молекул CF_3I и поверхностных атомов ксенона на поверхности кластеров $(Xe)_m$ формировались кластеры $(CF_3I)_n$. При фрагментации полученных кластеров УФ-излучением в масс-спектре, кроме ионных пиков I^+ и I_2^+, также были обнаружены интенсивные ионные пики XeI^+. Отношение интенсивностей ионных пиков I_2^+ и XeI^+ (I_2^+/XeI^+) составляло примерно 1/2.

В случае генерации кластеров $(Xe)_m$ вероятность их образования и их средний размер оценивались нами на основе параметра Хагены [39, 40], который дается выражением

$$\Gamma^* = k\frac{(d/\tan\alpha)^{0.85}P_0}{T_0^{2.29}},$$

где d – диаметр отверстия сопла (в микронах), α – угол, равный половине угла конуса расходящейся части сопла, P_0 – давление над соплом (в миллибарах), T_0 – температура газа до расширения, k – константа, которая зависит от типа газа ($k \approx 5500$ для Xe, 2900 для Kr, 1700 для Ar, 180 для Ne и 4 для He [41]). Результаты исследований показывают, что эффективная кластеризация газа начинается тогда, когда параметр Γ^* превышает величину 300. В наших экспериментах ($d = 800$ мкм, $\alpha = 45°$, $T_0 = 295$ K) при давлении Xe над соплом $P_0 = 1$ атм параметр Хагены составлял $\Gamma^* \approx 2700$. В работе [42] показано, что при использовании импульсного сопла, аналогичного описанному выше, эффективная кластеризация ксенона наблюдается при давлениях $P_0 \geq 0.2$ атм. Средний размер кластеров ксенона при $\Gamma^* \approx 2700$ составляет $m \geq 100$ [42].

4. Результаты и их обсуждение. На рис. 1 приведены зависимости ионных сигналов I^+ и I_2^+ от

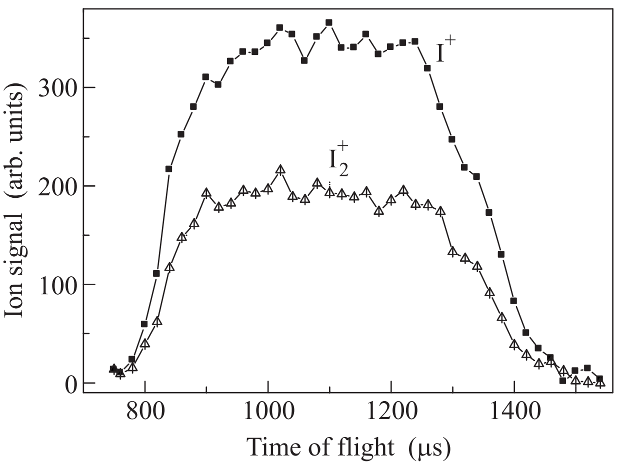

Рис. 1. Времяпролетный спектр кластерного пучка $(CF_3I)_n(Xe)_m$, образованного при газодинамическом охлаждении смеси газов CF_3I/Xe в соотношении 1/100. Спектр получен на основе детектирования ионов I^+ и I_2^+. Суммарное давление газа над соплом $P_0 = 1$ атм. Аппаратная задержка составляет ≈ 370 мкс.

времени задержки УФ-импульса относительно импульса сопла в случае детектирования пучка смешанных кластеров $(CF_3I)_n(Xe)_m$, которые формировались при нахождении над соплом смеси газов CF_3I/Xe в соотношении 1/100. Указанное вдоль оси абсцисс время включает общее (аппаратное) время задержки (≈ 370 мкс) импульсов сопла и УФ-лазера относительно нулевого отсчета. Видно, что длительность кластерного пучка в зоне детектирования составляет примерно 450 мкс по полувысоте. Зная время задержки между моментом открывания сопла и моментом наблюдения максимального ионного сигнала, а также расстояние L между соплом и зоной детектирования (в нашем случае $L = 135$ мм), можно определить среднюю продольную скорость кластеров в пучке. Для данного типа кластеров она составляла $V_{II} \approx 275$ м/с. Эти данные позволили нам выбирать оптимальную временную задержку для наблюдения максимального ионного сигнала.

На рис. 2 приведены масс-спектры в случае детектирования кластерного пучка $(Xe)_m$, молекул CF_3I в

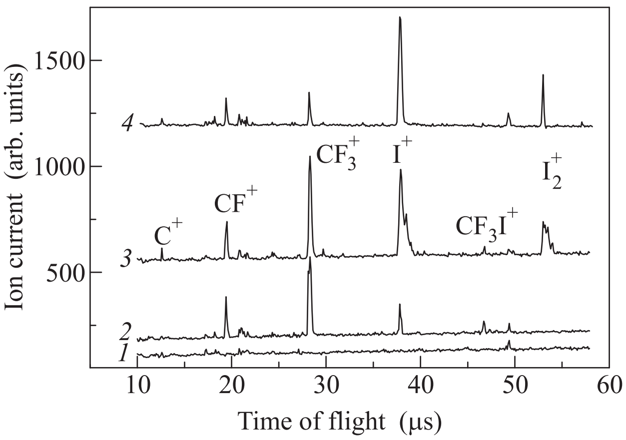

Рис. 2. Времяпролетные масс-спектры, полученные в случае детектирования кластерного пучка $(Xe)_m$ (*1*), молекул CF_3I в предварительно созданном "облаке" газа (*2*), пучка смешанных кластеров $(CF_3I)_n(Xe)_m$, образованных при прохождении кластерного пучка $(Xe)_m$ через "облако" газа CF_3I (*3*), и пучка смешанных кластеров $(CF_3I)_n(Xe)_m$, образованных при газодинамическом охлаждении смеси газов CF_3I/Xe в соотношении 1/100 (*4*)

предварительно созданном "облаке" газа, пучка смешанных кластеров $(CF_3I)_n(Xe)_m$, которые формировались при прохождении кластеров $(Xe)_m$ через "облако" газа CF_3I, и пучка однородных кластеров $(CF_3I)_n$, которые генерировались при использовании смеси газов CF_3I/Ar в соотношении 1/15. В случае кластерного пучка $(Xe)_m$, кроме фоновых, никаких ионных пиков в масс-спектре не наблюдается, поскольку на данной длине волны УФ-излучения лазера атомы и кластеры ксенона не ионизовались. В случае детектирования "облака" свободных молекул CF_3I наблюдаются ионные пики I^+, CF_3^+ и CF^+, в то время как ионный пик I_2^+ отсутствует, поскольку в "облаке" нет кластеров $(CF_3I)_n$. В случае же детектирования кластерного пучка ксенона, прошедшего через "облако" газа CF_3I, в масс-спектре наряду с пиками I^+, CF_3^+ и CF^+ наблюдаются довольно интенсивные пики I_2^+ и XeI^+ (см. также рис. 3). Это

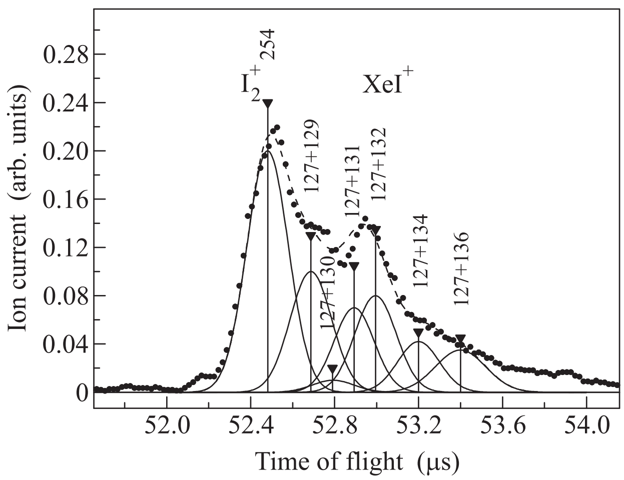

Рис. 3. Фрагмент времяпролетного масс-спектра в области ионных пиков I_2^+ и XeI^+ (массовых чисел $m/z = 254-263$) в случае детектирования кластерного пучка $(CF_3I)_n(Xe)_m$, сформированного при прохождении кластерного пучка $(Xe)_m$ через "облако" газа CF_3I. Вертикальными линиями показаны положения соответствующих масс-пиков. Кривыми Гаусса изображены ионный пик I_2^+ и ионные пики XeI^+ в соответствии с процентным содержанием изотопов Xe

показывает, во-первых, что молекулы CF_3I захватываются кластерами Xe_m и, во-вторых, что при этом на поверхности кластеров $(Xe)_m$ молекулы CF_3I образуют собственные кластеры $(CF_3I)_n$. В случае детектирования однородных кластеров $(CF_3I)_n$ в масс-спектре наблюдаются интенсивные ионные пики I^+ и I_2^+. Механизмы формирования ионов I^+ и I_2^+ при УФ-фрагментации кластеров $(CH_3I)_n$ и $(CF_3I)_n$ подробно изучены в работах [9] и [13] соответственно.

На рис. 4 приведены зависимости ионных сигналов I^+ и I_2^+ от энергии УФ-излучения лазера в случае ионизации однородных кластеров $(CF_3I)_n$ в пучке, кластеров $(CF_3I)_n$, локализованных внутри кластеров $(Xe)_m$, и кластеров $(CF_3I)_n$, находящихся на поверхности кластеров $(Xe)_m$. Цифрами показаны наклоны соответствующих участков приведенных зависимостей. Отчетливо видны разница в характере полученных зависимостей, а также разница в энергиях, при которых начинаются процесс фрагментации кластеров, их ионизация и появление ионов. В случае однородных кластеров $(CF_3I)_n$ фрагментация происходит при энергиях УФ-излучения около 20–30 мкДж. В случаях же кластеров $(CF_3I)_n$, локализованных внутри кластеров $(Xe)_m$, а также кластеров $(CF_3I)_n$, находящихся на поверхности кластеров

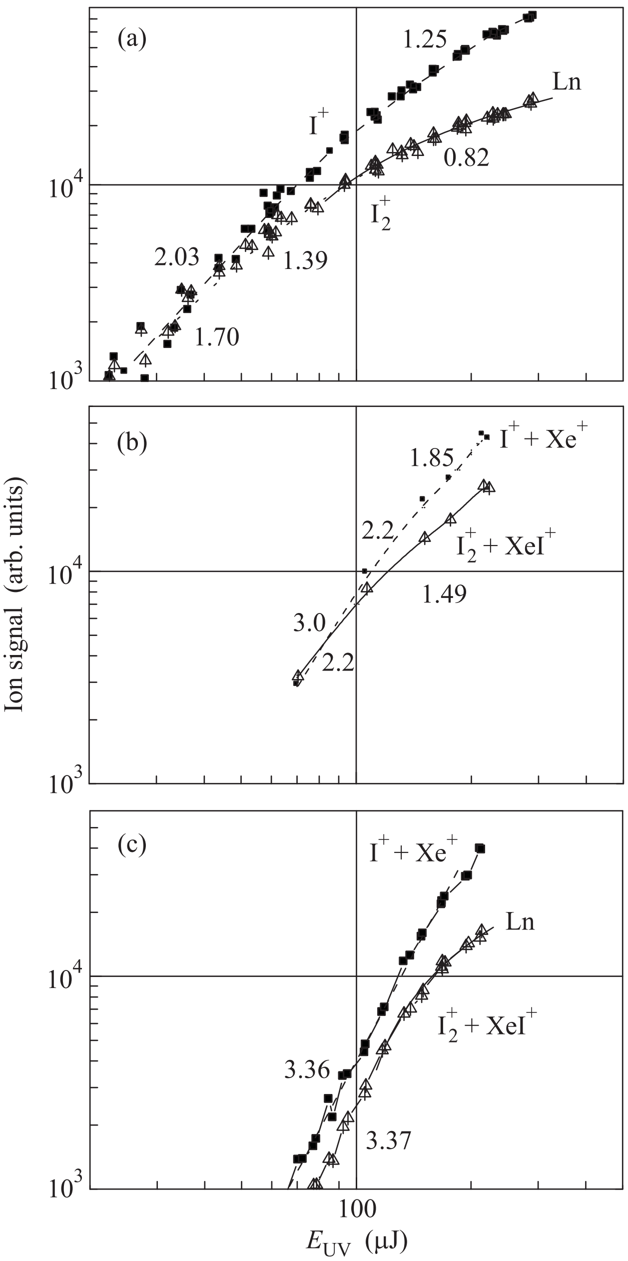

Рис. 4. Зависимости ионных сигналов I^+ и I_2^+, а также $I^+ + Xe^+$ и $I_2^+ + XeI^+$ от энергии УФ-излучения лазера в случае ионизации однородных кластеров $(CF_3I)_n$ в пучке (a), кластеров $(CF_3I)_n$, локализованных внутри кластеров ксенона (b), и кластеров $(CF_3I)_n$, находящихся на поверхности кластеров ксенона (c). Цифрами показаны наклоны соответствующих участков приведенных зависимостей. Символом "Ln" обозначены участки, имеющие логарифмическую зависимость

$(Xe)_m$, фрагментация начинается лишь при энергиях около 60–70 мкДж. Кроме того, для однородных кластеров наблюдается наиболее слабая зависимость ионных сигналов (вероятности фрагментации) от энергии. Более сильные зависимости ионных сигналов от энергии имеют место для кластеров $(CF_3I)_n$, локализованных внутри кластеров $(Xe)_m$. Наиболее же сильные зависимости наблюдаются для кластеров $(CF_3I)_n$, находящихся на поверхности кластеров $(Xe)_m$.

Разный характер наблюдаемых зависимостей, вероятно, связан с тем, что рассматриваемые кластеры имеют, во-первых, разные температуры, во-вторых, разные сечения поглощения и, в-третьих, разную геометрическую структуру из-за разного размера и разной температуры [38], а также и из-за того, что в смешанных кластерах молекулы CF_3I локализованы либо внутри, либо на поверхности кластеров.

Что касается температуры, то наиболее "теплыми" являются однородные кластеры $(CF_3I)_n$ (их температура в пучке составляет $\approx 90-100$ K [12, 28]). Более холодными оказываются смешанные кластеры $(CF_3I)_n(Xe)_m$, получаемые при расширении смеси газов CF_3I/Xe. Это связано с тем, что температура однородных кластеров $(Xe)_m$ в кластерном пучке (≈ 80 K [38]) меньше температуры кластеров $(CF_3I)_n$. Поэтому температура смешанных кластеров будет находиться в области между 80 и 100 K. Смешанные кластеры $(CF_3I)_n(Xe)_m$, которые формировались за счет захвата молекул CF_3I кластерами $(Xe)_m$, вероятно, имеют наиболее низкую температуру (около 80 K). Их температура определяется главным образом температурой кластеров $(Xe)_m$, поскольку они захватывают небольшое число молекул. Вместе с тем отметим, что захваченные (теплые) молекулы CF_3I могут нагреть кластеры $(Xe)_m$. Однако они, скорее всего, будут стабилизироваться за счет испарения собственных атомов [30, 38].

Сечения поглощения разного типа кластеров определяются их геометрическим размером и энергетической структурой. Геометрические размеры кластеров $(CF_3I)_n$ являются наибольшими в случае однородных кластеров и меньше в случае смешанных. Вместе с тем сечения поглощения для столь разного типа кластеров, вероятно, зависят от их энергетической структуры сильнее, чем от геометрических размеров. Следует также отметить, что в смешанных кластерах атомы ксенона могут способствовать релаксации поглощенной кластерами энергии и в конечном счете изменению характера зависимостей ионных сигналов от энергии УФ-излучения (более крутые зависимости).

Структура кластеров является определяющим фактором при формировании их энергетических спектров. На рис. 5a показана схема фотоионизации и фрагментации свободных молекул CF_3I УФ-

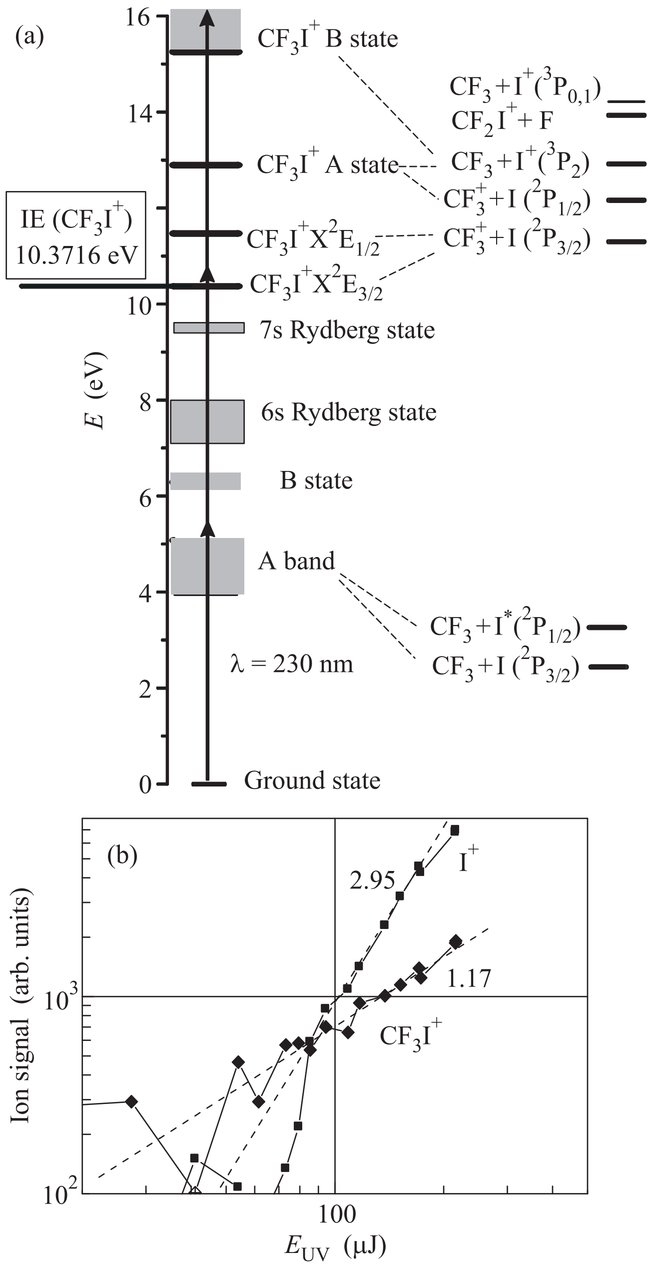

Рис. 5. (a) – Схема фотоионизации и фрагментации свободных молекул CF_3I УФ-излучением на длине волны $\lambda_{UV} \approx 230$ нм [11, 13]. Черным и серым цветом показаны промежуточные резонансные уровни и состояния; IE – энергия ионизации молекулы. (b) – Зависимости ионных сигналов I^+ и CF_3I^+ от энергии УФ-излучения лазера на длине волны $\lambda_{UV} \approx 230$ нм в случае фотоионизации и фрагментации молекул CF_3I в "облаке" газа при комнатной температуре. Давление газа $\approx 3 \cdot 10^{-3}$ торр

излучением на длине волны $\lambda_{UV} \approx 230$ нм [11, 13]. Черным и серым цветом приведены промежуточные резонансные уровни и состояния, благодаря которым значительно облегчается возбуждение молекулы и наличием которых определяется "фотонность" возбуждения (а следовательно, и наклон зависимостей ионных сигналов от энергии). Видно, что для ионизации молекулы из основного состояния достаточно поглощения двух лазерных фотонов. Поглощение трех или более фотонов из основного состояния приводит к ионизации молекулы, фрагментации иона и формированию ионных фрагментов. Следовательно, вероятность и "фотонность" возбуждения молекулы при фиксированном положении энергетических уровней зависят от длины волны излучения. На рис. 5b приведены зависимости ионных сигналов I^+ и CF_3I^+ от энергии УФ-излучения лазера в случае фотоионизации и фрагментации молекул CF_3I в "облаке" газа при комнатной температуре. Видно, что зависимость ионного сигнала CF_3I^+ от энергии круче линейной, а зависимость сигнала I^+ близка к кубической. Следовательно, для формирования иона CF_3I^+ достаточно поглощения двух лазерных фотонов, а для формирования ионов I^+ необходимо поглощение трех фотонов. Последнее находится в согласии с показанной на рис. 5a схемой уровней энергии.

В случае кластеров $(CF_3I)_n$ из-за взаимодействия молекул между собой и с атомами ксенона положение уровней энергии молекул сильно изменяется [43]. Это может привести как к увеличению, так и к уменьшению сечения поглощения молекул в кластере на данной длине волны. Положение уровней и зон энергии будет существенно зависеть от размера, состава и геометрической структуры кластера. Из-за отсутствия необходимых данных привлечение рассматриваемого подхода (в котором учитывались бы уровни энергии молекул в кластерах) для интерпретации полученных нами результатов проблематично. Вероятно, все рассмотренные факторы влияют на положение уровней энергии молекул в кластерах и эффективность возбуждения кластеров.

Заключение. Итак, в работе изучена фрагментация УФ-лазерным излучением кластеров $(CF_3I)_n$ разного типа. Обнаружено, что однородные кластеры $(CF_3I)_n$ и кластеры $(CF_3I)_n$, локализованные внутри или на поверхности кластеров $(Xe)_m$, имеют разную стабильность по отношению к фрагментации (на длине волны $\lambda_{UV} \approx 230$ нм) и разные зависимости вероятности фрагментации от энергии УФ-излучения. Наиболее слабая зависимость вероятности фрагментации от энергии, а также фрагментация при малых энергиях наблюдаются для однородных кластеров $(CF_3I)_n$, более сильная зависимость – для кластеров $(CF_3I)_n$, локализованных внутри кластеров $(Xe)_m$, а наиболее сильная зависимость – для кластеров $(CF_3I)_n$, находящихся на поверхности кластеров $(Xe)_m$. Отличие в характере полученных зависимостей, вероятно, связано с тем, что разные типы кластеров имеют разную энергетическую структуру из-за разных размера, температуры и геометрической структуры, что в конечном счете существенно влияет на характер процесса возбуждения, ионизации и фрагментации кластеров.

При фрагментации смешанных кластеров $(CF_3I)_n(Xe)_m$, которые формировались за счет захвата молекул CF_3I кластерами $(Xe)_m$, а также при использовании смеси газов CF_3I/Xe в соотношении 1/100, обнаружены ионы XeI^+. Отношение интенсивностей пиков I_2^+/XeI^+ для указанных двух типов кластеров различно. Величина этого отношения, вероятно, зависит как от способа, так и от условий получения кластеров. Для выяснения механизма формирования ионов XeI^+ при УФ-фрагментации смешанных кластеров необходимы дальнейшие исследования.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты # 12-02-00401 и 13-02-00260).

---

1. *Atomic and Molecular Beam Methods*, v. 2 (ed. by G. Scoles), Oxford University Press, N.Y., 1988.
2. *Atomic and Molecular Beam Methods*, v. 2 (ed. by G. Scoles), Oxford University Press, N.Y., 1992.
3. H. Pauly, *Atom, Molecule, and Cluster Beams II, Cluster Beams, Fast and Slow Beams, Accessory Equipment and Applications*, Springer, N.Y., 2000.
4. J .F. Winkel, C. A. Woodward, A. B. Jones, and A. J. Stace, J. Chem. Phys. **103**, 5177 (1995).
5. C. T. Rettner, D. J. Auerbach, J. C. Tully, and A. W. Kleyn, J. Phys. Chem. **100**, 13021 (1996).
6. A. Perez, P. Melinon, V. Dupuis et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **30**, 709 (1997).
7. J. M. Mestdagh, M. A. Gaveau, C. Gee et al., Int. Rev. Phys. Chem. **16**, 215 (1997).
8. R. R. Smith, D. R. Killelea, D. F. DelSesto, and A. L. Utz, Science **304**, 992 (2004).
9. K. V. Vidma, A. V. Baklanov, E. B. Khvorostov et al., J. Chem. Phys. **122**, 204301 (2005).
10. V. N. Lokhman, D. D. Ogurok, and E. A. Ryabov, Chem. Phys. **333**, 85 (2007).
11. V. N. Lokhman, D. D. Ogurok, and E. A. Ryabov, Eur. Phys. J. D **46**, 59 (2008).
12. В. Н. Лохман, Д. Д. Огурок, Е. А. Рябов, ЖЭТФ **135**, 835 (2009).
13. В. М. Апатин, В. Н. Лохман, Д. Д. Огурок и др., ЖЭТФ **139**, 5 (2011).
14. В. М. Апатин, В. О. Компанец, В. Н. Лохман и др., ЖЭТФ **142**, 644 (2012).
15. V. N. Lokhman, D. D. Ogurok, and E. A. Ryabov, Eur. Phys. J. D **67**, 66 (2013).
16. Г. Н. Макаров, УФН **176**, 121 (2006).
17. V. N. Popok, I. Barke, E. E. B. Campbell, and K. H. Meiwes-Broer, Surf. Sci. Rep. **66**, 347 (2011).
18. T. E. Gough, M. Mengel, P. A. Rowntree, and G. Scoles, J. Chem. Phys. **83**, 4958 (1985).
19. S. Goyal, D. L. Schutt, and G. Scoles, J. Chem. Phys. **102**, 2302 (1995).
20. J. P. Toennis, A. F. Vilesov, and K. B. Whaley, Physics Today **54**(2), 31 (2001).
21. Г. Н. Макаров, УФН **174**, 225 (2004).
22. J. P. Toennies and A. F. Vilesov, Angew. Chem. Int. Ed. **43**, 2622 (2004).
23. Г. Н. Макаров, УФН **176**, 1155 (2006).
24. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **90**, 712 (2009).
25. G. N. Makarov and A. N. Petin, Chem. Phys. Lett. **484**(1–3), 14 (2009).
26. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, ЖЭТФ **137**, 646 (2010).
27. Г. Н. Макаров, УФН **181**, 365 (2011).
28. G. N. Makarov and A. N. Petin, Laser Phys. **21**, 120 (2011).
29. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **93**, 123 (2011).
30. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **97**, 82 (2013).
31. В. С. Летохов, *Лазерная фотоионизационная спектроскопия*, М.: Наука, 1987.
32. K. W. D. Ledingham and R. P. Singhal, Int. J. Mass Spectr. Ion Proc. **163**, 149 (1997).
33. *Справочник химика*, т. 1 (под ред. Б. П. Никольского), Л.: Госхимиздат, 1963.
34. Б. М. Смирнов, УФН **171**, 1291 (2001).
35. S. S. Kim and G. D. Stein, J. Appl. Phys. **51**, 6419 (1980).
36. S. Goyal, G. N. Robinson, D. L. Schutt, and G. Scoles, J. Phys. Chem. **95**, 4186 (1991).
37. J. Farges, M. F. de Feraudy, B. Raoult, and G. Torchet, Surf. Sci. **106**(1-3), 95 (1981).
38. Г. Н. Макаров, УФН **178**, 337 (2008).
39. O. F. Hagena and W. Obert, J. Chem. Phys. **56**, 1793 (1972).
40. O. F. Hagena, Z. Phys. D **4**, 291 (1987).
41. J. Wormer, V. Guzielski, J. Stapelfeld, and T. Moller, Chem. Phys. Lett. **159**, 321 (1989).
42. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, ЖЭТФ **134**, 851 (2008).
43. L. Poth, Q. Zhong, J. V. Ford, and A. W. Castleman, Jr., J. Chem. Phys. **109**, 4791 (1998).