

02;07;12

Кинетика радиационного охлаждения фуллерена

© А.А. Востриков, А.А. Агарков, Д.Ю. Дубов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
E-mail vostrikov@itp.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 10 марта 1999 г. В окончательной редакции 29 июня 1999 г.)

Экспериментально исследовано излучение молекул фуллерена, возбужденных электронным ударом в пересекающихся пучках в условиях однократного столкновения молекулы C_{60} с электроном в диапазоне кинетической энергии E_e от 25 до 100 eV. Измерены спектры излучения в диапазоне длин волн от 300 до 800 nm с разрешением 1.6–3.2 nm, функции возбуждения излучения и температура излучающих молекул в зависимости от E_e . Определен вклад ионизованных молекул C_{60}^{++} в излучение. Получены данные об излучательной способности иона C_{60}^{++} . Показано, что спектры излучения хорошо аппроксимируются спектральным распределением теплового излучения нагретого черного тела (формулой Планка) с учетом уменьшения излучательной способности для малой частицы. Излучение регистрируется, начиная с энергии электрона около 27 eV, функция возбуждения излучения имеет нерезонансный характер и достигает максимума при энергии $E_e \approx 70$ eV. Температура излучающих частиц в зависимости от E_e достигает предельной величины 3100–3200 K при $E_e \approx 47$ eV.

Введение

В предыдущих работах нашей лаборатории исследовалось излучение микрочастиц конденсированной фазы (кластеров молекулярных газов $(CO_2)_n$, $(N_2O)_n$, $(H_2O)_n$, $(N_2)_n$), сформулированных в сверхзвуковых струях, при возбуждении электронным ударом [1–3]. Было установлено, что энергия колебательного [1] и электронного [2,3] возбуждения быстро диссипирует в нагрев кластера. Скорость гашения возбужденных состояний резко увеличивается с размером кластера, а спектр излучения соответствует излучению электронно-возбужденных состояний молекул, вылетающих из кластера. При лазерном возбуждении колебательных степеней свободы молекул SF_6 в кластерах наблюдалась аналогичная картина [4]. Таким образом, эжекция молекул в возбужденных состояниях и испарение являются основными каналами охлаждения слабосвязанных кластеров [5], а эффект радиационного охлаждения не наблюдался. Тем не менее косвенные данные указывают на то, что радиационное охлаждение молекулярных систем играет важную роль, например, в газофазных ион-молекулярных процессах [6]. Соответственно в кластерах ион-молекулярные процессы также могут происходить с участием радиационного охлаждения.

Что касается сильносвязанных кластеров (кластеров труднолетучих веществ), то для них наблюдалось радиационное охлаждение с непрерывным спектром излучения, подобным планковскому [7,8]. При этом температура излучающих кластеров, например вольфрама W_n с $n > 200$, достигала величины 3800 K [8]. Нагрев кластеров Nb_n в [7] осуществлялся в реакции окисления кислородом, кластеров Nb_n , W_n , Hf_n в [8] — лазерным излучением.

Открытие в 1985 г. фуллеренов, обладающих уникальной стабильностью к фрагментации, стимулирова-

ло исследования высоковозбужденных молекул фуллерена в газовой фазе [9–17], в частности электрониндуцированных процессов [10,11,14,17]. Было установлено, что первичное возбуждение молекулы фуллерена, как и других сложных молекул и кластеров, инициирует каскады вторичных процессов, а сложный энергетический спектр возбужденных состояний (включая коллективные) обеспечивает быструю диссипацию первичного возбуждения вплоть до частичной или полной термализации. Однако принципиальное отличие фуллеренов от большинства других микросистем состоит в исключительной стабильности углеродного каркаса [8]. Это приводит к тому, что фрагментация, доминирующий канал охлаждения возбужденной "избыточной" сложной системы (в случае молекулы — это мономолекулярный распад, в случае кластера — испарение структурных единиц), при релаксации возбужденного фуллерена затруднена. Как следствие, сравнимыми по величине и конкурирующими каналами охлаждения молекулы становятся альтернативные испарению процессы — эмиссия электрона или фотона (аналоги макроскопических процессов — термоэлектронной эмиссии и теплового излучения соответственно). Так, в работах [13,14] зарегистрирован непрерывный спектр излучения в видимой области спектра из потока молекул C_{60} , нагретых различным способом: в [13] молекулы испарялись из твердого образца лазерным излучением, а в [14] возбуждались электронным ударом.

В настоящей работе тепловое излучение фуллерена исследовалось в пересекающихся пучках C_{60} и низкоэнергетичных электронов. Наблюдался непрерывный спектр излучения молекул фуллерена после возбуждения их электронным ударом в диапазоне длин волн от 300 до 800 nm (здесь приведены результаты, полученные при спектральном разрешении $\Delta\lambda = 3.2$ nm, контрольные измерения при $\Delta\lambda = 1.6$ nm давали такой же спектр).

Спектр описывался формулой Планка для излучения шара, диаметр которого $d \ll \lambda$ — длины волны излучения [19].

Техника эксперимента

Методика и экспериментальная схема генерации молекулярного пучка и возбуждения C_{60} электронами была такой же, как и в экспериментах по измерению абсолютных сечений образования C_{60}^- и C_{60}^+ [11,17,20]. Для измерения излучения установка была дополнена оптической системой. Схема эксперимента показана на рис. 1.

Эффузионный молекулярный пучок формировался при испарении фуллерена из источника I , нагретого до $T_0 = 800$ К, и пересекался электронным пучком под углом 90° . Пучок электронов, эмиттированных из оксидного катода 2 , формировался системой диафрагм $3-5$, коллимировался магнитным полем (300 Gs) магнитов 6 и регистрировался коллектором типа цилиндра Фарадея 7 . Ток электронов не превышал $60 \mu A$, а плотность молекул в области пересечения пучков была порядка 10^{10} cm^{-3} . Это обеспечивало парный характер взаимодействия электрона с молекулой. Энергия электронов в пучке E_e варьировалась в диапазоне от 0 до 100 eV.

Излучение из области пересечения пучков отбиралось под прямым углом к электронному пучку; угол с направлением молекулярного пучка составлял 40° . Системой короткофокусных линз излучение фокусировалось на входную щель монохроматора МУМ (MONO) (200–800 nm, обратная дисперсия 3.2 nm/mm) и после спектрального разложения записывался с помощью фотоумножителя ФЭУ-79 (PM). Спектральная чувствительность системы оптической диагностики определялась с помощью эталонного излучателя — лампы СИ 10-300. Чтобы получить поток фотонов $I(\lambda)$, исходные спектры нормировались на кривую относительной спектральной чувствительности $\eta/(\lambda)$. Интегральное излучение

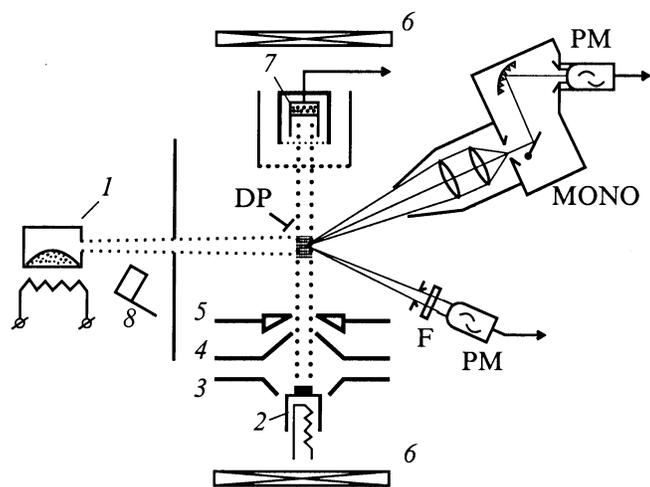


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

регистрировалось фотоумножителем при замене монохроматора на широкополосный фильтр ЗС-8 (F). При этом суммарная спектральная чувствительность имела максимум при 500 nm и ширину на полувысоте 150 nm. Пространственная чувствительность детектирующей системы (размер области, из которой отбиралось излучение) определялась с помощью сканирования точечным излучателем.

Для того чтобы выделить вклад ионов C_{60}^{+*} в полное излучение, на область пересечения пучков накладывалось электрическое поле, которое создавалось двумя отклоняющими пластинами (DP), размещенными вдоль осей молекулярного и электронного пучков. С увеличением напряженности электрического поля ξ между пластинами время пребывания ионов в области наблюдения уменьшалось. Из-за магнитной коллимации электронов электронный пучок не искажался полем ξ . Для проверки этого мы измерили в той же схеме излучение короткоживущих состояний ионов N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+$, $\lambda = 391$ nm) и убедились, что интенсивность их излучения не зависела от величины вытягивающегося электрического поля.

Вообще говоря, вклад в излучение могут давать и фрагменты, как нейтральные, C_{60-2n}^* , так и заряженные, C_{60-2n}^{+*} . Однако порог появления фрагментов при электронном ударе имеет существенный кинетический сдвиг и наблюдается при 42–44 eV, а доля фрагментов при $E_e < 100$ eV не превышает 5–7% [10,12]. Учитывая это, а также характер полученных в настоящей работе зависимостей $I(E_e)$, мы считаем, что излучение связано главным образом с недиссоциированными молекулами фуллерена.

Вклад в излучение от других источников исключался следующим образом. Электрон-индуцированное излучение фонового газа и других возможных источников измерялось при перекрытии отверстия источника пучка фуллерена электромагнитной заслонкой 8 . Вклад в сигнал теплового излучения нагретых частей источника фуллерена исключался модуляцией электронного пучка: электронный пучок прерывался с частотой 80 Hz, а сигнал ФЭУ измерялся в режиме синхронного детектирования на частоте модуляции.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены типичные спектры излучения (кривые 1), индуцируемого столкновением электрона с молекулой фуллерена в пересекающихся пучках при энергии электрона 66 (a) и 30 eV (b). Для того чтобы получить эти кривые, из полного сигнала ФЭУ вычитался вклад излучения фонового газа (кривая 2), после этого разность (полезный сигнал, кривая 3) нормировалась на спектральную чувствительность оптической системы (кривая 4).

Сравним этот спектр со спектром теплового излучения малой сферической частицы, нагретой до некоторой температуры T . Скорость испускания фотонов I_{th} в

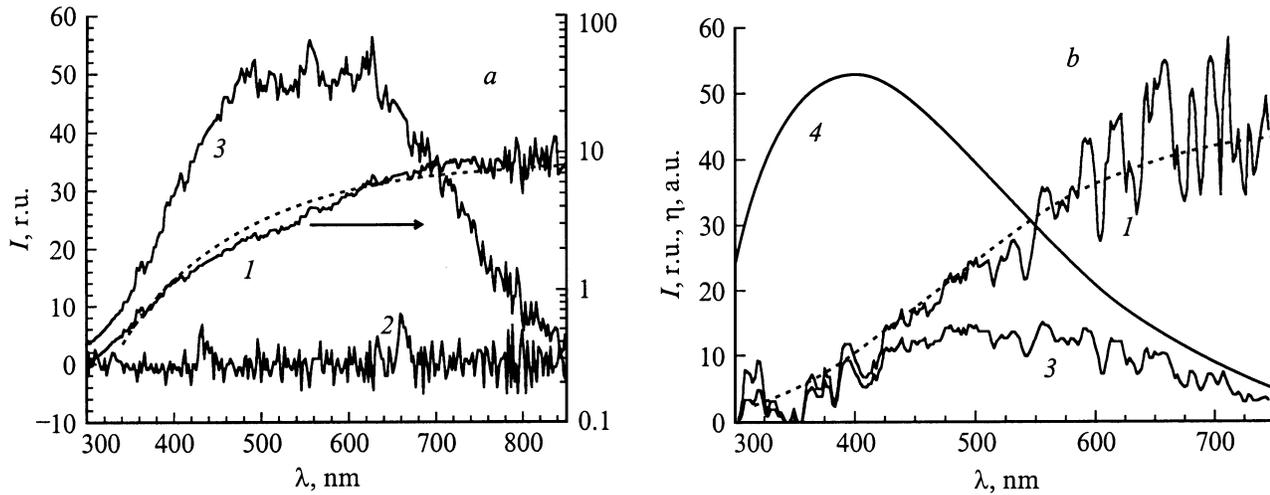


Рис. 2. Спектры электрон-индуцированного излучения. Штриховые линии — аппроксимация эксперимента формулой (1).

интервале длины волны $[\lambda, \lambda + \Delta\lambda]$ нагретых телом описывается формулой Планка

$$I_{\text{th}}(\lambda, T) = 2\pi c S \Delta\lambda \varepsilon(\lambda, T) / \left[\lambda^4 \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right) \right], \quad (1)$$

где S — площадь излучающей поверхности; $\varepsilon(\lambda, T)$ — излучательная способность (степень черноты) тела.

Из теории излучения малых частиц [19] следует, что для шара диаметром $d \ll \lambda$ излучательная способность $\varepsilon(\lambda) \propto d/\lambda$ (как следствие излучения фотонов не поверхностью, а объемом частицы). Молекула C_{60} сферически симметричная, но полая внутри, для такой геометрии зависимость $\varepsilon(\lambda) \propto \lambda^{-1}$, очевидно, сохранится. Внешний диаметр электронной оболочки молекулы $d \approx 1$ nm. Ниже мы полагаем

$$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_0 \cdot d/\lambda, \quad (2)$$

где ε_0 — некоторая константа.

Для того чтобы получить внутреннюю энергию молекулы фуллерена E_v , соответствующую температуре излучающих молекул, мы, следуя [13], рассчитали колебательную энергию в приближении гармонических внутримолекулярных колебаний C_{60} . Вклады от всех 46 колебательных мод суммировались с учетом степени их вырождения. При использовании данных о частотах из работы [21] результаты расчета практически совпали с расчетами в [12]. При $T > 1500$ K зависимость $E_v(T)$ хорошо аппроксимируется линейной функцией $E_v(\text{eV}) \cong 13.9 + 0.0143 \cdot (T - 1500)$.

На рис. 3 показана измеренная интенсивность излучения фуллерена в зависимости от энергии E_e . Здесь кривая 1 — интегральное (измеренное в схеме "фильтр + ФЭУ") излучение, кривая 2 — излучение на длине волны $\lambda = 540$ nm, $\Delta\lambda = 3.2$ nm. Кривой 3 на рис. 3 показана зависимость температуры излучающих частиц $T(E_e)$, полученная аппроксимацией спектральных

измерений формулой (1) по методу наименьших квадратов. Видно, что с увеличением E_e приблизительно до 47 eV величина T увеличивается пропорционально E_e . При $E_e > 47$ eV температура излучающих частиц достигает максимальной величины $T^* \approx 3100$ –3200 K, что соответствует внутренней энергии молекулы C_{60} $E_v \cong 36$ eV. Учитывая, что основным источником излучения является ионизованная молекула (потенциал ионизации $U_i = 7.6$ eV [11,18]), а тепловая энергия молекулы C_{60} в эффузионном пучке $E_{v,0} = E_v(T_0) \cong 4.6$ eV, получим, что переданная электроном молекуле энергия $(E_v + U_i - E_{v,0})$ составляет 39 eV. Таким образом, первичный и вторичный электрон уносят лишь 8 eV. Передача столь большой энергии молекуле C_{60} означает многоэлектронный характер возбуждения.

Существование предела увеличения температуры C_{60}^{+*} можно объяснить конкуренцией между радиационным охлаждением нагретой электроном молекулы и альтер-

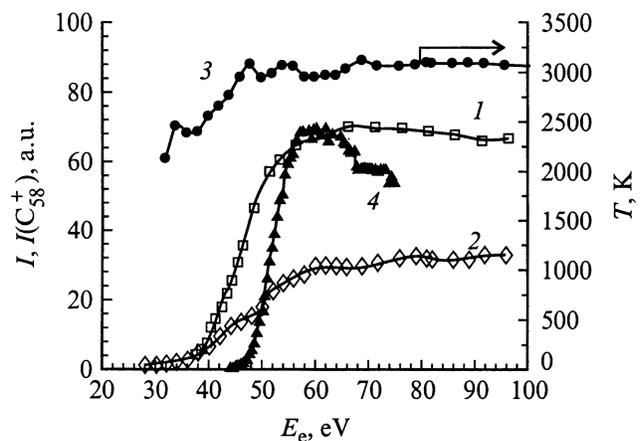


Рис. 3. Зависимости интенсивности излучения (1, 2), температуры излучающих молекул (3) и тока фрагментов C_{58}^+ (4) [10] от энергии электронов.

нативным процессом охлаждения — испарением C_2 в процессе $C_{60}^{+*} \rightarrow C_{60-2n}^{+*} + nC_2$, константа скорости которого имеет более резкую температурную зависимость [9]. В связи с этим отметим, что сумма $kT^* + U_f$, где U_f — потенциал ионизации C_{58} , оказалась близка к пороговой энергии E_e начала диссоциативной ионизации [10,12,18].

На рис. 3 (кривая 4) приведена полученная в [10] зависимость тока ионов C_{58}^+ , образованных при метастабильной фрагментации C_{60}^{+*} в интервале времен 7.7–31.2 μs после взаимодействия с электроном и при начальной тепловой энергии молекулы $E_{v,0} \approx 4.5 eV$. Видно, что порог появления фрагментов действительно близок к энергии E_e , при которой прекращается рост температуры излучателей, т. е. более горячие молекулы, по-видимому, быстро теряют свою энергию, испаряя C_2 .

Нагрев молекулы C_{60} приводит не только к фрагментации, но и к термоэмиссии электрона — более быстрому процессу [9]. Поэтому основным источником излучения при $E_e \geq 40 eV$, как было установлено нами ранее [22], являются уже ионизованные молекулы C_{60}^{+*} . На рис. 4 приведена интегральная интенсивность излучения I в зависимости от напряженности и полярности электрического поля ξ между отклоняющими пластинами DP при энергии $E_e = 40$ (кривая 1) и 65 eV (кривая 2). Здесь также приведено расчетное время пребывания $t_r(\xi)$ иона C_{60}^{+*} в области наблюдения излучения (кривая 3). Это время рассчитано для иона, образовавшегося в центре электронного пучка и имеющего вектор начальной скорости, равный тепловой скорости молекул C_{60} в пучке. Асимметрия кривых вызвана наличием угла между направлением движения молекулы в пучке и оптической осью наблюдения (40°).

Легко показать, что при больших вытягивающих полях время пребывания ионов в области наблюдения t_r , а значит, и интенсивности их излучения I^+ пропорциональны $\xi^{-1/2}$. Перестраивая зависимости $I(\xi)$ в координатах $I(\xi) - \xi^{-1/2}$ и экстраполируя их к началу координат, мы получили, что вклад нейтральных частиц в излучение не

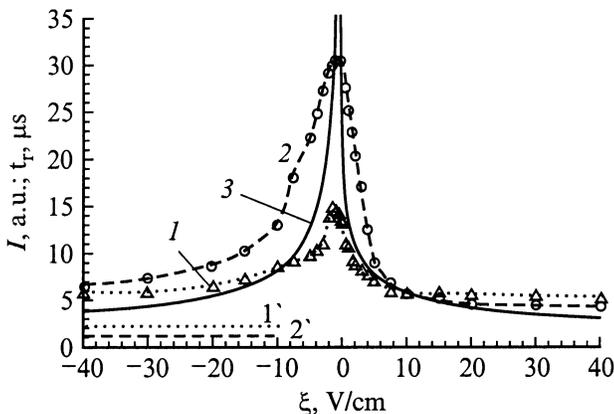


Рис. 4. Зависимости интенсивности излучения (1, 2) и расчетной величины времени движения ионов (3) от напряженности электрического поля.

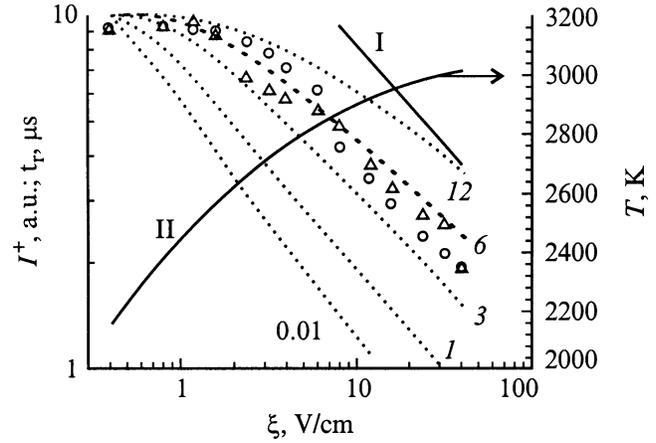


Рис. 5. Экспериментальные (\circ, Δ) и расчетные (---) (значения ε_0 указаны у кривых) зависимости интенсивности излучения молекул, времени движения ионов (I) и их конечной температуры (II) от напряженности электрического поля.

превышает 16 и 4% для $E_e = 40$ и 65 eV соответственно. Эти значения отмечены на рис. 4 горизонтальными линиями $1'$ и $2'$.

Данные на рис. 4 позволяют оценить величину излучательной способности C_{60}^{+*} . Для этого мы вычли вклад нейтральных частиц в полное излучение I . На рис. 5 значками представлены зависимости излучения ионов $I^+(\xi)$, полученные из левых ветвей кривых 1 и 2, приведенных на рис. 4. Расчетная зависимость времени t_r от ξ показана на рис. 5 кривой I .

Излучение при малых ξ (что соответствует большим временам t_r) меняется непропорционально t_r . Такое поведение $I^+(\xi)$ мы связываем с радиационным охлаждением иона C_{60}^{+*} за время пребывания в области наблюдения. Чтобы получить зависимость интенсивности излучения от скорости охлаждения, проинтегрируем поток энергии излучения $q = (hc/\lambda)I_{th}$ по λ . С учетом зависимости $\varepsilon(\lambda)$ (2) после интегрирования получим аналог формулы Стефана–Больцмана для малой частицы

$$q = \varepsilon_0 \sigma_c T^5, \quad (3)$$

где $\sigma_c = 24.888 \cdot 2\pi hc^2 S d(k/hc)^5$.

Учитывая что

$$q dt = -C dT, \quad (4)$$

после интегрирования (4) получим зависимость температуры C_{60}^{+*} от времени

$$T(t, T_i) = T_i \left\{ 1 + t [4\varepsilon_0 \sigma_c T_i^4] / C \right\}^{-1/4}, \quad (5)$$

где T_i — начальная температура иона.

Подставив (5) в (1), получим выражение для интенсивности излучения иона I_{th}^+ , в зависимости от времени движения t и начальной температуры T_i . Интеграл от $I_{th}^+(t)$ вдоль траектории движения иона с учетом

Излучательная способность фуллеренов

Излучающая частица	Коэффициент ε	Исследуемый процесс	Источник
C_{60}^*	$0.5-1.2 \cdot 10^{-4}$	Охлаждение нагретых молекул в пучке	[5]
C_{60-2n}^{+*}	$2-4.4 \cdot 10^{-2}$	Метаустойчивая фрагментация	[8]
C_{60}^{-*}	$\sim 1.2 \cdot 10^{-4}$	Термоэлектронная эмиссия	[9]
C_{60}^{+*}	$1.0-1.1 \cdot 10^{-2}$	Оптическое излучение	Данная работа

пространственной чувствительности нашей оптической системы $\eta(r)$

$$N^+ = \int_0^{\infty} I_{th}^+ \eta(r(t)) dt \quad (6)$$

представляет собой число фотонов, регистрируемое нашей оптической системой от одного излучающего иона C_{60}^{+*} . Поскольку скорость образования C_{60}^{+*} не зависит от поля ξ , то зависимость $N^+(\xi)$ с точностью до некоторой константы A совпадает с изменяемым сигналом $I^+(\xi)$.

На рис. 5 пунктиром представлены результаты расчета $N^+(\xi)$ при $T_i = 3150$ К и $\lambda = 540$ нм для нескольких значений константы ε_0 . Для лучшей наглядности все расчетные кривые совмещены между собой в максимуме зависимостей $N^+(\xi)$ при больших временах t_r . Чтобы сопоставить экспериментальные точки $I^+(\xi)$ с расчетными зависимостями $N^+(\xi)$, мы методом наименьших квадратов минимизировали отклонение N^+ от I^+ , варьируя как свободные параметры константы A и ε . Оказалось, что наилучшее согласие с моделью наблюдается при $\varepsilon_0 = 5.7$ для $E_e = 40$ эВ (Δ) и $\varepsilon_0 = 6$ для $E_e = 65$ эВ (\circ). Конечная температура C_{60}^{+*} на выходе из области наблюдения T_f для $\varepsilon_0 = 6$ показана на рис. 5 кривой II.

Качественное подтверждение зависимости $T(C_{60}^{+*})$ от t мы получили, измерив профили области свечения в направлении, перпендикулярном оптической оси наблюдения и оси электронного пучка, для излучения ионов азота $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, \lambda = 391$ нм) и ионов C_{60}^{+*} . Полученные при этом распределения интенсивности излучения показаны на рис. 6. Максимумы I^+ на рис. 6 приведены к одному значению. Отметим, что в этих измерениях азот напускался в камеру до давления 10^{-4} Па. Время жизни состояния $B^2\Sigma_u^+ \sim 0.1$ мкс, т.е. тепловым движением возбужденных ионов N_2^+ за время излучения можно пренебречь. В этом случае измеренная интенсивность излучения с точностью до приборной константы представляет собой интеграл

$$I_n(r_s) = \int_{P(r), \eta(r) \neq 0} d^3 r \eta(r - r_s) P(r). \quad (7)$$

Здесь $|r_s|$ — расстояние от оптической оси до оси электронного пучка, а интегрирование ведется по области, где профили области возбуждения (т.е. профиль электронного пучка) $P(r)$ и чувствительности регистрирующей системы $\eta(r)$ отличны от нуля. Для фуллерена

с учетом радиационного охлаждения получим

$$I_f(r_s) = \int_{P(r_0) \neq 0} d^3 r_0 P(r_0) \times \int_{\eta(r) \neq 0} d^3 r \eta(r - r_s) I_{th}(t(r - r_0)), \quad (8)$$

где $t(r - r_0) = |r - r_0|/|v_0|$ — время движения иона, v_0 — вектор начальной скорости (измерения были проведены при $\xi = 0$).

Профиль свечения N_2^+ , рассчитанный по формуле (7), и профиль свечения молекул фуллерена, найденный по формулам (1), (5), (8) при $\varepsilon_0 = 6$, показаны на рис. 6 сплошными кривыми. Видно, что смещение профиля излучения фуллерена относительно азота хорошо описывается нашей моделью радиационного охлаждения C_{60}^{+*} .

Ранее в исследованиях ряда релаксационных процессов в газофазном фуллерене [12,15,16] были получены оценки излучательной способности. Однако при анализе этих данных необходимо учесть следующее. Во-первых, косвенные оценки константы радиационного охлаждения сильно зависят от выбора констант скоростей конкурирующих процессов, механизмы которых изучены недостаточно. Во-вторых, в работах [12,15,16] экспериментально определялись скорости потерь внутренней энергии q в разных температурных диапазонах, а значения ε восстанавливались в некоторых предположениях, отличных от наших. Например, в [12,15] не вводилась зависимость ε от λ , а авторы [16] положили $q \propto T^{7.6}$, что соответствует

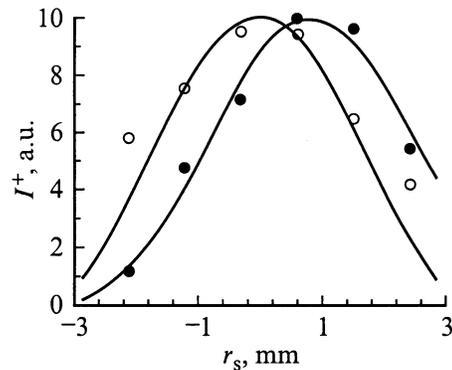


Рис. 6. Поперечные профили электрон-индуцированного излучения ($E_e = 70$ эВ) ионов азота (\circ) и молекул фуллерена (\bullet). Точки — эксперимент, сплошные кривые — расчет.

зависимости $\varepsilon(\lambda) \propto (d/\lambda)^{3.6}$. Учитывая вышесказанное, мы использовали данные [12,15,16] о скорости радиационных потерь энергии $q(T)$ и восстанавливали величину ε по формулам (2) и (3). Значения ε для $\lambda = 540$ nm и $d = 1$ nm приведены в таблице.

Отметим, что наши результаты значительно выше, чем величины ε , полученные из косвенных оценок. Возможно, это следствие различия в температурах (в работах [12] и [16] температура частиц не превышала 1800 K), что может приводить к двум эффектам. Во-первых, при увеличении температуры скорость охлаждения C_{60}^{+*} может возрасти из-за испарения C_2 . Однако эта причина является не столь убедительной из-за того, что наблюдаемая нами скорость охлаждения одинакова при 40 и 65 eV, в то время как фрагментация при 40 eV практически равна нулю (кривая 4 на рис. 3 и работы [10,12]). Во-вторых, нельзя исключить существование зависимости $\varepsilon(T)$. Выше в наших расчетах она не учитывалась из-за относительно небольшого понижения температуры за время движения иона C_{60}^{+*} через область наблюдения (кривая II на рис. 5).

Самый сложный вопрос — это механизм формирования планковского спектра излучения наночастицы. В обычных средах сплошной спектр теплового излучения формируется при переносе резонансного излучения в условиях перепоглощения фотонов [23]. Очевидно, что из-за низкой плотности молекул C_{60} в пучке перепоглощение отсутствует. Спектр поглощения невозбужденного C_{60} обнаруживает обычный для молекулярных спектров резонансный характер [24], показывающий, что в этом случае число оптически активных состояний невелико. Непрерывность спектра электрон-индуцированного излучения высоковозбужденных молекул фуллерена, по-видимому, можно объяснить оптическими переходами между электронно-возбужденными состояниями и высокой плотностью этих состояний [25]. Форма наблюдаемого спектра излучения C_{60}^{+*} свидетельствует о том, что высоковозбужденная молекула фуллерена достаточно велика для установления полного теплового равновесия между излучающими модами.

Заключение

В работе исследовано излучение молекул фуллерена, возбужденных электронным ударом в пересекающихся пучках в условиях однократного неупругого столкновения $C_{60} + e^-$ в диапазоне энергии столкновения от 25 до 100 eV и получены следующие результаты.

Столкновение C_{60} с электроном вызывает излучение молекул C_{60}^* и ионов C_{60}^{+*} , начиная с энергии электрона ≈ 27 eV. При этом основной вклад в излучение дают ионы C_{60}^{+*} , которые образуются после быстрой термоэмиссии электрона.

Получена функция возбуждения излучения $I(E_e)$. Функция имеет нерезонансный характер и достигает максимума при энергии $E_e \approx 70$ eV.

Установлено, что спектр электрон-индуцированного излучения молекул фуллерена описывается формулой Планка для излучения малых частиц размером много меньше длины волны излучения. Восстановленная по спектрам излучения температура молекул с увеличением энергии электрона до ≈ 47 eV растет пропорционально E_e , а затем выходит на постоянное значение $T \approx 3150$ K. Если учесть распределение молекул по температуре, то нагрев может достигать $T_m \approx 3800$ K.

Исследована кинетика радиационного охлаждения C_{60}^{+*} и получена величина излучательной способности $\varepsilon \approx 10^{-2}$ для $\lambda = 540$ nm и $d = 1$ nm. Результаты работ [7,8,13,14] и настоящих исследований показывают, что способ возбуждения кластеров металлов и молекулы C_{60} не влияет на спектр излучения: частицы металла и молекула фуллерена формируют планковский спектр теплового излучения. По-видимому, это является общим свойством сильно связанных кластеров и молекул.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 97-02-18510 и № 98-02-17804) и грантом Министерства образования Российской Федерации.

Авторы выражают благодарность С.В. Дроздову за помощь в работе.

Список литературы

- [1] *Vostrikov A.A., Mironov S.G.* // Chem. Phys. Lett. 1983. Vol. 101. N 6. P. 583–587.
- [2] *Vostrikov A.A., Dubov D.Yu., Gilyova V.P.* // Z. Phys. D. 1991. Vol. 20. P. 205–208.
- [3] *Востриков А.А., Гилева В.П.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 15. С. 40–45.
- [4] *Бетеров И.М., Бржазовский Ю.В., Востриков А.А.* и др. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7. № 11. С. 2443–2452.
- [5] *Востриков А.А., Дубов Д.Ю., Гилева В.П.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 8. С. 52–56.
- [6] *Dunbar R.C.* // Int. J. Mass Spectrom. Ion Proc. 1990. Vol. 100. P. 423.
- [7] *Frenzel U., Roggenkamp A., Kreisle D.* // Chem. Phys. Lett. 1995. Vol. 240. P. 109–113.
- [8] *Frenzel U., Hammer U., Westje H.* et al. // Z. Phys. D. 1997. Vol. 40. N 1–4. P. 108–110.
- [9] *Wan Z., Christian J.F., Basir Y.* et al. // J. Chem. Phys. 1993. Vol. 99. N 8. P. 5858–5870.
- [10] *Foltin M., Lezius M., Scheier P.* et al. // J. Chem. Phys. 1993. Vol. 98. N 12. P. 9624–9634.
- [11] *Востриков А.А., Дубов Д.Ю., Агарков А.А.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 17. С. 73–77.
- [12] *Kolodney E., Tsipinyuk B., Budrevich A.* // J. Chem. Phys. 1995. Vol. 102. N 23. P. 9263–9275.
- [13] *Mitzner R., Campbell E.E.B.* // J. Chem. Phys. 1995. Vol. 103. N 7. P. 2445–2453.
- [14] *Востриков А.А., Дубов Д.Ю., Агарков А.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63. Вып. 12. С. 915–919.
- [15] *Hansen K., Campbell E.E.B.* // J. Chem. Phys. 1996. Vol. 104. N 13. P. 5012–5018.

- [16] *Andersen J.U., Brink C., Hvelplund P.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 3991–3994.
- [17] *Vostrikov A.A., Dubov D.Yu., Agarkov A.A.* et al. // Molecular Materials. 1998. Vol. 20. P. 255–260.
- [18] *Lifchitz C.* // Mass Spectrom. Rev. 1993. Vol. 12. P. 261.
- [19] *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 664 с.
- [20] *Востриков А.А., Дубов Д.Ю., Агарков А.А.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 13. С. 55–59.
- [21] *Jishi R.A., Mirie R.M., Dresselhaus M.S.* // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 45. N 23. P. 13 685–13 689.
- [22] *Agarkov A.A., Dubov D.Yu., Vostrikov A.A.* // Proc. 17th Intern. Symposium on Molecular Beams. France, 1997. P. 399–402.
- [23] *Земцов Ю.К., Сечин А.Ю., Старостин А.Н.* и др. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. Вып. 1(7). С. 135–154.
- [24] *Coheur P.F., Carleer M., Colin R.* // J. Phys. B. 1996. Vol. 29. P. 4987–4995.
- [25] *Chupka W.A., Klots C.E.* // Int. J. Mass Spectr. Ion Proc. 1997. Vol. 167/168. P. 595–603.