

01;02;04;05;07

ФРАГМЕНТАЦИЯ ФУЛЛЕРЕНОВ И РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ФУЛЛЕРЕНА C_{60}

© В.В.Афросимов, А.А.Басалаев, М.Н.Панов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 10 ноября 1995 г.)

На основе известных [1] трех первых экспериментально измеренных потенциалов ионизации молекулы фуллерена C_{60} и энергии связи фрагмента C_2 [2] в молекуле в рамках единой модели получены радиус молекулы фуллерена R_0 , последующие потенциалы ионизации, предельно возможная зарядность положительного иона фуллерена, оценено сродство к электрону AfC_{60}^- и AfC_{60}^{--} — одно- и двухзарядного отрицательных ионов. Получены также величины поляризуемости молекулы фуллерена α , верхнего энергетического уровня электронов в молекуле относительно континуума в 3.5 эВ, соответствующего работе выхода w_f , определены кинетические энергии частиц при диссоциации на два заряженных фрагмента. Все рассчитанные величины хорошо согласуются с имеющимися в литературе экспериментальными данными. Величина w_f совпадает с энергией линии поглощения излучения в тонкой пленке фуллеренов.

Введение

Процессы взаимодействия атомов, электронов, фотонов с молекулами фуллеренов в газовой фазе и в конденсированном состоянии являются основой для получения физических характеристик молекул — величин потенциалов ионизации и ионов различной зарядности $I\tilde{p}$ (C_{60}^{n+}), сродства к электрону Af , энергий линий фотопоглощения, поляризуемости α и др. Спектры кинетической энергии образующихся при диссоциации фрагментов дают сведения об энергии межатомных связей в молекуле фуллерена. Однако в ряде случаев полученные экспериментальные данные не находят удовлетворительного объяснения в рамках применяемых авторами моделей. Так, при измерении кинетической энергии ионов C_{58}^{6+} и C_2^+ [3], образующихся при спонтанном распаде C_{60}^{7+} , или иона C_3^+ , образующегося одновременно с фрагментами C_{43}^+ и C_{14}^0 , применение модели случайного распределения точечных зарядов на поверхности молекулы фуллерена и последующего взаимодействия фрагментов как точечных кулоновских зарядов приводит авторов к выводу, что эти ионы возникают при расстояниях между фрагментами,

значительно больших, чем размеры молекулы. Эти противоречия исчезают, если предположить, что отдельно взятая молекула фуллере-на сильно поляризуется аналогично проводящей сфере или веществу с большой диэлектрической постоянной ϵ , и учесть, что при взаимодействии молекулы или ионов фуллере-на с заряженными частицами между ними действуют не только дальнедействующие силы кулонов-ского отталкивания, но и более короткодействующие силы поляриза-ционного притяжения, а при рассмотрении процесса фрагментации — силы межатомного взаимодействия.

Потенциалы ионизации нейтральной молекулы и ионов фуллеренов

Величину потенциала ионизации любого кластера можно условно разделить на две части: первая — это энергия, необходимая для пере-хода электрона из зоны проводимости в случае проводника или из ва-лентной зоны в случае диэлектрика в континуум (w_f); вторая — энер-гия, необходимая для удаления электрона, оказавшегося в сплошном спектре, от образованного при этом положительно заряженного кла-стера на бесконечность [5]. Глубина кулоновской потенциальной ямы определяется зарядом образующегося кластера и его электрической емкостью. В случае молекулы фуллере-на C_{60} , имеющего форму ша-ра, емкость равна его радиусу. В результате потенциалы ионизации молекулы и ее ионов I_p должны удовлетворять соотношению

$$I_p(Z) = w_f(Z) + 27.2ZR_0^{-1} \text{ эВ}, \quad (1)$$

где w_f — работа выхода в эВ; Z — заряд образующегося иона в ат.ед.; R_0 — электрическая емкость сферической молекулы фуллере-на, рав-ная ее радиусу в ат.ед.

Экспериментально измерены первые три потенциала ионизации [1]: $I_p^{(1)} = 7.61 \pm 0.02 \text{ эВ}$, $I_p^{(2)} = 11.39 \pm 0.05 \text{ эВ}$ и $I_p^{(3)} = 15.6 \pm 0.5 \text{ эВ}$. Они удовлетворяют соотношению (1) при значениях $w_f = 3.5 \text{ эВ}$ и $27.2/R_0 = 4 \text{ эВ}$. Из этого следует, что радиус молекулы должен быть равен $R_0 = 27.2/4 = 6.8 \text{ ат.ед.}$ Эта величина точно совпадает с имею-щимися в литературе [4,6] данными о размерах молекулы фуллере-на, полученных на основе величин межатомных расстояний. Из уравне-ния (1) также следует, что в случае слабого влияния соседних мо-лекул в конденсированной среде при прохождении излучения через пленку фуллеренов должна наблюдаться линия поглощения для энер-гии кванта в 3.5 эВ , связанная с образованием электронно-дырочной пары. Это соответствует результатам измерений, проведенных в ра-ботах [5,7], причем авторы [7] прямо связывают линию поглощения в 3.5 эВ с образованием электронно-дырочной пары. Некоторое разли-чие кулоновского барьера для однозарядного иона $4.11 = 7.61 - 3.5 \text{ эВ}$ и двухзарядного иона $3.95 = (11.39 - 3.5)/2 \text{ эВ}$ может свидетельство-вать об увеличении радиуса сферы фуллере-на за счет кулоновского расталкивания зарядов. Из приведенных величин потенциалов сле-дует, что радиус C_{60}^+ на 4% больше радиуса нейтральной молекулы. Эта цифра удовлетворительно согласуется с вычисленной величиной

в 2.2% в работе [8] (ввиду недостаточной точности экспериментального определения третьего потенциала ионизации в работе [1] с погрешностью в $\pm 0.5 \text{ эВ}$ оценка дальнейшего изменения радиуса с увеличением заряда иона не имеет смысла). Зависимость потенциала ионизации фуллеренов от количества составляющих молекулу атомов углерода в диапазоне от C_{50} до C_{200} экспериментально исследовалась в работе [9]. При обсуждении результатов измерений авторы [9] не принимали во внимание силы кулоновского притяжения между образующимся положительно заряженным ионом фуллерена и электроном и величину энергии ионизации приравнивали к работе выхода w_f . Минимальная величина потенциала ионизации получена для иона C_{200} и равнялась 6.25 эВ . Если рассматривать молекулу фуллерена C_{200} в виде цилиндра радиуса R_0 , оканчивающегося двумя полусферами, то на основании предложенной нами модели и электрической емкости такой молекулы величина ее потенциала ионизации равняется 5.65 эВ . Это несколько меньше, но близко к измеренной в работе [9] величине.

На основании сравнения полученных величин потенциалов ионизации и величины работы выхода графита авторы [9] сделали вывод о том, что, поскольку потенциалы ионизации для молекул всех исследованных масс больше работы выхода $w_f = 4.6 \text{ эВ}$ для графита, в изучаемых кластерах фуллерена зона проводимости не образуется. В действительности величина работы выхода для всех молекул фуллеренов была меньше величины работы выхода для графита. Однако это не доказывает наличия или отсутствия зоны проводимости, так как положение зоны проводимости в графите и в молекуле фуллерена, рассматриваемой как частица твердого тела, может быть различной.

Поляризуемость молекул фуллеренов

Как указано в работе [6], молекула фуллерена может быть образована из трех плоских фрагментов монослоя кристалла графита путем соответствующего их изгиба и соединения между собой. Общеизвестно, что графит имеет прочную систему ковалентных связей между атомами, лежащими в одной плоскости и образующими правильные шестиугольники, и систему слабых связей между атомами, лежащими в соседних плоскостях. Наличие последних объясняет электропроводность графита. Можно ожидать, что при образовании молекулы фуллерена характер связей в основном должен сохраняться. Согласно работе [10], молекула фуллерена действительно обладает двумя типами связей: системой прочных связей между соседними атомами, лежащими на поверхности фуллерена, и системой слабых связей, направленных по радиусам сферы. Эти делокализованные π -электроны обладают высокой подвижностью относительно ионного остова молекулы и определяют ее поляризуемость α , которая оказывается, как будет показано ниже, практически равной поляризуемости проводящей сферы с тем же радиусом. Положение энергетического уровня этих электронов относительно континуума определяет работу выхода w_f . Поляризуемость шара радиусом R_0 в постоянном электрическом поле определяется формулой [11]

$$\alpha = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} R_0^3, \quad (2)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная вещества.

Для проводящей сферы следует положить ϵ стремящейся к бесконечности и поляризуемость проводящей сферы будет равна кубу радиуса, являясь максимальной величиной для сферического тела заданного размера.

Таким образом, величина радиуса нейтральной молекулы фуллерена однозначно определяет максимальную величину его поляризуемости $\alpha = R_0^3 = 290$ ат.ед. Эта величина хорошо согласуется с квантово-механическим расчетом на базисе из 180 орбиталей в работе [12], где в результате нескольких вариантов расчета получены величины поляризуемости в 305.5, 334.2 и 429.9 ат.ед. Такое согласие отмечено также в работе [13], где дается обзор теоретических и экспериментальных работ по определению величины поляризуемости (все теоретические работы рассматривают отдельную молекулу фуллерена, а экспериментальные измерения касаются как молекул в газовой фазе, так и в пленках). Однако экспериментально измеренные величины поляризуемости фуллерена в газовой фазе методом регистрации рамановского рассеяния излучения [14] оказались в 15 раз больше первых двух величин и в 10 раз больше величины третьего варианта расчета [12] ($\alpha = 0.8 - 1.2 \cdot 10^{-23}$ см³, или 5400–8100 ат.ед.). Измерения в работе [14] производились при облучении мономолекулярных паров фуллерена светом с длиной волны, соответствующей энергии кванта в 2.3 эВ. При проведении измерений авторы предполагали, что во всем диапазоне энергий от 0 до потенциала ионизации фуллерена в 7.61 эВ нет электронных уровней, на которые возможны разрешенные переходы. Поправка полученной величины α из-за влияния перехода электрона в континуум в этом случае не превышала 20%. Однако в указанном интервале энергий существует целый ряд линий поглощения, и, кроме того, авторы [14] использовали излучение с энергией квантов 2.3 эВ, совпадающей с одной из линий поглощения [7]. Это может служить причиной завышения величины поляризуемости фуллеренов, полученной авторами [14] по экспериментальным данным.

Потенциал взаимодействия между единичным зарядом и молекулой фуллерена. Сродство к электрону

Для оценки сродства к электрону молекулы фуллерена и ее однозарядного отрицательного иона необходимо рассмотреть зависимость потенциала взаимодействия электрона с нейтральной молекулой или отрицательным ионом от расстояния их сближения. Эта величина дается соотношением [11]

$$U = -27.2(\epsilon - 1)(\epsilon + 2)^{-1} R^3 \{2r^2(r^2 - R^2)\}^{-1} + 27.2Zr^{-1} \quad (Z = 0.1), \quad (3)$$

где r — расстояние между электроном и центром молекулы (ат.ед.).

Подобный потенциал при решении радиальной части уравнения Шредингера был использован в работе [15] для определения сродства к электрону фуллерена, допированного атомами железа. Авторы работы [15] использовали значения величин $\epsilon = 4.4$ и $\alpha = 540$ ат.ед., взятых из двух различных работ. Ввиду того что ϵ и α связаны соотношением

(2), эти величины при принятом авторами радиусе $C_{60}Fe_{48}$ в 9.45 ат.ед. не согласуются между собой. Кроме того, используемый в расчетах [15] потенциал (3) в областях $r \cong R$ и $r < R$ не соответствует модели, принятой в работе [15]. Соотношение (3), справедливое для макроскопических объектов, может быть использовано в нашем случае лишь при величинах $(r-R)$ бóльших, чем расстояния между атомами в молекуле фуллерена. Поэтому, находясь в рамках выбранного прибли-

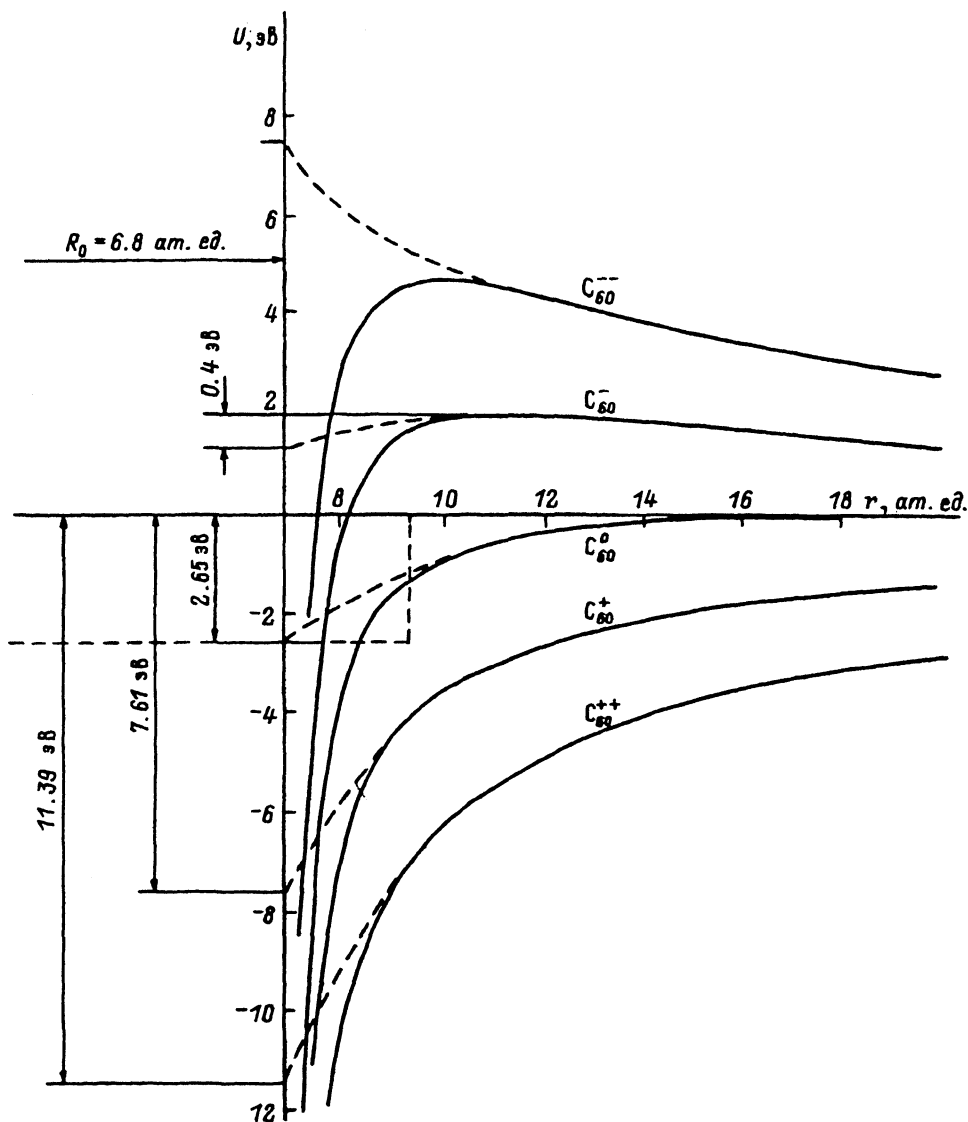


Рис. 1. Кривые потенциальной энергии взаимодействия электрона с положительно однозарядным ионом C_{60}^+ , с нейтральной молекулой C_{60}^0 , с отрицательно заряженным ионом C_{60}^- , с двухзарядными отрицательным C_{60}^{--} и положительным C_{60}^{++} ионами (ось ординат проведена на расстоянии радиуса фуллерена от его центра).

жения, необходимо в области малых расстояний между электроном и молекулой фуллера "сшить" кривую поляризационного потенциала (кривая C_{60}^0 на рис. 1) при больших расстояниях r с кривой потенциальной энергии внутри фуллера.

На рис. 1 приведены кривые потенциала взаимодействия электрона с положительным ионом — кривая C_{60}^+ (сумма кулоновского и поляризационного потенциалов), с нейтральной молекулой — кривая C_{60}^0 (только поляризационный потенциал) и с отрицательным ионом — кривая C_{60}^- (разность притягивающего поляризационного и отталкивающего кулоновского потенциалов). В рамках используемой модели сродство молекулы фуллера к электрону должно было бы определяться работой выхода и равняться $A_{fC_{60}} = 3.5 \text{ эВ}$. Однако эксперимент [16,17] показывает, что сродство к электрону молекулы C_{60} равняется 2.65 эВ . Это указывает на то, что дополнительный электрон, по-видимому, не может занять уровень, соответствующий полосе наименее связанных электронных уровней в молекуле, образованной шестьюдесятью π -электронами.

Для объяснения этого факта необходимо рассмотреть возможность существования свободных электронных уровней в потенциальной яме, описываемой кривой C_{60}^0 . Ввиду того что точный профиль потенциальной ямы нам неизвестен, воспользуемся для качественного рассмотрения решением задачи о сферической потенциальной яме конечной глубины. Для оценки использована яма глубиной в 3.5 эВ и радиусом 9.5 ат.ед. (ее граница показана штриховой линией на рис. 1), близкая к реальной потенциальной яме. Используя решение [18], получаем, что при этих условиях существуют два свободных уровня: первый с орбитальным квантовым числом $l = 0$ и энергией связи $A_f = 2.52 \text{ эВ}$ и второй с $l = 1$ и энергией связи — 0.47 эВ . Ввиду довольно грубого приближения совпадение оценочной величины сродства электрона в 2.52 эВ с экспериментально определенным в 2.65 эВ можно считать хорошим. Энергия связи электрона в двухзарядном ионе C_{60}^{--} определяется высотой потенциального барьера относительно уровня в 2.52 эВ , величина которого, согласно уравнению (3) (кривая C_{60}^- на рис. 1), равна 0.5 эВ и его вершина находится на расстоянии $r = 12 \text{ ат.ед.}$ Аналогичное рассмотрение в случае иона C_{60}^{3-} указывает на отсутствие связанных уровней для этого аниона.

Оценка максимальной зарядности положительных ионов фуллеренов

Как следует из литературных данных, основным каналом фрагментации фуллера при взаимодействии с электронами [19], фотонами [20], а также в результате спонтанного распада при наличии внутреннего возбуждения [21] является образование нейтральных или заряженных двухатомных фрагментов C_2 . Это показывает, что C_2 является наиболее прочно связанным фрагментом молекулы. Можно ожидать, что предельная энергия электростатического расталкивания, необходимая для фрагментации, отвечает случаю разрыва фуллера на 30 фрагментов C_2 , часть которых, числом равная предельному заряду

фуллеренового иона, окажется молекулярными ионами C_2^+ . Энергия связи фрагмента C_2 , определенная в работе [2], равна 7.64 ± 0.4 эВ. Приравнивая потенциальную энергию электростатического взаимодействия N_{\max} кратно заряженного фуллерена сумме энергии межатомных связей 30 фрагментов C_2 и N_{\max} поляризационных потенциальных ям, можно получить значение предельно возможного заряда молекулы фуллерена:

$$\frac{7.64 \times 30}{2} + 3.5N_{\max} = 27.2N_{\max}^2/2 \times 6.8. \quad (4)$$

Из соотношения (4) следует, что зарядность иона фуллерена не может превосходить 8. Действительно, максимальная зарядность молекулярного иона фуллерена, наблюдавшегося в эксперименте [3], равнялась 7.

Оценка кинетической энергии диссоциации фуллеренов

Как известно, при фрагментации ионов фуллеренов, находящихся в пучке и обладающих кинетической энергией E , в результате взаимодействия продуктов диссоциации между собой происходит изменение скоростей фрагментов как по величине, так и по направлению. Измеряя разницу во времени прихода различных фрагментов на детектор, можно извлечь данные об их кинетических энергиях в системе центра масс диссоциирующей молекулы. Данные же о спектре кинетических энергий фрагментов могут быть использованы для определения потенциалов взаимодействия между продуктами диссоциации.

Проблема объяснения экспериментальных данных при измерениях спектров кинетических энергий продуктов диссоциации возникла в работе [3], где изучался спонтанный распад иона C_{60}^{7+} на фрагменты C_2^+ и C_{58}^{6+} . Авторы работы [3] на основании измеренных величин кинетической энергии и сил кулоновского отталкивания между фрагментами указали, что измеренные энергии C_2^+ соответствуют энергиям ионов, возникающим при расстояниях между фрагментами, значительно больших, чем размеры молекулы фуллерена. Однако указанное несоответствие может быть устранено, если учесть не только силы кулоновского потенциала (кривая 1 на рис. 2, а), как сделали авторы [3], но также и силы поляризационного притяжения между заряженным фрагментом C_2^+ и основной частью молекулы фуллерена (кривая 2, уравнение (4)) и обменные силы между атомами (кривая 3). Как отмечалось выше, энергия связи фрагмента C_2^0 в молекуле фуллерена составляет 7.64 ± 0.4 эВ [2], что определяет глубину потенциальной ямы взаимодействия этого фрагмента с остальной частью молекулы. Зависимость энергии связи фрагментов C_2 в молекуле фуллерена от увеличения расстояния между атомами, входящими в фрагмент C_2 , и соседними атомами молекулы может быть оценена на основании изменения радиуса молекулярного иона фуллерена за счет сил кулоновского расталкивания, как это было показано выше на примере иона C_{60}^+ . Однако при имеющихся в настоящее время экспериментальных данных [1] это возможно с удовлетворительной точностью только для малых отклонений фрагмента от точки равновесия. Это дает возможность получить

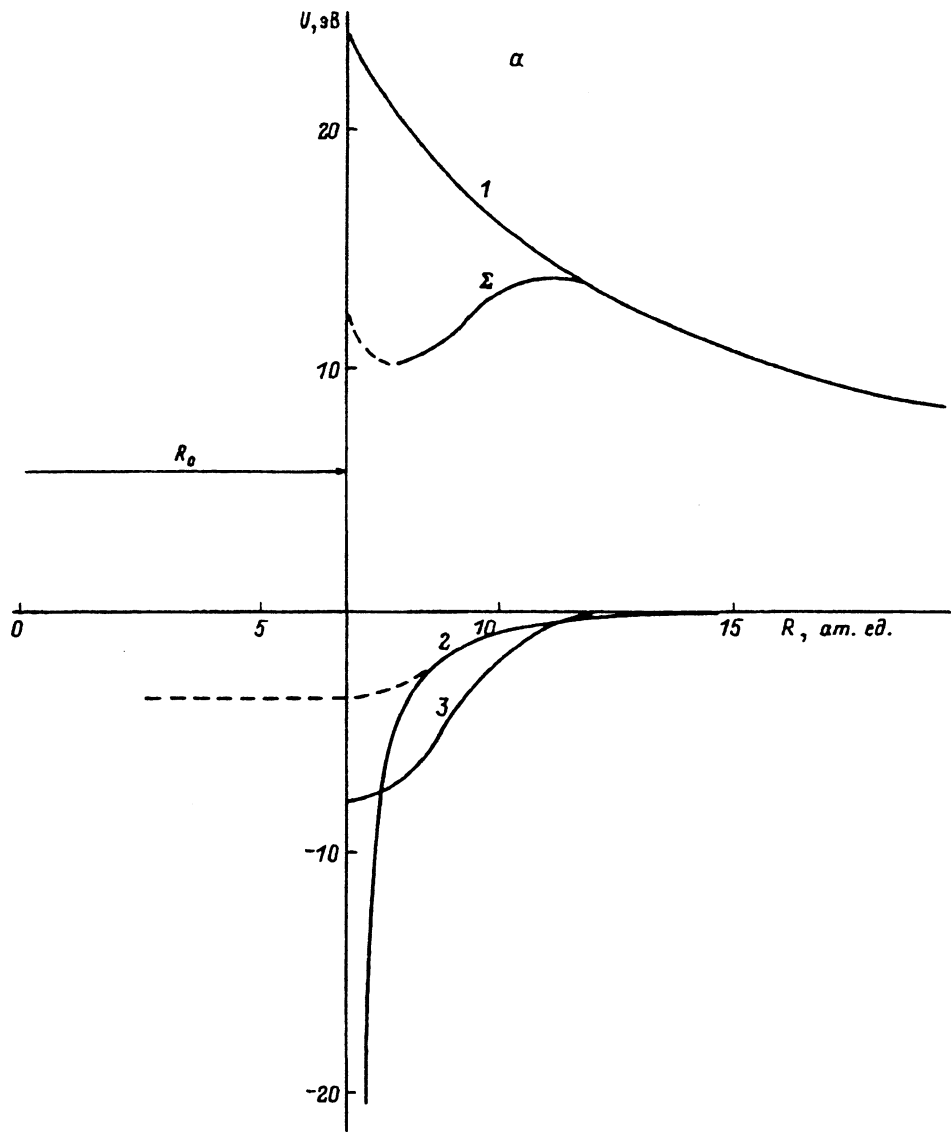


Рис. 2. Кривые потенциальной энергии взаимодействия заряженных фрагментов при диссоциации (а) и для пары $C_3^+ - C_{43}^+$ (b).

а: 1 — кулоновский потенциал, 2 — поляризационный потенциал, 3 — потенциал межатомных связей, Σ — суммарный потенциал для пары C_2^+ и C_{58}^{6+} .

лишь гармоническую часть межатомного потенциала. Поэтому для качественных оценок потенциала взаимодействия между C_2 и C_{58} можно воспользоваться в области расстояний, больших, чем равновесное расстояние между атомами, потенциалом Морзе, хорошо описывающим взаимодействие между двумя атомами в молекуле

$$V(r) = -D(2 \exp -kx - \exp -2kx). \quad (5)$$

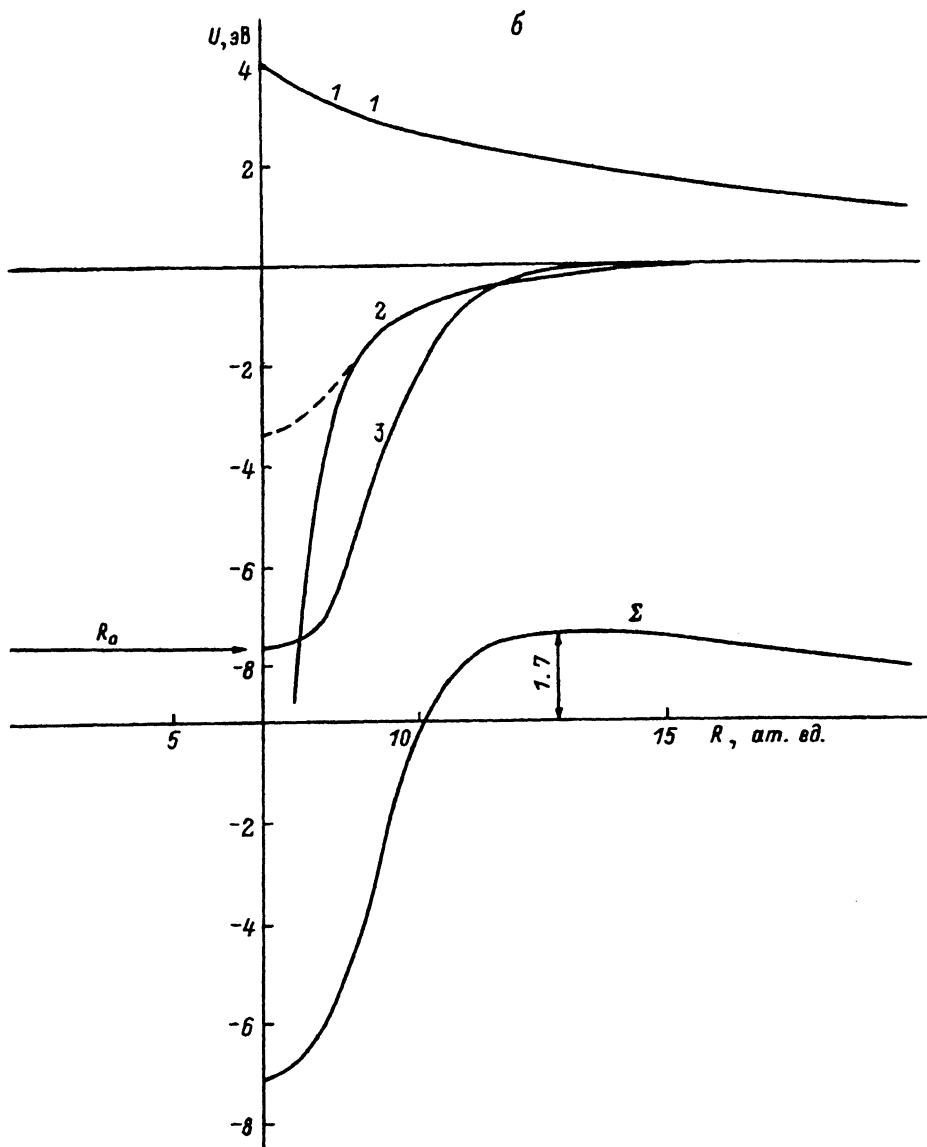


Рис. 2 (продолжение).

В нашем случае мы приняли за $D = 7.64$ эВ энергию диссоциации; $x = (a - a_0)/a_0$, a_0 — равновесное межатомное расстояние в молекуле фуллерена ($a_0 = 2.68$ ат.ед.), a — расстояние между ядром атома С в фрагменте C_2 и ядрами соседних атомов углерода в молекуле фуллерена, когда фрагмент поступательно удаляется от молекулы в направлении r . Величина k нами была определена из уравнения (5) на основании изменения радиуса молекулярного иона C_{60}^+ по сравнению с радиусом нейтральной молекулы под действием электростатических сил. Величина k оказалась равной 3.5 (величина обменного потенциала показана кривой 3 на рис. 2, а).

На рис. 2, а приведены кривые потенциальной энергии кулоновского взаимодействия между фрагментами C_{58}^{6+} и C_2^+ (кривая 1), поляризационного взаимодействия (кривая 2), обменного взаимодействия, определяемого на основании формулы (5), и кривая суммарного потенциала взаимодействия фрагментов (при этом радиус иона C_{58}^{6+} определялся из равенства производной энергий электростатического отталкивания зарядов и энергии притяжения согласно формуле (5), эта величина использовалась в формулах (2) и (5). Получаемая при этом оценка кинетической энергии фрагмента C_2^+ в 11.4 эВ удовлетворительно согласуется с экспериментальной величиной в 9.7 ± 2.2 эВ [3]. Следует отметить, что в результате кулоновского взаимодействия фрагментов C_2^+ и C_{58}^{6+} основной уровень молекулы ($C_{58}^{6+} - C_2^+$) оказывается расположенным выше уровня потенциальной энергии взаимодействия этих фрагментов при удалении их на бесконечность, т.е. молекулярный ион C_{60}^{7+} является метастабильным. Метастабильным по этой же причине являются все ионы фуллерена, начиная с зарядности $Z \geq +4$.

В работе [14] при изучении взаимодействия ионов C_{60}^{2+} с атомами He было получено, что средняя кинетическая энергия ионов C_3^+ в системе центра масс продуктов диссоциации иона $C_{60}^{+2} - C_{44}^+$, C_3^+ и C_{13}^0 равняется 1.5 эВ. Согласно используемой авторами [4] модели, это соответствует возникновению заряженных фрагментов при расставании между ними примерно в 18 ат.ед., что не согласуется с размерами молекулы фуллерена. Предположение о двухступенчатом процессе диссоциации с участием фрагмента C_{13} приводит авторов также к неприемлемой величине расстояния между заряженными частицами в момент диссоциации — 4.5 ат.ед. Однако и в этом случае учет поляризационного притяжения между заряженным фрагментом C_3^+ и основной частью молекулы фуллерена (кривая 2) и обменными силами между атомами (кривая 3) полностью объясняют спектр измеряемых энергий фрагментов. Согласно предложенной модели, средняя энергия иона C_3^+ будет составлять $1.7 : [43/(43 + 3)] = 1.59$ эВ, а вершина потенциального барьера находится на расстоянии 13 ат.ед. (рис. 2, б). Таким образом, оценка кинетической энергии иона C_3^+ хорошо согласуется с полученными экспериментальными данными.

Заключение

Предложенный метод рассмотрения отдельной молекулы фуллерена как макроскопического тела и использование для оценок физических характеристик молекулы законов электростатики, применимых для макроскопических тел, привели к получению ряда параметров, хорошо согласующихся по величине с экспериментально измеренными. На этой основе удовлетворительно объяснен энергетический спектр фрагментов диссоциации, а также сделаны оценки потенциалов ионизации ионов C_{60}^{Z+} с $Z > 3$, максимально возможной зарядности молекулярных ионов фуллерена, энергия связи второго дополнительного электрона $Af(C_{60}^-)$. Определены работа выхода w_f и радиус фуллерена и показана зависимость его величины от заряда иона. Согла-

сие оценок кинетических энергий продуктов диссоциации, полученных в предположении величины поляризуемости, близкой к величине поляризуемости проводящей сфере радиуса, равного радиусу молекулы фуллерена, указывает на высокую подвижность электронной плотности относительно ионного остова молекулы и большую величину диэлектрической постоянной ϵ фуллеренов.

Авторы выражают глубокую благодарность В.Е. Харциеву за прочтение рукописи и сделанные им ценные замечания.

Работа поддержана фондом интеллектуального сотрудничества, проект "Атом", № 94028.

Список литературы

- [1] *Javahery G., Vincel H., Petrie S., Bohme D.K.* // Chem. Phys. Lett. 1993. Vol. 204. P. 467.
- [2] *Folin M., Lezius M., Scheier P., Mark T.D.* // J. Chem. Phys. 1993. Vol. 98. P. 9624.
- [3] *Scheier P., Märk T.P.* // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. N 4. P. 54–57.
- [4] *Brik C., Andersen L.H., Hvelplund P., Yu D.H.* // Z. Phys. 1994. Vol. D29. P. 45–48.
- [5] *Gauterför G., Gausa M., Meiwes-Bror K.H., Lutz H.O.* // Z. Phys. 1988. Vol. D9. P. 253–261.
- [6] *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* // УФН. 1992. Т. 161. № 7. С. 171–192.
- [7] *Баженов А.В., Годунов А.В., Волосов К.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. Вып. 5. С. 326–328.
- [8] *Hrusak J., Schwarz H.* // Chem. Phys. Lett. 1993. Vol. 205. P. 187.
- [9] *Zimmerman J.A., Eyler J.R., Bach S.B.H., McElvany S.W.* // J. Chem. Phys. 1991. Vol. 94. P. 3556.
- [10] *Бочвар Д.А., Гальперин Е.Г.* // ДАН. 1973. Т. 209. № 3. С. 610–612.
- [11] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. V. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1957. С. 23.
- [12] *Fowler P.W., Lazaretti P., Zainazi R.* // Chem. Phys. Lett. 1990. Vol. 165. P. 79–86.
- [13] *Willaine F., Falicov L.M.* J. Chem. Phys. 1993. Vol. 48. P. 6369.
- [14] *Мальцев В.А., Нерушев О.А., Новопашин С.А., Селиванов Б.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57. С. 634.
- [15] *Jin C., Hettich R.L., Compton R.N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 2821.
- [16] *Wang K.S., Conceicao J., Jin C., Smally R.E.* // Chem. Phys. Lett. 1991. Vol. 182. N. 5.
- [17] *Brink C., Andersen L.H., Hvelplund P. et al.* // Chem. Phys. Lett. 1995. Vol. 233. P. 52.
- [18] *Flügge S.* Practical Quantum Mechanics. Vol. 1. Berlin. Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1971.
- [19] *Yu D.H., Andersen L.H., Brink C., Hvelplund P.* // Z. Phys. 1994. Vol. D29. P. 53.
- [20] *Hohmann H., Callegari C., Furreret S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 1919.
- [21] *Radi P.P., Hsu M.T., Brodbelt-Lusing J., Rincon M.* // J. Chem. Phys. 1990. Vol. 92. P. 4817.