

УДК 621.384.8

© З. З. Латыпов, Ю. К. Голиков, Л. Н. Галль

О ВОЗМОЖНОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ ФУЛЛЕРЕНОВ И ЭНДОМЕТАЛЛОФУЛЛЕРЕНОВ В НЕОДНОРОДНЫХ СТАТИЧЕСКИХ И ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В работе используется математическая модель движения нейтральных молекул в неоднородных статических и импульсных электрических полях. Впервые показана принципиальная возможность разделения молекул, обладающих поляризуемостью и постоянным электрическим дипольным моментом в этих полях. На простейшем примере электрического поля системы заряженных параллельных металлических нитей оценена угловая дисперсия системы для молекул эндофуллеренов La@C_{82} и Y@C_{82} по их известным постоянным дипольным моментам.

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени основными методами разделения фуллеренов и эндометаллофуллеренов являются химические методы селективной экстракции этих веществ из фуллереносодержащих саж [1] и методы многоступенчатого хроматографического разделения в жидкостных хроматографических колонках [2]. Эти методы разделения имеют ряд недостатков, среди которых основными являются: малая разрешающая способность, необходимость использования дорогостоящих химических реагентов, большая длительность процесса разделения. Поэтому актуальной проблемой в исследованиях и прикладных задачах, связанных с фуллеренами, является поиск и разработка альтернативных методов разделения.

В работе [5] предложена идея пространственного разделения пучков молекул фуллеренов и эндофуллеренов в неоднородных электрических полях по их электрическим дипольным моментам. В данной работе предлагается математическая модель движения молекул фуллеренов и эндометаллофуллеренов в неоднородных статических и импульсных электрических полях и в качестве примера приводится расчет одного из вариантов устройства разделения потоков фуллеренов на базе электрического поля, созданного системой заряженных параллельных металлических нитей.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ

Молекулы фуллеренов в вакууме проявляют себя как устойчивые образования в нейтральном состоянии. Попытка ионизации их с целью разделения по массам в устройствах масс-спектрометрического типа приводит к фрагмента-

ции. В работе [1] показано, что молекулы фуллеренов обладают значительным коэффициентом поляризации α , молекулы же эндометаллофуллеренов, например редкоземельных элементов, к тому же имеют постоянные дипольные моменты p_0 . Следовательно, рассматриваемые молекулы различаются и по массам, и по величинам индуцированной и постоянной составляющих дипольных моментов. При исследовании движения этих молекул в электромагнитных полях в первом приближении их можно считать точечными объектами. В данной работе мы ограничимся предположением, что доминирующая часть дипольного взаимодействия молекул фуллеренов с внешним квазистатическим электрическим полем описывается потенциальной энергией вида

$$\Pi = -p_0|\mathbf{E}| - \alpha|\mathbf{E}|^2, \quad (1)$$

где $|\mathbf{E}| = \sqrt{\left(\frac{\partial\Phi}{\partial X}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial Y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial Z}\right)^2}$ — модуль вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E} = -\text{grad } \Phi$, а $\Phi(X, Y, Z, t)$ — потенциал поля, $p_0 > 0$, $\alpha > 0$. Из формулы (1) видно, что силовое воздействие поля на частицу тем больше, чем более неоднородна структура модуля поля $|\mathbf{E}|$. Из выражения (1) следуют некоторые очевидные физические выводы.

а) Одну и ту же потенциальную энергию дипольного взаимодействия можно реализовать в электрических полях, создаваемых в различных электродных конфигурациях. Например, в двумерных полях с комплексным потенциалом $\Omega = \Psi(x, y) + i\varphi(x, y)$ модуль напряженности не меняется, если Ω домножить на постоянный фазовый множитель $e^{i\theta}$ и рассмотреть потенциал

вида $\Omega^* = e^{i\theta} \Omega$. Очевидно, что $|\mathbf{E}| = \left| \frac{\partial \Omega}{\partial Z} \right| = \left| \frac{\partial \Omega^*}{\partial Z} \right|$.

Это свойство обогащает поиск удобных для реализации конструкций ползающих электродов.

б) Если область поля отсечена от внешнего пространства так, что вне электродной системы пространство эквипотенциально, т. е. поля нет, то нейтральная частица сохранит свою начальную кинетическую энергию в случае стационарного во времени потенциала $\Phi(X, Y, Z)$. Энергия может меняться только в неконсервативных полях с потенциалом $\Phi(X, Y, Z, t)$, зависящим от времени. Сконструируем потенциал квазистатического поля вида

$$\Phi = \Phi_0 \cdot f(\tau) \cdot \varphi(x, y, z), \quad (2)$$

где τ — безразмерный временной параметр, x, y, z — безразмерные декартовы координаты, f, φ — безразмерные структурные функции, выражающие геометрию поля и скорость его изменения во времени, Φ_0 — характерное размерное значение потенциала, например в вольтах, выбираемое из реальной ситуации. Реальное время t и координаты X, Y, Z связаны с безразмерными соотношениями

$$t = T \cdot \tau, \quad X = l \cdot x, \quad Y = l \cdot y, \quad Z = l \cdot z, \quad (3)$$

где T и l — временной и линейный масштабы, выбираемые из соображений конструктивного и математического удобств. Нерелятивистская функция Лагранжа молекулы эндометаллофуллера описывается выражением

$$L = \frac{ml^2}{T^2} \frac{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2}{2} - \frac{p_0 \Phi_0}{l} f(\tau) \sqrt{\varphi_x^2 + \varphi_y^2 + \varphi_z^2} - \alpha \left(\frac{\Phi_0}{l} \right)^2 \cdot f^2(\tau) (\varphi_x^2 + \varphi_y^2 + \varphi_z^2). \quad (4)$$

Пользуясь инвариантностью уравнений Лагранжа относительно умножения функции Лагранжа на произвольное постоянное число, из (4) можно исключить один из множителей, тогда безразмерная функция Лагранжа примет вид

$$L = \frac{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2}{2} - \mu \cdot f(\tau) \sqrt{\varphi_x^2 + \varphi_y^2 + \varphi_z^2} - \nu \cdot f^2(\tau) (\varphi_x^2 + \varphi_y^2 + \varphi_z^2), \quad (5)$$

где

$$\mu = \frac{p_0 \Phi_0}{ml^3} T^2, \quad \nu = \frac{\alpha \Phi_0^2}{ml^4} T^2. \quad (6)$$

2. О ВОЗМОЖНОСТИ СЕПАРАЦИИ МОЛЕКУЛ В СТАЦИОНАРНОМ ПОЛЕ

Если в потенциале (2) выбрать $f(\tau) = 1$, то в динамике молекул преобладающим будет геометрический фактор, то есть форма траекторий. При этом единицу времени T в формулах (6) выгодно выбрать так, чтобы один из множителей μ или ν обратился в 1.

Пусть $\nu = 1$. Тогда для величин T и μ получим

$$T = \frac{l^2}{\Phi_0} \sqrt{\frac{m}{\alpha}}, \quad \mu = \frac{p_0}{\alpha} \cdot \frac{l}{\Phi_0}, \quad (7)$$

и функцию Лагранжа (6) можно записать в виде

$$L = \frac{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2}{2} - \Pi_1(x, y, z) - \mu \Pi_2(x, y, z), \quad (8)$$

где

$$\Pi_1 = \varphi_x^2 + \varphi_y^2 + \varphi_z^2, \quad \Pi_2 = \sqrt{\varphi_x^2 + \varphi_y^2 + \varphi_z^2}.$$

Молекулы фуллеренов не имеют постоянного дипольного момента ($p_0 = 0$), поэтому для них третье слагаемое в (8) обращается в 0 и для каждого электрического поля с ненулевым градиентом частицы описывают одну траекторию. Если частицы обладают постоянным дипольным моментом ($p_0 \neq 0$), как например это имеет место для молекул эндометаллофуллеренов, то динамика этих молекул определяется членом $\mu \Pi_2$. При условии, что начальные кинетические энергии E_0 обоих типов молекул одинаковы, траектории их движения будут существенно разными, и поэтому появляется принципиальная физическая возможность пространственного разделения молекул, отличающихся

отношением $\left(\frac{p_0}{\alpha} \right)$. Следует отметить, что, хотя масса молекул m не входит явно в выражение для μ , коэффициент поляризации α молекул неявно зависит от массы, так как величина α коррелирует с числом атомов углерода в молекулах фуллеренов [2]. Таким образом, появляется принципиальная возможность масс-спектрометрии эндометаллофуллеренов в сильно неоднородных стационарных электрических полях. Общие свойства движения дипольных частиц в электростатических полях исследовались в работах [3, 4].

3. О РАЗДЕЛЕНИИ МОЛЕКУЛ ФУЛЛЕРЕНОВ В ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В наших работах [6, 7] описан новый механизм трансформации спектра масс монокроматического потока ионов в связанный с ним

однозначной функциональной зависимостью энергетический спектр, что открывает новые возможности динамической масс-спектрометрии. Этот принцип можно перенести в область нейтральных частиц, имеющих постоянный и индуцированный дипольные моменты. Покажем это на простейшем варианте одномерного неоднородного поля с потенциалом

$$\varphi = +\frac{x^2}{2}, \quad (9)$$

действующего некоторое время $0 < t < \Delta$.

Пусть молекула движется с начальной скоростью V_0 из точки $X_0 = lx_0$. Как и ранее (3), будем пользоваться безразмерными переменными.

Движение вдоль оси x описывается функцией Лагранжа на интервале $0 < \tau < \frac{\Delta}{T}$:

$$L = \frac{\dot{x}^2}{2} + \mu x + \nu x^2.$$

Отсюда получается линейное уравнение Ньютона—Лагранжа

$$\ddot{x} = \mu + 2\nu x,$$

и его интеграл с учетом начальных данных имеет вид

$$x = -\frac{\mu}{2\nu} + \left(x_0 + \frac{\mu}{2\nu}\right) \cosh \sqrt{2\nu} \cdot \tau + \frac{\dot{x}_0}{\sqrt{2\nu}} \sinh \sqrt{2\nu} \cdot \tau.$$

Безразмерная скорость будет

$$\dot{x} = \left(x_0 \sqrt{2\nu} + \frac{\mu}{\sqrt{2\nu}}\right) \sinh \sqrt{2\nu} + \dot{x}_0 \cosh \sqrt{2\nu} \cdot \tau.$$

Физическая скорость в конце импульса будет

$$V_k = \dot{x}_k \cdot \frac{l}{T},$$

где $\dot{x}_k = \dot{x}$ при $\tau = \Delta/T$, или

$$V_k = \frac{l}{T} \left(x_0 \sqrt{2\nu} + \frac{\mu}{\sqrt{2\nu}}\right) \sinh \sqrt{2\nu} \frac{\Delta}{T} + V_0 \cosh \sqrt{2\nu} \frac{\Delta}{T}.$$

Вычисление конечной энергии E_k с учетом начальной энергии $E_0 = \frac{mV_0^2}{2}$ и значений μ и ν из (6) дает:

$$E_k = E_0 + \left[\frac{\alpha \Phi_0^2}{2l^2} \left(\sqrt{2}x_0 + \frac{p_0 l}{\sqrt{2\alpha \Phi_0}} \right)^2 + E_0 \right] \times \sinh^2 \frac{\Phi_0 \cdot \Delta}{l^2} \sqrt{\frac{2\alpha}{m}} + \sqrt{m\alpha} \frac{\Phi_0 V_0}{2l} \times \left(\sqrt{2}x_0 + \frac{p_0 l}{\sqrt{2\alpha \Phi_0}} \right) \sinh \frac{\Phi_0 \cdot \Delta}{l^2} \sqrt{\frac{8\alpha}{m}}.$$

Отсюда видна зависимость конечной энергии от массы и компонент дипольного момента. Рассмотрим случай $p_0 = 0$ для молекул фуллеренов. Предположим, что $\alpha \approx k \cdot m$, где k — число атомов в молекуле [2], тогда имеем

$$E_k = E_0 + \left[m \cdot \frac{k \Phi_0^2 x_0^2}{l^2} + E_0 \right] \sinh^2 \left(\frac{\Phi_0 \Delta \sqrt{k}}{l^2} \right) + m \frac{\sqrt{k} \Phi_0 V_0 x_0}{\sqrt{2}l} \sinh \sqrt{8} \frac{\sqrt{k} \Phi_0 \Delta}{l^2}.$$

Здесь видна явная зависимость E_k от массы молекулы. Следовательно, появляется возможность разделения молекул по энергии в подходящем неоднородном электрическом поле в импульсном режиме.

4. ДИНАМИКА МОЛЕКУЛ ФУЛЛЕРЕНОВ И ЭНДОМЕТАЛЛОФУЛЛЕРЕНОВ В ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННОЙ НИТИ

Наиболее простым и практичным в наших проблемах следует считать поле заряженной нити, хотя по скорости спада поля этот случай уступает полю острия. Из тонких параллельных металлических нитей можно строить различные агрегаты, позволяющие увеличивать интенсивность преобразованных потоков молекул. Уже одно исследование движения частиц вблизи единичной нити в статическом и динамическом импульсном режимах поля дает ряд вариантов разделения потоков. Привлекателен этот случай возможностью проинтегрировать уравнение движения в аналитических элементарных функциях и таким образом выявить оптимальные условия разделения.

Пусть потенциал металлической нити с потенциалом Φ_0 на нем в цилиндрических координатах R, Z, θ имеет вид

$$\Phi = -\Phi_0 \left(\ln \frac{R}{R_n} - 1 \right), \quad (10)$$

где R_n — радиус нити. Здесь удобно положить $l = R_n$ и ввести безразмерный радиус r по формуле

$$R = lr = R_n r.$$

Напряженность электрического поля будет $E = \frac{\Phi_0}{R}$. Подставляя потенциал (10) в (5), получим безразмерную функцию Лагранжа для частиц с коэффициентом поляризации α и постоянным дипольным моментом p_0 для рассматриваемого случая. Положим здесь $\mu = 1$, тогда $T = \sqrt{\frac{ml^3}{p_0 \Phi_0}}$.

Выразим все величины, входящие в безразмерный параметр ν (6), в системе единиц физических величин СИ, тогда этот параметр будет $\nu' = \frac{\epsilon_0 \alpha \Phi_0}{p_0 l}$, где $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}$ — электрическая постоянная.

Функция Лагранжа для молекул примет вид

$$L = \frac{\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2}{2} + \frac{1}{r} + \frac{\nu'}{r^2}. \quad (11)$$

Начальными условиями здесь являются следующие:

$x_0 = \frac{X_0}{l}$, $y_0 = \frac{Y_0}{l}$, $\dot{x}_0 = V_{01} \frac{T}{l}$, $\dot{y}_0 = V_{02} \frac{T}{l}$ — безразмерные координаты и скорости.

$$E_0 = \frac{ml^2}{T^2} \frac{\dot{x}_0^2 + \dot{y}_0^2}{2} = W \frac{ml^2}{T^2},$$

где $W = \frac{E_0 l}{\Phi_0 p_0}$.

С помощью функции (11) найдем соответствующий интеграл энергии

$$K = \frac{\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2}{2} - \frac{\mu}{r} - \frac{\nu}{r^2}. \quad (12)$$

В силу цикличности азимутального угла θ вращательный импульс сохраняется и, следовательно,

$$r^2 \dot{\theta}^2 = r_0^2 \dot{\theta}_0^2 = M. \quad (13)$$

Исключая $\dot{\theta}$ из (12) с помощью (13), найдем уравнение

$$\frac{\dot{r}^2}{2} = K + \frac{\mu}{r} + \frac{\nu + \frac{M}{2}}{r^2}. \quad (14)$$

В результате интегрирования (14) получаем для траектории частиц с учетом имеющихся в литературе [2] величин коэффициентов поляризуемости и постоянных дипольных моментов фуллеренов и эндометаллофуллеренов редкоземельных элементов ($B^2 > 4AC$) выражение

$$\theta = \frac{1}{\sqrt{B}} \left\{ \arcsin \frac{-2B - r}{r\sqrt{1 + AB}} - \arcsin \frac{-2B - r_0}{r_0\sqrt{1 + 4AB}} \right\}. \quad (15)$$

Здесь введены обозначения

$$A = \frac{\dot{r}_0^2}{2} - \frac{M^2 + 2\nu'}{2r_0^2} - \frac{1}{r_0}, \quad (16)$$

$$B = \frac{M^2 + 2\nu'}{2}, \quad B = C.$$

Из уравнения (15) видно, что параметры траекторий зависят от коэффициентов поляризации α и дипольных моментов p_0 , что открывает возможность пространственного разделения эндометаллофуллеренов в статическом электрическом поле нити. Эффект разделения можно усилить, если выстроить ряд отстоящих друг от друга нитей на расстояние примерно $10R_n$, с тем чтобы не было сильного взаимного искажения полей единичной нити. При этом ряды нитей на ортогональной плоскости должны располагаться на определенной кривой, зависящей от режима выделения той или иной группы молекул.

Чтобы оценить возможные разрешающие способности системы проведем конкретные расчеты характеристик траекторий движения двух молекул эндометаллофуллеренов редкоземельных элементов в поле одиночной нити. На рис. 1 приведена система координат и схема траектории двух молекул. Пусть условия расчета будут нижеследующие:

$R_n = l = 0.025 \text{ мм} = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ — радиус нити;

$\Phi_0 = 1000 \text{ В}$ — потенциал нити;

$p_{01} = 4D = 1.33 \cdot 10^{-27} \text{ Кл} \cdot \text{м}$ — дипольный момент эндофуллерена $\text{La}@C_{82}$ [2];

$p_{02} = 1.5D = 0.5 \cdot 10^{-27} \text{ Кл} \cdot \text{м}$ — дипольный момент эндофуллерена $\text{Y}@C_{82}$ [2];

$\alpha = 10^{-28} \text{ м}^3$ — коэффициент поляризуемости фуллерена C_{82} как нижний предел для молекул эндофуллеренов [2];

$E_0 = 5 \text{ эВ} = 8.01 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ — начальная энергия молекул;

$\dot{y}_0, \dot{x}_0 = 0$ — начальная скорость молекул;

$x_0 = 2R_n, y_0 = -R_n$ — начальные координаты.

С помощью (15) вычислим конечные углы отклонения частиц θ_k при условии $r \rightarrow \infty$ и мини-

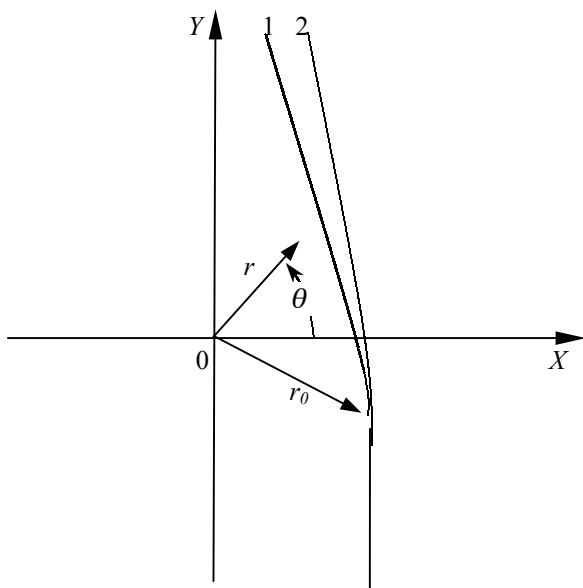


Рис. 1. Системы координат и схема траектории двух молекул эндометаллофуллеренов с разными величинами постоянных дипольных моментов. Траектория 1 соответствует молекуле с большим моментом

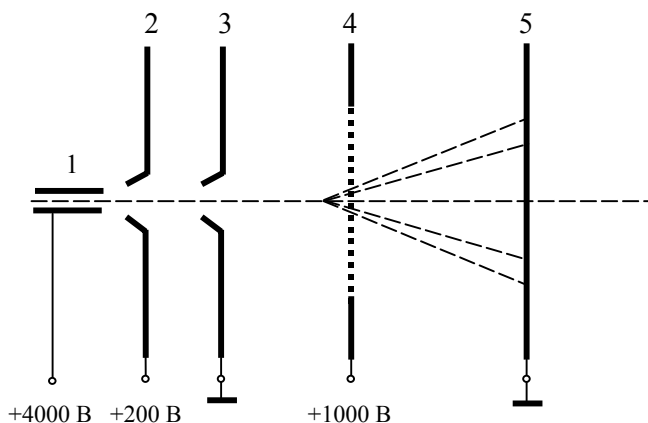


Рис. 2. Схема системы электродов сепаратора молекул. 1 — капилляр ионного источника, 2 — сопло, 3 — скиммер, 4 — сетка, 5 — коллектор молекул

мальные расстояния пролета частиц около нити. Численные расчеты показали, что при выбранных начальных условиях слагаемое в выражениях (15) и (16), включающее коэффициент α , существенно мало по сравнению со слагаемыми, зависящими от p_0 : ($p_0 l r_0^2 \dot{y}_0^2 \gg 2 \varepsilon_0 \alpha \Phi_0$). Поэтому динамика движения частиц будет определяться только величиной p_0 , и разделение в выбранном поле будут испытывать только эндометаллофуллерены. Роль поляризуемости будет расти с уменьшением начальной энергии частиц и ростом потенциала поля, что позволит в таких условиях разделять и молекулы фуллеренов.

Получены следующие конечные углы отклонения:

$$\begin{aligned} \theta_k(LaDC_{82}) &= 0.0999 = 5.7^\circ, \\ \theta_k(YDC_{82}) &= 0.0528 = 3.0^\circ, \\ r_{\min} &\approx 2.5 \end{aligned}$$

Таким образом, разность конечных отклонений частиц с указанными характеристиками составляет $\Delta\theta_{\text{кон}} = 2.7^\circ$. Угловая дисперсия по дипольному

моменту $D_\Theta = p_0 \frac{d\Theta}{dp_0}$ на уровне $p_0 \approx 3.0 \text{ D}$ со-

ставляет величину $\approx 3.2^\circ$. Если коллектор частиц (например, полоску фольги) установить на расстоянии 30 мм от нити, то расстояние между линиями сбора двух типов молекул с разностью моментов $\Delta p_0 \approx 2D$ составит 1.5 мм. Тогда линейная дисперсия D_l по электрическому дипольному моменту составит величину $\approx 1.6 \text{ мм}$.

На рис. 2 приведена схема системы электродов сепаратора молекул для реализации рассмотренного выше способа разделения фуллеренов и эндометаллофуллеренов $La@C_{82}$ и $Y@C_{82}$. Поток молекул фуллеренов создается в виде сверхзвукового потока частиц с помощью ионного источника с электрораспылением растворов исследуемого вещества [8], состоящего из капилляра 1, сопла 2 и скиммера 3. Поток частиц падает на сетку 4, отстоящую от скиммера на расстоянии 10 мм. Сетка 4 состоит из параллельных нитей диаметром 0.05 мм, длиной 15 мм, отстоящих друг от друга на расстоянии 0.25 мм. На расстоянии 30 мм от сетки 4 параллельно ей устанавливается коллектор молекул в виде фольги из тантала или нержавеющей стали размерами 5×40 мм, толщиной 0.25 мм. На рис. 2 указаны потенциалы, подаваемые на элементы схемы. Диагностика пленки на коллекторе, образованной в ходе накопления молекул, на первом этапе будет производиться в независимых экспериментах (например, методами оже-электронной спектроскопии).

ВЫВОДЫ

1) В работе используется математическая модель движения нейтральных молекул в неоднородных статических и импульсных электрических полях для описания движения молекул фуллеренов.

2) Впервые показана принципиальная возможность разделения молекул, обладающих поляризуемостью и постоянными электрическими дипольными моментами в этих полях.

3) На простейшем примере электрического поля системы заряженных параллельных нитей оценены угловая и достижимая линейная дисперсии молекул по их дипольным моментам.

Эта работа выполнена в рамках Государственной научно-технической программы "Актуальные проблемы физики конденсированных сред" по направлению "Фуллерены и атомные кластеры" и поддержана "Фондом интеллектуального сотрудничества" (Задание 3398 Трейсер).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Abstracts of invited Lectures and contributed Papers; Fullerenes and atomic clusters. IWFAС'99, St.-Petersburg, Russia, 1999. 300 p.

2. Fuds D., Rietschel H., Michel R., Fisder A., Weis P., Kappes M. // J. Phys. Chem. 1996. V. 100. P. 725–729.
3. Голиков Ю.К., Матышев А.А. // ЖТФ. 1979. Т. 49, № 9. С. 111–1113.
4. Голиков Ю.К., Матышев А.А. // ЖТФ. 1981. Т. 51, № 5. С. 211–215.
5. Голиков Ю.К., Галль Л.Н., Галль Н.Р. // Известия РАН, серия физическая. 1998. Т. 62, № 10. С. 1984–1990.
6. Gall L.N., Golikov G.K., Latypov Z.Z., Timchenko N.A. // Nuclear Instr. and Meth. 1999. A 423. P. 461–467.
7. Галль Л.Н., Латыпов З.З., Голиков Ю.К., Тимченко Н.А. // Научное приборостроение. 1998. Т. 9, № 2. С. 64–70.
8. Verentchikov A.N., Ens W., Keneth G. // Anal. Chemistry. 1994. V. 66. P. 126–131.

*Институт аналитического приборостроения РАН,
Санкт-Петербург*

Материал поступил в редакцию 20.06.2000.

ON THE POSSIBILITY OF SEPARATION OF FULLERENES AND ENDOMETALLOFULLERENES IN INHOMOGENEOUS STATIC AND PULSED ELECTRIC FIELDS

Z. Z. Latypov, G. K. Golikov, L. N. Gall

Institute for Analytical Instrumentation, Saint-Petersburg

In this study a mathematical model of the neutral molecules motion in inhomogeneous static and pulsed electric fields has been developed. For the first time the possibility of spatial separation of molecules with polarizability and/or constant dipole moment in these fields has been demonstrated. In the suggested method the dipole moment angular dispersion was estimated. This was done on the simplest example of the electrostatic field of a parallel threads system and the known values of constant dipole moments for endofulleren molecules La@C82 and Y@C82.