УДК 539.14

О ПОЛНОМ РАЗВАЛЕ АЛЬФА-ЧАСТИЦЫ В РЕЗУЛЬТАТЕ СТОЛКНОВЕНИЯ С НУКЛОНОМ

Г. Ф. Филиппов [1], А. М. Сычева [2], С. В. Кореннов [1,3], К. Като [3]

[1] *Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова, Киев*
[2] *Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко*
[3] *Университет Хоккайдо, Саппоро, Япония*

В рамках метода молекулярной динамики рассмотрено рассеяние нуклона на α-частице с учетом возможности полного развала последней. При этом пробная функция выбрана так, что оказывается возможным трактовать возбуждение коллективной монопольной моды α-кластера и его распад. Определена зависимость энергии, передаваемой мишени в результате столкновения, от энергии и прицельного параметра налетающей частицы. Произведена оценка сечения полного развала α-кластера нуклоном и времени протекания этой реакции.

В работе изучалось неупругое рассеяние нуклона на α-частице, сопровождающееся возможным полным развалом последней. При этом авторы хотели ответить на вопросы:

какую часть энергии нуклон может передать мишени;

при каких значениях энергии налетающего нуклона происходит полный развал α-частицы на четыре нуклона;

какое сечение этого процесса;

за какое время происходит полный развал α-кластера.

Конечно, решение поставленной задачи доступно точными квантово-механическими методами. Тем не менее реально оценить результаты можно более простым и элегантным методом, использующим представления классической механики. Был применен метод, известный под названием молекулярной механики [1].

Исходным пунктом в этом случае являются построение волновых функций в виде волновых пакетов α-частицы и нуклона и выбор подходящего потенциала взаимодействия. Затем с помощью стандартной вариационной процедуры переходят к уравнениям гамильтонового типа для параметров волновых пакетов. В результате решения этих уравнений, которое достаточно доступно, получают зависимость параметров волновых пакетов от времени. Из этих зависимостей рассчитывают интересующие характеристики.

В представленной работе волновой пакет α-частицы выбран таким образом, что он допускает возбуждение коллективной монопольной моды и полный развал кластера, тогда как волновой пакет нуклона имеет фиксированный размер и содержит только поступательные степени свободы. Чтобы обеспечить связанное состояние α-частицы был использован притягивающий гауссовый потенциал, воспроизводящий энергию связи ^{4}He. А в качестве потенциала взаимодействия внешнего налетающего нуклона с нуклонами α-частицы, чтобы учесть действие принципа Паули, запрещающего тесное сближение внешнего нуклона с нуклонами α-частицы и следуя известному подходу [5], был выбран потенциал, обеспечивающий притяжение только на больших расстояниях и такое отталкивание на малых расстояниях, которое моделирует принцип Паули. Волновая функция ядра ^{4}He в состоянии с полным угловым моментом L = 0 и минимальным числом квантов, включая энергию нулевых колебаний, равным J = 9/2, является производящей функцией базиса гармонического осциллятора, предназначенного для описания дыхательной моды [2]:

$$\psi(\rho) = \frac{1}{(1-\varepsilon)^2}\exp\left\{-\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}\frac{\rho^2}{2}\right\}, \qquad \varepsilon = x + iy. \tag{1}$$

$$\psi(\rho) = \sum \varepsilon^n L_n^{7/2}(\rho^2)\exp(-\frac{\rho^2}{2}). \qquad (2)$$

Здесь $\rho^2 = r_1^2 + r_2^2 + r_3^2 + r_4^2$ – квадрат гипер-радиуса, равный сумме квадратов радиус-векторов нуклонов, отвечающих нуклонам α-частицы, x отвечает за гипер-радиус α-частицы в фазовом пространстве, а y – за скорость ее раздувания или сжатия.

Волновая функция нуклона выбрана в виде орбитали Бринка по аналогии с [3, 4]

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi^3}}\exp\left\{-\frac{\vec{r}^2}{2} + \sqrt{2}(\vec{R}\vec{r}) - \frac{\vec{R}^2}{2}\right\}, \qquad \vec{R} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{\xi} + i\vec{\eta}), \qquad (3)$$

где $\vec{r}$ – радиус-вектор нуклона, $\vec{\xi}$ является радиус-вектором центра волнового пакета налетающего нуклона, а $\vec{\eta}$ – скоростью волнового пакета.

Потенциал взаимодействия нуклонов α-частицы

$$V(r) = V_0\exp\left\{-\frac{r^2}{b_0^2}\right\},$$

где значение $b_0 = 1{,}27$ фм соответствует радиусу потенциала притяжения Волкова, а величины $V_0 = -67{,}8$ МэВ и осцилляторный радиус $r_0 = 1{,}31$ фм оптимизированы таким образом, что энергия связи α-частицы равна $E_\alpha = -28{,}56$ МэВ. Основное состояние реализуется при $\varepsilon = \varepsilon_\alpha = x_\alpha + iy_\alpha = -0{,}96 + i\cdot 0$ (ε определено соотношением (1)), что соответствует гипер-радиусу пакета α-частицы $r_\alpha = 1{,}02$ фм. (Под гипер-радиусом волнового пакета здесь подразумевается величина $\sqrt{J(1-x_\alpha)/(1+x_\alpha)/2}$. Напомним, что J = 9/2 – минимальное число квантов α-частицы, включая кванты нулевых колебаний.) Потенциал взаимодействия нуклонов α-частицы с внешним налетающим нуклоном

$$V(r_i) = V_1\sum_{i=-1}^{4}\exp\left\{-\frac{(\vec{r}_i - \vec{r}_n)^2}{b_1^2}\right\} + V_2\sum_{i=-1}^{4}\exp\left\{-\frac{(\vec{r}_i - \vec{r}_n)^2}{b_2^2}\right\},$$

где $V_1 = -83{,}34$ МэВ и $b_1 = 1{,}6$ фм – параметры потенциала, отвечающего за дальнодействующее притяжение, а $V_2 = 484{,}86$ МэВ и $b_2 = 0{,}82$ фм – параметры потенциала, введенного для учета отталкивания на малых расстояниях, что моделирует принцип Паули, как в работе [5].

После применения вариационного принципа [6] приходим к четырем связанным классическим уравнениям. Два из них описывают состояние α-частицы, ее размер и скорость раздувания или сжатия, в зависимости от расстояния до нуклона:

$$i\dot{x} - \dot{y} = \frac{1}{2}\left[(1+x)^2 - y^2 + i2(1+x)y\right] -$$

$$-18\frac{V_0}{b_0^2}\left[(1-x)^2 - y^2 + i2(1-x)y\right]\left[1 + \frac{2}{b_0^2}\frac{(1-x)^2 + y^2}{1 - x^2 - y^2}\right]^{-5/2} -$$

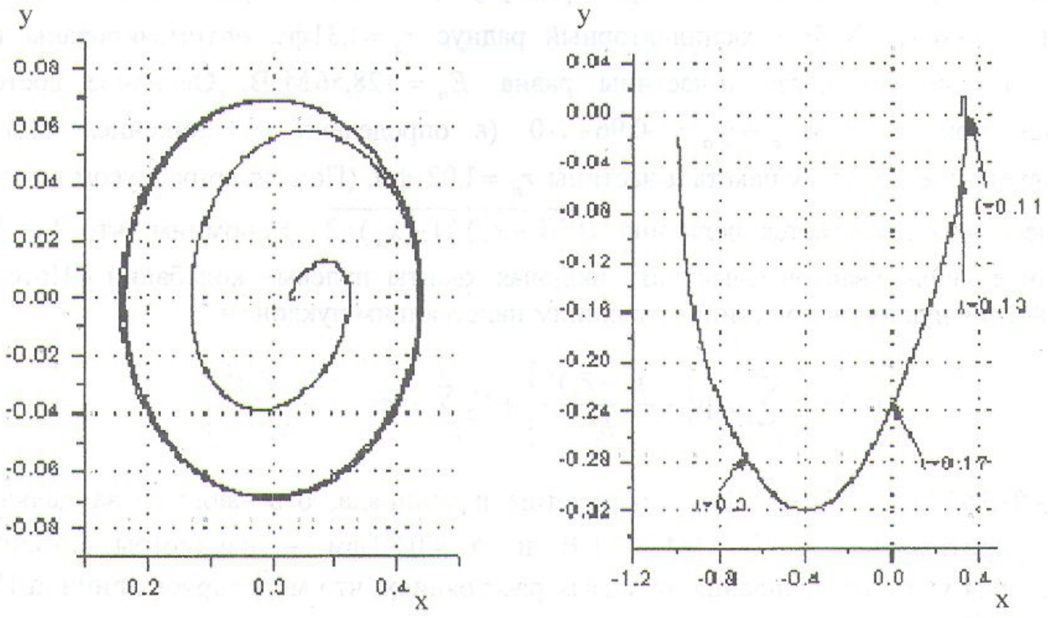
$$-\sum\frac{4V_i}{b_i^2}\left[(1-x)^2 - y^2 + i2(1-x)y\right]\left[1 + \frac{2}{b_i^2}\frac{1-x}{1-x^2-y^2}\right]^{-5/2} \times$$

$$\times\left\{\frac{3}{2}-\xi^2\left[1+\frac{2}{b_0^2}\frac{1-x}{1-x^2-y^2}\right]^{-1}\right\}\exp\left\{-\frac{\xi^2}{b_i^2}\left[1+\frac{2}{b_0^2}\frac{1-x}{1-x^2-y^2}\right]^{-1}\right\}. \qquad (4)$$

Другие два уравнения определяет относительное движение α-кластера и нуклона

$$i\dot{\xi}-\dot{\bar{\eta}}=i\{\bar{\eta}\}+\sum_{i=1}^{2}\frac{8V_i}{b_i^2}\xi\left[1+\frac{2}{b_0^2}\frac{1-x}{1-x^2-y^2}\right]^{-5/2}\exp\left\{-\frac{\xi^2}{b_i^2}\left[1+\frac{2}{b_0^2}\frac{1-x}{1-x^2-y^2}\right]^{-1}\right\}. \qquad (5)$$

Уравнения (4) – (5) записаны в системе отсчета, где α-частица покоится. При решении этой системы уравнений с начальными условиями, соответствующими α-частице в основном состоянии ($\varepsilon = x_\alpha = -0{,}96$) и нуклону, находящемуся на расстоянии $\xi_n \to \infty$ с начальной энергией E_n и прицельным параметром s_n, были получены функции ξ(t) и η(t), определяющие относительное движение нуклона и функции x(t), y(t), определяющие состояние α-частицы. Функции ξ(t), η(t), x(t) и y(t) определяют также фазовые траектории. На рис. 1 представлены фазовые траектории, отвечающие соответственно возбуждению α-частицы и ее распаду. Фазовые траектории для движения внешнего нейтрона представлены на рис. 2: нейтрон пролетает *(а)* или отражается *(б)*.



а *б*

Рис. 1. Фазовые траектории дыхательной моды волнового пакета α-частицы при лобовом столкновении с нуклоном: *а* – α-частица переходит из основного состояния E_α = -28 МэВ в возбужденное E'_α = -24 МэВ, начальная энергия нейтрона до столкновения E_n = 70 МэВ; *б* – α-частица распадается, энергия нейтрона до столкновения E_n = 110 МэВ; x, y – обобщенные координата и скорость фазового пространства дыхательной моды.

По решениям уравнений (4) и (5) можно подсчитать сечение рассеяния нуклона на α-частице при фиксированной энергии налетающего нуклона, найти энергию α-частицы после столкновения как функцию энергии налетающего нуклона при фиксированном прицельном параметре или как функцию прицельного параметра при фиксированной энергии налетающего нуклона и рассчитать сечение полного развала α-частицы на четыре нуклона.

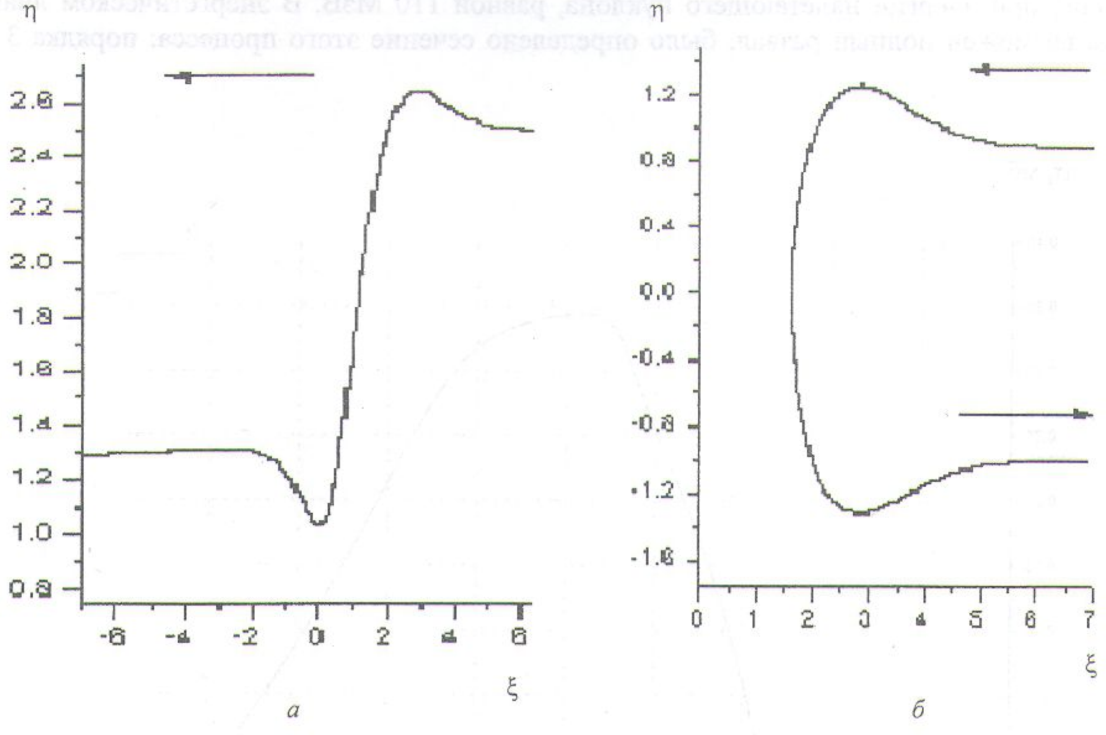


Рис. 2. Фазовые траектории волнового пакета нуклона при лобовом столкновении с мишенью: *а* – нуклон пролетает сквозь α-частицу; *б* – нуклон отражается от α-частицы; ξ, η – обобщенные координата и скорость нуклона.

Результат расчета состоит в том, что процесс рассеяния нуклона на α-частице оказывается неупругим – нуклон передает часть энергии α-частице, после чего она либо переходит в возбужденное состояние, либо распадается (рис. 3). Если энергия налетающего нуклона попадает в энергетический диапазон от 69 до 221 МэВ в лабораторной системе, то открывается канал полного развала α-частицы на четыре нуклона. При лобовом столкновении α-частица не может получить энергию, превышающую 31,6 МэВ над порогом развала, и тогда нуклоны α-частицы разлетаются изотропно в системе их центра масс. Это

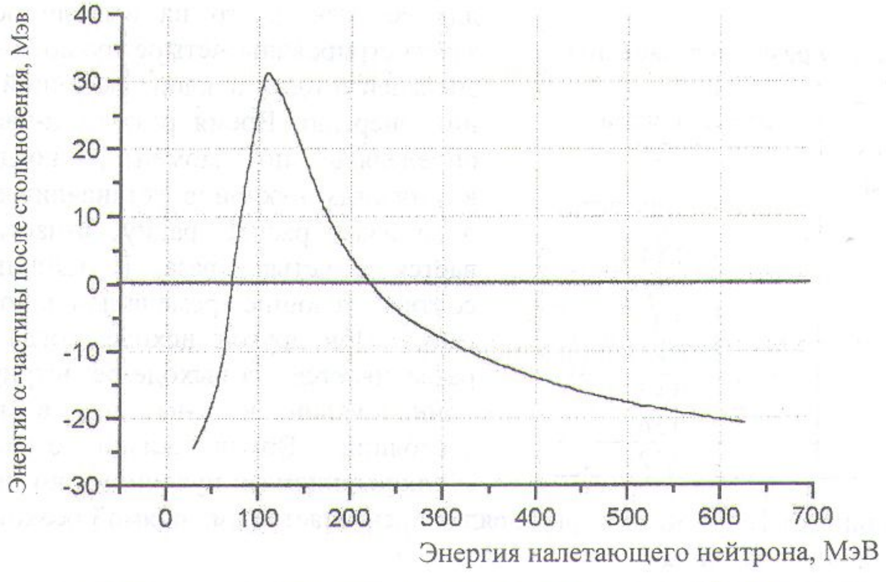


Рис. 3. Зависимость энергии, передаваемой α-частице в результате лобового столкновения, от энергии налетающего нейтрона (в лабораторной системе).

происходит при энергии налетающего нуклона, равной 110 МэВ. В энергетическом диапазоне, где возможен полный развал, было определено сечение этого процесса: порядка 3 мб (рис. 4).

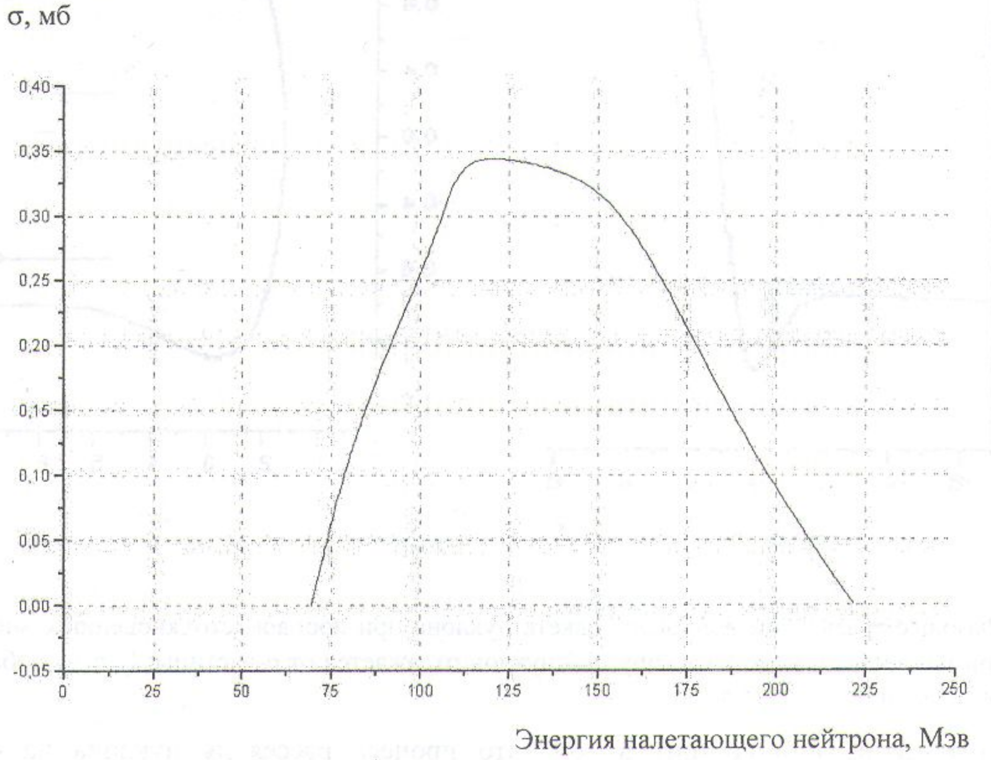


Рис. 4. Сечение полного развала α-частицы от энергии налетающего нуклона (в лабораторной системе).

Механизм развала α-частицы в рамках модели выглядит следующим образом: внешний нуклон попадает на некоторый момент времени в область, где существенно его взаимодействие с нуклонами α-частицы, и передает им часть своей кинетической энергии. В этой области движение нуклона существенно отличается от свободного движения и траектория может быть запутанной. Если нуклон передал α-частице энергию, достаточную для ее развала, то на выходе реакции будут зарегистрированы четыре нуклона с одинаковой энергией и один нуклон, имеющий отличную от них энергию. Время развала α-частицы можно определять по моменту, когда движение внутренних нуклонов устанавливается или, как показывает расчет, радиус α-частицы увеличивается в четыре раза. В таблице приведены соответствующие времена для лобового столкновения. При другом исходе, когда α-частица не разваливается, на выходе регистрируется только один нуклон и α-частица в возбужденном состоянии. Время жизни α-частицы перед столкновением с нуклоном, но перед полным развалом, составляет 10^{-22}с, что на три порядка превышает время прямой реакции при данной энергии налетающей частицы.

Времена полного развала α-частицы

Энергия налетающего нуклона, МэВ	Время развала, 10^{-22}с
69,4	0,8
62,2	0,84
104,9	0,88
110,0	0,92
129,5	0,64
156,7	0,42
186,5	0,36
221,6	0,32

Выводы

Было рассмотрено неупругое рассеяние нуклона на покоящейся α-частице, сопровождающееся возможным полным развалом последней. Задача решена в рамках метода молекулярных орбиталей. Волновой пакет α-частицы был выбран таким, что он допускает возбуждение коллективной монопольной моды и полный развал α-кластера. Другими словами, выбор пробной функции позволил учесть два канала реакции: $^4He(n,2p2n)n$ и $^4He(n,n)^4He^*$.

В результате расчета были получены следующие оценки:

при энергии налетающего нуклона 69 МэВ $<E_n<$ 221 МэВ в системе координат, где α-частица покоится, она получает энергию, достаточную для ее развала на четыре нуклона;

при энергии налетающего нуклона E_n = 110 МэВ α-частица получает наибольшую возможную энергию, что составляет 31,5 МэВ над порогом развала;

в диапазоне энергий налетающего нуклона, в котором возможен развал α-частицы, 69 МэВ $<E_n<$ 221 МэВ оценено сечение полного развала. Оно составляет около 0,3 мб;

время жизни образующейся в процессе столкновения α-частицы перед развалом составляет 10^{-22} с, что в тысячу раз превышает время прямой реакции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Feldmeier H.* Fermionic Molecular Dynamics // Nucl. Phys. - 1990. - Vol. A515, No. 1. - P. 147 - 172.
2. *Филиппов Г.Ф.* Классические уравнения дыхательной моды магических ядер // ЯФ. – 1995. - Т. 58, № 11. - С. 1963 - 1966.
3. *Ono A., Horiuchi H., Maruyama T., Onishi A.* Antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions and its application to heavy ion reactions // Prog. Theor. Phys. - 1992. - Vol. 87, No. 5. - P. 1185 - 1206.
4. *Brink D.M.* The Alpha-particle model of Light Nuclei // Int. School of Physics "E. Fermi". - L., N.Y.: Acad. Press, 1965. - Course 36. - P. 247 - 277.
5. *Danilin B.V., Thomson I.J., Zhukov M.V.* Electromagnetic dipole response of ^{11}Li in a solvable three-body model // Phys. Let B. - 1994. - Vol. 333, No. 4. - P. 299 - 302.
6. *Kramer P., Sarancero M.* Geometry of the Time-Dependent Variational Principle in Quantum Mechanics // Lecture Notes in Physics. - Vol. 140. - N.Y.: Springer-Verlag, 1981.

ПРО ПОВНИЙ РОЗПАД АЛЬФА-ЧАСТИНКИ В РЕЗУЛЬТАТІ ЗІТКНЕННЯ З НЕЙТРОНОМ

Г. Ф. Філіппов, О. М. Сичова, С. В. Корєннов, К. Като

У рамках методу молекулярної динаміки розглянуто розсіювання нуклона на α-частинці з врахуванням можливості повного розвалу останньої. При цьому пробну функцію вибрано так, що з'являється можливість трактувати збудження колективної монопольної моди α-кластера та його розпад. Визначено залежність енергії, що передається α-частинці в результаті зіткнення, від енергії та прицільного параметра налітаючої частинки. Виконано оцінку перерізу повного розпаду α-кластера в результаті зіткнення з нуклоном та часу, за який відбувається ця реакція.

TOTAL BREAK-UP OF THE ALPHA-PARTICLE AFTER THE COLLISION WITH A NUCLEON

G. F. Filippov, A. M. Sytcheva, S. V. Korennov, K. Kato

In the framework of molecular dynamics neutron scattering on α-target was considered. Trial wavefunction was chosen in a way that allowed to treat complete break-up of α-particle. Dependencies of the energy, transmitted to α-particle after the collision, on the energy and impact parameter of incident particle were obtained. The total crossection of complete disintegration of α-particle and the reaction time were estimated.

Поступила в редакцию 12.03.01