



Рис. 2. Сечение рассеяния медленных электронов на атомах урана (ат. ед.):

— $d^2 = 5,9a_0^2$, $\alpha = 33a_0^3$, $\sigma = \sum_{l=0}^3 \sigma_l$; - - - - $d^2 = 5,67a_0^2$,
 $\alpha = 27a_0^3$, $\sigma = \sum_{l=0}^5 \sigma_l$; - - - - $d^2 = 5,9a_0^2$, $\alpha = 27a_0^3$, $\sigma = \sum_{l=0}^5 \sigma_l$;
 - + - $d^2 = 5,67a_0^2$, $\alpha = 33a_0^3$, $\sigma = \sum_{l=0}^3 \sigma_l$; ∇ - $d^2 = 6,5a_0^2$, $\alpha = 33a_0^3$,
 $\sigma = \sum_{l=0}^3 \sigma_l$.

к изменению параметров d^2 и α . Результат слабо чувствителен к d^2 в пределах значений, определяемых соотношениями (8) и (9), но чувствителен к α . Однако изменение α для аргона в пределах 10% не меняет положения минимума эффективного сечения.

На рис. 2 приведены результаты расчетов для атома урана при различных значениях параметров d^2 и α . Из рисунка следует, что сечение рассеяния медленных электронов на атоме урана обладает широким минимумом в области энергий 0,03—0,4 эв (это соответствует

области температур 350—4500° К). В этой области лишь парциальное сечение σ_0 заметно отлично от нуля ($\sigma_0 \gg \sigma_l$ для $l > 0$; это же справедливо и для σ_l : $|\delta_0| \gg |\delta_l|$).

При этом

$$\sigma \approx \sigma_0 \approx \sigma_l.$$

По найденным фазам δ_l для нескольких значений энергии было вычислено сечение рассеяния σ_l . Минимум транспортного сечения совпадает с минимумом сечения упругого рассеяния. В области $E > 10$ эв результаты расчета удовлетворительно согласуются с оценочными результатами работы [10].

Таким образом, результаты вычисления сечения рассеяния медленных электронов на атомах урана в указанных выше предположениях указывают на наличие явно выраженного эффекта Рамзауэра. На основании принятой модели вряд ли можно строго гарантировать положение минимума, указанное на рис. 2, однако наличие минимума достаточно очевидно. Разумеется, окончательный ответ на этот вопрос может дать эксперимент.

Авторы признательны Я. А. Смородинскому и Ю. П. Елагину за полезные обсуждения.

Поступила в Редакцию 16/II 1968 г.
В окончательной редакции 21/III 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Абрамов, Ю. А. Тарасов. «Теплофизика высоких температур», 2, 265 (1965).
2. Л. Д. Ландау, Е. В. Лифшиц. Квантовая механика. М., Гостехтеориздат, 1948.
3. Д. Хартри. Расчеты атомных структур. М., Изд-во иностр. лит. 1960.
4. L. Robinson. Phys. Rev., 127, 2076 (1962).
5. W. Ergma. Phys. Rev., 132, 1100 (1963).
6. П. Гомбаш. Статистическая теория атома и ее приложения. М., Изд-во иностр. лит., 1951.
7. Л. П. Кудрин, М. Я. Мазеев. «Атомная энергия», 22, 83 (1967).
8. J. Holtzmark. Z. Phys., 45, 307 (1927).
9. T. O'Mally, L. Rosenberg, L. Spruch. Phys. Rev., 125, 1300 (1962).
10. Л. П. Кудрин. «Атомная энергия», 22, 265 (1967).

О распаде Am^{242}

Б. М. АЛЕКСАНДРОВ, М. А. БАК, В. В. БЕРДИКОВ, Р. Б. ИВАНОВ, А. С. КРИВОХАТСКИЙ,
 Е. Г. НЕДОВЕСОВ, К. А. ПЕТРЖАК, Ю. Г. ПЕТРОВ, Ю. Ф. РОМАНОВ, Э. А. ШЛЯМИН

УДК 539.163:546.799.5

Сравнение схем распада Am^{242} и Am^{242m} , приведенных в работах [1, 2], показывает, что более короткий период полураспада первоначально приписывался изотопу, находящемуся в изомерном состоянии. В действительности

изомерный переход происходит с периодом полураспада 152 года, а период полураспада основного состояния составляет 16 ч. Энергия изомерного перехода равна 48,6 кэв. Наряду с переходом в основное состояние изомер испы-

тывает α -распад, вероятность которого 0,48%. В основном состоянии Am^{242} претерпевает как β -распад ($\sim 80\%$), так и электронный захват ($\sim 20\%$).

Наиболее распространенный способ получения Am^{242} и Am^{242m} — облучение Am^{241} в реакторе на медленных нейтронах. Поскольку период полураспада Am^{242} составляет 16 ч, то максимальное его содержание в облучаемом америции достигается довольно быстро. Так, например, оптимальное время облучения Am^{241} тепловыми нейтронами при плотности потока $1 \cdot 10^{14}$ нейтр/см²·сек близко к 4 суткам. Подобно Am^{242} , долгоживущий Am^{242} также относительно быстро накапливается до максимального возможного количества. В данном случае проявляются большие значения сечений деления и захвата на медленных нейтронах. Выход Am^{242} и его изомера сравнительно невелик и в наиболее благоприятных условиях облучения Am^{241} тепловыми нейтронами равен $\sim 1\%$ начального количества америция.

В настоящей работе определяется период полураспада Am^{242} из основного состояния, отношение вероятности электронного захвата к β -распаду и дается оценка вероятности α -распада.

Для получения препарата, содержащего Am^{242} , проводилось нейтронное облучение Am^{241} в вертикальном канале реактора ВВР-М с плотностью потока $5 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек в течение времени, сравнимого с периодом полураспада Am^{242} . Перед облучением америций очищался от примесей хроматографическим способом с использованием катионообменной смолы дауэкс-50 элюированием сначала соляной кислотой, а затем трижды α -оксиизобутиратом аммония.

В одних случаях америций облучался в виде тонких мишеней, в других — в ампулах. При приготовлении тонкой мишени очищенный америций электролитически наносился на бериллиевые диски диаметром 17 мм и толщиной 1 мм в виде пятна диаметром 8 мм. Выбор бериллия в качестве подложки обусловлен тем, что он имеет сравнительно малое сечение активации на медленных нейтронах, легко полируется и не покрывается окисной пленкой, препятствующей электролизу.

Измерение периода полураспада Am^{242}

Деление Am^{242} . Облученная в реакторе в течение 40 ч америциевая мишень сразу помещалась в двойную ионизационную камеру

вместе с образцовой мишенью из U^{235} и облучалась коллимированным нейтронным потоком, выходящим из горизонтального канала реактора. Измерение числа делений в исследуемой и образцовой мишенях проводилось периодически в течение нескольких суток. Результаты этих измерений представлены в табл. 1.

Изменение числа делений в мишени с америцием Таблица 1

$t, \text{ч}$	$n, \text{делений/мин}$	$n_0, \text{делений/мин}$	n/n_0	$\frac{n}{n_0} - 1,50$
2,3	7766	2904	2,67	1,17
5,5	7232	2854	2,53	1,03
8,5	8416	3475	2,42	0,92
15,2	7789	3574	2,18	0,68
19,3	7370	3536	2,08	0,58
23,7	7072	3556	1,99	0,49
31,3	6689	2631	1,84	0,34
35,2	6514	3633	1,79	0,29
160,0	4568	3066	1,49	—
174,0	4568	2982	1,53	—
185,0	4221	2850	1,48	—

В первом столбце указано время, прошедшее после окончания облучения мишени в вертикальном канале реактора. Во втором и третьем столбцах приведены числа делений, зарегистрированные от исследуемой (n) и образцовой (n_0) мишеней и отнесенные к 1 мин. Очевидно, данные третьего столбца, относящиеся к измерениям на образцовой мишени, позволяют учесть изменение нейтронного потока со временем. Для исключения влияния этого изменения потока в следующем столбце даны отношения $\frac{n}{n_0}$. Из этой части таблицы видно, что

отношение $\frac{n}{n_0}$ монотонно уменьшается и при достаточно большом времени становится постоянным. Остаточные деления обусловлены присутствием Am^{241} и Am^{242m} . Для получения эффекта, вызываемого только делением ядер Am^{242} , достаточно взять разности относительного счета делений при текущем времени и при $t \gg T = 16 \text{ ч}$. Средняя величина отношения $\frac{n}{n_0}$ при $t > 160 \text{ ч}$ равна 1,50. Эти разности приведены в последнем столбце таблицы.

Найденный по данным последнего столбца табл. 1 период полураспада Am^{242} оказался равным $16,1 \pm 0,2 \text{ ч}$.

Накопление Sm^{242} в мишени, содержащей Am^{242} . Период полураспада Am^{242} может быть найден по увеличению α -активности мишени за счет накопления Sm^{242} в результате β -рас-

пада исследуемого изотопа. Изменение α -активности облученной мишени описывается выражением

$$A(t) = A' + A''(1 - e^{-\lambda t}).$$

Первое слагаемое представляет собой α -активность Am^{241} и накопившегося к концу облучения Cm^{242} . Второе слагаемое показывает увеличение α -активности со временем за счет β -распада Am^{242} после конца облучения (λ — постоянная распада этого изотопа). При $t \gg 16$ ч после окончания облучения конечная α -активность будет равна

$$A_{\text{кон}} = A' + A'',$$

если не учитывать уменьшение количества Cm^{242} , период полураспада которого равен 162,5 суток. Таким образом, зависимость

$$\Delta A(t) = A_{\text{кон}} - A(t) = A''e^{-\lambda t}$$

позволяет определить период полураспада Am^{242} .

Измерение α -активности мишени проводилось с помощью специального устройства с малым телесным углом регистрации (« α -пушка»). В качестве детектора α -частиц использовался поверхностно-барьерный золото-кремниевый счетчик. Измеряемый препарат помещался на точно фиксированном расстоянии от диафрагмы, расположенной вблизи счетчика. Диаметр диафрагмы составлял 5,36 мм. Давление воздуха в α -пушке не превышало 10^{-2} мм рт. ст. В результате измерений в течение 144 ч установлено, что период полураспада Am^{242} равен $16,0 \pm 0,4$ ч.

В связи с тем что энергии α -распада Cm^{242} и Am^{241} заметно отличаются, появилась возможность определить период полураспада Am^{242} также по увеличению амплитуды α -пика от Cm^{242} . Соответствующие измерения были выполнены на α -спектрометре с поверхностно-барьерным кремниевым счетчиком. На основании неоднократных измерений отношений амплитуд α -пигов в различные моменты времени было найдено, что определяемый период полураспада равен $16,0 \pm 0,4$ ч.

Бета-распад Am^{242} . Для того чтобы наблюдать β -распад Am^{242} , необходимо тщательно очистить облученный препарат америция от β -активных продуктов деления, а также от плутония и кюрия. В этих экспериментах стартовой америций облучался в ампулах. После облучения в течение 24 ч в нейтронном потоке с плотностью $5 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек была осуществлена следующая последовательность химических операций. Из вскрытой после облучения ампулы 2M соляной кислотой смывался

америций (при нагревании под инфракрасной лампой). Основная часть одно- и двухвалентных продуктов деления сбрасывалась при элюировании 2M соляной кислотой со смолы дауэкс-50 \times 8 при температуре 45° С. Фракции трансплутониевых элементов вымывались концентрированной соляной кислотой. Плутоний и кюрий из этой фракции отделялись от америция и остаточных продуктов деления хроматографическим способом путем элюирования α -оксиизобутиратом аммония. Такая очистка повторялась дважды. Очищенный америций наносился на коллодиевую пленку в виде капли раствора с последующим высушиванием.

Активность изготовленных источников измерялась в проточном метановом 4л-счетчике при двух напряжениях. При напряжении 2500 в определялась α -активность, обусловленная Am^{241} и нарастающим количеством Cm^{242} .

При более высоком напряжении (3400 в) измерялась суммарная α - и β -активность. Высокая степень очистки была подтверждена тем, что после полного распада Am^{242} остаточная β -активность составляла не более 0,1% начальной активности, т. е. практически вся β -активность принадлежала Am^{242} .

Было установлено, что изменение β -активности Am^{242} со временем соответствует периоду полураспада $16,0 \pm 0,4$ ч.

Электронный захват Am^{242} . Регистрация рентгеновского излучения, сопровождающего электронный захват Am^{242} , проводилась сцинтилляционным спектрометром с кристаллом NaI (Tl) диаметром и высотой 40 мм. Разрешающая способность спектрометра давала возможность использовать K -излучение Pu^{242} (100 кэв), образующегося после электронного захвата Am^{242} .

В результате многократного снятия γ -спектров при различных временах после конца нейтронного облучения найдено, что спад интенсивности излучения с энергией 100 кэв в препарате, предварительно очищенном от кюрия и осколков деления, происходит с периодом полураспада $16,2 \pm 0,5$ ч.

В табл. 2 даны результаты измерений периода полураспада различными методами.

Таким образом, установлено, что период полураспада Am^{242} равен $16,07 \pm 0,04$ ч. Значение это получено как средневзвешенное, а ошибка — как среднеквадратичное средневзвешенное. Найденная величина хорошо согласуется с результатом измерений, приведенным в работе [1].

Период полураспада Am^{242} ,
определенный различными методами

Таблица 2

Метод	Период полураспада, ч	Средняя квадратичная ошибка, ч
Деление Am^{242} медленными нейтронами	16,1	0,2
Накопление Cm^{242}	16,0	0,4
Увеличение α -пика от Cm^{242}	16,0	0,4
β -Распад Am^{242}	16,0	0,4
Электронный захват Am^{242}	16,2	0,5

Отношение вероятностей электронного захвата и β -распада Am^{242}

Сопоставление вероятностей электронного захвата и β -распада осуществлялось по спаду рентгеновского излучения с энергией 100 *кэв*, сопровождающего *K*-захват, и нарастанию α -активности дочернего Cm^{242} .

Уменьшение числа *K*-захватов за некоторое время $t_2 - t_1$ определяется выражением

$$\Delta J = \lambda b \omega \varepsilon \Delta N,$$

где *b* — отношение вероятности *K*-захвата к полной вероятности электронного захвата (эта величина была рассчитана на основании данных работы [3] и оказалась равной 0,75); ω — выход флюоресценции для *K*-излучения [в использованном γ -спектрометре с кристаллом NaI(Tl) данная величина равна 0,96]; ε — отношение вероятности электронного захвата к полной вероятности распада Am^{242} ; ΔN — число распавшихся ядер Am^{242} за время $t_2 - t_1$.

Нарастание абсолютной α -активности препарата, содержащего Am^{242} , за тот же промежуток времени можно выразить следующим образом:

$$\Delta A = \lambda_{\text{Cm}} (1 - \varepsilon) \Delta N,$$

где λ_{Cm} — постоянная распада Cm^{242} .

Из выражений для ΔJ и ΔA определяется ε :

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \frac{\Delta A}{\Delta J} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_{\text{Cm}}} b \omega}.$$

Таким образом, измерение величины ε связано с экспериментальным определением отношения $\Delta A / \Delta J$.

Облученный препарат америция после очистки наносился на алюминиевую подложку методом электрокапиллярного напыления. Излучение изготовленного таким образом источника в течение нескольких суток измерялось на сцинтилляционном спектрометре с кри-

сталлом NaI(Tl) и на α -спектрометре с поверхностно-барьерным кремниевым счетчиком. Спектры в обоих случаях регистрировались многоканальным амплитудным анализатором АИ-100. Длительность отдельного измерения γ -спектра равнялась 3 *мин*, а α -спектра — 30 *мин*.

Величина ΔJ пропорциональна изменению площади фотопика ΔS_{100} от рентгеновских лучей с энергией 100 *кэв*:

$$\Delta J = \frac{\Delta S_{100}}{\varepsilon_{100}},$$

где ε_{100} — произведение телесного угла на относительную спектральную чувствительность установки к квантам с энергией 100 *кэв*.

Величину ΔA можно представить в виде произведения абсолютной α -активности Am^{241} в источнике на отношение изменения площади α -пика от Cm^{242} ΔS_{Cm} за время $t_2 - t_1$ к площади α -пика от Am^{241} S_{Am} . Но абсолютную α -активность Am^{241} можно найти по площади фотопика S_{60} от γ -квантов с энергией 60 *кэв*, сопровождающих распад Am^{241} . Тогда

$$\Delta A = \frac{S_{60}}{\varepsilon_{60} p} \cdot \frac{\Delta S_{\text{Cm}}}{S_{\text{Am}}},$$

где ε_{60} — аналогично ε_{100} — произведение телесного угла на относительную спектральную чувствительность установки к квантам с энергией 60 *кэв*; *p* — доля γ -квантов с энергией 60 *кэв*, приходящаяся на акт распада Am^{241} (согласно результатам измерений автором настоящей работы и литературным данным эта величина равна $0,34 \pm 0,01$).

Подставляя выражения для ΔJ и ΔA в формулу для ε , получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{1}{1 + \frac{S_{60}}{\Delta S_{100}} \cdot \frac{\Delta S_{\text{Cm}}}{S_{\text{Am}}} \cdot \frac{\omega b}{p} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_{\text{Cm}}}} = \\ &= \frac{1}{1 + 516 \frac{S_{60}}{S_{\text{Am}}} \cdot \frac{\Delta S_{\text{Cm}}}{\Delta S_{100}}}. \end{aligned}$$

Здесь учтено, что с большой степенью точности можно считать $\varepsilon_{100} = \varepsilon_{60}$.

В табл. 3 представлены результаты измерения площадей (S_{100} , S_{60} , S_{Cm} и S_{Am}) от γ - и α -пиков, рассчитанные на 1 *мин*. Все величины площадей даны в произвольных, но соответственно одинаковых единицах, поскольку в выражение для ε входят только отношения площадей. В первом столбце приведено время, прошедшее после приготовления источника; во втором — площади пиков, полученные от γ -излучения с энергией 100 *кэв*, вызванного *K*-захватом. Для отыскания величины ΔS_{100}

Результаты измерения площадей γ - и α -пиков, вызванных распадом Am^{241} , Am^{242} и Cm^{242}

Таблица 3

$t, \text{ч}$	S_{100}	S_{60}	S_{Cm}	S_{Am}
0,5	5 7700	—	35	260
8,4	3 9920	—	—	—
11,1	3 5590	—	106	248
29,2	1 6935	—	—	—
35,6	1 2673	—	156	257
52,0	6 484	—	—	—
55,3	5 574	—	193	251
57,0	5 284	—	—	—
125,0	700	830	191	244
148,5	—	817	194	247
172,5	—	820	—	—
199,0	—	806	—	—

была использована разность площадей, относящихся к $t_1 = 0,5 \text{ ч}$ и $t_2 = 125 \text{ ч}$ ($\Delta S_{100} = 57\ 000$). В третьем столбце даны площади пиков от γ -квантов с энергией 60 *кэв*, сопровождающих α -распад Am^{241} . Наиболее точное значение площади пика от данного излучения может быть получено, когда отсутствуют кванты с энергией 100 *кэв*. Поэтому площадь S_{60} взята как среднее значение из последних двух измерений ($S_{60} = 813$). В следующем столбце представлена площадь пика от α -излучения Cm^{242} . Величина ΔS_{Cm} является разностью площадей пика при $t_2 = 125 \text{ ч}$ и $t_1 = 0,5 \text{ ч}$ ($\Delta S_{\text{Cm}} = 156$) соответственно. В последнем столбце приведены площади пика от α -частиц Am^{241} . Среднее значение площади этого пика равно $S_{\text{Am}} = 251$.

Анализ ошибок показывает, что величина ϵ получается с точностью 6%. Следовательно, после подстановки соответствующих значений площадей отношение вероятности электронного захвата к полной вероятности распада Am^{242} равно

$$\epsilon = 18 \pm 1\%$$

Отсюда отношение вероятностей β -распада к электронному захвату составляет $4,6 \pm 0,4$. Эта величина согласуется с результатами работ [4, 5].

О вероятности α -распада Am^{242}

В настоящее время отсутствуют какие-либо экспериментальные данные, свидетельствующие о существовании α -распада у Am^{242} , находя-

щегося в основном состоянии. Поэтому оценка вероятности этого процесса является существенной.

Известно, что изомер этого изотопа подвержен α -распаду (0,48%), причем энергия распада равна 5670 *кэв*, а наиболее интенсивная линия обладает энергией 5200 *кэв*. Так как изомерный уровень отстоит от основного на 48,6 *кэв*, то энергия α -распада из основного состояния не должна превышать 5620 *кэв*. Энергетический диапазон, в котором можно ожидать появления α -групп, принадлежащих к спектру Am^{242} , заключен в интервале 5000—5600 *кэв*. Но в связи с тем что в обычных препаратах Am^{242} всегда присутствует совместно с Am^{241} , который имеет в области энергий свыше 5300 *кэв* интенсивные α -переходы, не позволяющие заметить α -линии небольшой интенсивности, была предпринята попытка обнаружить α -распад Am^{242} в энергетическом интервале 5000—5300 *кэв*.

Препарат Am^{241} активностью $1 \cdot 10^8 \text{ расп/мин}$ был нанесен на бериллиевую полосу размером $0,5 \times 10 \text{ мм}$ методом напыления в вакууме. Исследование свойств этого источника на магнитном α -спектрометре Радиового института показало, что полуширины отдельных линий в α -спектре составляют около 15 *кэв*, а относительные интенсивности их «хвостов» не превышают 10^{-5} .

Данный источник и обычная мишень из Am^{241} , предназначенная для измерений в ионизационной камере, были подвергнуты нейтронному облучению в вертикальном канале реактора ВВР-М в течение 24 ч. Поскольку условия облучения источника не отличались от условий облучения мишени, исследованной затем на содержание Am^{242} способом счета актов деления в потоке нейтронов коллимированного пучка, можно было предсказать число распадов Am^{242} в облученном источнике. Измерения на магнитном α -спектрометре показали, что на участке с энергией 5000—5300 *кэв* не обнаруживаются какие-либо α -группы, которые не относились бы к α -спектру Am^{241} . Следовательно, в этой энергетической области не существует новых α -переходов с интенсивностью, большей $3 \cdot 10^{-5}$ общего числа α -распадов в исследуемом образце. Из данных, полученных в то же время с помощью ионизационной камеры, следует, что число распадов Am^{242} (β -распад и электронный захват) превышало число α -распадов Am^{241} в 300 раз. Таким образом, если существует α -распад Am^{242} с энергией α -частиц в диапазоне 5000—5300 *кэв*, то его вероятность составляет не более 10^{-7}

полного числа распадов Am^{242} , находящегося в основном состоянии.

Поступила в Редакцию 20/XII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Keenan, R. Penneman, B. McInteer. J. Chem. Phys., **21**, 1802 (1953).

2. F. Azaro et al. Phys. Rev., **120**, 934 (1960).
 3. A. X. Ванстра, Г. И. Нийх, Р. Ван Лишут. Таблицы по ядерной спектроскопии. М., Атомиздат, 1960.
 4. R. Barnes et al. J. Inorgan. and Nucl. Chem., **9**, 105 (1959).
 5. R. Hoff, E. Hulet, M. Michel. J. Nucl. Energy, **8**, 224 (1959).

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

Авторы, направляющие свои рукописи в журнал «Атомная энергия», должны руководствоваться следующими требованиями:

1. Тексты и иллюстративные материалы представляются в трех экземплярах в окончательном опрабованном для печати виде.

Содержание статьи должно быть изложено с предельной ясностью и краткостью. Следует избегать повторения данных таблиц и графиков, а также представления численных результатов в виде таблиц и графиков одновременно.

2. Объем обзорных статей, как правило, не должен превышать 20–22 стр., оригинальных статей — 10–12 стр., аннотаций депонированных статей — 2 стр., писем в редакцию — 5 стр. машинописного текста (включая рисунки с подписями, таблицы и библиографию).

3. К статьям и письмам в редакцию должны быть приложены рефераты, составленные по правилам реферативных журналов с четко сформулированной целью и результатами работы.

4. Статьи и рисунки должны быть подписаны всеми авторами. К рукописи необходимо приложить почтовый адрес, номер телефона, фамилию, полное имя и отчество авторов.

5. Названия всех работ, присылаемых в редакцию, должны быть переведены на английский язык, фамилии и инициалы авторов даны в английской транскрипции. Кроме того, рефераты к статьям должны быть переведены на английский язык (в строгом соответствии с русским рефератом).

6. Цитируемая литература приводится в конце работы общим списком с указанием:
 а) для журнальных статей: инициалов и фамилий авторов, названия журнала, номера тома (подчеркнуть) или выпуска, страницы и года (в круглых скобках);
 б) для книг: инициалов и фамилий авторов, полного названия книги, места издания, издательства

и года издания; для иностранных книг указываются также данные русского перевода;

в) для статей в сборниках: инициалов и фамилий авторов статьи, название сборника, инициалов и фамилии составителя или редактора сборника, части, выпуска, места издания, издательства, года и страницы.

Ссылки на неопубликованные работы не допускаются.

7. Текст рукописей должен быть напечатан на машинке через два интервала по 28–29 строк на одной стороне листа с полями не уже 4 см; рукописные вставки не допускаются.

8. Оформление текста (написание формул, выделение греческих и латинских, строчных и прописных букв, сокращение слов и т. д.) производится в соответствии с общими правилами, принятыми для научно-технических журналов. Трудно различимые в рукописном обозначении буквы и знаки должны быть пояснены на полях.

9. Прилагаемые к тексту таблицы должны быть пронумерованы по порядку: каждая таблица должна иметь заголовок.

10. Рисунки должны быть выполнены черной тушью на бумаге размером 15×20 см; фотографии должны иметь контрастные изображения, размер фотографии 12×18 см.

11. Подписи к рисункам прилагаются на отдельном листе. В тексте должны быть ссылки на рисунки.

12. Редакция посылает автору только одну корректуру, которую необходимо вернуть в предельно короткий срок.

КАК ПРАВИЛО, В ЖУРНАЛЕ МОЖЕТ БЫТЬ НАПЕЧАТАНО НЕ БОЛЕЕ ДВУХ ПУБЛИКАЦИЙ ОДНОГО И ТОГО ЖЕ АВТОРА В ГОД.

Рукописи, не соответствующие этим требованиям, не рассматриваются. Отклоненные статьи не возвращаются.