

8/10-74

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-245

P2 - 7694

1379/2-74

В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев, С.Е.Чигринов

К РАСЧЕТУ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО МЕТОДА
ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

1974

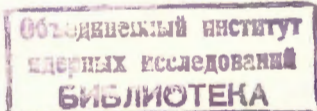
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P2 - 7694

В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев,* С.Е.Чигринов**

К РАСЧЕТУ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО МЕТОДА
ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

Направлено в АЭ



* Лаборатория теоретической физики.

** Институт ядерной энергетики, Минск.

Барашенков В.С., Тонеев В.Д., Чигринов С.Е.

P2 - 7694

К расчету электроядерного метода генерации нейтронов

В работе на основе модели внутриядерных каскадов рассмотрено прохождение частиц высоких энергий через делящиеся среды. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными и расчетами других авторов.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1974

Barashenkov V.S., Toneev V.D., Chigrinov S.E.

P2 - 7694

On Calculation of Electronuclear Method
for Neutron Production

The previously^{/1/} described Monte-Carlo method used for calculating the multiplication of neutrons produced by high energy protons on heavy metal targets is modified using the more precise model of intranuclear cascades, which includes the competition between fission and evaporation of excited residual nuclei. The calculated results for lead and uranium are in good agreement with experimental data. A comparison with the results obtained by other authors is made. The major difference from the conclusions drawn in ref.^{/1/} lies in a 10-20% decrease both in the energy release in uranium and in the average number of produced neutrons.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

ВВЕДЕНИЕ

В работе ^{/1/} был описан разработанный в 1964-68 гг. монте-карловский метод расчета каскадной лавины частиц, образующихся в блоках урана, свинца и других тяжелых элементов под действием пучка высокоэнергетических нуклонов. Этот метод позволяет выполнять расчеты для блоков практически любой геометрии в области энергий первичных частиц T_0 от нескольких десятков МэВ и до $T_0 \approx 500-700$ МэВ. Нижняя граница определяется условиями применимости модели внутриядерных каскадов, с помощью которой рассчитывались неупругие взаимодействия протонов и нейтронов с ядрами; ограничение сверху обусловлено тем, что при вычислениях не были учтены процессы пинообразования. Последнее является, конечно, серьезным недостатком метода. Другой существенный недостаток метода заключается в том, что расчет деления возбужденных ядер, остающихся после каскадной стадии высокоэнергетических нуклон-ядерных взаимодействий, выполнялся с весьма приближенными значениями барьеров деления, что также снижает надежность расчетов.

Впоследствии нами была разработана значительно более точная и детальная модель внутриядерных каскадов, позволяющая существенно повысить точность расчетов распространения высокоэнергетического излучения в делящихся средах и распространить эти расчеты вплоть до очень высоких энергий $T_0 \gg 1$ ГэВ. Сравнению полученных таким образом данных с экспериментом и с результатами вычислений других авторов и посвящена настоящая работа.

Следует подчеркнуть, что теоретическое моделирование прохождения высокоэнергетического излучения через делящиеся среды является в настоящее время во многих случаях единственным способом достаточно быстро сравнить свойства различных мультиплицирующих систем, т.к. экспериментальные исследования, как правило, оказываются весьма трудоемкими и даже при измерениях усредненных интегральных характеристик требуют значительного времени.

МОДЕЛЬ И МЕТОД РАСЧЕТА

В основу расчетов положена каскадная модель неупругих пион- и нуклон-ядерных взаимодействий с учетом конкурирующих между собой процессов деления и испарения сильно возбужденных остаточных ядер ^{/2,3/}. При вычислениях принимались во внимание различные каналы неупругих π -N и N-N взаимодействий внутри ядра, для энергий первичных частиц $T_0 \geq 1$ ГэВ учитывалось уменьшение плотности числа внутриядерных нуклонов по мере развития внутри ядра лавины каскадных частиц * ^{/3/}.

Для описания радиальной зависимости плотности нуклонов в ядре мы использовали потенциал Саксона-Вудса ^{/2,4/}.

Распад возбужденных остаточных ядер рассчитывался методом, описанным в работах ^{/5,6/}, что позволило получить хорошее согласие с экспериментальными значениями барьеров деления и достаточно точно учесть зависимость отношения испарительной и делительной ширины Γ_n/Γ_f от энергии возбуждения E^* и от массового и зарядового чисел распадающегося ядра A и Z. Вероятность образования осколков с различными значениями E^* , A,

Z рассчитывалась, так же как и в работе ^{/1/}, по известной статистической модели Фонга ^{/2/}; переход возбужденных осколков деления в основное состояние с испусканием ими нейтронов описывался испарительной моделью.

О величине относительного вклада, который дают в поток нейтронов в блоках вещества конкурирующие между собой процессы деления и испарения, можно получить представление из рис. 1, где отдельно показаны энергетические спектры трех основных компонент "быстрых" нейтронов.

Подробное сравнение расчетных данных с экспериментом показывает, что используемая нами теоретическая модель хорошо воспроизводит все основные черты неупругих взаимодействий высокоэнергетических частиц с ядрами ^{/2,6/}.

Упругие взаимодействия высокоэнергетических частиц с ядрами рассматривались в дифракционном приближении, когда угловое распределение рассеянных частиц можно аппроксимировать гауссовой функцией с полушириной, зависящей от импульса частицы и радиуса ядра ^{/7/}.

Величина пробега частиц до упругого или неупругого ядерного взаимодействия в веществе определялась по сечениям σ_{in} и σ_{tot} из монографии ^{/2/}.

Для расчета ионизационных потерь использовалась формула Штернхаймера ^{/8,9/}. Предполагалось, что все π^0 -мезоны распадаются сразу же после их образования; достаточно медленный μ -распад π^\pm -мезонов не учитывался. Потерявшие в результате ионизационных процессов всю свою энергию π^+ -мезоны далее не рассматривались; остановившиеся π^- -мезоны считались захваченными ядром, распад таких ядер рассчитывался с помощью каскадно-испарительной модели.

Поведение в веществе нейтронов с энергиями $1 \text{ эВ} \leq T \leq 10,5 \text{ МэВ}$ моделировалось с помощью многогрупповой системы констант Л.П.Абагыана и др. ^{/10/}.

Остальные детали расчетов те же, что и в работах ^{/1,11/}.

Разработанный нами метод применим для энергий первичных частиц от нескольких десятков МэВ и до

* При меньших энергиях учет этого эффекта усложняет расчеты, но слабо сказывается на их результатах.

СРАВНЕНИЕ С ОПЫТОМ И РЕЗУЛЬТАТАМИ ДРУГИХ РАСЧЕТОВ

В табл. 1 и 2 с экспериментом сравниваются расчетные данные по выходу нейтронов из блоков различного состава и конфигурации.

Хотя анализ данных по распадам возбужденных ядер показывает, что вычисления относительных вероятностей деления и испарения следует выполнять с учетом зависимости параметров плотности уровней испаряющегося и делящегося ядер a_n и a_f от их энергии возбуждения, массы и заряда ^{5,6/}, однако при изучении распространения высокоэнергетического излучения в веществе, когда образуются ядра с различными значениями E^* , A и Z , а сами столкновения внутри блока происходят при различных значениях кинетической энергии частиц, фактически можно ограничиться некоторым средним значением $a = a_n = a_f$. В табл. 1 и 2 расчетные данные приведены для $a = A/10 \text{ МэВ}^{-1}$ и для вдвое меньшего значения $a = A/20 \text{ МэВ}^{-1}$. Первое из этих значений дает хорошее согласие со всеми известными сейчас экспериментальными данными, для значения $a = A/20 \text{ МэВ}^{-1}$ получается заметно худшее согласие с опытом, хотя отличие от расчетов с большим значением a не очень велико.

Расчетные величины в табл. 1 весьма близки к теоретическим данным других авторов.

Что касается сравнения с упрощенной моделью ^{1/}, то для урановых блоков результаты обеих моделей хорошо согласуются между собой при $a = A/10 \text{ МэВ}^{-1}$, но для меньших значений число захватов нейтронов ядрами $N_{\text{зах}}$ и соответственно энерговыделение Q и выход нейтронов N на один первичный протон оказываются меньшими, чем в модели ^{1/}. Для значений параметров, приводящих к наилучшему согласию с экспериментом /в каждой модели свои значения/, это уменьшение составляет 10-20%*.

* Следует также отметить, что в отличие от модели ^{1/} величины $N_{\text{зах}}$, Q и N уменьшаются при уменьшении параметра a . Как показал анализ, это различие обусловлено недостаточно аккуратной аппроксимацией низкоэнергетических характеристик частиц, использованной в работе ^{1/}.

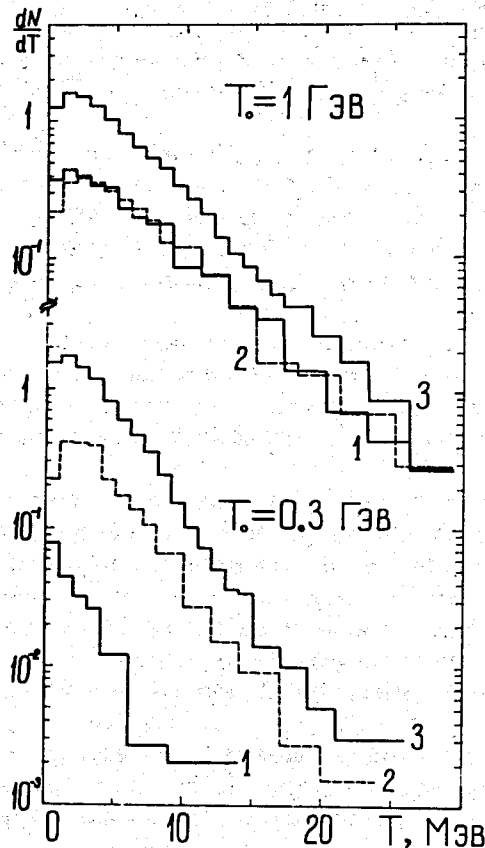


Рис. 1. Низкоэнергетическая часть спектров нейтронов, образующихся в неупругом столкновении протона с ядром ^{238}U при энергии T_0 /в единицах нейтрон/МэВ·первичный протон/. 1 - спектр нейтронов из взаимодействий, происходящих без деления. 2 - спектр нейтронов, испущенных ядром раньше, чем произошло его деление. 3 - спектр нейтронов деления /испарение из возбужденных осколков/.

нескольких десятков ГэВ. /Область больших энергий требует особого рассмотрения механизма взаимодействия высокоэнергетических частиц с атомными ядрами/.

Все расчеты выполнены на ЭВМ БЭСМ-6.

Таблица 1

Среднее число нейтронов, вылетевших из цилиндрической свинцовой и урановой мишеней длиной L и диаметром D , в расчете на один первичный протон с энергией T_0

Мишень	Размер $L \times D$, см	T_0 , МэВ	Число нейтронов $N_{\text{вкл.}}$		
			Наш расчет ¹⁾	Расчет др. авторов	Опыт
^{207}Pb	30x15	800	16,3 (13,3)	16,7 I ²⁾	15 + 18 I ²⁾
	61x10,2	470	7,3 \pm 0,3 (6,5)	8,4 I ³⁾	8 \pm 0,4 I ³⁾
	"	720	13,6 \pm 0,5 (11,7)	14,4 I ³⁾ 2)	11,8 \pm 0,6 I ³⁾
	"	960	17,8 \pm 0,6 (16,0)	20,2 I ³⁾ 2)	16,6 \pm 0,8 I ³⁾
	"	1470	25,1 \pm 1,0 (22,7)	32 I ³⁾ 2)	26,4 \pm 1,3 I ³⁾
	61x20,4	470	8,1 \pm 0,3 (7,4)	9,2 I ³⁾	8,7 \pm 0,4 I ³⁾
	"	720	15,7 \pm 0,6 (13,2)	15,8 I ³⁾ 2)	13,9 \pm 0,7 I ³⁾
	"	960	21,7 \pm 0,8 (20,1)	22,2 I ³⁾ 2)	20,3 \pm 1,1 I ³⁾
	"	1470	31,5 \pm 1,2 (27,5)	36 I ³⁾ 2)	31,5 \pm 1,6 I ³⁾
	^{238}U	30x10	800	28 \pm 1,1 (25,1)	26,4 I ²⁾
30x15		"	32,6 \pm 1,3(28,2)	28,6 I ²⁾	-
U ³⁾	61x10,2	470	16,1 \pm 0,6(14,2)	-	18,1 \pm 0,9 I ³⁾
	"	720	27,3 \pm 1,1(23,4)	-	29,1 \pm 1,5 I ³⁾
	"	960	40,4 \pm 1,6(33,3)	-	40,5 \pm 2 I ³⁾
	"	1470	52,8 \pm 2, (45,7)	-	56,8 \pm 2,8 I ³⁾

- 1) В скобках указаны значения, соответствующие параметру плотности уровней $a = A/20 \text{ МэВ}^{-1}$.
- 2) Приведенное значение снято с кривой, построенной по точкам из работы /13/.
- 3) Мишень из естественной смеси изотопов урана: $^{235}\text{U} / ^{238}\text{U} = 0,72\%$.
- 4) Первое и второе значения относятся соответственно к блокам с размерами (60 x 10) и (61 x 10,2) см.

Таблица 2

Среднее число нейтронов, вылетающих из прямоугольной свинцовой и урановой мишеней с длиной L и площадью торцовой поверхности $l_1 \times l_2$, в расчете на один первичный нейтрон с энергией T_0

Мишень	Размер $L \times l_1 \times l_2$ см	T_0 , МэВ	Число нейтронов Λ выл.	
			Наш расчет ¹⁾	Опыт
Pb	25x25x25	120	$6,4 \pm 0,3$ (5,5)	$8,0 \pm 0,8$ I4
"	"	380	$12,1 \pm 0,5$ (II,2)	$16,2 \pm 2,5$ I4
U	25 x 25 x 25	120	$13,7 \pm 0,5$ (II,3)	$18 \pm 1,8$ I4
"	"	380	$25,4 \pm 1,0$ (23,7)	$29,7 \pm 3,1$ I4
"	24,3x28,3x31,5	90	$11,4 \pm 0,5$ (I0,I)	$12,2 \pm 1,4$ I5
"	21,6x31,5x28,3	160	$14,8 \pm 0,6$ (I3,I)	$15,6 \pm 1,9$ I5

1) В скобках указаны значения, соответствующие параметру плотности уровней $a = A/20 \text{ МэВ}^{-1}$.

2) Мишень из естественной смеси изотопов урана.

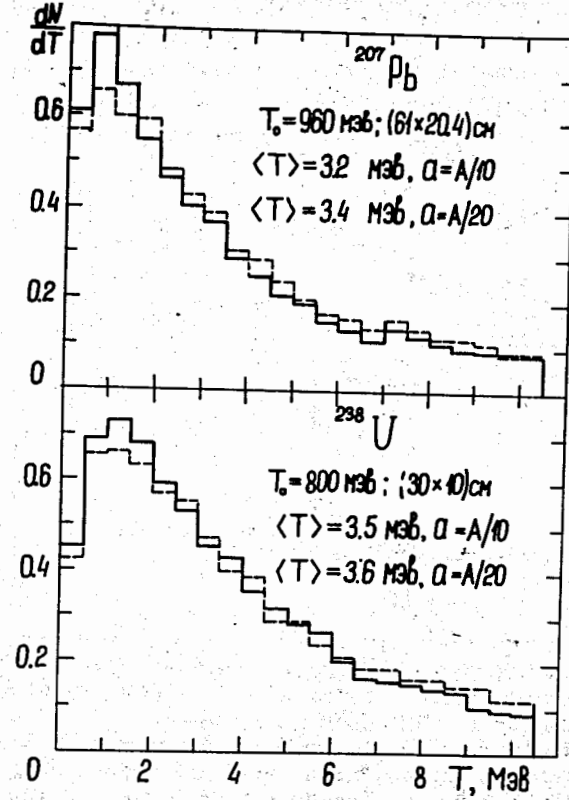


Рис. 2. Зависимость от параметра a низкоэнергетической части спектров нейтронов, образующихся в ядерных реакциях расщепления, испарения и деления под действием протонов с энергией T_0 . Сплошные и пунктирные гистограммы относятся соответственно к значениям $a = A/10$ и $A/20 \text{ МэВ}^{-1}$. Результаты приведены в относительных единицах. Указаны размеры цилиндрических блоков и средняя энергия нейтронов $\langle T \rangle$ в интервале $T = 0 \div 10,5 \text{ МэВ}$.

Из рис. 2 видно, что в интервале $a \approx (1/10 - 1/20) A$ относительно слабую зависимость от параметра a имеют не только интегральные, но и дифференциальные характеристики потока частиц в блоке.

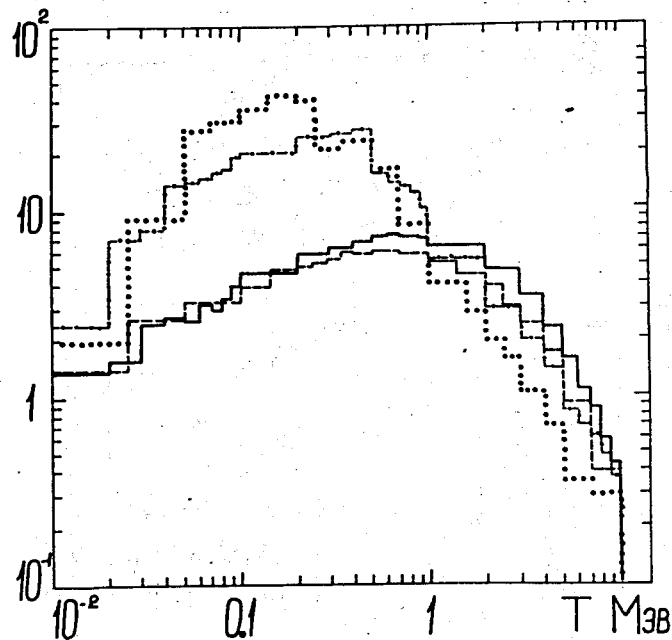


Рис. 3. Спектр нейтронов dN/dT , образующихся в цилиндрическом блоке ^{238}U с размером 30×15 см под действием протонов с энергией $T = 800$ МэВ/в единицах нейтрон/МэВ · первичный протон/.

- нейтроны испарения, наш расчет / $a = \Lambda/10$ МэВ $^{-1}$ /.
- - - нейтроны испарения, расчет Фулвуда и др. /12/.
- · - нейтроны, вылетевшие из блока, наш расчет.
- · · нейтроны, вылетевшие из блока, расчет Фулвуда и др. /12/.

На рис. 3 отдельно сравниваются с расчетными данными Фулвуда и др. /12/ рассчитанные нами спектры испарительных нейтронов, образовавшихся внутри блока, и низкоэнергетической компоненты нейтронов, вышедших из мишени. В целом результаты обоих расчетов близки между собой, однако полученные нами спектры более жесткие, чем в /12/. Расхождение главным образом связано со способом расчета нейтронов, испущенных из осколков деления, который более последователен в данной работе, а также различием в использованных

системах групповых констант для описания поведения низкоэнергетических частиц в блоке.

Сравнение расчетных и экспериментальных спектров нейтронов $dN/dT d\Omega$ под различными углами к направлению пучка первичных протонов приведено на рис. 4.

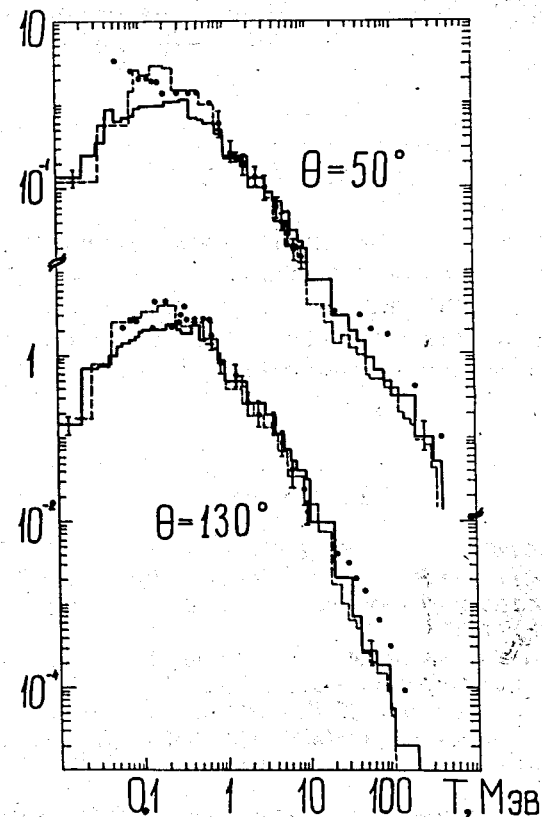


Рис. 4. Энергетические спектры нейтронов под углом θ к направлению пучка первичных протонов с энергией $T_0 = 750$ МэВ, бомбардирующих цилиндрический блок из ^{238}U с размерами 30×15 см. Сплошные гистограммы - наш расчет /при $a = \Lambda/10$ МэВ $^{-1}$ /, пунктир - расчет /16/. Экспериментальные точки, полученные четырьмя различными методами, взяты из работы /12/. Все данные в единицах нейтрон/МэВ · стерадиан · первичный протон.

В области $T \leq 10$ МэВ наблюдается хорошее согласие наших расчетов как с опытом, так и с моделью Фулвуда и др. При больших энергиях теоретические значения /близкие между собой/ оказываются несколько ниже экспериментальных. /Последние, правда, в этой области энергий, не очень точны и, как отмечают сами авторы, являются пока лишь предварительными /16//.

В целом теория и эксперимент достаточно хорошо согласуются при изменении величины энергии на четыре порядка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение разработанной нами монте-карловской модели с известными экспериментальными данными и с расчетами других авторов показывает, что эта модель может с успехом использоваться для расчета различных эффектов в многокомпонентных блоках из тяжелых элементов.

Литература

1. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. АЭ, 35, 163 /1973/.
2. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
3. В.С.Барашенков, А.С.Ильинов, Н.М.Соболевский, В.Д.Тонеев. УФН, 109, 91 /1973/.
4. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, Ф.Г.Жереги, В.Д.Тонеев. Сообщение ОИЯИ, Р2-6503, Дубна, 1972.
5. V.S.Barashenkov, F.G.Gereghi, A.S.Iljinov, V.D.Toneev. Nucl. Phys., A206, 131 (1973).
6. В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев. Сообщение ОИЯИ, Е2-7278, Дубна, 1973.
7. J.A.Geibel, J.Ranft. Nucl. Instr. Meth., 32, 65 (1965).
8. R.Sternheimer. Phys.Rev., 118, 1045 (1960).
9. С.В.Стародубцев, А.М.Романов. Прохождение заряженных частиц через вещество. Изд. АН УзССР, Ташкент, 1962.
10. Л.П.Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, М., 1964.

11. В.С.Барашенков, Н.М.Соболевский, В.Д.Тонеев, АЭ, 32, 123, 217 /1972/.
12. R.R.Fullwood, J.D.Czamer, R.A.Haarman, R.P.Forrest (Jr.), R.G.Schrandt. Los-Alamos Lab. Report LA-4789, Los-Alamos, 1972.
13. Atomic Energy of Canada Limited. Cgalk River, Ontario, AECL-2600.
14. В.Г.Васильков, В.И.Гольданский, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский. АЭ, 29, 151 /1970/.
15. W.E.Crandall, G.P.Millburn. Journ. Appl. Phys., 29, 698 (1958).
16. J.S.Fraser, J.S.Hewitt, J.Walker. Gmelin Institute, Report 66-221-4, Sherbrooke, Quebec, Canada (1966).
Цитируется по работе /12/.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 января 1974 года.