

РАДИОАКТИВНЫЕ ИЗОТОПЫ АЗОТА

А. Г. Лундин и М. Б. Нейман

Радиоактивный азот N_7^{13} был одним из тех трёх элементов (двумя другими были Si^{27} и P^{30}), у которых впервые Ирэн Кюри и Фредерик Жолио¹ обнаружили в 1933 г. явление искусственной радиоактивности.

Возможность искусственного получения радиоактивных элементов дала в руки учёным — физикам, химикам, биологам — и инженерам мощнейшее оружие для исследования самых разнообразных процессов. Многочисленные работы, проведённые с тех пор и продолжающиеся в настоящее время, привели к открытию искусственной радиоактивности почти у всех элементов периодической системы. У большинства элементов было обнаружено по несколько радиоактивных изотопов.

Существование второго радиоактивного изотопа азота — N_7^{16} было установлено в 1934 г. В 1948 г., когда были получены частицы с энергиями в сотни *Мэв*, был обнаружен ещё один радиоактивный изотоп азота N_7^{17} , который распадается с излучением β -частиц и нейтронов.

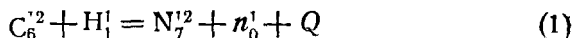
Наконец, в 1949 г. был открыт короткоживущий изотоп азота N_7^{12} , при распаде которого испускаются позитроны с энергией более 16 *Мэв*.

Ниже излагаются методы получения, свойства и некоторые применения перечисленных изотопов азота.

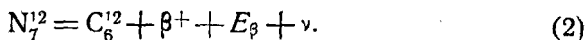
1. ИЗОТОП N_7^{12} . $T_{1/2} = 0,0125 \pm 0,001$ сек.

При бомбардировке мишени из углерода протонами большой энергии (32 *Мэв*), полученными при помощи линейного ускорителя, был обнаружен радиоактивный продукт, обладающий весьма интересными свойствами²: он оказался самым короткоживущим из всех известных до настоящего времени β -радиоактивных элементов. Кроме того, позитроны, испускаемые этим веществом,

обладают колоссальной энергией — 16,6 Мэв, что в три с лишним раза превышает максимальную энергию β -спектра любого из известных элементов, обладающих позитронной активностью. Этот радиоактивный элемент оказался новым, наиболее лёгким изотопом азота — N_7^{12} , образующимся в результате реакции



и претерпевающим позитронный распад:



Линейный ускоритель, использованный для получения протонов большой энергии, работал при частоте 7,5 импульса протонного тока в секунду. При этом интервал между импульсами достигал примерно 130 мсек. В этом интервале наблюдалось уменьшение активности образца примерно в 1000 раз. Образцы нужной активности оказалось приготовить довольно просто. По данным автора работы² при пиковом токе в ускорителе в 1 мка источник N_7^{12} обладал активностью порядка 1 милликюри, что вынуждало вести работу при значительно меньшем токе, во избежание перегрузки счётчиков.

Измерения периода полураспада производились следующим образом: позитроны распада N_7^{12} регистрировались при помощи двух счётчиков Гейгера, включённых в схему совпадений, и возникавшие в них импульсы тока подавались на экран катодного осциллографа. Однако регистрирующие цепи функционировали не в течение всего интервала между импульсами линейного ускорителя, а каждый раз открывались лишь на короткий отрезок времени, равный 0,008 сек. Положение момента, в течение которого производилась регистрация импульсов, можно было менять относительно конца импульса линейного ускорителя, т. е. момента окончания бомбардировки. Измеряя количество позитронов, попадающих в интервал 0,008 сек. в зависимости от сдвига последнего относительно момента окончания бомбардировки, можно было получить кривую распада N_7^{12} .

На пути протонов, облучавших мишень из углерода, помещалась полистироловая фольга толщиной 0,025 мм, в которой под действием протонной бомбардировки возникал радиоактивный изотоп углерода C_6^{11} . Измеряя активность фольги, можно было определять величину облучения, полученного углеродной мишенью. На рис. 1 приведена одна из полученных таким образом кривых распада N_7^{12} . Период его полураспада, определённый при помощи этой кривой, оказался равным $T_{1/2} = 0,0125 \pm 0,001$ сек. Автор произвёл также определение порога реакции (1). Энергия протонов менялась путём замедления их в слое алюминия, помещённом перед бомбардируемой мишенью. Полученная таким образом кривая

вая возбуждения активности в полистироловой фольге толщиной 0,12 мм представлена на рис. 2. По этим данным найдено значение порога реакции $C^{12}(p, n)N^{12}$, равное 20 Мэв. Следует отметить, что порог реакции $C^{12}(p, pn)C^{11}$ (также имеющей место при бомбардировке углерода протонами), вычисленный по массам атомов, принимающих в ней участие, равен 20,2 Мэв.

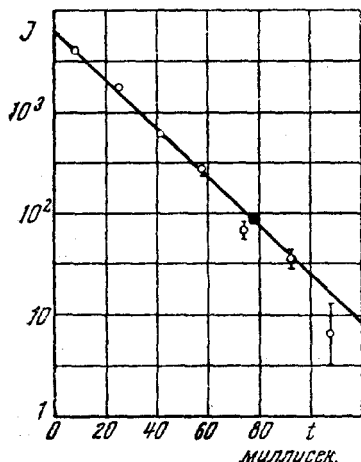


Рис. 1. Распад N_7^{12} . I — активность в произвольных единицах.

тающей при комнатной температуре (т. е. при низком давлении паров). Таким образом, энергия и импульс ядра отдачи могут быть измерены сравнительно точно. Определение энергии и момента позитрона распада не представляет особых затруднений.

Зная энергии и моменты позитрона и ядра отдачи, можно будет, исходя из законов сохранения, определить энергию и момент нейтрино. Согласно существующей теории сумма найденных таким образом энергий позитрона и нейтрино должна быть всегда равна максимальной энергии β -спектра.

Исходя из найденной энергии β -спектра, равной 16,6 Мэв, и принимая массу C_6^{12} равной 12,0038, найдём, что масса N_7^{12} должна быть равна

$$M_{N^{12}} = 12,0228 \pm 0,00015.$$

Точно такое же значение для массы N_7^{12} получаем при вычислении её по данным реакции (1) при пороговой энергии протонов $E_p = 20$ Мэв. Из этого, между прочим, следует, что возникающая

Это указывает на то, что энергия связи протона в N^{12} весьма мала и равна примерно 200 кэв.

Путём наблюдения поглощения позитронов распада N_7^{12} в алюминии был снят β -спектр, представленный на рис. 3. Его максимальная энергия оказалась равной $E_\beta = 16,6$ Мэв (кривая 2). Столь необычно большое значение энергии β -спектра делает N_7^{12} весьма удобным изотопом для проверки современной «теории нейтрино». В самом деле, ядро отдачи N_7^{12} должно иметь энергию примерно 13000 эв. Такое ядро будет обладать пробегом порядка 2 см в камере Вильсона, наполненной водяным паром и работающей при комнатной температуре (т. е. при низком давлении паров).

при облучении углерода протонами 0,0125 секундная активность принадлежит именно N_7^{12} . Это следует также из того, что, как легко показать непосредственными вычислениями, ни один из изотопов с $Z < 8$ и $A < 1$ не может давать подобной активности. В самом деле, исходя из энергии позитронов, можно вычислить массу любого из этих изотопов, превращающихся при β -распаде в известные изотопы. Вычислив затем массу возбуждённого ядра N_7^{13} для энергии протонов, равной 20 Мэв, можно показать, что ни одна из реакций, приводящих к изотопам с $Z < 8$ и $A < 14$, кроме реакции (1), энергетически невозможна.

Произведём такой подсчёт, например, для Li_3^4 , т. е. допустим, что 0,0125 секундным изотопом является Li_3^4 , переходящий при испускании позитрона в He_2^4 . Тогда его масса должна быть равна:

$$\begin{aligned} Li_3^4 &= He_2^4 + 2\beta + E_\beta = \\ &= 4,0227 MU. \end{aligned}$$

Масса возбуждённого ядра N_7^{13} равна

$$\begin{aligned} N_7^{13} &= C_6^{12} + H_1^1 + E_p = \\ &= 13,0335 MU. \end{aligned}$$

Для того чтобы превратиться в Li_3^4 из ядра N_7^{13} должны

быть выброшены две α -частицы и нейтрон, т. е. масса, равная

$$2He_2^4 + n_0^1 = 9,01673 MU.$$

При этом на долю Li_3^4 придётся лишь 4,0168 MU. Отсюда видно, что для образования Li_3^4 недостаёт примерно 5 Мэв энергии.

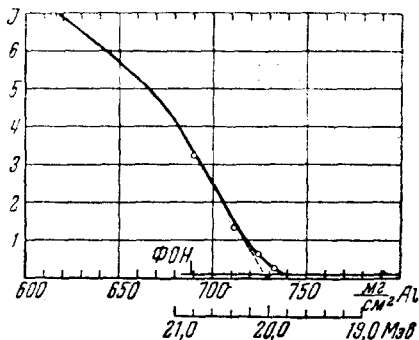


Рис. 2. Кривая возбуждения активности в полистироловой мишени. Толщина полистироловой мишени равна 17 мг/см^2 . I — интенсивность в произвольных единицах.

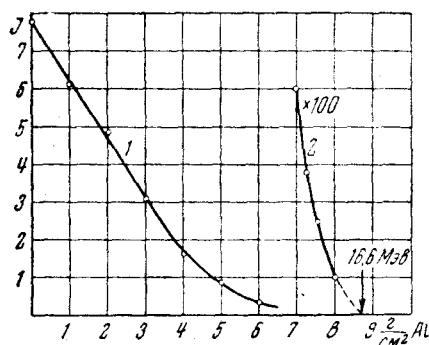


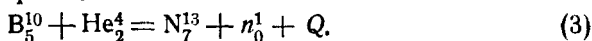
Рис. 3. Кривая поглощения позитронов распада N_7^{12} в алюминии. Максимальная энергия β -спектра равна 16,6 Мэв. I — интенсивность в произвольных единицах.

II. ИЗОТОП N_7^{13} . $T_{1/2} = 9,9$ мин.

1. Способы получения

Как уже упоминалось, радиоазот N_7^{13} был впервые получен Кюри и Жолио² при облучении мишени из бора α -частицами.

Кюри и Жолио^{3,4} произвели химическую идентификацию полученной активности. Они облучали мишень из нитрида бора BN в течение нескольких минут α -частицами и затем нагревали её с каустической содой. Образующийся при этом газообразный аммиак NH_3 являлся единственным веществом, в котором была сосредоточена активность. Период полураспада оказался равным периодам полураспада, полученным с другими мишенями из бора, в то время как бомбардировка азота α -частицами не приводила к появлению аналогичной активности. Это указывало на образование при облучении бора α -частицами радиоактивного изотопа азота N_7^{13} согласно реакции



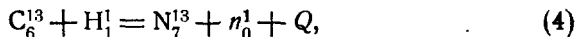
Образование радиоазота при облучении бора α -частицами исследовалось многими другими авторами⁵⁻¹³.

Риденаур и Гендерсон¹⁰ дают для α -частиц с энергией 9 Мэв выход N_7^{13} в $4,6 \cdot 10^{-6}$ атомов на одну α -частицу (в пересчёте на чистый изотоп B_5^{110}).

Для выхода N_7^{13} по реакции (3) разными авторами были наблюдаемы резонансные значения при следующих энергиях α -частиц: 3,6 и 4,4 Мэв¹¹, 3,02 и 4,42 Мэв¹² и 2,72; 2,98; 3,43; 3,70; 4,05; 4,33; 4,59; 4,94 и 5,22 Мэв¹³.

Для энергии реакции (3) в¹⁴ приводится значение $Q = 1,18$ Мэв.

Данные для другой реакции, по которой также получается N_7^{13} ,



приведены в¹⁵. Авторы бомбардировали мишень из графита протонами от электростатического генератора и определяли пороговую энергию, при которой начинается выход нейтронов. Индикатором нейтронов служила заполненная BF_3 и окружённая парафином ионизационная камера, связанная с линейным усилителем и механическим счётчиком импульсов. На рис. 4 приведена полученная таким образом зависимость выхода нейтронов от энергии протонов. Из неё был определён порог реакции, находящийся при $E_p = 3,20 \pm 0,03$ Мэв. Это даёт возможность вычислить энергию реакции (4)

$$Q = -2,97 \pm 0,05 \text{ Мэв},$$

а также разность масс атомов

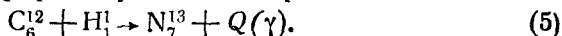
$$N^{13} - C^{13} = 2,21 \pm 0,03 \text{ Мэв}.$$

Для максимальной энергии позитронов распада $N^{13} = C^{13} + \beta^+ + E_\beta + \gamma$ получаем:

$$E_\beta = 1,19 \pm 0,03 \text{ Мэв.}$$

Отметим, что непосредственные измерения границы β -спектра дают значения от $E_\beta = 1,19 \text{ Мэв}$ до $E_\beta = 1,25 \text{ Мэв}$.

Кокрофт, Гильберт и Уолтон^{16,17} обнаружили существование активности с периодом $10,5 \pm 0,5$ мин., получающейся в результате бомбардировки графита протонами по реакции



Образование радиоактивного азота N_7^{13} при бомбардировке углерода протонами наблюдалось впоследствии рядом авторов¹⁷⁻²⁴. Выход реакции для протонов с энергией 520 кэв был оценён¹⁸

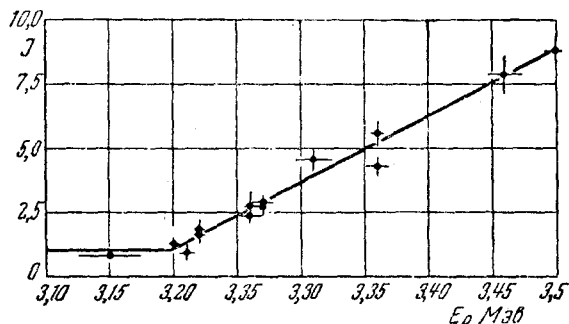


Рис. 4. Зависимость выхода нейтронов от энергии бомбардирующих протонов при реакции $C_6^{13}(p, n)N_7^{13}$. I — интенсивность в произвольных единицах.

в $1 \cdot 10^{-10}$ атомов на один протон. Исследование зависимости возбужденной в графите радиоактивности от энергии протонов в интервале от 200 до 900 кэв¹⁹ при бомбардировке протонами от генератора Ван-де-Граафа привело к заключению, что в этой области существует два резонансных пика при $E_p = 400 \text{ кэв}$ и $E_p = 480 \text{ кэв}$, и выход N_7^{13} по порядку величин близок к $1 \cdot 10^{-10}$ атомов на один протон. В других измерениях²⁰ был обнаружен один резонансный пик при $E_p = 450 \text{ кэв}$ с шириной 30 кэв и для выхода N_7^{13} получено значение примерно в 7,5 раза большее, чем в¹⁹ и²⁰.

Для γ -лучей, возникающих в результате реакции (5), резонансный пик наблюдался при $E_p = 480 \text{ кэв}$ ²¹. Энергия этих γ -лучей, определенная по поглощению их в веществе между двумя счётчиками Гейгера, работавшими на совпадениях, оказалась равной $E_\gamma = 2,6 \text{ Мэв}$.

В работе²² для резонансной энергии протонов дается значение $E_p = 460 \text{ кэв}$ и для ширины резонанса $\Delta E_p = 50 \text{ кэв}$. Наиболее

надёжные результаты исследования реакции (5) приведены, помимо, в ²³ и ²⁴. Авторы изучали зависимость выхода γ -лучей, возникающих вследствие реакции (5), а также позитронов распада N_7^{13} , от энергии бомбардирующих графит протонов и получили очень хорошее совпадение результатов в обоих случаях. На рис. 5 приведена полученная ими резонансная кривая для выхода N_7^{13} (по позитронам распада). Для резонансной энергии авторы дают значение $E_p = 453$ кэв и для ширины резонанса (при высоте, равной половине максимальной) $\Delta E_p = 35$ кэв.

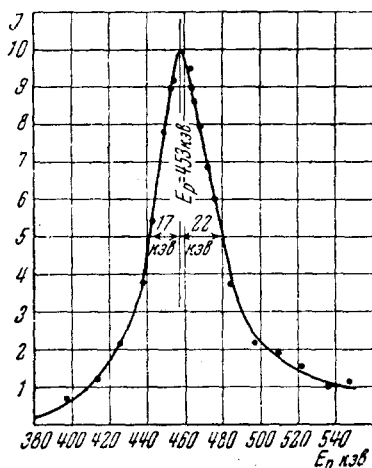
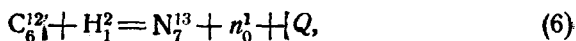


Рис. 5. Кривая выхода N_7^{13} по реакции $C_6^{12}(p, \gamma)N_7^{13}$.

$E_p = 0,45$ Мэв, то можно найти $E_\gamma = 2,30$ Мэв в полном соответствии с результатами работ ^{23,24}.

Совсем недавно ¹²² был обнаружен ещё один резонанс для γ -лучей, возникающих при реакции (5), находящийся при $E_p = 1,697 \pm 0,012$ Мэв. Ширина резонанса равна 74 ± 94 кэв. Выход $(-9,4 \pm 1,4) \cdot 10^{-10}$ квантов на протон. В этой работе по резонансным энергиям протонов, равным 0,456 Мэв и 1,697 Мэв, определены два возбуждённых уровня у N^{13} , находящиеся при $2,83 \pm 0,018$ Мэв и $3,53 \pm 0,027$ Мэв.

Образование N_7^{13} при бомбардировке углерода дейтонами по реакциям



одновременно наблюдавшееся ещё в 1934 г. двумя различными группами авторов ^{26, 27, 28}, сделалось в дальнейшем самым распро-

В более поздней работе ¹²¹ те же авторы уточнили значение резонансной энергии протонов и дали для неё цифру $E_p = 456$ кэв. Энергия получающихся при этой реакции γ -лучей равна 2,3 Мэв; выход — $7,3 \cdot 10^{-10}$ γ -квантов на протон; сечение реакции $\sigma = 1,2 \cdot 10^{-4}$ барна. Интересно вычислить энергию возникающих в результате реакции (5) γ -лучей по массам принимающих участие в реакции атомов. Подставляя в уравнение (5) значения масс C_6^{12} и H_1^1 из таблиц С. Петровица ²⁵ и принимая массу N_7^{13} равной 13,00994 (см. ниже), найдём: $Q' = 1,85$ Мэв.

Если учесть ещё кинетическую энергию протонов, равную

странённым способом получения N_7^{13} для прикладных целей. Кривая возбуждения активности в углероде при бомбардировке его дейтонами для энергий дейтонов от 200 до 900 кэв, приведённая в ¹⁹, указывает на плавное увеличение выхода N_7^{13} с энергией дейтонов в этой области. Выход N_7^{13} измерялся в нескольких точках для энергий дейтонов от 2 до 5 Мэв ^{29,30}, причём был найден значительный максимум при 3 Мэв, связанный с достижением вершины кулоновского барьера. При этом сечение реакции было равно $4,0 \cdot 10^{-2}$ барна.

Кривая возбуждения активности в углероде при бомбардировке его дейтонами с энергией до 6 Мэв приведена в работе ³¹. Эта реакция исследовалась также в ряде старых работ ³²⁻³⁴.

В более современной работе ³⁵ в интервале энергий дейтонов от 0,7 до 1,9 Мэв было найдено для выхода нейтронов, образующихся по реакции $C^{12}(d, n)N^{13}$, пять резонансных максимумов, находящихся при 0,92, 1,16, 1,30, 1,74 и 1,82 Мэв. Одновременно при помощи счётчика Гейгера с тонкими стенками наблюдался выход позитронов распада N_7^{13} . Были найдены резонансные пики при тех же значениях энергии дейтонов, что и для выхода нейтронов.

Сходные результаты были получены в исследованиях ³⁶. Кроме пяти перечисленных выше резонансов, авторы обнаружили также значительный пик при $E_d = 2,3$ Мэв.

В 1947 г. спектр нейтронов, получающихся при реакции $C_6^{12} + d$, был измерен по протонам отдачи в камере Вильсона ³⁷. Авторы нашли, что нейтроны, образующиеся при бомбардировке углерода дейтонами с энергией 2 Мэв, монохроматичны.

По пробегам протонов отдачи в камере Вильсона была определена энергия этих нейтронов и отсюда — энергия реакции (6) $Q = -0,27 \pm 0,02$ Мэв. Результаты измерения выхода нейтронов и γ -лучей из углерода под действием дейтонов с энергиями от 0,85 до 3,25 Мэв приведены в ³⁸. Энергия дейтонов контролировалась с точностью до 0,2%. Обнаружена сильная асимметрия выхода нейтронов по углам. Максимум их интенсивности получается при 0° , т. е. в направлении пучка дейтонов. В случае $E_d = 3$ Мэв интенсивность нейтронов при 0° превышает их интенсивность при 90° примерно в 20 раз.

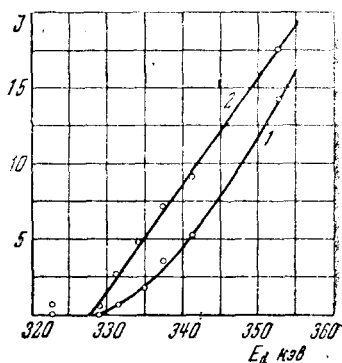


Рис. 6. Зависимость выхода N_7^{13} от энергии дейтонов (кривая 1). На кривой 2 те же данные изображены в координатах [выход N_7^{13}]^{1/2} и E_d .

В одной из последних работ³⁹ была определена пороговая энергия реакции (6). Полученная зависимость выхода позитронов от N_7^{13} в районе порога от энергии дейтронов приведена на рис. 6. Зависимость (выход N_7^{13})^{2/3} — энергия дейтронов оказалась в этой области линейной. Значение порога, равное $E_p = 328 \pm 3$ кэв, по-

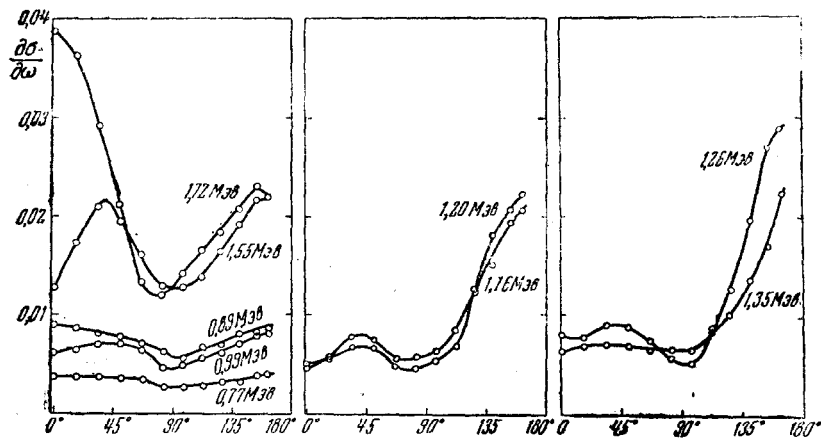
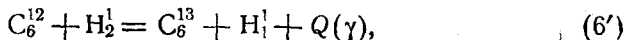


Рис. 7. Угловое распределение нейтронов при реакции $C_6^{12}(d, n)N_7^{13}$ для указанных на чертеже энергии дейтронов. Система координат связана с центром инерции. σ — сечение реакции в барнах; ω — телесный угол.

лучено экстраполяцией этой зависимости. Вычисленная по этому значению энергия реакции Q равна:

$$Q = -0,281 \pm 0,003 \text{ Мэв.}$$

Резонансные пики в выходе нейтронов, образующихся по реакции (6), и γ -лучей, возникающих в результате конкурирующей реакции



в области энергий дейтронов от 0,7 до 1,9 Мэв, исследовались в работах⁴⁰ и⁴¹. Резонансные значения выхода нейтронов наблюдались при энергиях дейтронов, равных 0,91; 1,16; 1,30; 1,62; 1,76 Мэв. При этом сечения реакции (6) были соответственно равны 0,12; 0,14; 0,19 и 0,22 барна. Выход нейтронов под разными углами оказался резко асимметричным (рис. 7). Так, например, при энергии дейтронов, равной 1,26 Мэв, выход нейтронов в направлении дейтронного пучка в пять раз меньше, чем выход нейтронов под углом в 160° .

Недавно спектр нейтронов, возникающих при реакции (6), был исследован при помощи фотографических пластинок¹²⁸. Эмульсия пластинок содержала водород (1,4% по весу) и это давало возможность регистрировать нейтроны и определять их энергию по трекам протонов отдачи. Были обнаружены три пика в выходе нейтронов при энергиях нейтронов, равных 7,53; 5,40 и 4,30 Мэв.

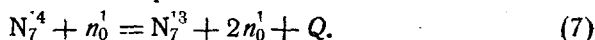
Первая группа нейтронов соответствует образованию N^{13} в основном состоянии.

Вторая и третья позволяют определить два возбуждённых уровня у N^{13} , находящихся при $2,29 \pm 0,12$ Мэв и $3,48 \pm 0,12$ Мэв соответственно.

Следует отметить, что эти результаты согласуются с результатами определения уровней N^{13} по данным¹²² для реакции $C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ (см. выше).

При бомбардировке мишеней из лития, бора, бериллия и меди дейтонами получались быстрые нейтроны^{42, 43}, причём энергия нейтронов при бомбардировке Li, B и Be составляла соответственно 14, 13 и 4,6 Мэв; энергия нейтронов, полученных при бомбардировке меди, не была определена.

При облучении этими нейтронами азота получался различный выход N_7^3 , образующегося по реакции



Зависимость выхода N_7^{13} от энергии нейтронов приведена в таблице I.

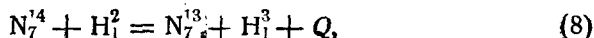
Таблица I

Выход N_7^{13} по реакции (7)

Источник нейтронов	Li + d	B + d	Cu + d	Be + d
Энергия нейтронов в Мэв . .	14	13	—	4,6
Выход	100	27	18	0

Энергия реакции, вычисленная по массам принимающих участие в реакции частиц, равна $Q = -10,57$ Мэв.

В реакции



наблюдавшейся в^{44, 45, 46}, кроме радиоактивного азота N_7^{13} , получается также радиоактивный изотоп водорода — тритий. Порог этой реакции равен $6,8 \pm 0,1$ Мэв. Вычисленная отсюда по массам частиц энергия $Q = -4,5 \pm 0,1$ Мэв.

Ядерный фотоэффект в азоте



наблюдался в работе⁴⁷. Авторы использовали очень жёсткие γ -лучи с энергией 17 Мэв, полученные при бомбардировке лития протонами.

Они наблюдали также более слабый эффект при бомбардировке азота γ -лучами с энергией 12,8 Мэв, полученными от реакции $B^{11}(p, \gamma)C^{12}$ (см. также^{48, 49, 50}).

С помощью тормозного γ -излучения большой энергии от бетатрона был определён⁵¹ порог ядерного фотоэффекта в азоте, оказавшийся равным $E_{\gamma} = 11,1 \pm 0,5$ Мэв.

В другой работе⁵² было найдено значение порога фотоэффекта $E_{\gamma} = 10,65 \pm 0,20$ Мэв.

Следует отметить, что порог эффекта, вычисленный по массам частиц, участвующих в реакции (9), равен $E_{\gamma} = 10,58$ Мэв.

При бомбардировке азота γ -квантами с энергией $E_{\gamma} = 100$ Мэв⁵³ снова была обнаружена сильная позитронная активность с периодом 9,96 мин., которую авторы приписали образованию N_7^{13} по реакции $N^{14}(\gamma, n)N^{13}$.

Измерения указывают на то, что выход N_7^{13} является одинаковым для γ -квантов тормозного излучения с энергией 50 Мэв и 100 Мэв⁵⁴.

На практике для получения N_7^{13} в громадном большинстве случаев пользуются реакцией $C^{12}(d, n)N^{13}$.

Углерод, обычно в виде графитового порошка, пластин графита или сажу, бомбардируется дейтонами с энергиями в несколько сот тысяч или лучше миллионов электрон-вольт. Получающийся при этом активированный порошок графита (или сажу) вводят непосредственно в объект для измерений — спектрометр, камеру Вильсона и т. д. Сечение этой реакции настолько велико (порядка десятых долей барна), что выход N_7^{13} при использовании дейтонов от генератора Ван-де-Граафа или циклотрона получается вполне достаточным для всевозможных применений. Больше того, как указывают Поллард и Дэвидсон⁵⁵, если не принять специальных тщательных мер по удалению углерода из различных мишеней, то при бомбардировке их дейтонами к нужным радиоактивным продуктам всегда добавляется сильная примесь N_7^{13} .

Влияние природы мишени на химическое состояние радиоазота N^{13} , полученного при бомбардировке мишеней, содержащих углерод, дейтонами, рассматривалось в работе¹²⁸.

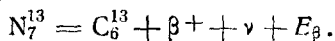
В последнее время, в связи с получением элементарных частиц с энергиями в сотни Мэв, были изучены реакции совершенно нового типа, при которых от бомбардируемого ядра отщепляются целые комплексы элементарных частиц, а также крупные осколки ядер. При этом открываются новые возможности для получения всевозможных радиоактивных веществ, так как при бомбарди-

ровке сверхбыстрыми частицами какого-либо вещества возникают почти все элементы, лежащие ближе к началу периодической системы, чем исходный продукт. Так, например, в сообщениях^{56, 57} приводятся опыты по бомбардировке углерода, азота, кислорода и фтора очень быстрыми нейтронами с энергией 90 Мэв.

При этом при бомбардировке азота, кислорода и фтора наблюдался выход N_7^{13} . Вполне вероятно, что будет обнаружен ещё целый ряд реакций со сверхбыстрыми частицами, при которых получается радиоазот N_7^{13} .

2. Характер β -спектра

Полученный в реакциях (3) — (9) азот N_7^{13} является нестабильным и распадается с периодом полураспада около 9,9 мин., выбрасывая позитрон (и нейтрино) и переходя в устойчивый изотоп углерода C_6^{13} :



Однако, хотя N_7^{13} был в числе первых трёх полученных искусственно радиоактивных элементов, вид его β -спектра до сих пор ещё окончательно не установлен. Одна группа исследователей считает, что позитронный спектр является комплексным и состоит из двух компонент: одной с максимальной энергией около 1,2 Мэв и другой, соответствующей переходу на возбуждённый уровень C_6^3 при 280 кэв, с последующим испусканием γ -кванта с энергией 280 кэв. Эта концепция нашла своё отражение и в известных таблицах изотопов Сиборга и Маттауха.

Другая группа считает спектр N_7^{13} простым, состоящим из одной компоненты с граничной энергией порядка 1,2 Мэв. Исследования, выполненные в последние годы, как будто подтверждают вторую точку зрения.

Одними из первых измеряли спектр позитронов распада советские физики Алиханов, Алиханян и Джелепов^{5, 6, 7}. Используя для этой цели оригинальный прибор с двумя счётчиками совпадений в магнитном поле⁵⁸, они сняли спектр позитронов и нашли граничную энергию их равной $E_\beta = 1,3$ Мэв.

Позднее было обнаружено^{59, 60}, что при распаде N_7^{13} кроме γ -квантов с энергией 510 кэв, получающихся в процессе аннигиляции позитронов, имеется γ -излучение с энергией 280 кэв и интенсивностью, равной 0,4 γ -кванта на один акт распада.

N_7^{13} был получен бомбардировкой угля дейтонами с энергией 6 Мэв. При помощи камеры Вильсона был снят спектр вторичных электронов, возникающих в свинце под действием γ -излучения от N_7^{13} . Для устранения возможности появления вторичных электро-

нов из стенок камеры Вильсона поток γ -квантов от источника проходил по свинцовому каналу и попадал на пластинку из свинца, служившую источником вторичных электронов. Для устранения позитронов распада источник был окружён слоем неактивированного углерода. Полученное при этом распределение вторичных электронов по энергиям указывает на наличие γ -излучения с энергией 280 кэв.

Лиман^{61, 62}, исследовавший распад N_7^{13} при помощи магнитного спектрометра с высокой разрешающей способностью, также считает спектр комплексным. Полученный им спектр можно разложить на две компоненты с максимальными энергиями 1,20 Мэв и 1,98 Мэв и распределением позитронов в каждой компоненте, отвечающим теории Ферми. При этом отношение интенсивностей этих компонент оказывается равным 4:1. Таким образом, переходов на возбуждённый уровень имеется в четыре раза меньше, чем переходов на основной уровень S_6^{13} . Если в действительности испускание позитрона, принадлежащего второй компоненте, приводит к последующей эмиссии γ -кванта, то можно обнаружить (β - γ)-или (γ - γ)-совпадения. Последние должны иметь место ввиду наличия излучения аннигиляции позитрона. (γ - γ)-совпадения действительно были наблюдаемы Лиманом при помощи двух счётчиков совпадений, регистрировавших γ -кванты, угол между направлениями полёта которых был меньше 90° (два γ -кванта излучения аннигиляции разлетаются с углом, равным 180° ⁶³).

Наличие γ -излучения с энергией около 280 кэв подтверждается также в работе⁶⁴, в которой обнаружен широкий пик вторичных электронов, возникавших в свинце под действием этого излучения. β -спектры N_7^{13} , снятые при помощи магнитного спектрометра⁶⁵, обнаруживают при малых энергиях позитронов значительное отклонение от прямой, получающейся при применении теории Ферми в виде, предложенном в⁶⁶. В⁶⁵ это отклонение объясняется присутствием компоненты с малой энергией и частично рассеянными электронами.

Существование γ -лучей с энергией ~ 280 кэв было подтверждено также в работе⁶⁷. Авторы помещали графит, облучённый дейтонами с энергией 5 Мэв, в свинцовый блок. В одной из его стенок имелся канал, который можно было полностью закрывать (рис. 8). Благодаря толстым стенкам блока излучение с энергией 280 кэв сильно поглощалось в них, в то время как излучение аннигиляции поглощалось значительно слабее. При открытом канале γ -лучи от источника и излучение аннигиляции попадали на свинцовую пластинку, служившую источником вторичных электронов. Энергия вторичных электронов измерялась при помощи магнитного спектрометра. Для предотвращения попадания позитронов в канал перед источником помещалась тонкая (2,5 мм) алюминиевая пла-

стинка. Были сняты два спектра при открытом и при закрытом канале. Разность этих значений даёт эффект, вызванный γ -излучением, энергия которого меньше энергии излучения аннигиляции. На рис. 9 приведена полученная таким образом кривая. γ -излучение аннигиляции даёт три пика, находящиеся справа и вызванные комптоновскими электронами и фотоэлектронами с K - и L -оболочек в свинце (GKL — теоретические значения для этих групп). Четвёртый пик даёт K -фотоэлектроны более мягкого γ -излучения. Если

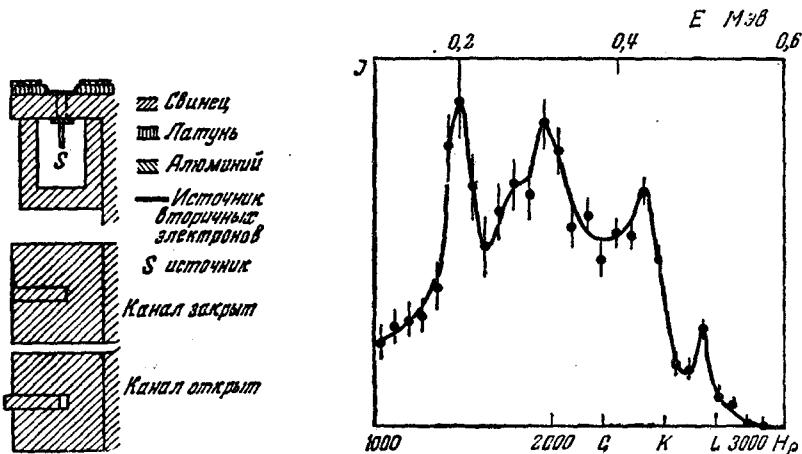


Рис. 8. Установка для исследования наличия γ -излучения при распаде N_7^{13}

Рис. 9. Спектр вторичных электронов, возникающих в свинце под действием γ -излучения N_7^{13} .

прибавить энергию связи электрона на K -оболочке в свинце (88 кэв) к энергии электронов этого пика, то найдём энергию γ -излучения $E_\gamma = 285 \pm 10 \text{ кэв}$.

Авторы оценили интенсивность этого излучения, получив значение $0,2 \gamma$ -кванта с энергией 285 кэв на один акт распада. Однако результаты измерений ряда других авторов находятся в противоречии с вышеприведёнными данными о наличии γ -излучения с энергией 280 кэв .

Так, согласно ⁶⁸ имеется не более $0,05 \gamma$ -квантов с энергией около 280 кэв на один акт распада.

Подобные указания имеются также в ⁶⁹.

Измерения, произведённые с N_7^{13} , полученным бомбардировкой C дейтонами ⁷⁰, также указывают на простой характер β -спектра N_7^{13} . Полученная автором при помощи магнитного спектрометра кривая приведена на рис. 10. Для сравнения там же приведён

график Ферми-Кюри, построенный в координатах $\left(\frac{N}{f}\right)^{\frac{1}{2}}$, $E + 1$, из которого следует, что β -спектр N_7^{13} является простым.

В 1945 г. была сделана попытка^{71, 72} проверить данные о наличии γ -излучения с энергией 280 кэв. С этой целью облучённый дейтонами с энергией 5 Мэв графит вводился в β -спектрометр. Был исследован, как и в^{59, 60, 67}, спектр вторичных электронов, возникавших в свинце под действием γ -излучения от источника.

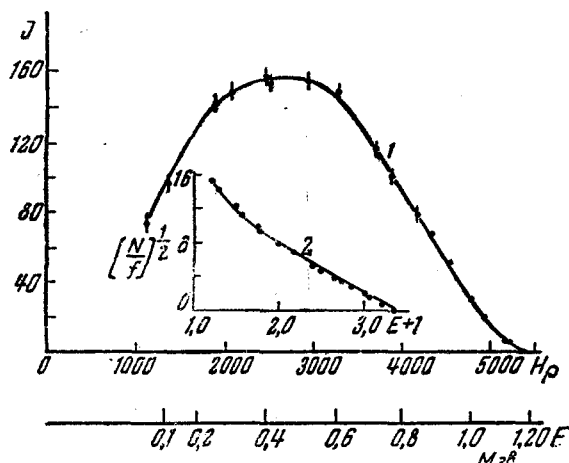


Рис. 10. Спектр позитронов N_7^{13} (1) и график Кюри-Ферми (2).

Полученный спектр приведён на рис. 11. На кривой видны максимумы от комптоновских электронов и K - и L -фотоэлектронов, вызванных излучением аннигиляции. Как видно из рисунка, здесь не обнаружено никаких других максимумов, которые можно было бы связать с определённым γ -излучением.

Была сделана также попытка⁷³ подтвердить наличие $(\gamma\text{-}\gamma)$ -совпадений в излучении N_7^{13} , о которых сообщал Лиман⁶².

Установка (рис. 12) состояла из двух γ -счётчиков обычного типа, помещённых на расстоянии 2 см друг от друга. Между счётчиками помещалась широкая свинцовая пластина толщиной 15 мм. Этим предотвращались ложные совпадения, которые могли быть вызваны одним и тем же вторичным электроном, прошедшим через оба счётчика.

Источник позитронов (графит, облучённый дейтонами) располагался на тонкой фольге. Расстояние между ним и счётчиками можно было менять, чем достигалось наблюдение γ -излучения под разными углами.

Для контроля результатов, измерения совпадений были произведены также с радиоактивным углеродом C_6^{11} , обладающим позитронной активностью, но не имеющим γ -излучения.

Полученные при этих условиях результаты указывают, что число совпадений для N_7^{13} в пределах статистической точности равно числу совпадений с C_6^{11} и соответствует теоретическому числу случайных совпадений. Это свидетельствует в пользу простого характера распада N_7^{13} .

В 1947 г. γ -излучение N_7^{13} было исследовано⁷⁴ при помощи магнитного спектрометра с высокой разрешающей способностью и малым рассеянием и

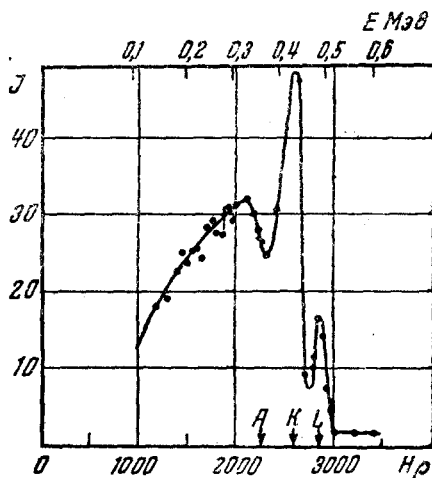


Рис. 11. Спектр вторичных электронов ^{13}N , возникающих в свинце под действием γ -излучения N_7^{13} .

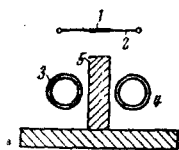


Рис. 12. Установка для исследования $(\beta-\gamma)$ -совпадений при распаде N_7^{13} . 1 — образец; 2 — фольга; 3 и 4 — счётчики Гейгера; 5 — свинцовая пластина.

и фоном⁷⁵. Был снят спектр вторичных электронов в свинце. Полученные результаты совпадают с результатами^{71, 72}. Авторы делают вывод, что имеется не более 0,002 γ -кванта с энергией порядка 280 кэВ на один акт распада N_7^{13} .

Джелепов^{76, 77} указал, что β -превращения радиоактивных ядер типа M_Z^{2Z-1} , к числу которых относится и N_7^{13} , должны быть разрешёнными. В самом деле, при позитронном распаде такого ядра происходит лишь замена протона нейтроном, а остаток ядра содержит равное число протонов и нейтронов. В этом случае волновые функции ядра до и после превращения должны быть весьма близки, что соответствует действительности, так как все ядра этого типа обладают очень малым произведением $fT_{1/2}$, где $T_{1/2}$ — период полураспада и f — известный интеграл, входящий в теорию β -распада, данную Ферми⁷⁸. Поэтому у этих ядер трудно ожидать наличия нескольких компонент β -спектра, так как

при этом происходила бы некоторая перестройка ядра, а это привело бы к изменению волновой функции ядра после β -превращения.

Приведённые выше данные не позволяют, однако, считать вопрос о существовании γ -излучения с энергией 280 *кэв* решённым, так как условия, в которых производились опыты, приведшие к противоречивым результатам, были несколько различны. Всё же более вероятно, по нашему мнению, что β -спектр N_7^{13} имеет простой характер.

3. Граница β -спектра

Многочисленные измерения границы β -спектра N_7^{13} в основном совпадают между собой. Непосредственные наблюдения границы β -спектра дают для максимальной энергии позитронов значение около 1,2 *Мэв*. Те же значения даёт экстраполяция графика Кюри-Пакстона⁶⁶, построенного на основании теории Ферми. Экстраполяция этого графика, построенного в соответствии с теорией Конопинского-Юленбека, даёт значительно более высокие значения — примерно 1,45 *Мэв*. Почти все исследователи приходят к выводу, что β -распад N_7^{13}

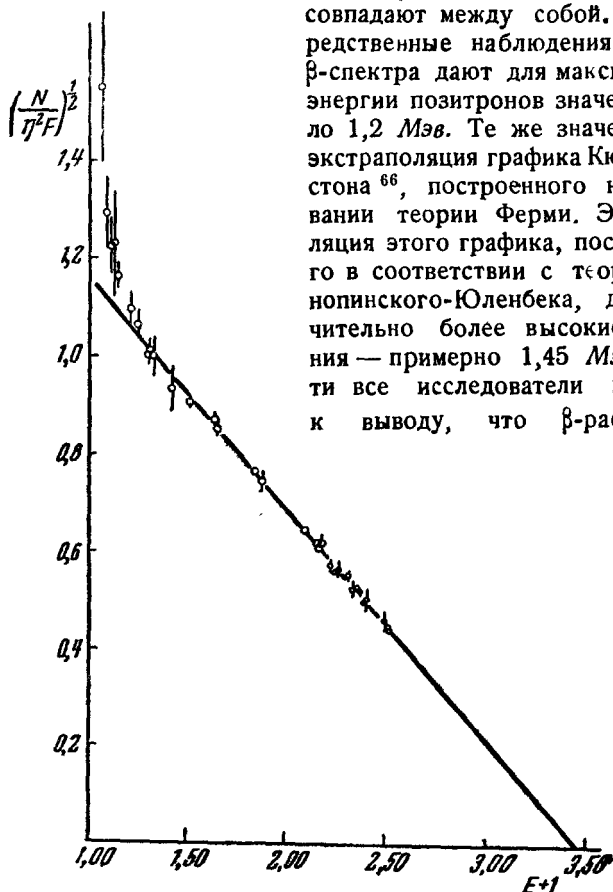


Рис. 13. График Кюри-Ферми для N_7^{13} .

в области средних и высоких энергий позитронов в точности следует

первоначальной теории Ферми, в то время как теория Конопинского-Юленбека даёт совершенно неправильные результаты.

Для максимальной энергии β -спектра было получено 70 значение $E_{\beta} = 1,24 \pm 0,02$ Мэв. Измерения, проведённые в последнее время 79 , дают $E_{\beta} = 1,25 \pm 0,03$ Мэв. На рис. 13 приведён график Ферми-Кюри 79 . Экспериментальные точки лежат на теоретической прямой вплоть до $E + 1 = 1,35$ m_0c^2 . Значение $E_{\beta} = 1,25 \pm \pm 0,03$ Мэв получено экстраполяцией этого графика. Джелепов 77 , вычисливший теоретически энергию β -спектра N_7^{13} , получил для неё значение $E_{\beta} = 1,26$ Мэв.

4. Период полураспада

Наиболее тщательные измерения периода полураспада проведены в работе 80 . N_7^{13} был получен путём бомбардировки углерода в вакууме дейтонами с энергией 900 кэв при токе 50 мка. Облучённый углерод помещался в алюминиевой кассете, поглощавшей позитроны, на расстоянии 10 см от ионизационной камеры, наполненной аргоном до давления 8 атмосфер. Измерялся ионизационный ток в камере, вызванный излучением аннигиляции от позитронов N_7^{13} .

Уменьшение активности, наблюдавшееся в течение 11 периодов полураспада, происходило с очень большой степенью точности по экспоненциальному закону. Найденный период полураспада N_7^{13} равен

$$T_{1/2} = 9,93 \pm 0,03 \text{ мин.}$$

Измерения периода полураспада, проведённые по уменьшению числа частиц от N_7^{13} при помощи счётчика Гейгера-Мюллера, дают обычно несколько более высокие значения (например, $10,3 \pm 0,8$ мин. 81 ; $10,13 \pm 0,10$ мин. 71).

Возможно, что это связано с наличием радиоактивных примесей, которые при измерении активности по γ -излучению кажутся меньше, так как γ -излучение источников с позитронной эмиссией обычно сильнее γ -излучения источников, испускающих электроны.

5. Масса, спин и магнитный момент

Принимая границу β -спектра N_7^{13} равной $1,24 \pm 0,02$ Мэв и массу покоя позитрона — 0,511 Мэв, а массу нейтрино равной нулю, найдём для разности масс $N^{13} - C^{13}$:

$$N^{13} - C^{13} = 2,261 \pm 0,02 \text{ Мэв} = 0,00243 \pm 0,00003 \text{ MU.}$$

Беря из таблиц С. Петровича²⁵ для массы C_6^{13} значение $M_{C^{13}} = 13,00751$, найдём:

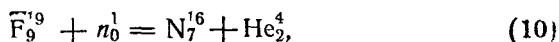
$$M_{N^{13}} = 13,00994 \pm 0,00003 MU.$$

Теоретически⁷⁸ основное состояние и первый возбуждённый уровень C^{13} и N^{13} должны быть членами дублета $2P_{1/2, 3/2}$, причём основное состояние должно иметь характер $2P_{1/2}$. Если к β -распаду N_7^{13} применимы правила отбора Ферми, то из этого следует, что спин N^{13} равен $\frac{1}{2}$ и что спектр имеет простой характер. Если действуют правила Теллера, то переход разрешён на оба уровня C_6^{13} независимо от того, равен ли спин N^{13} половине или трём вторым. В соответствии с этим спектр должен иметь комплексный характер и состоять из двух компонент. Как уже указывалось, экспериментальные исследования характера β -спектра N^{13} являются противоречивыми.

Однако, опираясь на последние работы, можно считать, что β -спектр N^{13} состоит из одной компоненты. При этом спин его должен быть равен $\frac{1}{2}$. Магнитный момент N^{13} до настоящего времени не измерялся.

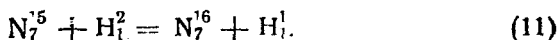
III. ИЗОТОП $N_7^{16} \cdot T_{1/2} = 7,3$ сек.

В конце 1933 г. при облучении газа в камере Вильсона (30% CCl_2F_2 и 70% He) быстрыми нейтронами на 10 из 3200 сделанных фотографий были обнаружены типичные картины ядерной реакции⁸². Авторы предложили для имеющей здесь место реакции следующую схему:



и высказали предположение, что образующийся в реакции изотоп азота N_7^{16} может быть нестабильным и, испуская электрон, переходить в устойчивый изотоп кислорода O_8^{16} .

В 1934 г. было обнаружено^{83, 84}, что при бомбардировке фтора нейтронами образуется радиоактивный элемент, испускающий электроны и распадающийся с периодом около 10 сек. Обе группы авторов предположили, что активным элементом является азот N_7^{16} , образующийся согласно реакции (10) и переходящий после испускания электрона в устойчивый изотоп кислорода — O^{16} . К такому же выводу пришли в том же 1934 г. изучавшие эту реакцию Курчатов, Щепкин и Вибе⁸⁵. Они указали, что электроны распада N^{16} должны обладать большой энергией. В 1936 г. аналогичная активность была обнаружена при бомбардировке азота дейтронами⁸⁶ и предположено наличие реакции



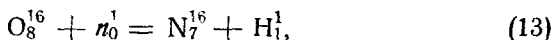
По фотографиям, сделанным в камере Вильсона, авторы заключили, что верхняя граница β -спектра находится около 6 Мэв. Исследование активности, полученной по реакции (10), проведённое в то же время⁸⁷, дало для неё значение периода полураспада $T_{1,2} = 8,4 \pm 0,1$ сек.

При облучении азота нейтронами от $Ra + Be$ наблюдался⁸⁸ захват этих нейтронов ядром N^{15} , приводящий к образованию N_7^{16} по реакции



Согласно⁸⁹ сечение этой реакции $\sigma_s < 0,01$ барна.

По фотографиям в камере Вильсона было найдено⁹⁰, что максимальная энергия электронов, испускаемых N_7^{16} , полученных путём облучения фтора нейтронами, равна 6,5—7,0 Мэв. Простирающийся в область высоких энергий хвост авторы приписали систематическим ошибкам наблюдения кривизны траекторий, что происходило по их мнению из-за малости магнитного поля (1000 эрстед). В 1937 г. была обнаружена⁹¹ реакция



в результате которой также образуется радиоактивный азот N_7^{16} . Авторы получили значительную активность с периодом 8 сек. при бомбардировке кислорода нейтронами от $Li + d$ (энергия нейтронов 14 Мэв). Бомбардировка кислорода нейтронами от $Be + d$ (энергия нейтронов 4,6 Мэв) не приводила к появлению активности. Это указывает на то, что для осуществления реакции (13) нужны весьма быстрые нейтроны.

Химическая идентификация изотопа азота N_7^{16} была произведена в 1937 г. Полесицким⁹² в Ленинграде.

Раствор NH_4F помещался в стеклянном сосуде 1 (рис. 14), в котором находились пластинка из пористого материала 2 и трубочка 3, содержавшая несколько сот милликюри смеси $Ra + Be$ и служившая источником нейтронов. Образующийся в 1 радиоактивный продукт переносился в потоке газа, продувавшегося в направлении, указанном на рисунке стрелкой, в сосуд 4, в котором находился счётчик Гейгера-Мюллера. При желании между сосудом 1 и счётчиком можно было помещать различные вещества 5, взаимодействовавшие с переносившейся активностью.

Продувая вначале воздух, Полесицкий нашёл, что активность из 1 переносится к счётчику. При продувании потока водорода в 5 помещалась ловушка с жидким воздухом. При этом активность продолжала переноситься целиком. Однако при пропускании потока водорода через уголь, находившийся при температуре жидкого воздуха, наблюдалось резкое уменьшение числа отсчётов в 4.

Единственными газами, которые адсорбируются углём, находящимся при температуре жидкого воздуха, но проходят через пустую ловушку с жидким воздухом, являются кислород и азот. Полесицкий пропустил поток водорода через платиновый катализатор с последующим прохождением через CaCl_2 в одном эксперименте и через ловушку с жидким воздухом в другом. На платиновом катализаторе кислород должен был бы при этом соединиться с водородом, образуя водяной пар, и следовательно, поглощаться в обоих случаях, тогда как азот, образуя при

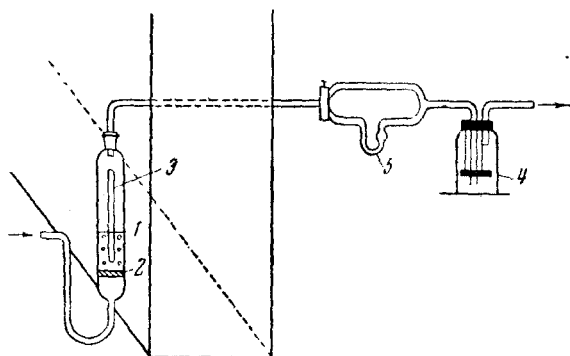


Рис. 14. Установка Полесицкого для исследования активности, полученной при бомбардировке фтора нейтронами.

соединении с водородом аммиак NH_3 , только во втором. Данные, полученные Полесицким, убедительно показывают, что активным веществом, образующимся при облучении фтора (здесь в виде NH_4F) нейтронами, является изотоп азота N_7^{16} , образующийся по реакции (10).

Бете и Ливингстон⁹³, используя данные⁹⁴ измерений (при помощи фотографий в камере Вильсона) энергии реакции (10), вычислили для массы N_7^{16} значение $16,011 \pm 0,002$.

Близкое значение массы N_7^{16} , равное 16,0114, было получено теоретически в⁹⁵. В другой работе⁹⁶ вычисление массы N_7^{16} привело к значению $16,0102 \pm 0,0007 \text{ MU}$. Эти данные указывают на то, что энергия распада N_7^{16} должна быть порядка 10 Мэв, в то время как прямые измерения верхней границы β -спектра давали для неё значения около 6 Мэв. Следует отметить, что это, как будет видно из дальнейшего, ошибочное значение границы β -спектра приводится в таблицах Сиборга и Маттауха. В 1946 г. было показано^{97, 98, 99}, что β -спектр N_7^{16} является комплексным и состоит из нескольких компонент, причём энергия электронов наиболее жёсткой компоненты равна примерно 10 Мэв. В работе⁹⁷

кислород (в виде $\text{Be}(\text{OH})_2$) облучался быстрыми нейтронами, полученными на циклотроне. Мишень помещалась в герметической камере объемом 350 см^3 , соединявшейся при помощи вакуумной линии передачи, с внутренним диаметром около 2 мм , с приёмной камерой, находившейся в комнате управления циклотроном на расстоянии 40 м от него. Ввиду наличия сильного фона от γ -излучения при работе циклотрона последний на время измерений приходилось выключать. Вследствие этого невозможно было переносить активность в непрерывном потоке газа в приёмную камеру, так как время жизни N^{16} очень мало.

Камера, в которой находился образец, наполнялась водородом при давлении в 2 атм . Линия передачи и приёмная камера находились при этом под вакуумом. После окончания бомбардировки открывался клапан, соединявший образец с линией передачи, и водород переносил активность в приёмную камеру. Измерения можно было начинать уже через $2,5 \text{ сек}$. после окончания бомбардировки.

Тщательные измерения периода полураспада активности, полученной при бомбардировке кислорода нейтронами, дали для него значение $T_{1/2} = 7,3 \pm 0,3 \text{ сек}$. На рис. 15 приведена полученная кривая распада N_7^6 .

Опыты показали, что при распаде N_7^6 , кроме электронов распада имеется ещё жёсткое γ -излучение. Авторами было промерено до 125 треков вторичных электронов в камере Вильсона с магнитным полем. Образец находился в стеклянной трубке толщиной 6 мм . Введение дополнительной 6-мм медной заслонки не устраняло треков, что указывает на то, что они возникают под действием вторичных частиц. Анализ треков указывает на наличие довольно однородного γ -излучения с энергией $5\text{--}6 \text{ Мэв}$. Грубый статистический анализ числа треков, полученных на различных фотографиях, снятых через промежуток времени около 20 сек , показывает, что активность имеет нужный период полураспада.

Кривая поглощения активности в алюминии также указывает на наличие γ -излучения с энергией $\approx 6 \text{ Мэв}$.

Из анализа этой кривой авторы делают вывод, что β -спектр N_7^6 является комплексным и состоит из двух компонент — одной

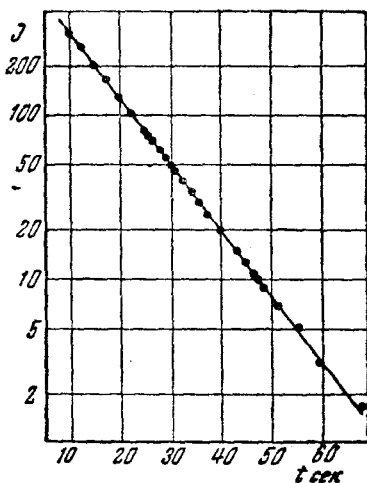


Рис. 15. Распад N_7^6 .

с энергией 9,5 Мэв и второй — с энергией 3,5 Мэв, причём вторая компонента примерно в 3 раза интенсивнее первой. После β -перехода, принадлежащего ко второй компоненте, возбуждённое ядро испускает γ -квант с энергией 6 Мэв.

Авторы произвели также измерение порога реакции (13) и нашли, что участвующие в реакции нейтроны имеют пороговую энергию несколько меньше, чем 12,6 Мэв. При этом для разности масс $N_7^{16} - O_8^6$ получается примерно значение $\leq 12,6$ Мэв.

Высота потенциального барьера азота для эмиссии вылетающего по реакции (13) протона равна

$$E = \frac{Ze^2}{r_0 A^{\frac{1}{3}}}.$$

Таким образом, чтобы вероятность преодоления внутреннего потенциального барьера O_8^6 была велика, протон должен в ядре иметь энергию порядка 2,5—3 Мэв. Эти соображения позволяют считать, что разность масс N_7^{16} и O_8^6 должна быть равна примерно 10 Мэв.

С описанными результатами в основном совпадают результаты измерений в работах⁹⁸ и⁹⁹. В этих опытах N_7^6 был получен облучением кислорода (в виде H_2O и H_3BO_3) быстрыми нейтронами. По спаду активности облучённых цилиндров из H_3BO_3 , наблюдавшемся на протяжении восьми периодов, был определён период полураспада N_7^6 , равный $T_{1/2} = 7,35 \pm 0,05$ сек. (В⁹⁷ даётся значение $7,3 \pm 0,3$ сек.) Это значение является, повидимому, наиболее точным.

Полученная авторами кривая поглощения исследовавшейся ими активности приведена на рис. 16 (кривая 1). Из нее можно видеть наличие жёсткого γ -излучения, испускаемого образцом. Точки на кривой 2 получены вычитанием этого излучения из кривой 1. Кривая 2 указывает на комплексный характер β -спектра и может быть разложена на две составляющие. Одна из них — жёсткая компонента ($\approx 18\%$ общей интенсивности), соответствующая переходу на основной уровень O_8^6 , имеет максимальную энергию примерно 10,5 Мэв. Вторая — мягкая компонента — имеет границу в районе 4 Мэв. Так как β -переходы принадлежащие мягкой компоненте, должны сопровождаться γ -излучением, то кривая распределения электронов этой компоненты может быть получена путём наблюдения абсорбции (β - γ)-совпадений. Полученная авторами кривая уменьшения числа (β - γ)-совпадений в зависимости от толщины слоя алюминия, помещённого между счётчиками Гейгера (рис. 17), очень хорошо совпадает с кривой поглощения мягкой компоненты (кривая 5, рис. 16).

Энергия испускаемых при распаде N_7^{16} γ -лучей была измерена по поглощению в алюминии вторичных электронов, возникавших под действием этих лучей. Энергия γ -лучей измерялась также по кривизне траекторий вторичных электронов, сфотографированных при помощи камеры Вильсона, помещённой в магнитное поле.

Анализ результатов этих измерений указывает на наличие γ -квантов с энергией 6,2 Мэв (возбуждённый уровень O^{16} , известный из реакции $F^{19}(p, \alpha)O^{16}$, см. ¹⁰⁰) и квантов с энергией 6,7 Мэв.

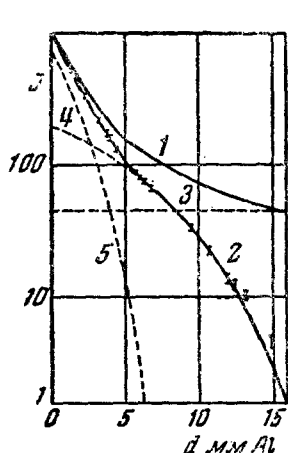


Рис. 16. Кривая поглощения электронов, испускаемых радиоизотопом N_7^{16} . 1 — общая активность ($\beta + \gamma$); 2 — β -активность; 3 — γ -активность; 4 — жесткая компонента β -спектра ($E_\beta = 10,5$ Мэв); 5 — мягкая компонента β -спектра ($E_\beta = 4$ Мэв).

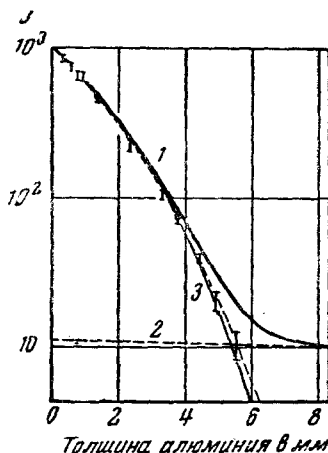


Рис. 17. Кривая уменьшения числа совпадений при прохождении электронов через слой алюминия. 1 — совпадения плюс фон; 2 — фон; 3 — совпадения без фона.

Имеется также некоторая вероятность существования γ -излучения с энергией 5,1 Мэв.

Для проверки полученных результатов авторы произвели исследование энергии электронов распада N_7^{16} при помощи фотографирования их траекторий в камере Вильсона с магнитным полем. В этих экспериментах облучённая нейтронами вода втекала по медной трубке (толщина стенок $d = 0,1$ мм) в пространство расширения камеры Вильсона и выводилась наружу. При этом электроны распада попадали в камеру Вильсона без существенных потерь энергии. Для получения надёжных результатов, как при больших, так и при малых энергиях электронов распада, измерения

были проведены при двух различных значениях магнитного поля: $H = 500$ эрстед и $H = 1000$ эрстед. На рис. 18 показан исправленный с учётом поглощения электронов в слое воды и в меди, а также геометрии устройства, вид β -спектра N_7^{16} , снятый при помощи камеры Вильсона. Из него видно наличие компоненты с большой энергией, для которой экстраполяция графика Кюри-Ферми даёт граничную энергию 10 ± 1 Мэв. Интенсивность её равна $22 \pm 5\%$. Для остальной части спектра экстраполяция даёт значение максимальной энергии примерно 4,6 Мэв.

На вильсоновских фотографиях было обнаружено также некоторое количество треков позитронов. Известно¹⁰⁰, что кислород O^{16} имеет возбуждённый уровень при $6,0 \pm 0,2$ Мэв, энергия которого выделяется не в форме γ -кванта, а в форме пары электрон — позитрон. Незначительность количества позитронов, обнаруженных на фотографиях, свидетельствует о том, что переход на этот уровень является запрещённым.

Сопоставляя результаты своих измерений, авторы приходят к выводу, что энергия распада N^{16} равна $Q = 10,3 \pm 0,7$ Мэв.

В таблице II приведены данные, характеризующие радиоактивный распад N_7^6 . (В скобках приведены значения, получающиеся, если принять, что существует упоминавшийся выше уровень при 5,1 Мэв.)

Таблица II
Характеристики распада N_7^{16}

Распад		Уровни O^{16}		
Максимальная энергия компонент спектра (в Мэв)	Интенсивность (в %)	Характер перехода	Энергия возбуждения	Тип по Деннисону
10,5 (10,1)	20 (20)	Запрещённый	0	0^+
— (5,0)	(15)		5,1	3^-
4,5 (4,1)	2	Запрещённый	6,0	0^+
4,3 (3,9)	40 (25)	Дозволенный	6,2	2^-
3,8 (3,4)	40 (40)	Дозволенный	6,7	1

Известно, что основное состояние O^{16} является чётным и имеет спин, равный нулю (0^+ в таблице). По правилам отбора для β -перехода⁷⁸ найдём, что основное состояние N_7^6 является нечётным и имеет спин, если принять схему Деннисона¹⁰¹, 1 или 2.

Энергия реакции $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ исследовалась в 1947 г.¹⁰², Наполненная один раз CF_4 и другой раз (для контроля) SiF_4 , ионизационная камера облучалась монохроматическими нейтронами с энергией 3,68 Мэв. Возникшие в камере импульсы усиливались

линейным усилителем и регистрировались осциллографом. Зная количество энергии, которое тратит получившаяся в реакции $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ α -частица на образование одной пары ионов в соответствующем газе, и величину импульса в камере, можно было определить энергию α -частиц. Отсюда была найдена энергия реакции $Q = -0,73 \pm 0,25$ Мэв. При этом масса N_7^{16} получается

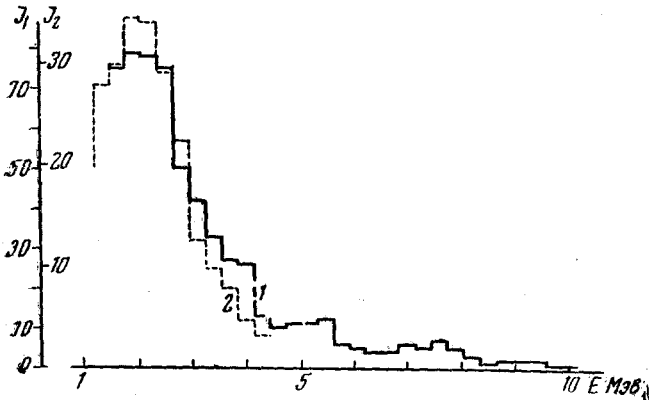


Рис. 18. β -спектр N_7^{16} , снятый при помощи камеры Вильсона с магнитным полем. 1 — $H = 1000$ эрстед; 2 — $H = 500$ эрстед.

равной $M_{N^{16}} = 16,0104 \pm 0,00029$, а максимальная энергия электронов распада $E_\beta = 9,68 \pm 0,28$ Мэв.

В 1949 г. было произведено^{124, 125} определение энергии реакции $N^{15}(d, p)N^{16}$. Аммиак, азот которого был обогащён до 61,5% изотопом N^{15} , бомбардировался дейтонами, и изучалось распределение протонов по энергиям. Энергия реакции оказалась равной $0,23 \pm 0,15$ Мэв. Для массы N^{16} при этом получается значение, равное $16,01121 \pm 0,00023$.

На основании изложенных выше работ можно сделать следующие выводы: радиоактивный изотоп азота N_7^{16} получается в результате реакций 10, 11, 12 и 13. Основным способом получения N_7^{16} в настоящее время является бомбардировка кислорода быстрыми ($E \geq 12$ Мэв) нейтронами, т. е. реакция (13). Если имеющийся источник даёт нейтроны меньшей энергии, то применяется реакция (10). Период полураспада азота N_7^{16} , полученного в реакциях (10) — (13), равен $T_{1/2} = 7,35$ сек. Получающийся при распаде азота N^{16} β -спектр является комплексным. Его жёсткая компонента обладает очень большой энергией, равной

$$E_\beta = 10,2 \pm 0,6 \text{ Мэв.}$$

Вычисленная по энергии β -спектра и массе O_8^{16} масса атома N_7^{16} оказывается равной

$$M_{N_7^{16}} = 16,011 \pm 0,0008 MU.$$

Мягкая компонента β -спектра имеет энергию, равную $E_\beta' = 4,3 Mэв$, причём возможно, что она в свою очередь состоит из нескольких составляющих. Основное состояние N_7^{16} является нечётным. Спин его должен быть целым числом, отличным от нуля.

IV. ИЗОТОП $N_7^{17} \cdot T_{1,2} = 4,1$ сек.

В конце 1948 г. появились краткие сообщения об обнаружении искусственной радиоактивности нового вида, сходной с наблюдавшейся ранее естественной радиоактивностью продуктов, возникающих в результате деления тяжёлых ядер ^{235}U . Здесь вслед за β -распадом исходного продукта возбуждённое ядро выбрасывает нейтрон:

$$M_{Z-1}^{A+1} = M_Z^A + n + \beta^- + \nu.$$

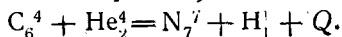
Образующиеся при этом нейтроны не являются монохроматичными, что соответствовало бы существованию единственной компоненты β -спектра, а имеют, повидимому, сплошной спектр, простирающийся примерно до $2 Mэв$. Этот вид радиоактивности был получен при бомбардировке кислорода и ряда других элементов дейтонами с энергией $195 Mэв$. После окончания бомбардировки выход нейтронов не прекращался немедленно, а убывал экспоненциально с периодом около четырёх секунд. При помощи пропорционального счётчика, наполненного Bi_3 , был измерен период половинного уменьшения нейтронной активности, получающейся при бомбардировке дейтонами всех элементов — от кислорода до калия включительно. Оказалось, что этот период для всех этих элементов является одинаковым и равным

$$T_{1/2} = 4,14 \pm 0,04 \text{ сек.}$$

Совместные наблюдения интенсивности γ -излучения и величины выхода этих «запаздывающих» нейтронов показали, что это явление невозможно объяснить, исходя из предположения о наличии какой-либо (γ, n)-реакции.

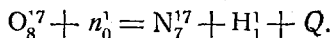
Эксперименты показали ^{04, 05, 06}, что элементом, обладающим такой комплексной (n, β)-радиоактивностью является изотоп азота N_7^{17} .

Образование N_7^{17} наблюдалось ¹²⁶ также при бомбардировке углерода α -частицами с энергией $\geq 30 Mэв$:



Порог этой реакции меньше $16 Mэв$, а поперечное сечение для α -частиц с энергией $28 Mэв$ равно $0,06$ барна. Интересные данные

относительно получения N^{17} при бомбардировке изотопов кислорода быстрыми нейтронами приведены в другой работе¹²⁷. Авторы подвергли бомбардировке нейтронами воду, содержащую O^{16} , O^{17} и O^{18} в их естественном соотношении. Был обнаружен выход запаздывающих нейтронов с периодом $\approx 4,5$ сек., что указывало на образование N^{17} по реакции



Энергия этой реакции равна, примерно, 8 Мэв. Сечение реакции по порядку величины равно 10^{-2} барна.

Особенности N^{17} , отмеченные выше, делают его очень удобным индикатором для исследования ряда ядерных реакций, возникающих при бомбардировке сверхбыстрыми частицами, так как он является единственным из лёгких элементов, испускающим запаздывающие нейтроны. Это обстоятельство позволяет легко отличить его от других элементов. Выход запаздывающих нейтронов при бомбардировке ряда элементов сверхбыстрыми дейтонами изучался в работе¹⁰⁷. Пучок дейтонов проходил через тонкий кристалл фтористого лития, служивший для контроля дозы облучения, полученного образцом, и попадал на тонкий образец известной поверхностной плотности. После 30-секундного облучения образец помещался внутрь камеры, наполненной BF_3 , а кристалл LiF — рядом с заполненным BF_3 счётчиком, и в течение тридцати секунд производились одновременные измерения активности образца и кристалла. Для уменьшения фона камера и счётчик были защищены толстым слоем парафина. Были проведены измерения двоякого рода: 1) сравнение относительного выхода на атом для различных элементов и 2) снятие кривых возбуждения активности для дейтонов различной энергии. Изменение энергии дейтонов достигалось замедлением их в слое меди, помещавшемся между кристаллом фтористого лития и образцом. Как видно из приведённой ниже таблицы (табл. III), относительный выход уменьшается примерно экспоненциально с увеличением числа вылетающих из ядра частиц.

Таблица III

Относительный выход N^{17} при бомбардировке дейтонами лёгких элементов

O	F	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	K
100 000	8400	2600	840	840	230	230	70	78	25

Из таблицы видно, что выход N^{17} при бомбардировке дейтонами кислорода, кроме O^{16} , превышает выход в калии в 4000 раз.

Это указывает на то, что при бомбардировке кислорода выход N^{17} весьма велик. Измерения показывают¹⁰⁷ также, что для данного элемента выход N^{17} монотонно возрастает с энергией. Порог реакции возрастает с увеличением заряда ядра.

В работе¹⁰⁸ приведены довольно грубые измерения спектра нейтронов, образующихся при распаде N^{17} . Измерения производились по протонам отдачи в камере Вильсона, наполненной водородом. Из этих измерений следует, что распределение нейтронов по энергиям имеет максимум при $E_n = 1$ Мэв. Ширина его равна $\Delta E_n = 0,6$ Мэв.

В свое время, при обнаружении нейтронной радиоактивности среди некоторых осколков деления тяжёлых ядер, Бор и Уилер¹⁰⁹

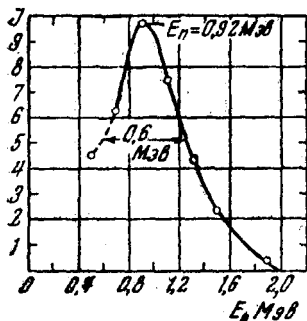


Рис. 19. Спектр нейтронов при распаде N^{17} .

высказали гипотезу о том, что выброс нейтрона из ядра происходит вслед за обычным β -распадом. Оставшееся после β -распада сильно возбуждённое ядро чрезвычайно быстро, за время порядка $10^{-12} - 10^{-15}$ сек., отдаёт энергию возбуждения, но не в виде γ -кванта, а в виде нейтрона. Естественно, что при таких временах жизни возбуждённого ядра этот процесс будет регистрироваться как одновременный ($n\beta$)-распад.

В случае N^{17} это значит, что после β -распада должно образоваться возбуждённое ядро O^{17} , в свою очередь переходящее в $O^{16} + n$. При этом ядро O^{16} и нейтрон должны иметь равные и противоположно направленные импульсы. Следовательно, нейтроны будут иметь энергию, в 16 раз большую, чем ядра O^{16} .

Это даёт очень удобную возможность для измерения спектра запаздывающих нейтронов от N^{17} по ядрам отдачи O^{16} . Раствор NH_4F облучался¹⁰⁶ дейтонами с энергией 190 Мэв. Полученная в результате бомбардировки активность переносилась в потоке гелия, протекавшего при атмосферном давлении через пропорциональный счётчик Гейгера. Возникавшие в счётчике импульсы с периодом 4,1 сек. превышали импульсы фона от β - и γ -излучения, что давало возможность вести измерения непрерывно, при работающем циклотроне. Кроме того, система работала на $(\beta\gamma)$ -совпадениях, что также уменьшало количество ложных отсчётов. Полученный таким образом спектр нейтронов приведён на рис. 19.

Как указывает автор, в действительности ширина резонансной кривой должна быть ещё уже.

Измерения при помощи совпадений дали возможность выделить при наличии очень сильного фона β -лучи от N^{17} , соответствующие переходу на возбуждённый уровень O^{17} . Их максимальная энергия, определённая по абсорбции в слое вещества, оказалась равной $3,7 \pm 0,2$ Мэв. Предварительные измерения показывают также, что сумма максимальной энергии β -перехода и энергии нейтрона в каждом акте распада остаётся постоянной, т. е. что наиболее быстрые нейтроны сопровождаются наиболее мягким β -излучением, и наоборот. Этот интересный вопрос в настоящее время далёк, однако, от полной ясности. Вероятно, что кроме β -перехода на возбуждённый уровень O^{17} имеется также компонента β -спектра, соответствующая переходу на основной уровень O^{17} . Согласно¹⁰⁶ её интенсивность должна составить менее 5% от интенсивности мягкой компоненты.

Поэтому β -переходы на основной уровень, не будучи сопровождаемы нейтронными совпадениями, неразличимы из-за сильного фона от N_7^{16} , образующегося обычно вместе с N_7^{17} . Как нетрудно подсчитать по массам атомов и энергиям β -частиц и нейтронов, максимальная энергия перехода на основной уровень O^{17} должна равняться

$$E_{\beta} = 8,7 \text{ Мэв.}$$

В заключение этой части обзора приводим таблицу основных характеристик изотопов азота.

Таблица IV

Характеристики изотопов азота

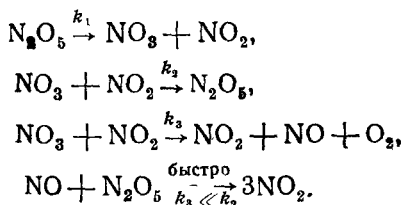
Изотоп	%	Масса	Спин	Характер распада	E_{β} в Мэв	$T_{1/2}$
N^{12}	—	$12,0228 \pm 0,00015$	0	β^+	16,6	0,0125 сек.
N^{13}	—	$13,0099 \pm 0,00003$	$1/2$	β^+	$1,24 \pm 0,02$	9,93 мин.
N^{14}	99,6	14,00751	1			
N^{15}	0,4	15,00489	$1/2$			
N^{16}	—	$16,0111 \pm 0,0008$	целое число, отличное от нуля	β^-	$10,2 \pm 0,6$	7,3 сек.
N^{17}	—	17,0138		β^- , n	8,7 2,0 (для n)	4,1 сек.

V. ПРИМЕНЕНИЕ N_7^{13} В ХИМИИ И БИОЛОГИИ

Применение радиоактивных и стабильных изотопов для решения ряда научных и научно-технических задач выкристаллизовалось в последние годы в большую самостоятельную область исследований. Этому вопросу посвящено много сотен работ, ряд монографий и обзорных статей^{119—114}.

Все четыре радиоактивных изотопа азота обладают сравнительно небольшим периодом полураспада, что затрудняет применение их в качестве меченых атомов. Поэтому в большей части работ с меченым азотом применялся стабильный изотоп последнего, а именно N_7^{15} . Однако и радиоактивный изотоп N_7^{13} с периодом полураспада $T_{1/2} = 9,9$ мин. был использован в ряде химических и биологических работ.

Недавно N_7^{13} был применён для подтверждения правильности гипотетического механизма термического распада пятиоксида азота¹¹⁵. Результат кинетических опытов можно объяснить, предположив следующую схему распада:



Если константы k_1 и k_2 имеют сравнительно большие значения, то в случае справедливости схемы должен наблюдаться быстрый обмен азотом между молекулами N_2O_5 и NO_3 .

Для проверки этого вывода был применён радиоактивный изотоп азота N_7^{13} , получавшийся путём бомбардировки графитового диска дейтонами на циклотроне. Диск сжигался в сухом кислороде, причём продукты конденсировались при температуре жидкого воздуха в присутствии NO_2 в качестве носителя. Далее эти продукты растворялись в четырёххлористом углероде, куда почти количественно переходила активность. Пятиокись азота приготавлилась в цельнопаяном стеклянном приборе путём окисления NO_2 озоном. Получившийся N_2O_5 также растворялся в CCl_4 . Чтобы свести термический распад к минимуму, опыты производились при температуре около $10^\circ C$.

Растворы N_2O_5 и $N^{13}O_2$ смешивались; через короткое время прибавлялся водный раствор $Ba(OH)_2$, причём N_2O_5 переходила в трудно растворимый осадок $Ba(NO_3)_2$. После удаления этого осадка избыток $Ba(OH)_2$ осаждался углекислым газом и $BaCO_3$ отфильтровывался. Для определения количества $N^{13}O_2$,

оставшегося в растворе, к последнему добавлялись эквимолекулярные количества AgNO_3 и NaNO_2 . Образовывался осадок, содержащий $\text{AgN}^{13}\text{O}_2$. Этот осадок отфильтровывался, промывался и его активность определялась на счётчике Гейгера-Мюллера.

В контрольных опытах растворы N_2O_5 сначала экстрагировались водным $\text{Ba}(\text{OH})_2$ и лишь потом добавлялся активный раствор N^{13}O_2 . Все операции проводились быстро с таким расчётом, чтобы продолжительность всего опыта была не более 1 часа.

В случае наличия предполагаемого обмена активность осадков AgNO_2 в основных опытах должна быть меньше, чем в контрольных опытах. Опыты позволили сделать однозначный вывод о наличии обмена азотом между N_2O_5 и NO_2 , который при 10°C идёт сравнительно быстро. Для растворов 0,1 н. N_2O_5 и 0,05 н. N^{13}O_2 время половинного превращения оказалось равным приблизительно 2 минутам. Для сравнения укажем, что время половинного превращения для реакции термического распада N_2O_5 при 10°C равно 60 часам.

Радиоактивность азота использовалась и для экспресс-определения содержания углерода в железе¹¹⁶. Подлежащие анализу образцы железа облучались пучком быстрых протонов или дейтронов, причём по реакциям (4) — (6) получался N_7^{13} .

Поверхностный слой железа, активируемый протонами, имел толщину порядка 10^{-3} мм. Этот слой практически не поглощал позитронов распада N_7^{13} . Облучённые образцы промерялись на счётчике Гейгера-Мюллера, причём их активность сравнивалась с активностью эталона SiC с известным содержанием углерода. Этот метод позволяет определять сотые доли процента углерода в железе в течение 5—10 мин.

Уже в 1922 г. некоторые авторы высказывали предположение о том, что ячмень может фиксировать небольшие количества свободного азота¹¹⁷.

Для проверки этой гипотезы был использован¹¹⁸ изотоп N_7^{13} . Ячмень с обрезанными корнями в присутствии контрольных образцов, убитых кипячением в воде, экспонировался в течение 20 мин. в атмосфере, содержащей N_7^{13} . Были приняты специальные меры для удаления CN , NH_3 , NO и других соединений азота. После окончания экспозиции растения обрабатывались 80%-ным этиловым

Таблица V
Фиксация ячменём свободного азота

	Продолжительность экспозиции в атмосфере, содержащей N_7^{13}	Активность (импульсов в минуту)
Живой ячмень . . .	20 мин.	200 ± 4
Убитый ячмень . .	20 мин.	2 ± 2

спиртом, и экстрагированный активный связанный азот определялся при помощи счётчика. Оказалось, что живой ячмень содержал соединения радиоактивного изотопа азота с периодом полураспада в 10 мин. Результаты одного из опытов приведены в таблице V.

Как видно из таблицы, живой ячмень усвоил заметные количества свободного азота (около 0,01 мл), в то время как убитый ячмень в пределах погрешности вовсе не содержит активности и следовательно, не фиксирует азота.

N_7^{13} применялся также в исследованиях газового обмена¹¹⁹ и для измерения скорости кровотока у людей¹²⁰.

В работе¹²⁰ люди вдыхали воздух, содержащий радиоактивный азот N_7^{13} , и скорость поступления последнего из лёгких в кровеносную систему определялась по γ -излучению при помощи наружных счётчиков Гейгера-Мюллера, прикладывавшихся к груди, бедру и пальцам.

Применение радиоактивных изотопов азота в химических и биологических опытах вряд ли имеет широкие перспективы, так как они практически вытеснены стабильным изотопом N_7^{15} . Зато для решения ряда физических задач (например для обнаружения нейтрино) короткоживущие радиоактивные изотопы азота вероятно найдут широкое применение.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Irène Curie, F. Joliot, J. Phys. et Rad. **4**, 494 (1933).
2. L. W. Alvarez, Phys. Rev. **75**, 1815 (1949).
3. Irène Curie, F. Joliot, Nature **133**, 201 (1934).
4. Irène Curie, F. Joliot, C. R. **193**, 251 (1934).
5. А. И. Алиханов, А. И. Алиханян, Б. С. Дзелепов, Nature **133**, 250 (1934).
6. А. И. Алиханов, А. И. Алиханян, Б. С. Дзелепов, Nature **134**, 254 (1934).
7. А. И. Алиханов, А. И. Алиханян, Б. С. Дзелепов, Zeits. f. Physik **93**, 350 (1935).
8. C. D. Ellis, W. J. Henderson, Nature **133**, 530 (1934).
9. C. D. Ellis, W. J. Henderson, Proc. Roy. Soc. **146**, 206 (1934).
10. L. N. Ridenour, W. J. Henderson, Phys. Rev. **52**, 889 (1937).
11. H. Fahlenbrach, Zeits. f. Physik **94**, 697 (1934).
12. N. Maurer, Zeits. f. Physik **107**, 721 (1937).
13. A. Szalay, Zeits. f. Physik **112**, 29 (1939).
14. W. F. Hornyak, T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys. **20**, 214 (1948).
15. R. O. Haxby, W. Shoupp, W. Stephens, W. H. Wells, Phys. Rev. **58**, 1035 (1940).
16. J. D. Cockroft, C. W. Gilbert, E. T. S. Walton, Nature **133**, 328 (1934).
17. J. D. Cockroft, C. W. Gilbert, E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. **148**, 225 (1935).
18. S. K. Allison, Phys. Rev. **49**, 420 (1936).
19. L. R. Hafstad, M. A. Tuve, Phys. Rev. **48**, 306 (1935).

20. R. B. Roberts, N. P. Heydenburg, *Phys. Rev.* **53**, 374 (1938).
21. S. C. Curran, P. I. Dee, V. Petrážilka, *Proc. Roy. Soc.* **169**, 269 (1939).
22. N. Hole, J. Holtsmark, R. Tangen, *Zeits. f. Physik* **118**, 48 (1941).
23. W. A. Fowler, C. Lauritsen, T. Lauritsen, *Phys. Rev.* **73**, 181 (1948).
24. W. A. Fowler, C. Lauritsen, T. Lauritsen, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 236 (1948).
25. В. Риплер, Введение в ядерную физику, ГИИЛ, Москва, 1948, стр. 262.
26. H. R. Crane, C. C. Lauritsen, *Phys. Rev.* **45**, 430 (1934).
27. H. R. Crane, C. C. Lauritsen, *Phys. Rev.* **45**, 497 (1934).
28. M. C. Henderson, M. St. Livingston, E. C. Lawrence, *Phys. Rev.* **45**, 428 (1934).
29. H. W. Newson, *Phys. Rev.* **48**, 790 (1935).
30. H. W. Newson, *Phys. Rev.* **51**, 620 (1937).
31. W. Riezler, *Naturwiss.* **34**, 157 (1947).
32. T. W. Bonner, W. M. Brubaker, *Phys. Rev.* **50**, 308 (1936).
33. J. D. Cockroft, W. B. Lewis, *Proc. Roy. Soc.* **154**, 261 (1936).
34. T. W. Bonner, *Phys. Rev.* **53**, 493 (1938).
35. W. F. Bennet, T. W. Bonner, E. Hudspeth, H. T. Richards, B. E. Watt, *Phys. Rev.* **59**, 781 (1941).
36. C. L. Bailey, M. Phillips, J. H. Williams, *Phys. Rev.* **62**, 80 (1942).
37. W. F. Bennet, H. T. Richards, *Phys. Rev.* **71**, 565 (1947).
38. C. L. Bailey, G. Freier, J. H. Williams, *Phys. Rev.* **73**, 274 (1947).
39. T. W. Bonner, J. E. Evans, J. E. Hill, *Phys. Rev.* **75**, 1398 (1949).
40. T. W. Bonner, J. E. Evans, J. C. Harris, G. C. Phillips, *Phys. Rev.* **75**, 1411 (1949).
41. T. W. Bonner, J. E. Evans, J. C. Harris, G. C. Phillips, *Phys. Rev.* **74**, 1127 (1948).
42. M. L. Pool, J. M. Cork, R. L. Thornton, *Phys. Rev.* **51**, 890 (1937).
43. M. L. Pool, J. M. Cork, R. L. Thornton, *Phys. Rev.* **52**, 239 (1937).
44. H. W. Newson, L. B. Borst, *Phys. Rev.* **57**, 1083 (1940).
45. L. B. Borst, *Phys. Rev.* **59**, 941 (1941).
46. L. B. Borst, *Phys. Rev.* **61**, 106 (1942).
47. W. Bothe, W. Gentner, *Zeits. f. Physik*, **112**, 45 (1939).
48. O. Huber, O. Lienhard, P. Scherrer, H. Wäffler, *Helv. Phys. Acta* **15**, 312 (1942).
49. O. Huber, O. Lienhard, P. Scherrer, H. Wäffler, *Helv. Phys. Acta* **16**, 33 (1943).
50. H. Wäffler, O. Hirzel, *Helv. Phys. Acta* **21**, 200 (1948).
51. C. C. Baldwin, H. W. Koch, *Phys. Rev.* **67**, 1 (1945).
52. J. McElkinney, A. O. Hanson, R. A. Becker, R. B. Duffield, B. C. Diven, *Phys. Rev.* **75**, 542 (1949).
53. G. C. Baldwin, G. S. Flaiber, *Phys. Rev.* **70**, 259 (1946).
54. M. L. Perlman, G. Friedlander, *Phys. Rev.* **72**, 1272 (1947).
55. Э. Поллард, В. Дэвидсон, Прикладная ядерная физика, Гос. изд-во техн.-теор. лит-ры, Москва, 1947.
56. W. J. Knox, *Phys. Rev.* **72**, 124 (1947).
57. W. J. Knox, *Phys. Rev.* **75**, 537 (1949).

58. А. И. Алиханов, *Nature* **133**, 581 (1934).
59. J. R. Richardson, *Phys. Rev.* **53**, 610 (1938).
60. J. R. Richardson, *Phys. Rev.* **55**, 601 (1939).
61. E. M. Lyman, *Phys. Rev.* **55**, 231 (1939).
62. E. M. Lyman, *Phys. Rev.* **55**, 1123 (1939).
63. В. А. Власов и Э. А. Цирельсон, *ДАН* **59**, 879 (1948).
64. F. Oppenheimer, E. P. Tomlinson, *Phys. Rev.* **56**, 858 (1939).
65. S. Kikuchi, Y. Watase, I. Itoh, E. Takeda, S. Jamaguchi, *Proc. phys.-mat. Soc. Japan* **21**, 41, 52 (1939).
66. F. N. D. Kurie, J. R. Richardson, H. C. Paxton, *Phys. Rev.* **49**, 368 (1936).
67. Y. Watase, I. Itoh, *Proc. phys.-mat. Soc. Japan* **21**, 389 (1939).
68. G. E. Valley, *Phys. Rev.* **56**, 838 (1939).
69. C. M. Hudson, R. G. Herb, C. J. Plain, *Phys. Rev.* **57**, 587 (1940).
70. A. H. Townsend, *Proc. Roy. Soc. A* **177**, 357 (1941).
71. K. Siegbahn, H. Slatis, *Nature* **156**, 568 (1945).
72. K. Siegbahn, H. Slatis, *Arkiv. f. Ast., Math., Fys.* **32A**, № 9 (1945).
73. K. Siegbahn, E. S. Peterson, *Arkiv f. Ast., Math., Fys.* **32B**, № 5 (1945).
74. L. Langer, C. S. Cook, M. B. Sampson, *Phys. Rev.* **71**, 906 (1947).
75. L. M. Langer, C. S. Cook, *Rev. Sci. Inst.* **19**, 257 (1948).
76. Б. С. Джелепов, *ДАН* **62**, 51 (1948).
77. Б. С. Джелепов, *ЖЭТФ* **19**, 361 (1949).
78. E. J. Konopinsky, *Rev. Mod. Phys.* **15**, 209 (1943).
79. C. S. Cook, L. M. Langer, H. C. Price, M. B. Sampson, *Phys. Rev.* **74**, 502 (1948).
80. A. G. Ward, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **35**, 523 (1939).
81. S. K. Allison, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **32**, 179 (1936).
82. W. P. Harkins, D. M. Gans, H. W. Newson, *Phys. Rev.* **44**, 945 (1933).
83. Э. Ферми, Э. Амальди, О. д'Агостино, Ф. Разетти, Э. Серре, *УФН* **14**, 933 (1934).
84. M. St. Livingston, H. C. Henderson, E. O. Lawrence, *Phys. Rev.* **43**, 325 (1934).
85. И. Курчатов, Г. Щепкин, А. Вибе, *ДАН* **3**, 574 (1934).
86. W. H. Fowler, L. A. DeLassio, C. C. Lauritsen, *Phys. Rev.* **49**, 561 (1936).
87. M. E. Nahmias, R. J. Walen, *C. R.* **203**, 71 (1936).
88. M. Goldhaber, R. D. O'Neal, *Phys. Rev.* **59**, 103 (1941).
89. J. H. Manley, L. J. Haworth, E. A. Luebke, *Phys. Rev.* **59**, 109 (1941).
90. R. Naidu, R. E. Siday, *Proc. Phys. Soc.* **48**, 332 (1936).
91. W. V. Chang, M. Goldhaber, R. Sagane, *Nature* **139**, 962 (1937).
92. А. Полесницкий, *Phys. Zelts. Sowjetunion* **12**, 339 (1937).
93. S. M. Livingston, H. A. Bethe, *Rev. Mod. Phys.* **9**, 373 (1937).
94. W. P. Harkins, D. M. Gans, H. W. Newson, *Phys. Rev.* **47**, 52 (1935).
95. W. H. Barkas, *Phys. Rev.* **55**, 695 (1939).
96. T. Z. Szelenyi, *Phys. Rev.* **75**, 1105 (1949).
97. H. S. Sommers, R. Sherr, *Phys. Rev.* **69**, 21 (1946).
98. E. Bleuler, P. Scherrer, M. Walter, W. Zünti, *Helv. Phys. Acta* **20**, 96 (1947).
99. E. Bleuler, P. Scherrer, M. Walter, W. Zünti, *Helv. Phys. Acta* **19**, 421 (1946).

100. J. F. Streib, W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, *Phys. Rev.* **59**, 253 (1941).
 101. D. Dennison, *Phys. Rev.* **57**, 454 (1940).
 102. E. Bleuler, J. Rossel, *Helv. Phys. Acta* **20**, 445 (1947).
 103. N. Bohr, J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **56**, 426 (1939).
 104. M. Knable, E. O. Lawrence, C. E. Leith, B. J. Moyer, R. I. Thorton, *Phys. Rev.* **74**, 1217 (1948).
 105. L. W. Alvarez, *Phys. Rev.* **74**, 1217 (1948).
 106. L. W. Alvarez, *Phys. Rev.* **75**, 1147 (1949).
 107. W. W. Chupp, E. M. McMillan, *Phys. Rev.* **74**, 1217 (1948).
 108. E. Hayward, *Phys. Rev.* **75**, 917 (1949).
 109. М. Камен, Радиоактивные индикаторы в биологии. Иноиздат, Москва, 1948.
 110. М. Арденне, Физические основы применения радиоактивных и стабильных изотопов в качестве индикаторов. Иноиздат, Москва, 1948.
 111. Г. Хевеши, Радиоактивные индикаторы. Иноиздат, Москва, 1950.
 112. М. Б. Нейман и Ан. Н. Несмеянов, Применение радиоактивных индикаторов в аналитической химии, *Успехи химии* **17**, 401 (1948).
 113. Б. В. Айвазов и М. Б. Нейман, Радиоактивный изотоп водорода (тритий), *УФН* **36**, 145 (1948).
 114. Б. В. Айвазов, М. Б. Нейман и В. Л. Тальрозе, Радиоактивные изотопы углерода и их применение, *Успехи химии* **18**, 402 (1949).
 115. R. A. Ogg, *J. Chem. Phys.* **15**, 613 (1947).
 116. M. Ardenne, F. Bernhardt, *Zeits. f. Physik* **122**, 740 (1944).
 117. C. B. Lipman, J. K. Taylor, *Science* **56**, 605, 1922.
 118. S. Ruben, W. Z. Hassid, M. D. Kamen, *Science* **91**, 578 (1940).
 119. H. B. Jones, *Monograph on Decompression Sickness*, Fulton, 1949.
 120. C. A. Tobias (см. Hevesy, *Radioactive Indicators*, (N. Y., стр. 188, 1948).
 121. W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, *Phys. Rev.* **76**, 314 (1949).
 122. D. M. Van Patter, *Phys. Rev.* **76**, 1264 (1949).
 123. J. C. Grosskrentz, *Phys. Rev.* **76**, 482 (1949).
 124. L. D. Wyly, *Phys. Rev.* **76**, 316 (1949).
 125. L. D. Wyly, *Phys. Rev.* **76**, 462 (1949).
 126. K. H. Sun, B. Jennings, W. F. Shoupp, A. Allen, *Phys. Rev.* **75**, 1332 (1949).
 127. R. A. Charpie, Kuah-Han Sun, B. Jennings, J. F. Nechaj, *Phys. Rev.* **76**, 1255 (1949).
 128. Pierre Sûe, *C. R.* **229**, 878 (1949).
-