

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



5и7704309

P6 - 10515

К.Д.Толстов

ПОИСК СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРИРОДЕ

1977

Р6 - 10515

К.Д.Толстов

ПОИСК СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРИРОДЕ

Толстов К.Д.

P6 - 10515

Поиск сверхтяжелых элементов в природе

Проводится обзор работ по поискам сверхтяжелых элементов в природе. Рассмотрены теоретические предпосылки существования сверхтяжелых элементов на основе астрофизических данных и моделей строения ядер. Приводятся экспериментальные указания на возможность существования сверхтяжелых элементов. Описываются попытки обнаружения их в земных и метеоритных образцах, а также в космических лучах. Обсуждаются методы обогащения образцов сверхтяжелыми элементами и методы их детектирования, позволяющие регистрировать СТЭ при исходной концентрации $\leq 10^{-20}$ г/г.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Tolstov K.D.

P6 - 10515

Search for Superheavy Elements in Nature

In the present paper we introduce a compilation of works devoted to the search of superheavy elements in nature. Theoretical predictions on the basis of astrophysics and the models of nuclear structure are discussed. Experimental indications of the possibility of existence of superheavy elements are presented. The trials of their observations in earth samples, meteorites and in cosmic rays are introduced.

The methods of concentration and detection of superheavy elements in natural samples are discussed which may allow one to register superheavy elements at initial concentration $< 10^{-20}$ g/g.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

ВВЕДЕНИЕ

Проблема существования сверхтяжелых элементов /СТЭ/ в природе имеет фундаментальное значение. В ней можно различить три аспекта:

1/ *астрофизический*, включающий вопросы эволюции вселенной, звезд и синтеза элементов;

2/ *физики ядра*, согласно которому существование сверхтяжелых элементов обсуждается с точки зрения современных моделей ядра, что, в свою очередь, позволяет уточнить принципиальные вопросы теории и дает новые обширные экспериментальные данные в этой области;

3/ *прикладной*, в соответствии с которым знание свойств сверхтяжелых элементов облегчит в последующем накопление и синтезирование СТЭ, что позволит иметь изотопы с новыми свойствами для применения их в технике, в том числе для портативных источников энергии.

В экспериментальном отношении проблема поиска СТЭ возникла при синтезировании элементов тяжелее урана вначале на реакторах, потом при ядерных взрывах и затем на ускорителях¹.

В последнее время в природе найден ^{244}Pu , который был обнаружен сначала в метеоритах, а затем в земных породах и на Луне². История открытия ^{244}Pu показывает мощь современных методов, т.к. степень распространения этого изотопа в солнечной системе оценивается величиной $8 \cdot 10^{-27}$ г/г. Однако обнаружение ^{244}Pu облегчалось известными ядерными и химическими свойствами плутония, а при поиске природных СТЭ их свойства

заранее не известны. Необходимо рассчитывать на довольно широкий интервал значений атомных весов и зарядов СТЭ. Следовательно, рациональный поиск должен производиться так, чтобы обнаружить наибольшее число возможных изотопов СТЭ. Методика обнаружения должна предусматривать контролируемый и повторяемый результат.

§1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ СУЩЕСТВОВАНИЯ СТЭ

Предсказания возможного существования СТЭ в природе появились в работах^{/3-8/} при этом большое значение имела модель замкнутых ядерных оболочек, распространяемая на последующие значения $Z = 114$ и 126 ; $N = 184$.

Современные модели эволюции звезд предполагают, что элементы до Fe и Ni включительно синтезируются в термоядерных реакциях слияния протонов, ${}^4\text{He}$ и более тяжелых ядер^{/9/}. Область ядер Fe-Ni является наиболее стабильной, что и объясняет большую распространенность этих ядер по сравнению с соседними. Уменьшение затем энергии связи и рост кулоновского барьера приостанавливают термоядерный синтез более тяжелых элементов. Они образуются из Fe-Ni в реакциях нейтронного захвата. Эти реакции происходят в s- и r-процессах. В s-процессе время между последовательными захватами нейтронов больше, чем время β -распада, вследствие чего происходит накопление ядер в "долине" β -стабильности. При этом имеет место соотношение $N_{i-1} \cdot \sigma_{i-1} = N_i \cdot \sigma_i$, где N - число ядер, σ - сечение захвата нейтронов. В области магических ядер с замкнутыми нейтронными оболочками /50, 82 и 126/ σ_i очень мало, поэтому происходит накопление этих ядер. В r-процессе время между последовательными поглощениями нейтронов мало по сравнению с временем β -распада. В области магических чисел также происходит накопление ядер, но большая плотность нейтронов позволяет перейти через магические числа и преодолеть

область между Po и Th , где находятся ядра с малыми временами жизни.

В работе¹⁰ приведены расчеты и экспериментальные данные по распространенности элементов, по ним построены соответствующие кривые. Расчетная кривая соответствует времени окончания синтеза без учета последующего радиоактивного распада. Получено согласие кривых при их сложной форме. Поэтому для ядер тяжелее урана расчетные значения верны, во всяком случае, по порядку величины.

Следовательно, возможность синтеза СТЭ с A до 300 обоснована совокупностью современных ядерных и астрофизических данных. Следующим принципиальным вопросом является устойчивость СТЭ к α - и β -распадам и спонтанному делению.

В разделе монографии¹¹, посвященном вопросу о существовании СТЭ, одним из авторов работ^{5,6} указывается, что для предсказания области стабильности нужно решить две проблемы: "Экстраполировать стандартную модель оболочек на оболочки, не известные в настоящее время; исследовать коллективную потенциальную энергию ядер в окрестностях сверхтяжелых дважды магических ядер и дать предсказания времен спонтанного деления, α -распада и электронного захвата".

Первая проблема первоначально решалась фактически по аналогии: поскольку существует магическое число $N = 126$ для нейтронов, считалось, что оно должно реализоваться и для протонов. Однако в первой из опубликованных работ¹ выполненной в ЛТФ ОИЯИ и основанной на анализе одночастичной системы нуклонных уровней в реалистическом потенциале, было показано, что наиболее вероятным "кандидатом" на роль центра "острова стабильности" является ядро ${}_{111}X^{298}$ /не исключалось также, что ядра вблизи $Z = 126$ могут обладать повышенной стабильностью/. Существенно, что эти результаты были получены при значениях параметров конечного потенциала с диффузным краем, установленных для широкого интервала A существующих ядер как из спектроскопических данных, так и из анализа процессов рассеяния частиц на ядрах.

Решению второй проблемы посвящено большое число работ. Коллективная потенциальная энергия ядер вычисляется с помощью капельной модели, вытекающей из схем типа /4-8/. Оболочечные поправки в энергию тяжелого ядра, не стабильного по чисто капельной модели, приводят к возникновению барьера деления, особенно значительного для дважды магических тяжелых ядер. Например, в /12/ показано, что максимальные значения барьера для деления СТЭ /~ 11 МэВ/ имеют место в области $Z \sim 114$ и $N \sim 184$, в то время как для урана барьер ~ 7 МэВ. Период полураспада T для спонтанного

деления равен $T = \frac{\ln 2}{\nu P}$, где ν - число ударов о барьер,

равное числу колебаний поверхности ядра. Проницаемость барьера P определяется аналогично расчету для α -распада и, согласно /13/, в приближении метода ВКБ равна:

$$P \approx \left[1 + \exp \left(2 \int_{E_1}^{E_2} \sqrt{\frac{2}{\hbar^2} V(\epsilon) [W(\epsilon) - E]} d\epsilon \right) \right]^{-1}$$

где ϵ - параметр деформации ядра, $W(\epsilon)$ - потенциальная энергия барьера и E - энергия ядра. Массовый параметр B описывает инерцию ядра по отношению к деформации ϵ .

Во многих оригинальных работах и обзорах /1,7,8,11,14,15,16/ получены как совпадения в предсказаниях величин Z , N и распадных свойств СТЭ, так и значительные расхождения. Однако в большинстве расчетов так называемый "остров стабильности" появляется через ~15 единиц по Z и N после промежутка, начинающегося с ^{244}Pu . Верхняя граница этого острова соответствует $A \sim 310$.

Рис. 1 и 2 из /11/ показывают, что α - и β -распады существенно уменьшают число ожидаемых относительно стабильных ядер. Изотопы с $Z = 114$, 112 и 110 стабильны относительно спонтанного деления, но времена α - и β -распадов составляют ~1 мин.

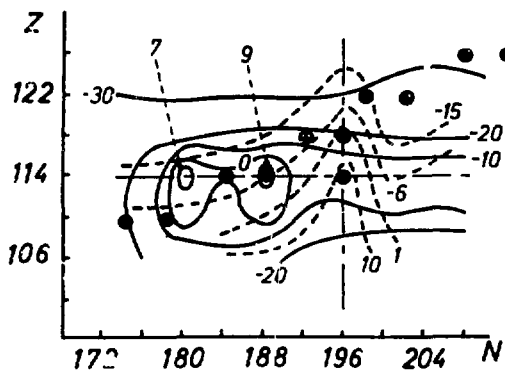


Рис. 1. Ожидаемые периоды полураспада СТЭ, $\log r$ /леп/.

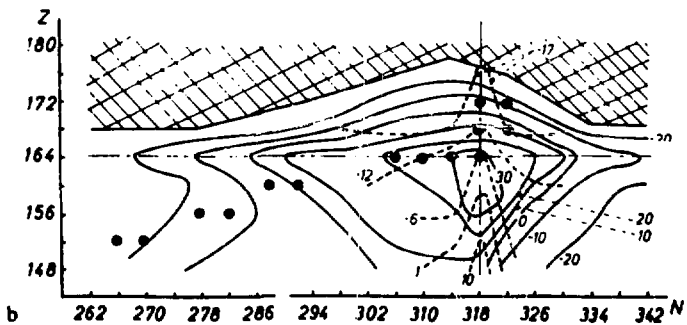


Рис. 2. То же, что и на рис. 1.

Однако, как заключают авторы, эти оценки сделаны в наихудших предположениях, и возможно, что периоды полураспада больше приведенных значений в 10^5 раз и более. В этом отношении важным фактором является увеличение барьера и, соответственно, времени жизни в $\sim 10^3$ раз для нечетных ядер по сравнению с соседними четными, что хорошо известно.

В работах^{/13,16/} также приведены расчеты времени жизни СТЭ, по результатам которых видно, что ожидается большая стабильность в области $Z \sim 114$ и $N \sim 184$. Таким образом, эти числа фигурируют во многих расчетах, сделанных на основе различных предположений. Следовательно, можно сделать вывод, что теоретические расчеты с той обоснованностью и критичностью, которые возможны на основе современных данных, указывают на существование относительно стабильных СТЭ.

§2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УКАЗАНИЯ НА СУЩЕСТВОВАНИЕ СТЭ

Наличие в настоящее время СТЭ в природе зависит от их времени жизни для всех типов распада и времени окончания синтеза. При этом получены достаточно надежные данные, позволяющие иметь на шкале времени основные этапы эволюции, включающие нуклеосинтез, образование Солнечной системы, метеоритов и Земли.

На рис. 3 из^{/2/} воспроизведена эта шкала, и, как следует из рисунка, время между окончанием нуклеосинтеза и образованием Солнечной системы, метеоритов и Земли занимает узкий интервал в $\sim 90 \pm 3$ миллионов лет, т.е. очень мало по сравнению со временем существования Земли $\sim 4,6 \cdot 10^9$ лет/. Таким образом, начало отсчета времени для распада СТЭ известно с большой относительной точностью $\sim \pm 0,02/$.

Совокупность данных о наличии СТЭ в природе основывается на содержании в земных и метеоритных образцах изотопов элементов Хе, Кг, Рв и так называемых гигантских гало.

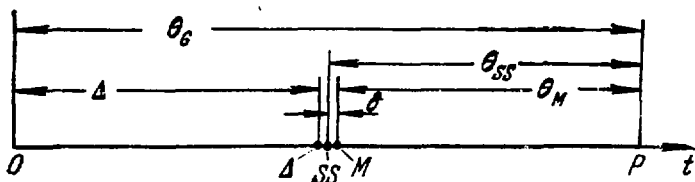


Рис. 3. Временная шкала нуклеосинтеза и образования Солнечной системы. o - начало нуклеосинтеза, Δ - конец нуклеосинтеза, т.е. последний момент, когда γ -процесс дает вклад в образование материала Солнечной системы, SS - образование Солнечной системы, M - образование метеоритов и Земли, P - настоящий момент.

Содержание изотопов Xe в метеоритах отличается от содержания их в материалах земного происхождения. В работе ¹⁷ исследованы метеориты типа "хондрит", образование которых происходило при температурах $\sim 400 \div 600^\circ K$, т.е. в их состав могли войти более летучие соединения. Авторами рассмотрены корреляции между ¹³²Xe и элементами U , Th , Jn , Hg , а также между изотопами ¹³²Xe и ¹³⁶Xe. Первый почти целиком возник в процессе синтеза элементов, а второй является продуктом деления ядер. Наблюдалось постоянство содержания U и Th при изменении концентрации ¹³²Xe в сто раз и резкое линейное возрастание концентрации ¹³⁶Xe с ростом ¹³²Xe, что видно на рис. 4.

Следовательно, ¹³⁶Xe образовался за счет деления не U и Th , а легко конденсируемых СТЭ с $Z = 112 \div 119$, являющихся аналогами элементов типа Hg , Pb и др. в периодической системе. Анализ метеорита Альенде, содержащийся в работе ¹⁸, привел к выводу о возможном присутствии в момент образования метеорита элемента 115 /или 114, 113/ в минерале, содержащем редкоземельные элементы /0,04% от веса метеорита/. В работе ¹⁹ показано, что ни один из известных радиоактивных элементов, включая ²⁴⁴Pu, не может дать в карбонатных хондритах наблюдаемое соотношение изотопов Xe .

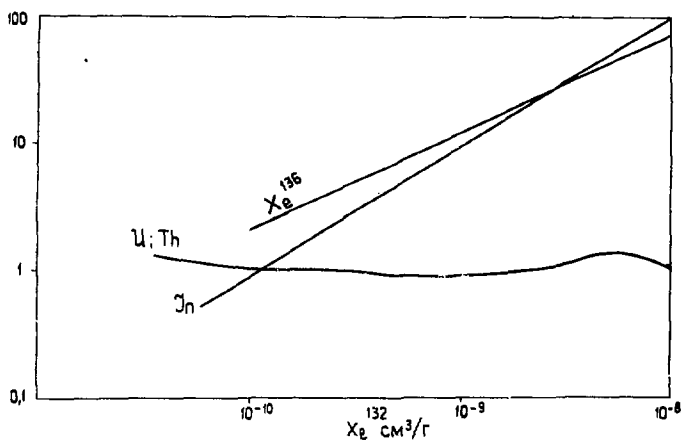


Рис. 4. Относительное изменение U , Th , Jh и ^{136}Xe с ростом ^{132}Xe .

Сопоставление содержания изотопов ^{136}Xe и ^{86}Kr в метеоритах различных типов проведено в работе /20/. В карбонатных и неравновесных хондритах, в которых содержание изотопов ^{136}Xe не может быть объяснено делением ^{244}Pu , в дважды логарифмической шкале наблюдается линейная зависимость содержания изотопов ^{136}Xe и ^{86}Kr . Напротив, этой корреляции нет в метеоритах, относящихся к классу ахондритов, в которых ^{136}Xe возник от деления ^{244}Pu . Надежность этих результатов для метеоритов различного типа убедительно показана в работе /21/, в которой изучен выход изотопов Xe за счет деления ^{244}Pu в метеоритах, и в специально проведенных опытах с ^{244}Pu . Избыток ^{86}Kr автор объясняет делением СТЭ с $A \sim 300$, а именно несимметричным делением, которое приводит также к созданию изотопов в области магических чисел для свинца.

В первых работах Джоли и Мюгге ^{/22/} наблюдалось образование в минералах около крупинок радиоактивных веществ гало - сферически симметричных окрашенных слоев. В образцах крупинок, давших начало полониевому гало, исследовалось соотношение между изотопами свинца на ионном микропробном масс-анализаторе. Анализ показал отсутствие детектируемых количеств U и Th, а Pb не имел изотопа ²⁰⁴Pb, содержание которого в обычном свинце составляет 1,4%. Следовательно, и Po, и Pb не являлись потомками U или Th, а Pb - существовавшим независимо. Далее, отношение изотопов ²⁰⁶Pb и ²⁰⁷Pb составляло ≥ 20 , в то время как для естественного свинца оно равно 1,15. В других образцах Po гало это отношение оказалось равным 10; 12; 18; 22; 25; 62 и 80.

При образовании Pb в результате распада U с нормальным содержанием его изотопов максимальная величина отношения для изотопов Pb равна 21,8. Следовательно, обнаруженная большая величина этого отношения подтверждает образование Pb вследствие распада Po, полученного независимо от урановой распадной цепи.

Исследования радиоактивных гало ^{/23/} показали, что в случаях, когда размер крупинок - центров гало - много меньше пробега частиц от распада ядер U и Th ~ 1 мк/, радиусы сферических слоев и интенсивность окраски совпадают с ожидаемыми пробегом и интенсивностью α -частиц для радиоактивных рядов U и Th. Радиусы гало заключены в интервале $13 \text{ мк} \leq R \leq 42 \text{ мк}$.

Опыт Резерфорда и Джоли ^{/24/} в 1913 г. показал, что доза α -частиц $\sim 1,5 \cdot 10^{13}$ част./см^2 производит в биотите /слюда, обогащенная Fe / эффект, подобный естественному радиоактивному гало. Следовательно, при радиусе гало $R = 13 \text{ мк}$ в крупинке должен произойти распад $\sim 3 \cdot 10^8$ ядер. Последующие уточнения ^{/25/} показали, что для первого радиуса уранового гало достаточно $\sim 5 \cdot 10^7$ распадов. Облучение минералов, содержащих гало, α -частицами с известной энергией от распада определенных ядер показало в ^{/23/} совпадение наблюдаемых пробегов с соответствующими радиусами гало.

Вслед за этими гало, которые объяснены в работах [26,27], были найдены гало с радиусами ~ 55 и 67 мк. Затем Джентри [28] сообщил о семи группах гало, найденных в монацитовых слюдах Мадагаскара, с радиусами от 45 до 110 мк, для образования которых необходимы α -частицы с энергией до 15 МэВ. Эти гало названы гигантскими.

В [28] рассматриваются и отвергаются 7 гипотез, предложенных для объяснения образования гигантских гало /ГГ/:

1. Вариации в пробегах α -частиц из-за структурных изменений в слюде, но в ряде случаев близко от ГГ имеются U и Th гало с нормальными пробегами.

2. Диффузия опрашивающего материала из радиоактивной крупинки, но электронно-микроскопический анализ не показал изменений в составе вещества около ГГ.

3. Диффузия радиоактивного материала, но радиография показывает отсутствие следов распада в слюде вне крупинок, нет также следов деления в слюде.

4. Эффект канализации, заключающийся в изменении пробега α -частиц, движущихся вдоль плоскостей раскола слоев слюды, но ГГ имеют сферическую симметрию, а соседние U и Th гало имеют нормальные радиусы.

5. β -радиоактивность, но несмотря на то, что в работе [29] найдены β -гало с радиусами в сотни микрон, они имеют диффузные границы вследствие различия энергии электронов при β -распаде; кроме того, существует корреляция между размером радиоактивной крупинки и радиусом β -гало, чего нет в U, Th и ГГ, образуемых около малых крупинок.

6. α -частицы или протоны из реакций n, α и p, p , но при облучении слюды потоком нейтронов $5 \cdot 10^{18}$ *част./см²*, что на несколько порядков превышает возможный естественный поток, появления окрашенных слоев в слюде не наблюдалось.

7. α -частицы с большим пробегом, сопровождающие спонтанное деление, но они имеют широкой энергетический спектр и возникают при СД урана с вероятностью только 1:400. Далее, вероятность СД на ~ 6 порядков меньше, чем α -распад урана, следовательно, нельзя

получить необходимую интенсивность для образования гало. Кроме этого, только в некоторых образцах ГГ травление слюды дало небольшое число следов деления урана.

На основании изложенного существование гало с радиусами 70-110 мк нельзя объяснить распадом известных изотопов, и в ²⁸/Джентри связывает эти наблюдаемые эффекты с наличием элементов с Z ~ 120.

§3. ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ И ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА СТЭ ПО ГИГАНТСКИМ ГАЛО

На основе данных предшествующего параграфа считаем, что для образования ГГ нужно не менее $5 \cdot 10^7$ α -распадов. Если принять, что радиус радиоактивной крупинки $R \sim 20$ мк, $A = 300$, а плотность ~ 5 г/см³, то начальная концентрация СТЭ в крупинке составит: $C - 1,5 \cdot 10^{-7}$ г/г. Используя это значение, оценим период полураспада СТЭ τ в следующих предположениях. Время окончания синтеза и время формирования Земли примем одинаковыми и равными $T_0 = 4,6 \cdot 10^9$ лет /т.к. относительная разница $\sim 0,02$ /. Обозначим T время образования монацита, отсчитывая от настоящего момента. Концентрация при T_0 относительно урана $C_0 = 0,1$, следовательно, в момент T концентрация относительно урана равна:

$$C_0 \cdot 2^{-\frac{(T_0 - T)}{\tau}} \cdot 2^{-\frac{T_0 - T}{\tau_u}} ;$$

Доля урана в монаците сейчас - P , при T -

$$P \cdot 2^{T/\tau_u} .$$

Следовательно, получим соотношение:

$$C = C_0 \cdot 2^{-\frac{(T_0 - T)}{\tau}} \cdot 2^{-\frac{T_0 - T}{\tau_u}} \cdot P ,$$

откуда

$$\tau = \frac{(T_0 - T) \lg 2}{T_0 / \tau \lg 2 - \lg C/C_0 \cdot P}$$

Если принять $P = 0,1 \div 0,01$, то при $C = 1,5 \cdot 10^{-7} z/2$ главным параметром, от которого зависит τ , будет T . Значения τ , вычисленные для различных значений T и P , даны в табл. 1.

Таблица 1

T , в 10^9 лет	P	τ , в 10^9 лет
1	0,1	0,19
2	- " -	0,15
3	- " -	0,094
1	0,01	0,26
2	- " -	0,19
3	- " -	0,115

Как следует из таблицы, оценки τ заключены в довольно узком интервале.

§4. ПОПЫТКИ ОБНАРУЖЕНИЯ СТЭ

В последнее время в ряде лабораторий производились поиски СТЭ в образцах земных материалов, в метеоритах и космических лучах. В поисках использован довольно широкий набор методов, среди которых можно выделить: масс-спектрометрию, деление ядер нейтронами и спонтанное деление, исследование характеристического ренгеновского излучения и др. Использовались и различные комбинации этих методов.

В работе ^{/30/} при использовании в качестве образцов свинцовых стекол было сделано заключение о наличии спонтанного деления СТЭ, однако аналогичные поиски ³¹

в свинцовых минералах показали отсутствие следов СД, хотя чувствительность опытов была в 10^3 выше, чем в ^{30/}. В контрольных опытах ^{32/} авторы ^{36/} установили, что наблюдаемый ранее эффект мог быть полностью объяснен делением ядер свинца нейтронами космических лучей. Это, очевидно, указывает на трудности использования спонтанного деления в подобных исследованиях. Для дальнейшего рассмотрения удобно ввести специальный параметр: отношение периода полураспада ядер элемента к его концентрации в граммах на грамм материала T/C. Для урана при средней его концентрации в земной коре получим $T/C = 2,05 \cdot 10^{21}$ лет. Для регистрации нейтронов от СД в работе ^{33/} применялись сцинтилляционные, а в работах ^{34,35/} - пропорциональные счетчики. Для СТЭ с Z = 110, 114 на основании расчетов ^{36/} среднее число нейтронов \bar{n} ожидалось ≈ 10 , а оценки в ^{37/} дают $\langle \nu \rangle \approx 5$.

В опытах ^{34/} было получено $\bar{n} \approx 1,5 \cdot 3$. Условия и результаты работы ^{35/} показаны в табл. 2.

Таблица 2

Образец метеорита	Вес образца в кг	Концентрация ^{238}U , г/г $\cdot 10^{-8}$	Дни экспозиции	Число совпадений отсчетов	
				2-х	3-х
Саратов	11,7	0,87	94	4	1
Альенде	3,8	1,62	40	3	0
- " -	22,5	" "	55	12	1
Ефремовка	11,7	4	102	14	1

Период полураспада СТЭ оценен в пределах $1/3 < T < 6 \cdot 10^8$ лет, а концентрация СТЭ в образцах в настоящее время оценена как $\approx 5 \cdot 10^{-14}$ г/г.

В работе^{/39/} говорится: "Тщательная проверка различных источников фона показала, что ни спонтанное деление урана, имевшегося в образцах метеорита, ни фон, генерируемый космическими лучами, ни собственный аппаратурный фон, не могут объяснить наблюдаемый эффект". Однако авторы^{/35/} отмечают, что "Опубликованные данные по концентрации урана в метеоритах не исключают возможности наличия в них областей повышенной концентрации. Это не позволяет нам сделать однозначное заключение о присутствии СТЭ в метеоритах". В^{/39/} получен отрицательный результат по поиску СТЭ в метеорите Альенде.

В работе^{/40/} для поисков была применена оригинальная и перспективная методика, так называемый "спиннер". Раствор исследуемого материала заключался в стеклянный вращающийся цилиндр, который являлся счетчиком делений с 4π -геометрией при отсутствии помех от α - и β -распадов. В опытах использовались коммерческие образцы Pt, Au, Hg, Tl, Pb и Bi. Для их Эка-аналогов, то есть элементов с $110 \leq Z \leq 115$, в предположении периода полураспада $\tau = 10^9$ лет была получена оценка возможной концентрации: $3 \cdot 10^{-13} \div 5 \cdot 10^{-14}$ г/г.

В работе^{/42/} образцы минералов испарялись в ионном источнике масс-спектрометра "Сидони" и одновременно на пластинке кварца собирались все массы с A от 293 до 314. Затем сверху помещалась такая же кварцевая пластинка и этот "сэндвич" облучался быстрыми нейтронами на реакторе. Кварц был выбран вследствие низкого содержания урана $10^{-11} \div 10^{-14}$ г/г. Наблюдалось совпадение треков от деления ядер в обеих кварцевых пластинках. Если принять, что барьер для деления - 9 МэВ, а сечение деления - 1 б, то по результатам опытов концентрация составляет $\sim 10^{-12}$ г/г.

В работе^{/43/} масс-сепарации подвергались образцы марганцевых конкреций, лунной пыли и метеоритов. Собранные на коллекторе массы с A ~ 300 облучались нейтронами на реакторе для наблюдения случаев деления. Результаты, полученные на некоторых образцах, соответствуют концентрациям от 10^{-11} до 10^{-13} г/г, од-

нако их нельзя с уверенностью приписать наличию СТЭ, т.к. возможно, что из ионного источника вылетали и молекулярные соединения U и Th.

В предположении, что СТЭ могли синтезироваться во время взрыва сверхновых звезд, т.е. сравнительно недавно, их присутствия можно ожидать среди частиц космического излучения. При этом главной проблемой является выделение СТЭ на фоне следов U и Th. В работах^{/44/} с помощью ядерных фотозмульсий и твердотельных детекторов регистрировались следы космического излучения. Из этих и аналогичных опытов, результаты которых суммированы в^{/15/}, можно было заключить о наличии одного "кандидата" с $Z \gtrsim 100$. Более перспективными являются наблюдения следов тяжелых ядер в метеоритах и минералах на поверхности Луны^{/45/}, т.к. время экспозиции в этом случае может достигать миллионов лет. Однако исследования кристаллов оливина из метеоритов в работах^{/46/} не показали наличия следов СТЭ, и авторы сделали вывод, что видимая длина следов ядер Th и U от остановки в кристаллах оливина из метеорита Марьялахти не превышает 900 мк, а ядра с $Z \geq 110$ должны иметь видимую длину ≥ 1400 мк.

В опытах^{/47/} исследовались следы спонтанного деления в образцах железо-марганцевых конкреций, извлеченных с больших глубин Тихого океана. В таких конкрециях, по предположению А.П.Виноградова, ожидалось накопление СТЭ. Авторы^{/47/} указывают на превышение числа треков по сравнению с оценками при спонтанном делении урана. Однако в последующих работах^{/48/}, выполненных методом регистрации нейтронов от спонтанного деления, был получен негативный результат. В опытах испытывались 40 образцов минералов, причем величина T/C составляла 10^{23} лет.

§5. ПОИСКИ В ИСТОЧНИКАХ ГГ

В последнее время был проявлен большой интерес к поискам СТЭ в образцах крупнок, являющихся источниками ГГ. Это связано с опубликованием Джентри

и др. сообщения ^{49/} о возможном наблюдении в образцах крупинок характеристического рентгеновского излучения СТЭ. В опытах ^{49/} крупинки, образующие ГГ, облучались пучком протонов с энергией до 5,7 МэВ при диаметре пучка 30 мк, и регистрировалось излучение с энергией выше L-линий для урана, т.е. > 21,54 кэВ. Расчеты линий ХРИ /с точностью ~ 1%/ для элементов с $92 \leq Z \leq 126$, проведенные в работах ^{50,51,52/}, показывают хорошее согласие расчетов с известными линиями для урана.

Авторами был сделан вывод, что возможное присутствие известных элементов не может объяснить ХРИ, пик которого был приписан элементу с $Z = 126$, поэтому содержание СТЭ в крупинке было оценено как $\sim 10^{-10} \text{ г}$. Если даже мы примем, что радиус крупинки 30 мк и плотность $\sim 10 \text{ г/см}^3$, то концентрация СТЭ будет $\sim 10^{-1} \text{ г/г}$, т.е. чрезвычайно большой. Эта цифра в 10^3 раз превышает C_0 , начальную концентрацию СТЭ, необходимую, по данным §2, для образования ГГ, причем снижение оцененной концентрации только в 10 раз приведет к тому, что пики ХРИ сольются с фоном. Следовательно, точность опытов ⁴⁹ не позволяла детектировать СТЭ при концентрации $\sim 10^{-5} \text{ г/г}$, т.е. была очень низкой.

Опыты ⁴⁹ были повторены в работе ⁵³ выполненной по аналогичной методике при энергии протонов 3 МэВ, и наблюдаемые линии ХРИ объяснялись присутствием К-линий от следов элементов Rh, Sb и Te. Отмечается, что ГГ остаются не объясненными. Отрицательный результат был получен и в работе ⁵¹ при попытке выделить СТЭ на масс-спектрометре из монацитов, образующих гало. Однако предел возможностей обнаружения СТЭ был ограничен величинами относительной концентрации СТЭ $\sim 10^{-12} \text{ г/г}$, и в опытах использовались не крупинки, образующие ГГ, а шлифы монацита. Эта точность еще далека от необходимой для отклонения объяснения ГГ наличием СТЭ в момент образования монацита, т.к. на основе §2 для возникновения ГГ достаточно $\sim 5 \cdot 10^7$ атомов, т.е. $\sim 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ г/г}$, в момент образования монацита. Возраст монацитов оценивается до $3 \cdot 10^9$ лет, и если

даже взять его равным $1 \cdot 10^9$ лет и $\tau \sim 0,1 \cdot 10^9$ лет, то современная концентрация составит $< 2 \cdot 10^{-11}$ г/г.

В работе /55/ два образца минералов, использованных в /49/, исследовались с помощью регистрации нейтронов от предполагаемого двойного и тройного СД СТЭ, причем нейтронный детектор имел высокую эффективность счета одиночных нейтронов - 0,47. Детальная математическая обработка результатов опытов привела к выводу об отсутствии нейтронной активности от СД СТЭ /см. табл. 3/.

Таблица 3

Кратность совпадений нейтронных счетчиков	Число отсчетов	Число отсчетов после учета фона и поправок
<u>1 образец</u>		
2	593 \pm 23	-4,4 \pm 24,8
3	8 \pm 9	+1,5 \pm 9,8
4	6 \pm 2,4	-5,3 \pm 2,7
≥ 5	0	-2,5 \pm 0,6
<u>2 образец</u>		
2	884 \pm 28	+14,9 \pm 40,2
3	133 \pm 11	-1,2 \pm 14,1
4	19 \pm 4,3	+1,9 \pm 5,0
≥ 5	3 \pm 1,7	-0,7 \pm 2,0

§6. ПРЕДЛАГАЕМЫЙ СПОСОБ ПОИСКА СТЭ

Суммируя изложенные результаты, можно заключить, что обнаружение на Земле СТЭ в принципе возможно, если период полураспада хотя бы одного звена в радио-

активной цепи от первоначального изотопа СТЭ $t_{1/2} \geq 0,1 \cdot 10^9$ лет. Неоднозначные, и в ряде случаев противоречивые, заключения об обнаружении СТЭ показывают, что относительная их концентрация C превышала величины $\sim 10^{-13}$ г/г.

В предлагаемом способе поисков СТЭ мы ставим задачу уменьшить достигнутую величину C в $\approx 10^6$ раз, т.е. детектировать СТЭ при $C \sim 10^{-20}$ г/г. Обнадеживающим фактором на пути достижения таких значений C является, как изложено в ^{2/}, обнаружение в метеоритах и на Земле ^{244}Pu , концентрация которого в земной коре еще меньше - 10^{-20} г/г. Метод предполагает последовательное повышение концентрации СТЭ в выбранных образцах и детектирование их. Обогащение будет осуществляться физическими методами, чтобы исключить потерю СТЭ на каком-либо этапе обогащения.

Схема предполагаемого метода следующая: обогащение СТЭ центрифугированием жидкого агрегатного состояния - обогащение центрифугированием газовой фазы - масс-сепараторное обогащение - детектирование.

Поиск предполагается вести в материалах земной коры, т.к., согласно §1, времена формирования планет Солнечной системы и метеоритов являются близкими и, следовательно, уменьшение концентрации СТЭ - приблизительно одинаковым.

В работе ^{56/} обсуждается рациональный выбор материалов земного происхождения для поисков СТЭ. Авторы рассмотрели комплекс правил геохимическом сочетании элементов в различных природных материалах. Одним из очень существенных является вывод авторов о том, что, вероятно, почти всегда будут встречаться вместе элементы с $Z=110, 114$ и 126 , т.е. наиболее устойчивые по теоретическим предсказаниям. В работе дана таблица минералов, перспективных для поисков СТЭ. Следовательно, первым из исходных материалов целесообразно взять сочетание нескольких минералов из этой таблицы, либо монациты, в которых найдены ГГ.

Вторым материалом может явиться смесь воды минеральных источников, обогащенных теми элементами, с которыми наиболее вероятно сочетание СТЭ.

Третьим исходным материалом может явиться океаническая вода, которая содержит всю совокупность элементов, хотя здесь содержание многих из них меньше, чем в земной коре /см. табл. 4, составленную на основе 57. /.

Таблица 4

Элемент	Содержание в океанич. воде, г/г	Кол-во в 1 т, в граммах	Число атомов в 1 т	Содержание в земной коре, г/г
O	0,859	$8,59 \cdot 10^5$		0,491
H	0,108	$1,08 \cdot 10^5$		0,01
Cl	0,012	$1,2 \cdot 10^4$		$2 \cdot 10^{-3}$
Na	0,0106	$1,06 \cdot 10^4$		0,024
Mg	0,00127	$1,27 \cdot 10^3$		$1 \cdot 10^{-3}$
S	0,00088	$8,8 \cdot 10^2$		$1 \cdot 10^{-3}$
Ca	0,0004	$4,0 \cdot 10^2$		0,0325
K	0,00038	$3,8 \cdot 10^2$		0,0235
Fe	10^{-8}	10^{-2}		0,042
Pi	$4 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$1,17 \cdot 10^{19}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
U	$1,5 \cdot 10^{-9}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{-6}$
Th	$5 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{-5}$
Bi	$2 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$0,58 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{-7}$
Su	$5 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{-9}$
СТЭ при (Λ=300)	10^{-20}	10^{-14}	$2 \cdot 10^7$?

За исходный материал возьмем 1 т океанической воды. В качестве первой ступени обогащения предполагается центрифугирование. В этом случае движение ионов и молекул океанической воды определяется условием равновесия центробежной силы и силы вязкости по закону Стокса, т.е.

$$M \cdot 4\pi^2 \nu^2 R = 6\pi\mu r v,$$

/1/

где M - масса иона, ν - число оборотов в секунду, R - радиус в месте нахождения иона, r - радиус иона, μ - коэффициент вязкости океанической воды. Радиусы некоторых атомов, ионов и молекул даны в табл. 5.

Таблица 5

Элемент	Атомный радиус, Å	Ион	Радиус иона, Å	Молекула	Радиус молекулы, Å
Pb	1,75	H_2O^+	1,35	H_2O	1,75
U	1,53	SCN^-	1,95	N_2O	2,0
Th	1,80	OH^-	1,53	NH_3	1,5
Au	1,44	SO_4^{2-}	2,30		

Как следует из табл. 5, радиусы отличаются не сильно. Следовательно, скорость движения атома или иона v , равная

$$v = \frac{2\pi M \nu^2 R}{3\mu r}, \quad /2/$$

при заданных ν , R и μ будет зависеть в основном от массы иона M . В соответствии с табл. 5 в последующих расчетах при $A > 200$ для радиусов ионов можно взять среднее значение $\langle r \rangle \sim 2 \text{ Å}$. Вязкость обычной воды при $90^\circ C$ $\mu = 3,15 \cdot 10^{-3} \text{ Пз}$, а раствор одного грамма хлористого калия в литре воды имеет вязкость на 2% меньше. Поэтому для океанической воды с достаточной точностью можно принять $\mu = 3 \cdot 10^{-3} \text{ Пз}$. Очевидно, что при центрифугировании более тяжелые ионы будут двигаться от центра, и относительная скорость двух ионов с радиусами r_1 , r_2 и атомными весами A_1 , A_2 , согласно /2/, будет равна:

$$v = \frac{2\pi}{3\mu} M \nu^2 R \left(\frac{A_1}{r_1} - \frac{A_2}{r_2} \right). \quad /3/$$

где M - масса нуклона.

В соответствии с *табл. 4*, при обогащении необходимо, главным образом, понизить концентрацию элементов от хлора до калия, т.к. остальные содержатся в меньшем количестве. Более тяжелым в этом ряду является ион SO_4 . Если $V = 500$ об/с, $R = 30$ см, то из /3/ получим, что относительная скорость иона с $A_1 = 300$ и иона SO_4 будет равна $v \sim 10^{-4}$ см/с. Следовательно, за сутки относительное смещение ионов составит $\langle \ell \rangle \sim 8,6$ см.

При разности внешнего и внутреннего радиусов центрифуги $\Delta R = 2 \langle \ell \rangle$ и условии отбора части сепарируемого раствора на внешнем радиусе концентрация легких элементов будет уменьшаться вдвое. Следовательно, 10-кратное повторение сепарации уменьшит концентрацию легких элементов в $\sim 2^{10} = 10^3$ раз, т.е. оставшееся количество серы составит < 1 г, а хлора < 12 г. При этом можно считать, что не произошло значительного уменьшения концентрации элементов с $A \sim 200$, т.е. их количества соответствуют данным в *табл. 4*.

В случае использования воды из минеральных источников будем иметь аналогичные соотношения. При использовании минералов их нужно вначале растворять в агрессивной среде /например, для вскрытия 1 т ториевого монацита, по данным /58/, нужно 1,2 т щелочи и 1 т воды/.

Вес тяжелых элементов в их фракции при использовании 1 т океанической воды составит ~ 15 г. Тяжелая фракция должна быть высушена, и затем твердый остаток переведен в газообразное состояние. При этом должны быть разрушены существующие химические связи и созданы новые, желательнее с наибольшим превышением атомных весов химических соединений СТЭ над атомными весами соединений остальных элементов.

Если в центре отношение концентраций атомов или молекул с атомными весами A_1 и A_2 есть K , то на радиусе, соответствующем линейной скорости вращения v , относительная концентрация K будет равна:

$$K = K_0 \exp\left[-\frac{v^2}{2RT} (A_1 - A_2)\right], \quad /4/$$

где R - газовая постоянная, T - температура.

При радиусе центрифуги 30 см и скорости 300 об/с получим при разделении UF_6 и SO_4 , согласно формуле /4/, относительное уменьшение концентрации $SO_4:K \sim K_0 \times 10^{-3,5}$, т.е. высокую степень сепарации.

Как видно из формулы /4/, K не зависит от начального давления газа, поэтому для более быстрого обогащения и удобства отбора фракций целесообразно применить каскадное сепарирование, используя вначале центрифугирование с меньшей скоростью, а в конце - меньшую плотность газа. В результате сепарации из 1 т океанической воды /при незначительной примеси элементов с $A < 200$ / будет выделено ~6 мг /в основном, свинца и урана/.

Выделение СТЭ из этого количества тяжелых элементов будет производиться с помощью масс-спектрометров.

По данным ⁵⁹ в масс-спектрометрии можно использовать образцы весом $10^{-13}g$ с детектированием 10^5 атомов. Следы элементов обнаруживаются при концентрации $10^{-8} \div 10^{-10}$, а относительная концентрация изотопов, отличающаяся на пять порядков, определяется с точностью 10%. Следовательно, для СТЭ с $A = 300$ достаточно $5 \cdot 10^{-17}g$, т.е. отношение весов СТЭ и элементов с $A < 200$ будет составлять $\sim 8 \cdot 10^{-15}$, что соответствует концентрации СТЭ в океанической воде $\sim 5 \cdot 10^{-23}g/g$.

Детектирование. Отделяемые с помощью масс-спектрометра СТЭ могут быть осаждены на тонкой пленке площадью в несколько mm^2 , причем нельзя гарантировать полное отсутствие U и Th , деление которых может имитировать СТЭ. Поэтому способы детектирования СТЭ должны обеспечить надежность определения Z и сохранность элементов.

Рентгеноскопия. Рассмотрим детектирование СТЭ с помощью характеристического рентгеновского излучения, в соответствии с работами /50,51/, а также /60/, в которой произведены расчеты характеристических линий для $Z = 92 \div 170$. Возбуждение ХРИ при бомбардировке атомов микропучками электронов, протонов или ионов производилось в работах /49,61,62/. Далее обсудим использование синхротронного излучения, характерной особенностью которого является поляризация, что облегчает отделение фона. Интенсивность излучения в интервале длины волны $\Delta\lambda$ равна

$$\Delta J_{\lambda} = F(\lambda, E, N) \Delta\lambda.$$

При $\lambda \ll \lambda_c$, где $\lambda_c = \text{const}/E^2 N$, ΔJ_{λ} резко зависит от E . Параметры пучков СИ, достигнутые на установке ВЭПП-3 в Новосибирске, позволяют иметь $\Delta\lambda/\lambda = \Delta E/E = 2 \cdot 10^{-4}$.

Все линии К-серии для элементов с $Z > 100$ имеют $\lambda < 0,08 \text{ \AA}$ и, следовательно, для них отсутствует фон излучения других элементов, т.к. край поглощения К-серии для урана имеет $\lambda = 0,087 \text{ \AA}$. Зависимость числа фотонов от их энергии на выходе каналов пучков ВЭПП-3 показана на рис. 5 из работы /64/.

Согласно /63/, ток электронов в ВЭПП-3 достигает 100 мА и, в соответствии с рис. 5, при энергии фотонов 20 кэВ освещенность S на выходе фотоинного канала составит

$$S = 2 \cdot 10^{17} \text{ фот./см}^2 \text{ с} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}.$$

Следовательно, при разрешении $\Delta\lambda/\lambda = 2 \cdot 10^{-3}$, т.е. сравнимой с естественной шириной линии $L_I - M_{II}$ для урана, число фотонов будет равно $F = 4 \cdot 10^{14} \text{ фот./см}^2 \text{ с}$.

Поглощение фотонов атомами СТЭ оценим по аналогии с ураном, для которого известны коэффициенты поглощения. Для L-серии массовый коэффициент поглощения $\mu_m = 80$, и сечение поглощения σ будет равно

$$\sigma = \frac{\mu_m \cdot A}{N} = 3,0 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2. \text{ Для концентрации СТЭ в океа-}$$

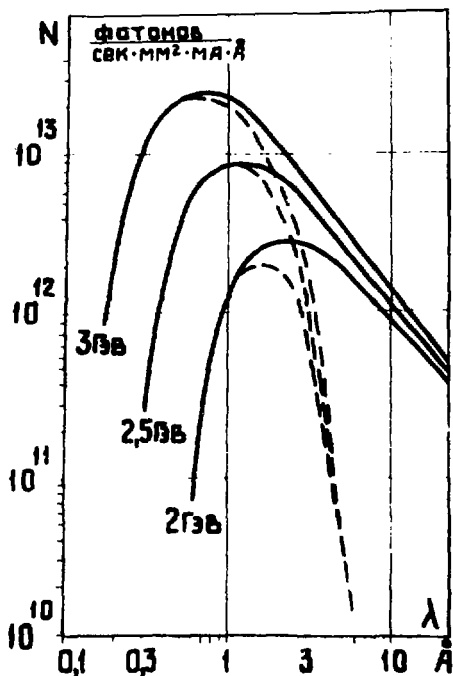


Рис. 5. Интенсивность фотонов как функция длины волны синхротронного излучения.

нической воде 10^{-20} г/г , т.е. при выделении $n = 2 \cdot 10^7 \text{ ат}$. СТЭ, число поглощенных фотонов q будет равно:

$$q = F \cdot \sigma \cdot n = 240 \text{ фот./с.}$$

Поглощение фотона приводит к ионизации соответствующей электронной оболочки с испусканием ХРИ при ее заполнении. Следовательно, регистрация ХРИ позволит детектировать наличие СТЭ. Необходимо отметить

преимущество синхротронного излучения для детектирования СТЭ, заключающееся в отделении фона вследствие большой монохроматичности и точной регулировке энергии первичных фотонов СИ плавным изменением энергии электронного пучка в ускорителе. Второй способ детектирования СТЭ - это дифракция синхротронного излучения на испытуемом образце. Согласно^{/64/}, получены рентгенограммы от образцов весом $\sim 10^{-10}$ г., т.е. содержащих 10^{11} атомов СТЭ. Время получения рентгенограмм в 100 раз меньше, чем на лучших рентгеновских трубках.

Лазерная спектроскопия. В работе^{/65/} детектирование атомов урана производилось по наблюдению флуоресценции, возбуждаемой излучением лазера непрерывного действия с изменяемой длиной волны в диапазоне $\lambda = 5600 \div 6200 \text{ \AA}$, при $\Delta\lambda \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$ применялся лазер на красителе с аргонной накачкой. В работе осуществлено детектирование ~ 10 атомов U в объеме наблюдения при их плотности 10^3 ат./см^3 . Авторы отмечают перспективность метода для спектроскопии трансурановых элементов.

Электронноскопический анализ СТЭ. В теоретической работе^{/66/} рассмотрено образование электронами высоких энергий изображений отдельных атомов. В работе^{/67/} исследованы факторы, влияющие на качество изображения, а также проведено их моделирование для атомов F, Ge, Hg. В работе^{/68/} осуществлено прямое наблюдение атомов Th и U. Показано, что независимо от толщины объекта из ядер с зарядом Z сигнал, выражающий отношение упруго ($N_{e\ell}$) и неупруго (N_i) рассеянных электронов, равен: $N_{e\ell} / N_i = Z/19$. Если даже один тяжелый атом находится на тонкой пленке из легких ядер, то отношение сигналов для упруго рассеянных электронов равно:

$$\frac{N_{e\ell}^{U+C}}{N_{e\ell}^c} = 1,68,$$

где N_{ef}^c - сигнал от пленки, N_{ef}^{U+C} - сигнал от пленки с атомом.

Изготавливались углеродные пленки толщиной 20 \AA . Фактор видимости, т.е. отношение упруго и неупруго рассеянных электронов при наличии на пленке атома, составлял:

$$\frac{N_{ef}^{U+C}}{N_i^{U+C}} \approx 1,68 \frac{N_{ef}^c}{N_i^c},$$

т.е. как и для упругого рассеяния. В опытах^{/68/} пучок электронов диаметром 5 мк передвигался по исследуемому образцу, и при получении сигнала от отдельного атома автоматически фокусировался на этом участке для получения контрастного изображения. В работе^{/69/} получено изображение отдельных атомов золота в кристаллической решетке.

Следовательно, разработанный метод позволит наблюдать отдельные атомы с $Z = 120$ даже при наличии фона атомов U и Th .

В заключение обсудим использование для поисков СТЭ минералов, удачный выбор которых может дать очень высокую степень обогащения. Действительно, при обнаружении на Земле ^{244}Pu содержание в минерале "бастнезит" церия в 10^6 раз превышало среднюю распространенность его в земной коре, а обогащение ^{244}Pu было еще большим и оценено как $\sim 1 \cdot 10^{-18} \text{ г/г}$. Период полураспада ^{244}Pu равен $\sim 82 \cdot 10^6 \text{ лет}$, и если с ним сравним период полураспада СТЭ, то в некоторых минералах можно ожидать концентрацию $\sim 10^{-18} \text{ г/г}$. В данном случае в 1 т будет содержаться 10^{-12} СТЭ , т.е. при $A \approx 300$ это составит $\sim 2 \cdot 10^9 \text{ атомов}$. Следовательно, все описанные методы детектирования позволят получить однозначные результаты.

Перспективным является использование минералов, содержащих гигантские гало. В этом случае может быть осуществлено первоначальное обогащение минералов/например, дроблением и флотацией/, а затем проведено отделение центров гигантских гало, например, по размерам и оптической плотности.

Решение важного вопроса о существовании в природе сверхтяжелых элементов, очевидно, требует координации усилий специалистов и лабораторий.

В заключение автор рад выразить благодарность Н.Н.Боголюбову за стимулирование интереса к проблеме сверхтяжелых элементов, а также В.И.Данилову, Б.Н.Калинкину, О.И.Козинцу, Г.Н.Кулипанову и С.М.Поликанову за советы при чтении рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Seaborg G. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1968, 18, p.53.
2. Чечев В.П., Крамаровский Я.М. УФН, 1975, 116, с. 687.
3. Myers W.D., Swiatecki W.J. *Nucl. Phys.*, 1966, 81, p. 1.
4. Гареев Ф.А., Калинкин Б.Н., Собичевски А. ОИЯИ, Р-2793, Дубна, 1965; *Phys. Lett.*, 1966, 22, p.500.
5. Fink B., Mosel U. *Memorandum Hessischer Kernphysiker. Darmstadt*, 1966; Fink B. e.a. *Z.Phys.*, 1969, 228, p. 371.
6. Mosel U., Greiner W., *Z.Phys.*, 1968, 217, p.1260.
7. Nilsson S.G. e.a. *Nucl.Phys.*, 1968, 115, p.545; 1969, 131, p.1.
8. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с. 955.
9. Клейтон Д.Д. УФН, 1969, 99, с. 439.
10. Schramm D., Norman E. In: 3-th Intern. Conf. on Nucl. Far from Stability. Corsica, 1976, p. 570.
11. Айзенберг И., Грейнер В. Микроскопическая теория ядра. Атомиздат, М., 1976.
12. Howard W.M. *Phys. Scr.*, 1974, 10A, p.138.
13. Sobiczewski A. *Phys. Scr.*, 1974, 10A, p.47.
14. Nix J.R. *Ann. Rev.Nucl.Sci.*, 1972, 22, p. 65.
15. Herrman C. *Phys. Scr.*, 1974, 10A, p.71.
16. Nilsson S.G. In: *Proc. Intern. Conf. on Properties of Nucl. Str.*, Montreal, 1969, p.149.
17. Anders E., Humann D. *Science*, 1969, 164, p.821.
18. Anders E. e.a. *Science*, 1975, 190, p.1262.
19. Schramm D. *Nature*, 1971, 233, p. 258.
20. Rao M.N. *Nucl.Phys.*, 1970, A140, p.69.

21. Alexander E.C. e.a. *Science*, 1971, 172, p.837.
22. Joly J. *Phil. Mag.*, 1907, 13, 381, p.83.
Mugge O. *Zentralb. Mineral.*, 1907, 397, p.99.
23. Gentry R.V. *Ann. Rev.Nucl.Sci.*, 1973, 22, p.347.
24. Joly J., Rutherford E. *Phil.Mag.*, 1913, 25, 644, p. 57.
25. Gentry R.V. *Science*, 1968, 160, p.1228.
26. Hirschi H. *Vierteljahresschr Naturforsch. Ges. Zuerich*, 1920, 65, p.209.
27. Wiman E. *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala*, 1930, 23, p.1.
28. Gentry R.V. *Science.*, 1970, 169, p.670.
29. Picciotto E.E., Deutsch S. *Plochroic Halos Comitato Nazionale per Energia Nucleare*, 1965.
30. Флеров Г.Н., Перелыгин В.П. АЭ, 1969, 26, с.520.
31. Price P.B. e.a. *Phys. Rev.*, 1970, C1, p.1819
32. Флеров Г.Н., Отгонсурен О., Перелыгин В.П. АЭ, 1972, 33, с. 979; ОИЯИ, P7-6495, Дубна, 1972.
33. Cheifetz E. e.a. In: *Proc. of Leysin Conf. Switzerland*, 1970, p.709.
34. Флеров Г.Н. и др. В кн.: *Труды конф. по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Дубна, 1971, с. 61.*
35. Poreko A.G. e.a. *Phys. Lett.*, 1974, 52B, p.417.
36. Nix J.R. *Phys. Lett.*, 1969, 30B, p.1.
37. Карамян С.А. ОИЯИ, P7-4948, Дубна, 1969.
38. Флеров Г.Н. В кн.: *Труды Межд. конф. по избранным вопросам структуры ядра. ОИЯИ, Дубна, 1976, с.9.*
39. Stoughton R.W. e.a. *Nature*, 1973, 246, p.26.
40. Reist H.W. e.a. В кн.: *Труды межд. конф. по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Дубна, 1971.*
41. Bchringer K. e.a. *Phys. Rev.*, 1974, C9, p.48.
42. Sowinski M e.a. В кн.: *Труды Межд. конф. по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Дубна, 1971, с.79.*
43. Stephan C. e.a. *Le Journal de Physique*, 1975, 36, p. 105.
44. Fowler P.H. e.a. *Proc. Roy Soc.*, 1970, A318, p.1.
P.B.Price e.a. *Phys. Rev.*, 1971, D3, p.815.
45. Price P.B., Fleischer R.L. *Ann. Rev., N.S.*, 1971, 21, p.295.
46. Отгонсурен О., Перелыгин В.П. ОИЯИ, P7-7406, Дубна, 1973; Перелыгин В.П. и др. ОИЯИ, P7-10221, Дубна, 1976.
47. Отгонсурен О. и др. ДАН, 1969, 189, с.1200.
48. Grimm W. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1971, 26, p.1408.
Cheifetz E. e.a. *Phys. Rev.*, 1972, C6, p.1348.
49. Gentry R.V. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1976, 37, p.11.
50. Carlson T.A. e.a. *Nucl.Phys.*, 1969, 135A, p.57.
51. Lu C.C. e.a. *Nucl.Phys.*, 1971, 175A, p.289.

52. Wyrick R.K. *Phys. Rev.*, 1973, A8, p.2288.
53. Wolfli W. e.a. In: *Proc. of the 3rd Int. Conf. on Nuclei far from Stability*, CERN, 76-13, 1976.
54. Stephan C. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1976, 37, p.1534.
55. Keteble B.H. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1976, 37, p.1734.
56. Бончев Цв., Пенева Св. В кн.: *Труды междунар. конф. по физ. тяжелых ионов, ОИЯИ, Дубна, Д7-5769*, с. 115.
57. *Таблицы физических величин /под ред. И.К.Кинойна/*. Атомиздат, М., 1976.
58. Ягодин Г.Я. и др. *Технология редких металлов в атомной технике*. Атомиздат, М., 1974, с.117.
59. Heutenberger H. *Ann. Rev. of Nucl. Sci.*, 1962, p.435.
60. Anholt R., Rasmussen J.O. *Phys. Rev.*, 1974, A9, p. 585.
61. Bemis C.E. e.a. В кн.: *Труды междунар. конф. по тяж. ионам*. Дубна, 1971, Д7-5769, с. 175.
62. Mokler P.H. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1972, 29, p.827.
63. Кулипанов Г.Н., Скринский А.Н. *Препринты ИЯФ 77-11, 77-12*, Новосибирск, 1977.
64. Мокульская Т.Д. и др. *ИАЭ-2385*, М., 1974.
65. Балыкин В.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1975, 24, с.475.
66. Булынин А.П., Воробьев Ю.В. *Оптика и спектроскопия*, 1971, 30, с.1164.
67. Верцинер В.В. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1974, 38, с.2243.
68. Kru A. e.a. *Science*, 1970, 168, p.1338.
69. *JEOL News*, 1975, 13, p. 29.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 марта 1977 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Крионика
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 22864. Тираж 525. Уч.-изд. листов 1,62.
Редактор Е.Л.Анищенко Подписано к печати 13.4.77 г.
Корректор Н.А.Кураева