

მანანა კაჭახიძე, ნინოკაჭახიძე

ქიშის ბირთვული გეოფიზიკური მეთოდები

თბილისი

2014

შესავალი

ბირთვული გეოფიზიკა წარმოადგენს საძიებო გეოფიზიკური მეთოდების კომპლექსის ერთ-ერთ ახალგაზრდა დარგს. იგი შეიძლება პირობითად ორ ნაწილად გაიყოს: 1) რადიომეტრია და 2) ქანების შესწავლის ბირთვული გეოფიზიკური მეთოდები;

1) რადიომეტრია შეისწავლის ბუნებრივი რადიაქტიული იზოტოპების გამოსხივებას. მას ეკუთვნის საველე-ემანაციური და გამა მეთოდების, როგორც მიწის ზედა, ისე აეროაგეგმვის მოდიფიკაციები.

ქანების ბუნებრივი ჩაწოლის შემთხვევაში კვლევის რადიომეტრიული მეთოდები ორ ჯგუფად შეიძლება გაიყოს:

ა) საველე რადიომეტრიული მეთოდები (რადიომეტრიული აგეგმვა), რომელიც გამოიყენება ქანების რადიაქტიულობის მიახლოებითი შეფასებისათვის და იმის შესასწავლად, თუ როგორ იცვლება რადიაქტიურობა მარშრუტის, პროფილის ან მოცემული ასაგეგმი ქსელის გასწვრივ;

ბ) რადიომეტრიული მოსინჯვის მეთოდები, რომელიც გვაძლევს საშუალებას ქანების ბუნებრივი ჩაწოლის შემთხვევაში (ჭაბურღილებში, შურფებში, გაშიშვლებებზე და სხვა) უფრო ზუსტად შევაფასოთ ქანების რადიაქტიურობა; რადიომეტრიულ მეთოდებს საფუძვლად უდევს მადანთა ძირითადი გამოსვლების და მადნური სხეულების ირგვლივ არსებული გაბნევის გვირგვინის სხვადასხვა საძიებო ნიშნების აღმოჩენა და გამოვლენა. ამასთან, საბადოთა უმეტესი რაოდენობის აღმოჩენა სწორედ ამ გაბნევის გვირგვინით ხდება ხოლმე.

მოკლედ მიმოვიხილოთ გაბნევის გვირგვინების კლასიფიკაცია და მნიშვნელოვანი თავისებურებანი.

ანსხვაგვებენ დღიურ ზედაპირზე არსებულ **ღ ო** აგვირგვინებს და ზედაპირიდან გარკვეულ სიღრმეზე წარმოშობილ **ღ ა ხ უ რ უ ლ** გვირგვინებს.

გენეტიკური ნიშნების მიხედვით კი ანსხვაგვებენ:

ა) პირველად (ენდოგენურ) გვირგვინებს, რომლებიც მადნური სხეულის წარმოშობასთან ერთად წარმოიქმნება და

ბ) მეორად გვირგვინებს, რომლებიც წარმოიშობა მადანთა ან პირველადი გვირგვინების რღვევის ან გარდაქმნის დროს გეოლოგიური ჭრილების მიწისპირა ნაწილებში.

პირველადი გვირგვინების ელემენტური შემადგენლობა ახლოა თვით მადანთა შემადგენლობასთან. მათი ფორმები მადნეულ სხეულთა ფორმებისმსგავსია,

ხოლო ზომები კი მნიშვნელოვნად აღემატება ჩაწოლილი ქანების ზომებს. მკვეთრად დახრილ ჩაწოლილ ქანებზე ასეთი გვირგვინები 100-200 მ სიმაღლეზე ვრცელდება, ხოლო სიგანეში კი რამდენიმე ათეულ მეტრამდე აღწევს.

მ ე ო რ ა ღ ო ბ ვ ო რ ბ ვ ო ნ ე ბ ო შეიძლება წარმოიშვას რადიაქტიული ნივთიერებების და თანამგზავრი ელემენტის გადატანით მყარ, თხევად ან გაზისებურ ფორმებში. რადიაქტიული ნივთიერებების ელემენტთა შემცველობის მიხედვით ადვილად ხდება მეორადი გვირგვინების კლასიფიკაცია.

მ ე ქ ა ნ ო კ შ ო რ ო ბ ვ ო რ ბ ვ ო ნ ე ბ ო– ეს არის მადნური სხეულის ირგვლივ არდებული ისეთი არე, რომელიც დაფარულია მადნური ნატეხებით. მადნური ნატეხები შეიძლება წარმოიშვას ქანთა ფიზიკური გამოფიტვის შემთხვევაში, თუ ზედაპირზე არსებობს მდგრადი მინერალების შემცველი ნივთიერებები.

ურანისასეთი მდგრადი მინერალების რაოდენობა არ არის დიდი. მაგრამ, როდესაც ფიზიკური გამოფიტვა უფრო ინტენსიურია, ვიდრე ქიმიური (პოლარულ ან მაღალმთიან რაიონებში), მექანიკური გვირგვინები შეიძლება წარმოშვას ისეთმა ნაკლებადმდგრადმა ურანის მინერალებმა, როგორცაა ურანიანიტი და ნასტურანი. დაბოლოს, ურანის მექანიკური გვირგვინების წარმოშობა შესაძლებელია ისეთი ურანშემცველი ნივთიერებების მეორადი დაგროვების ხარჯზე, როგორცაა რკინის ჰიდროქსანი, მარგანეცი, თიხოვანი მინერალები ან ორგანული ნაერთები.

ყ ყ ლ ო ა ნ ო ბ ვ ო რ ბ ვ ო ნ ე ბ ო წარმოიშობა ურანის, რადიუმის, რადონის ისეთ მიწისქვეშა წყლებში გახსნის შედეგად, რომელიც რეცხავს მადნურ სხეულებს.

მ ა რ ო ლ ო ვ ა ნ ო ბ ვ ო რ ბ ვ ო ნ ე ბ ო წარმოიშობა წყალში გახსნილი ურანის ქანებში დალექვით, ანდა წყლის აორთქლებით. ასეთი ტიპის მარილებს მექანიკურთან შედარებით ნაკლები კონცენტრაცია აქვთ, მაგრამ მათი ზომები გაცილებით დიდია (ჩაწოლილი ქანის საზღვრიდან რამდენიმე ათეული მეტრი). მარილოვანი გვირგვინების წარმოშობაში დიდ როლს თამაშობს ზედაპირული გრუნტის წყლები და კლიმატური პირობები.

უდაბნოსა და ნახევარუდაბნოს რაიონებში ატმოსფერული ნალექები ჩადის რა ქერქის გარკვეულ, არც თუ ისე დიდ სიღრმეებზე, ვერ აღწევს გრუნტის წყლებს, ისევე ამოდის ზედაპირზე და ორთქლდება. საბოლოოდ წყალი ქანიდან რეცხავს ურანს. წყლისაორთქლების შედეგად ურანი ილექება რა ზედაპირზე, ქმნის ღია მარილოვან გვირგვინს.

პირიქით, თუ ნალექები სჭარბობს აორთქლებას, ატმოსფერული ნალექების ნაწილი მიწისქვეშა დინებების სახით, გადაინაცვლებს ერთი ადგილიდან მეორეზე და თან წარიტაცებს დალექილ ნივთიერებას წყალში გახსნილი მარილის სახით. ასეთ შემთხვევაში ღია მარილოვანი გვირგვინი იქნება ან ძალიან სუსტი, ანდა საერთოდ არ შეინიშნება.

მადნური სხეულების, ანდა მექანიკური და მარილოვანი გვირგვინების ირგვლივ დაშლის გაზისებური პროდუქტების გაბნევა ხელს უწყობს გაზური გვირგვინების წარმოქმნას.

თუ გვირგვინები წარმოშობილია მცირე დაშლის პერიოდის მქონე თორონის ან აქტინონის მიერ, ის ასწრებს მადნური ქანიდან 10-20 სმ-ზე გავრცელებას, მაშინ როცა, ხანგრძლივად ცოცხალი რადონი ვრცელდება 4-5- მეტრზე. ისეთი სტაბილური ელემენტის გაბნევის გვირგვინი კი, როგორცაა ჰელიუმი, ვრცელდება რამდენიმე ასეულ მეტრზე და უფრო შორსაც.

ურანის მადნის ზედაპირზე გამოსავალში ან ღია გვირგვინებში ურანის და რადიუმის მაღალი შემცველობა მცენარეებშიც დაიკვირვება და ის

ბ ი ო ქ ი მ ი უ რ ბ ვ ი რ ბ ვ ი ნ ა ღ იწოდება.

დაბოლოს, მადნური სხეულების და მათი მექანიკური და მარილოვანი გვირგვინების მიერ შექმნილი რადიაქტიული გამოსხივების ველი მიღებულია იწოდებოდეს, როგორც **რ ა ღ ი ა ც ი უ რ ი ბ ვ ი რ ბ ვ ი ნ ი**.

შესაძლოა რომელიმე რაიონში არსებობდეს დროებითი ან მუდმივი ზედაპირული წყლის დინებები. თუ ისინი რეცხავს მექანიკური გვირგვინის გავრცელების ტერიტორიას, მაშინ ეს დინებები იწოდება **ბ ა ბ ნ მ ვ ი ს**

მ მ ქ ა ნ ი კ უ რ ღ ი ნ მ ბ მ ბ ა ღ. ისინი ძირითადად დაქანებულ რელიეფებს ახასიათებს და აქვთ წაგრძელებული ფორმა, რომელიც მადნური სხეულიდან ან გვირგვინიდან ქვემოთაა მიმართული, რელიეფის გასწვრივ და აქვთ მნიშვნელოვანი სიგრძე (რამდენიმე ასეული მეტრი და ზოგჯერ 1-2 კმ-იც კი).

ანალოგიურად, გახსნილი მარილების გადატანით გრუნტის წყლების მიმართულებით წარმოიქმნება გაწელილი **მ ა რ ი ლ ო ვ ა ნ ი**

ღ ი ნ მ ბ მ ბ ი. მათში ურანის კონცენტრაცია არ არის მაღალი, თუმცა თანაბარია. სწორედ გაბნევის სხვადასხვა ტიპის გვირგვინების რადიაქტიული ელემენტების ძიებას ეყრდნობა სხვადასხვა საველე რადიომეტრიული მეთოდი: მექანიკური და მარილოვანი – გამა აგეგმვა, ურანომეტრია; გაზურ-ემანაციური აგეგმვა; წყლიანი(რადიოჰიდროგეოლოგიური აგეგმვა); ბიოქიმიურ-

რადიობიოქიმიური აგეგმვა; ისიც უნდა ავლნიშნოთ, რომ ეს შეთანადებები პირობითია, რადგან ბუნებაში მადნურ ჩაწოლილ ქანებს გვირგვინების სხვადასხვა ტიპები შეესაბამება და აგეგმვის მეთოდებზე ერთდროულად რამდენიმე ტიპის გვირგვინი მოქმედებს.

ქანების შესწავლის ბირთვულ-გეოფიზიკური მეთოდები ეყრდნობა ხელოვნური რადიაქტიური იზოტოპების გამოსხივების ურთიერთქმედებას ქანებთან და ამის საფუძველზე წყვეტს გეოფიზიკური ძიების ძირითად ამოცანას, რომელიც იმაში მდგომარეობს, რომ აღმოვაჩინოთ და შევისწავლოთ, რადიაქტიური ელემენტების მოჭარბებული კონცენტრაციის უბნები, ანუ ფაქტობრივად აღმოვაჩინოთ რადიაქტიური მადნები.

ბირთვულ მეთოდებს ეკუთვნის ჭაბურღილების კვლევა, როგორც გამა, ისე ნეიტრონული მეთოდებით, სხვადასხვა ამოცანების გადაწყვეტა აქტივაციური, რენტგენოსპექტრული, ბირთვული რეზონანსის და ა.შ. მეთოდებით.

ბირთვულ-ფიზიკური მეთოდები ავსებს სხვა მეთოდებს და ხშირად ენაცვლება ძნელად ჩასატარებელ და ძვირადღირებულ მეთოდებს, კერძოდ ქიმიურს. რაღა თქმა უნდა, ბირთვულ მეთოდებსაც გააჩნიათ თავისი ნაკლი და შეზღუდვები, მაგრამ სხვადასხვა ბირთვულ-ფიზიკურ მეთოდს გააჩნია ქვემოთ ჩამოთვლილი ყველა ან ზოგიერთი თავისებურება, რაც მას გარკვეული ამოცანის გადაწყვეტისას ანიჭებს უპირატესობას:

ა) მაღალი მგძნობიარობა, რომელიც ზოგიერთ შემთხვევაში აღწევს 10^{-8} პროცენტს.

ბ) ექსპრესიულობა – მეთოდების უმეტესობისთვის ანალიზის დრო განისაზღვრება წუთის ერთეულებით ან წუთის პირველი ათეულებით, რაც გვაძლევს საშუალებას გამოვიყენოთ ეს მეთოდები სწრაფად მიმდინარე პროცესებისას, მაგალითად მადნის გადამუშავების ან გამდიდრების დროს.

გ) მაღალი სიზუსტე და სხვა ელემენტების შედარებით მცირე გავლენა;

გ) ანალიზის ჩატარების შესაძლებლობა ქანების ბუნებრივი ჩაწოლის შემთხვევაში (შურფები, გაშიშვლებები, ჭაბურღილები და ა.შ.).

დ) ნივთიერების შედგენილობის დისტანციური კონტროლის და ანალიზის ავტომატიზაციის შედარებით ადვილად ჩატარების შესაძლებლობა.

ბუნებრივი რადიაქტიურობის მოვლენა ფრანგმა მეცნიერმა ა. ბეკერელმა 1896 წელს აღმოაჩინა, შემდეგ კი ამ საკითხებს იკვლევდნენ პიერ და მარია კიურები.

ბუნებრივი რადიაქტიურობა წარმოადგენს ზოგიერთი ელემენტის ატომთა ბირთვების სხვა ელემენტების ბირთვებად თავისთავადი გარდაქმნის პროცესს, რასაც თან ახლავს α , β და γ გამოსხივება.

ბუნებრივ რადიაქტიურ ელემენტთა უმრავლესობა ქმნის რადიაქტიურ ოჯახებს, სადაც ყოველი რადიაქტიური ელემენტი წარმოიშობა წინამდებარისგან და თავის მხრივ გარდაიქმნება შემდეგ ელემენტად. რადიაქტიურ გარდაქმნათაპროცესი გრძელდება მანამ, სანამ წარმოიქმნება ელემენტის მდგრადი იზოტოპი. ზოგიერთი ბუნებრივი რადიაქტიური ელემენტისათვის (^{40}K , ^{87}Rb , ^{152}Sm და სხვა) დაშლა შემოიფარგლება გარდაქმნის ერთი რგოლით.

1934 წელს მეცნიერებმა ირენ და ფრედერიკ ჟოლიო-კიურებმა აღმოაჩინეს, რომ ალუმინის, ბორის და მარგანეცის α ნაწილაკების დასხივებით წარმოიშობა ფოსფორის, აზოტის და კრემნიუმის რადიაქტიური იზოტოპები. ზემოაღწერილ ნივთიერებებს ბუნებრივი რადიაქტიური იზოტოპები არ გააჩნიათ.

შემდგომში, α ნაწილაკებით, პროტონებით, დეიტრონებით და ნეიტრონებით სტაბილური ელემენტების დასხივების გზით მიღებული იქნა ყველა ქიმიური ელემენტის იზოტოპები, დაწყებულიწყალბადიდან ურანით დამთავრებული. ამასთან, ელემენტთა უმეტესობისათვის მიღებულია რამდენიმე რადიაქტიური იზოტოპი.

აქედან გამომდინარე, გარდა ბუნებრივი რადიაქტიურობისა, არსებობს მეცნიერების მიერ მიღებული ხელოვნური რადიაქტიურობაც, რომელიც ახასიათებს ბირთვული რეაქციების შედეგად მიღებულ იზოტოპებს (კიურების მიერ აღმოჩენილი ეფექტი).

არსებობსქანების რადიაქტიურობა, რომელიცგანპირობებულია მათ შედგენილობაში არსებული რადიაქტიური ელემენტებით, ძირითადად ^{238}U -ის,

^{235}U -ისა და ^{232}Th -ის რადიაქტიური მწკრივების წევრებითა და ^{40}K -ით. სხვა რადიაქტიური იზოტოპები (^{87}Rb , ^{150}Nd , ^{115}In , ^{138}La , ^{187}Re , ^{147}Sm და სხვა) არსებითად არ ახდენს დიდ გავლენას ქანების რადიაქტიურობაზე, ვინაიდან მათი ნახევრად დაშლის პერიოდი საკმაოდ დიდია – 10^9 –დან 10^{12} –წლამდე, ხოლო გამოსხივების ენერგია ძალზე სუსტი.

რადიაქტიური ელემენტების კონცენტრაციაქანებში მეტად მცირეა. მაგმურ ქანებში რადიაქტიური ელემენტები ძირითადად აქცესორული მინერალების (ორთიტი, ცირკონი, მონაციტი, აპატიტი, სფენი და სხვ.) შედგენილობაშია, გვხვდება თავისუფალი ქანგეულების სახითაც (ურანიტი UO_2 და თორიანიტი ThO_2). ნიადაგში Th –ის შეფარდება U-თან მეტია, ვიდრე ამ ნიადაგების დედაქანებში, რაც ამ ორი ელემენტის მიგრაციის სხვადასხვა უნარზეა დამოკიდებული.

ღრმა ზღვების ახალგაზრდა ნალექებში აღნიშნულია იონიუმის (^{238}U -ის რადიაქტიური მწკრივის წევრი Th –ის იზოტოპი) მომატებული შემცველობა მის წონასწორულ შემცველობასთან შედარებით, რაც გამოწვეულია ურანთან შედარებით იონიუმის ნაკლები ხსნადობით.

წყლის რადიაქტიურობა განპირობებულია წყალში არსებული იმ რადიაქტიური ელემენტებით, რომლებიც მასში შედის ატმოსფეროდან, აგრეთვე ნიადაგიდან და ქანებიდან გამორეცხვის შედეგად.

წყალში გვხვდება როგორც ბუნებრივი რადიაქტიური (^{40}K , ^{222}Rn , ^{226}Ra , ^{238}U და სხვა), ისე ხელოვნური იზოტოპები (ძირითადად ^{90}Sr , ^{90}Y , და ^{137}Cs). ბუნებრივი რადიაქტიური იზოტოპების შემცველობა წყლებში მეტად ცვალებადია და დამოკიდებულია ამ უკანასკნელთა გენეზისზე.

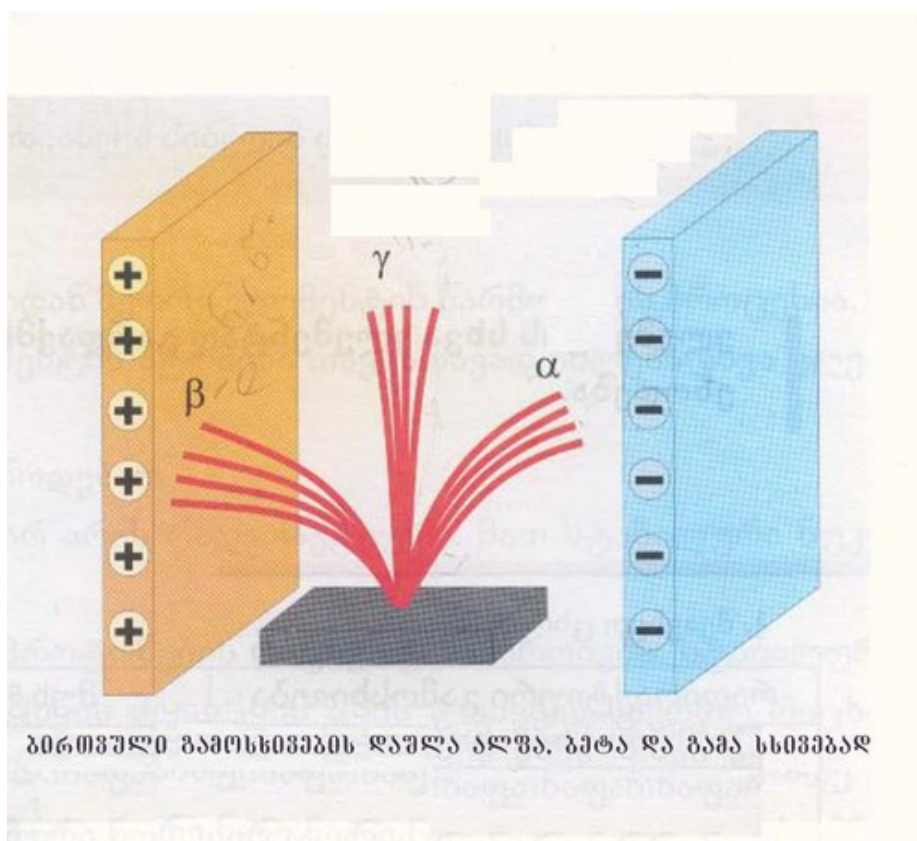
ხელოვნური რადიაქტიური იზოტოპები წყლებში ძირითადად ატმოსფეროდან (ბირთვული აფეთქებების შედეგად წარმოქმნილი ხელოვნური იზოტოპები) ან რადიოქიმიური საწარმოების მიერ დაბინძურებული წყლებიდან შემოდის. რადონითა და რადიუმით გამდიდრებულ ბუნებრივ რადიაქტიურ წყლებს აქვს სამკურნალო თვისება (კურორტები: წყალტუბო, პიატიგორსკი, მაცესტა და სხვა).

რადიაქტიური ბარდაქმნების ტიპები: α , β და γ დაშლა.

ბანზომილების ძირითადი ერთეულები.

რადიაქტიურობა ეწოდება ზოგიერთი იზოტოპის ბირთვების თავისთავად დაშლის პროცესს. დაშლის დროს მძიმე ელემენტის ბირთვი გარდაიქმნება უფრო მარტივ და მსუბუქ ელემენტად. თვითონ ატომი კი გადადის ენერგეტიკულად უფრო მდგრად მდგომარეობაში.

რადიაქტიურობის ძირითადი არსი მდგომარეობს ძირითადად დიდი სიცოცხლის ხანგრძლივობის აგზნებულ (მეტასტაბილურ) მდგომარეობში მყოფი ატომური ბირთვის შედგენილობის თავისთავად ცვლილებაში; ბირთვების ასეთ გარდაქმნას თან სდევს ელემენტარული ნაწილაკების ან სხვა ბირთვების, მაგალითად ${}^4\text{He}$ ბირთვების (α ნაწილაკების) გამოსხივება (ნახ. 1).



ნახ. 1

ყველაცნობილი რადიაქტიური გარდაქმნა მიკროსამყაროსათვის დამახასიათებელი ფუნდამენტური ურთიერთქმედების შედეგია. ძლიერი ურთიერთქმედებები (ბირთვული ძალები) იწვევენ გარდაქმნებს, რომლებსაც თან სდევს ბირთვული ნაწილაკების, მაგ. α ნაწილაკების, პროტონების ან ბირთვის გახლეჩვის პროდუქტების გამოსხივება.

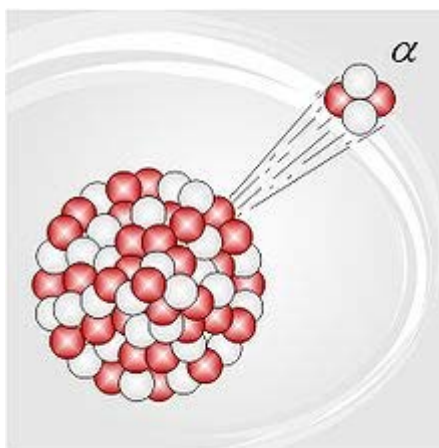
სუსტი ურთიერთქმედება ვლინდება ბირთვების β დაშლისას. ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება იწვევს ქვანტურ გადასვლებს ერთი და

იმავე ბირთვის სხვადასხვა მდგომარეობას შორის და განაპირობებს γ გამოსხივებას. ეს გადასვლები არ იწვევს ბირთვის შედგენილობის ცვლილებას და ამიტომ, თანამედროვე კლასიფიკაციით, რადიაქტიურ გარდაქმნებს არ მიეკუთვნება.

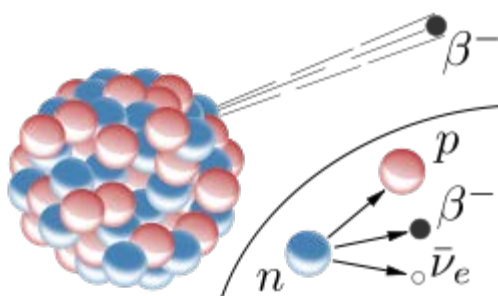
რადიაქტიურობისგან უნდა განვასხვავოთ შედგენილი ბირთვების გარდაქმნები, რომლებიც მიიღება ბირთვული რეაქციების დროს ბირთვსამიზნეების მიერ მათზე დაცემული ბირთვული ნაწილაკის შთანთქმის შედეგად.

რადიაქტიურობის ყველა ცნობილი სახე შეიძლება ორ ჯგუფად დაიყოს: ელემენტარულ (ერთსაფეხურიან) და რთულ (ორსაფეხურიან) გარდაქმნებად.

პირველ ჯგუფს მიეკუთვნება: 1) ალფა-დაშლა (ნახ. 2); 2) ბეტა-დაშლა (ბეტა-დაშლის ყველა ვარიანტი, რომელსაც თან ახლავს ელექტრონის, ან პოზიტრონის გამოსხივება ან ორბიტული ელექტრონის ჩაჭერა) (ნახ. 3).



ნახ. 2. α დაშლა

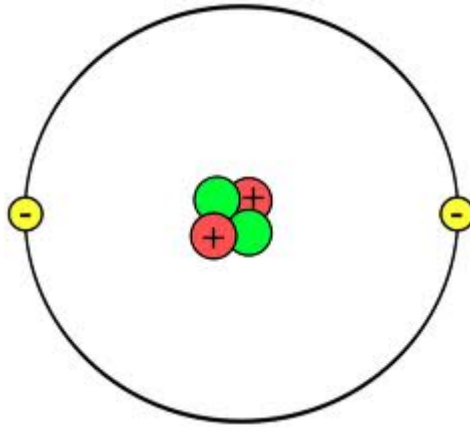


ნახ.3. β დაშლა

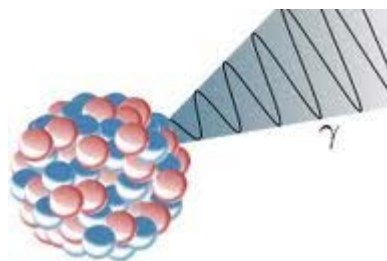
ორსაფეხურიან რადიაქტიურ გარდაქმნებს მიეკუთვნება ე.წ. დაგვიანებული ნაწილაკების: პროტონების, ნეიტრონების, α ნაწილაკების და დაგვიანებული სპონტანური დაშლის პროცესები.

დაშლის დროს მძიმე ელემენტების ბირთვი გარდაიქმნება უფრო მარტივ და მსუბუქ ელემენტად. თვითონ ატომი კი გადადის ენერგეტიკულად უფრო მდგრად მდგომარეობაში, ე.ი. რადიაქტიული დაშლის დროს გამოსხივდება α , β და γ სხივები.

α -სხივები წარმოდგენს ჰელიუმის ატომის ბირთვს (ნახ.4); β - ელექტრონების ნაკადია; γ - კი მოკლევადიანი ელექტრომაგნიტური გამოსხივება (ნახ.5);



ნახ.4. ჰელიუმის ატომის ბირთვი



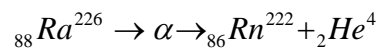
ნახ.5. γ გამოსხივება

ამ ჩამოთვლილი გამოსხივებიდან მხოლოდ α და β გამოსხივების დროს ხდება იზოტოპის ბირთვის გარდაქმნა სხვა იზოტოპად. γ გამოსხივება კი თან სდევს დაშლის პროცესს.

α და β გამოსხივების დროს აგზნებული ბირთვი გადადის ენერგეტიკულად უფრო ხელსაყრელ მდგომარეობაში და გამოასხივებს ჭარბ ენერგიას γ ქვანტის სახით.

α - დაშლის დროს ატომის ბირთვიდან α ნაწილაკი, ანუ ჰელიუმის ატომის ბირთვი ამოიტყორცნება. მისი მუხტი 2 ერთეულის ტოლია ($Z=2$), ხოლო მასური რიცხვი $A=4$. ჰელიუმის ატომის ბირთვი ასეა აღწერილი: ${}_2\text{He}^4$.

α - დაშლის მაგალითად შეიძლება დავასახელოთ ელემენტ რადიუმის დაშლა, რომელიც გარდაიქმნება რადონად და ჰელიუმის ატომის ბირთვად.



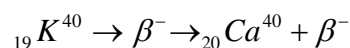
ვინაიდან ახლადწარმოქმნილ ელემენტს აკლდება ორი მუხტი, ისპერიოდულ სისტემაში ორი უჯრედით მარცხნივ გადაინაცვლებს, მასური რიცხვი კი შემცირდება 4 ერთეულით.

ეს წესი 1913 წელს აღმოჩენილი იყო კენსის და სოდის მიერ და მას ბადანაცვლების წესი უწოდეს. იგი უშუალოდ გამომდინარეობს ატომის აგებულების თეორიიდან. ამ წესის თანახმად შესაძლებელია იზოტოპების არსებობა. მაშასადამე, იზოტოპები ისეთი ელემენტებია, რომელთაც ერთი და იგივე ადგილი უკავია პერიოდულ სისტემაში, მაგრამ განსხვავებული აქვთ ატომური მასები.

β დაშლა პროტონებისა და ნეიტრონების თავისთავადი ურთიერთგარდაქმნაა, რომელიც მიმდინარეობს ბირთვში. მას თან სდევს ელექტრონების (e^-) ან პოზიტრონის (e^+) და ნეიტრინოს (ν_e) ან ანტინეიტრინოს ($\bar{\nu}_e$) შთანთქმა ან გამოსხივება.

ელექტრონი და პოზიტრონი დაახლოებით ერთნაირი მასის ნაწილაკებია $m=0.9035 \cdot 10^{-27}$ გრ, მაგრამ აქვთ განსხვავებული ნიშანი.

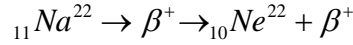
β^- დაშლის მაგალითად შეიძლება დავასახელოთ K -ს რადიაქტიური იზოტოპის ${}_{19}\text{K}^{40}$ -ის დაშლა:



β^- დაშლის დროს ატომის ბირთვში ხდება რთული პროცესი - ნეიტრონი გარდაიქმნება პროტონად და განთავისუფლებული გამანეიტრალებელი უარყოფითი მუხტი, ელექტრონის სახით, ამოიტყორცნება. ამ დროს პროტონების რაოდენობა მატულობს, ამიტომ მატულობს რიგითი ნომერიც.

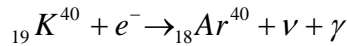
მასური რიცხვი კი უცვლელი რჩება, ვინაიდან ელექტრონის მასა ბირთვის მასასთან შედარებით უსასრულოდ მცირეა.

β^+ დაშლის მაგალითად შეიძლება დავასახელოთ ელემენტ Na-ს რადიაქტიური იზოტოპის დაშლა:



ამ დროს ატომის ბირთვში ხდება რთული პროცესი. აქ პროტონი ნეიტრონად გარდაიქმნება, პოზიტრონი ამოიტყორცნება ბირთვიდან და ბირთვის მუხტი ერთი ერთეულით კლებულობს.

მესამე ტიპის დაშლაა, როდესაც ატომის ბირთვის მიერ ხდება ელექტრონის ჩაჭერა რომელიმე თავისივე ორბიტიდან. ამ შემთხვევაშიც მასა და ბირთვის მუხტიც ისევე იცვლება, როგორც β დაშლის დროს. ამ პროცესს ეწოდება ელექტრონული მოტაცების პროცესი. ასეთ შემთხვევაში ატომისნომერი მცირდება ერთი ერთეულით, რეაქციის ენერგია კი მიაქვს ან ნეიტრონოს და ზოგიერთ შემთხვევაში კი γ გამოსხივებას. მაგალითად:

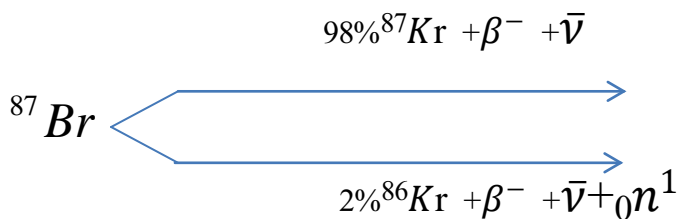


თუკი ელექტრონულ ორბიტაზე არსებობს თავისუფალი ადგილი და ამ ადგილს იკავებს სხვა ელექტრონი, ეს პროცესი ხასიათდება რეაქციის პროდუქტით – ელემენტის მახასიათებელი რენტგენული გამოსხივებით.

ორბიტებიდან ელექტრონების მიტაცება (ჩაჭერა) K , L და ა.შ. იწოდება K -ჩაჭერად, L - ჩაჭერად და ა.შ.

მეოთხედაშლაა ზოგიერთი მძიმე ბირთვების (${}^{238}\text{U}$, ${}^{232}\text{Th}$) თვითნებური გაყოფა ორ, უფრო ხშირად, არათანაბარ ნაწილად. ასეთ შემთხვევაში გაყოფის ნატეხების გარდა გამოსხივდება ორი ან სამი ნეიტრონი, ხანდახან კი სხვა ნაწილაკებიც. ახლადწარმოქმნილი ბირთვები, როგორც წესი, არ არის სტაბილური და იშლება β ნაწილაკის გამოსხივების გზით.

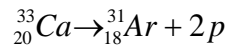
ბირთვული გეოფიზიკისთვის საინტერესოა ე.წ. დაგვიანებული ნეიტრონები, ზოგიერთი დაყოფის პროდუქტების თანმხლები β დაშლა, მაგალითად:



ნახ.6

ასეთი ნეიტრონების რეგისტრაცია გამოიყენება ქანებში ურანის განსაზღვრის მეთოდებში.

მესუთე ტიპის დაშლა – ერთი ან ორი პროტონის გამოსხივება, რომლის დროსაც მასა და მუხტი მცირდება ერთი ან ორი ერთეულით. ასეთი დაშლა შეიმჩნევა ისეთ ხელოვნურ რადიაქტიულ იზოტოპებში, რომელთაც ახასიათებთ ნეიტრონების გადსაკუთრებული დეფიციტი. მაგალითად:



მეექვსე ტიპის დაშლა - ორი ელექტრონის გამოსხივება ანუ $2\beta^-$ დაშლა;

მეშვიდეტიპის დაშლა არის დაშლა ნეიტრონების გამოსხივებით.

მერვეტიპის დაშლა იზომერული გადასვლებია.

ხანდახან რადიაქტიურ დაშლებს განეკუთვნება ასევე მეტასტაბილური (შედარებით მდგრადი, აგზნებული) მდგომარეობიდან ძირითად მდგომარეობაში გადასვლა ერთიან რამდენიმე γ ქვანტის გამოსხივებით. ამ შემთხვევაში ბირთვული გარდაქმნები (ბირთვის მუხტის ან მასის ცვლილების თვალსაზრისით) არ ხდება. მაგრამ აქტიური (მეტასტაბილური) ბირთვების რიცხვების შემცირების კანონი ემთხვევა რადიაქტიური დაშლის კანონს, რის გამოც ამ პროცესს **იზომერული** გადასვლები ეწოდება. ის განეკუთვნება რადიაქტიურობის განსაკუთრებულ ტიპს.

აგზნებული ბირთვი – რომელიმე ${}^A X$ - ელემენტის იზომერი აღინიშნება ასე: ${}^{Am} X$. იზომერები, როგორც წესი, მიიღება ბირთვების აგზნებით ბირთვული ნაწილაკების ბომბარდირების შედეგად, ანდა ხანდახან ზოგიერთი ბირთვის დაშლისას, როგორც შუალედური პროდუქტი.

მაგალითად, UX_1 -ის დაშლისას გარდა ${}^{234}\text{Pa}(UZ)$ იზოტოპისა, წარმოიშობა მისი იზოტოპი ${}^{234m}\text{Pa}(UX_2)$, რომელსაც აქვს ნახევარდაშლის განსხვავებული პერიოდი.

როგორც წესი, რადიაქტიური ელემენტები იშლება ზემოთ ჩამოთვლილი რომელიმე გზით. ამასთან, ბევრი მათგანი იშლება არა მარტო რომელიმე ერთისა ხის დაშლის მიხედვით, არამედ განიცდის დაშლის რამდენიმე სახეს.

მაგალითად, ${}^{226}\text{Ra}$ 96%-ში გარდაიქმნება ${}^{222}\text{Rn}$, გამოასხივებს რა α ნაწილაკს, რომლის ენერგია 4.9 მეგ-ია (Mev). დაიკვირვება რადიუმის გადასვლა რადონში α -ს ორი ნაწილაკის გამოსხივებითაც, რომელთა ენერგიებია 4.7 Mev და 0.2 Mev.

ევ (ელექტრონვოლტი) არის ენერგია, რომელსაც ელექტრონი შეიძენს ველის ისეთ ორ წერტილს შორის გადაადგილებისას, სადაც პოტენციალთა სხვაობა 1 ვოლტის ტოლია.

ზოგიერთი რადიაქტიური ელემენტი დაშლისას წარმოქმნის ორ ან მეტ ახალ ელემენტს. მაგალითად, ^{40}K ატომების 12% განიცდის K -ჩაჭერას და გარდაიქმნება არგონის ^{40}Ar ატომად. ამ პროცესს თან ახლავს 1.46 Mev ენერგიის γ ქვანტის გამოსხივება. ^{40}K ელემენტის დანარჩენი 88% კი β ნაწილაკის გამოსხივებით გადადის ^{40}Ca -ის ატომებში.

ხელოვნური რადიოაქტიური ელემენტების დაშლას, როგორც წესი, თან ახლავს ელექტრონების (ან პოზიტრონების) და γ სხივების გამოსხივება.

რადიაქტიური მჰკრივები

რადიაქტიური მჰკრივები, ანუ რადიქტიური ოჯახები არის გენეტიკურად ერთმანეთთან დაკავშირებული იზოტოპების ჯგუფები, რომლებშიც ყოველი მომდევნო წევრი წარმოქმნილია წინა წევრისაგან მისი α ან β დაშლის შედეგად. ყოველი რადიაქტიური მჰკრივი იწყება ყველაზე უფრო დიდი ნახევარდაშლის პერიოდის $T_{1/2}$ მქონე საწყისი იზოტოპით და მთავრდება მდგრადი იზოტოპით.

თუ ბირთვი ასხივებს α ნაწილაკებს, მაშინ მისი მუხტი (Z) მცირდება 2-ით, ხოლო მასური რიცხვი (A) 4-ით. β ნაწილაკების გამოსხივებისას Z იზრდება 1-ით, ხოლო მასური რიცხვი (A) არ იცვლება. თუ მოცემული იზოტოპის მასური რიცხვი იყოფა უნაშთოდ 4-ზე, მაშინ ასეთი მასური რიცხვი შეიძლება გამოვსახოთ ზოგადი ფორმულით: $4n$ (სადაც n მთელი რიცხვია). იმ შემთხვევაში, თუ 4-ზე გაყოფისას გვრჩება ნაშთი 1, 2, 3, მაშინ მასური რიცხვების ზოგადი ფორმულები შეიძლება ასე ჩაიწეროს: $4n+1$, $4n+2$, $4n+3$. ამ ფორმულრბის შესაბამისად განასხვავებენ 4 რადიაქტიურ მჰკრივს, რომელთა საწყისი იზოტოპებია: $^{232}_{90}\text{Th}$ (მჰკრივი $4n$); $^{237}_{93}\text{Np}$ (მჰკრივი $4n+1$); $^{238}_{92}\text{U}$ (მჰკრივი $4n+2$) და $^{235}_{92}\text{U}$ (მჰკრივი $4n+3$).

რადიაქტიურ მჰკრივებს, მათი საწყისი იზოტოპების სახელის მიხედვით, უწოდებენ: თორიუმის (ნახ. 7), ურანის ($^{238}_{92}\text{U}$) (ნახ. 8), აქტინოურანის ($^{235}_{92}\text{U}$) (ნახ. 9) და ნეპტუნიუმის (ნახ. 10) რადიაქტიურ მჰკრივებს.

ზოგჯერ (${}^{238}_{92}U$) მწკრივს უწოდებენ ურან-რადიუმის მწკრივს. ცხადია, რომ ერთი რადიაქტიური იზოტოპი შედის მხოლოდ ერთ გარკვეულ რადიაქტიურ მწკრივში. ბუნებაში არსებობს თორიუმის, აქტინოურანის და ურან-რადიუმის მწკრივები (ბუნებრივი რადიაქტიური მწკრივი). ეს დაკავშირებულია იმასთან, რომ მათი ნახევრად დაშლის პერიოდი

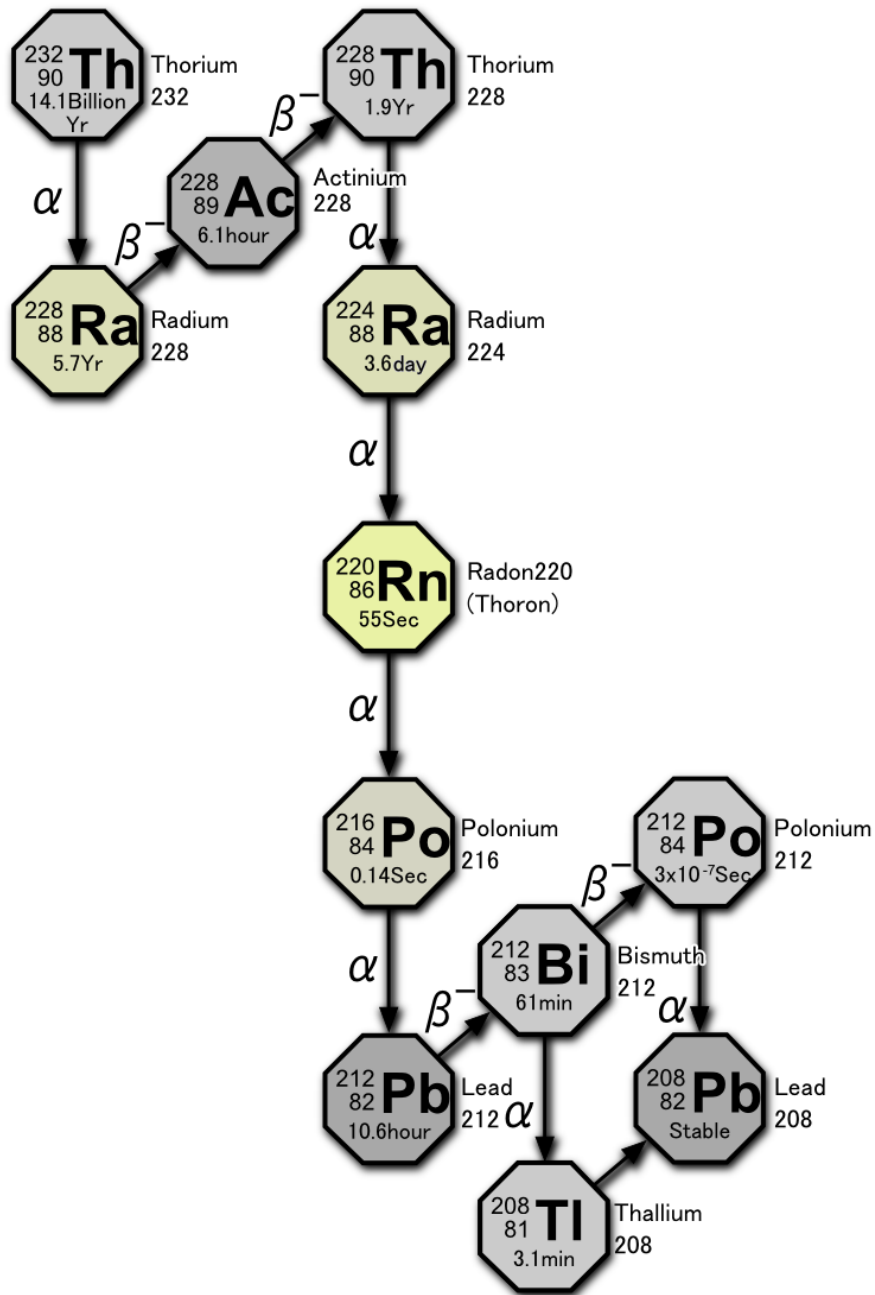
${}^{232}_{90}Th$ ($T_{1/2}=1,41 * 10^{10}$ წ), ${}^{235}_{92}U$ ($T_{1/2}=7,13 * 10^8$ წ) და ${}^{238}_{92}U$ ($T_{1/2}=4,51 * 10^9$ წ) დედამიწის ასაკის თანაზომადია. ბუნებრივი რადიაქტიური მწკრივი მთავრდება ტყვიის მდგრადი იზოტოპებით: ${}^{208}_{82}Pb$, ${}^{207}_{82}Pb$ და ${}^{206}_{82}Pb$.

ნეპტუნიუმის ${}^{237}_{93}Np$ ნახევრად დაშლის პერიოდია $2,14 * 10^6$ წ. ამის გამო ნეპტუნიუმი და მისი რადიაქტიური მწკრივის წევრები ბუნებაში არ მოიპოვება. ყველა ისინი მიღებულია ხელოვნურად.

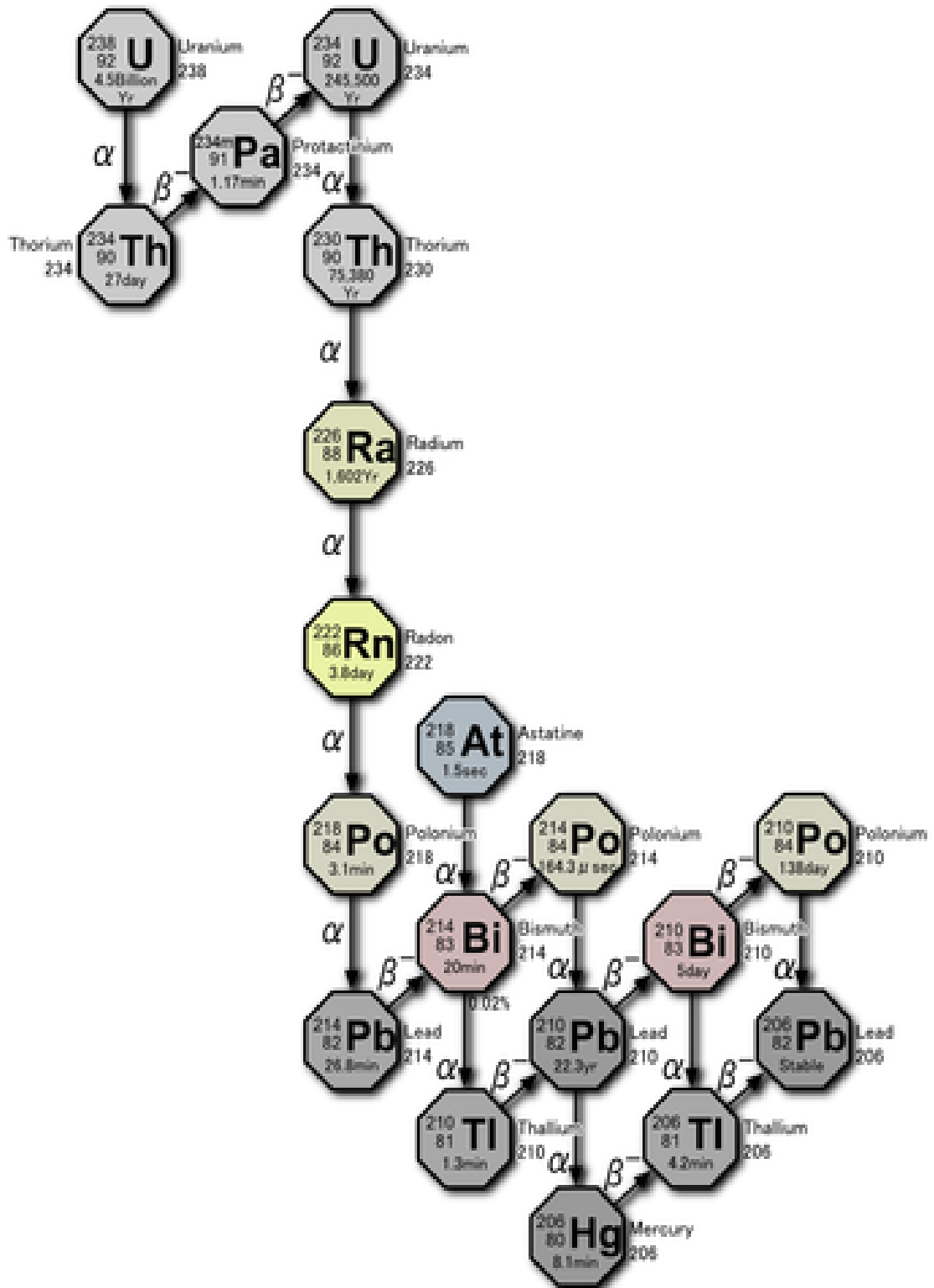
${}^{237}_{93}Np$ მწკრივი მთავრდება ${}^{209}_{83}Bi$ მდგრადი იზოტოპით. ყოველი რადიაქტიური მწკრივი შეიცავს როგორც დიდი სიცოცხლის მქონე, ასევე მცირე სიცოცხლის მქონე იზოტოპებს.

ბუნებრივი რადიაქტიური მწკრივის წევრთა უმრავლესობას აქვს სპეციფიკური სახელწოდება და სიმბოლო. მაგალითად, იზოტოპს ${}^{230}_{90}Th$ ეწოდება იონიუმი (სიმბოლო I_0) და ა.შ. ეს სახელწოდებები წარმოიშვა ისტორიულად იზოტოპის ცნების შემოტანამდე.

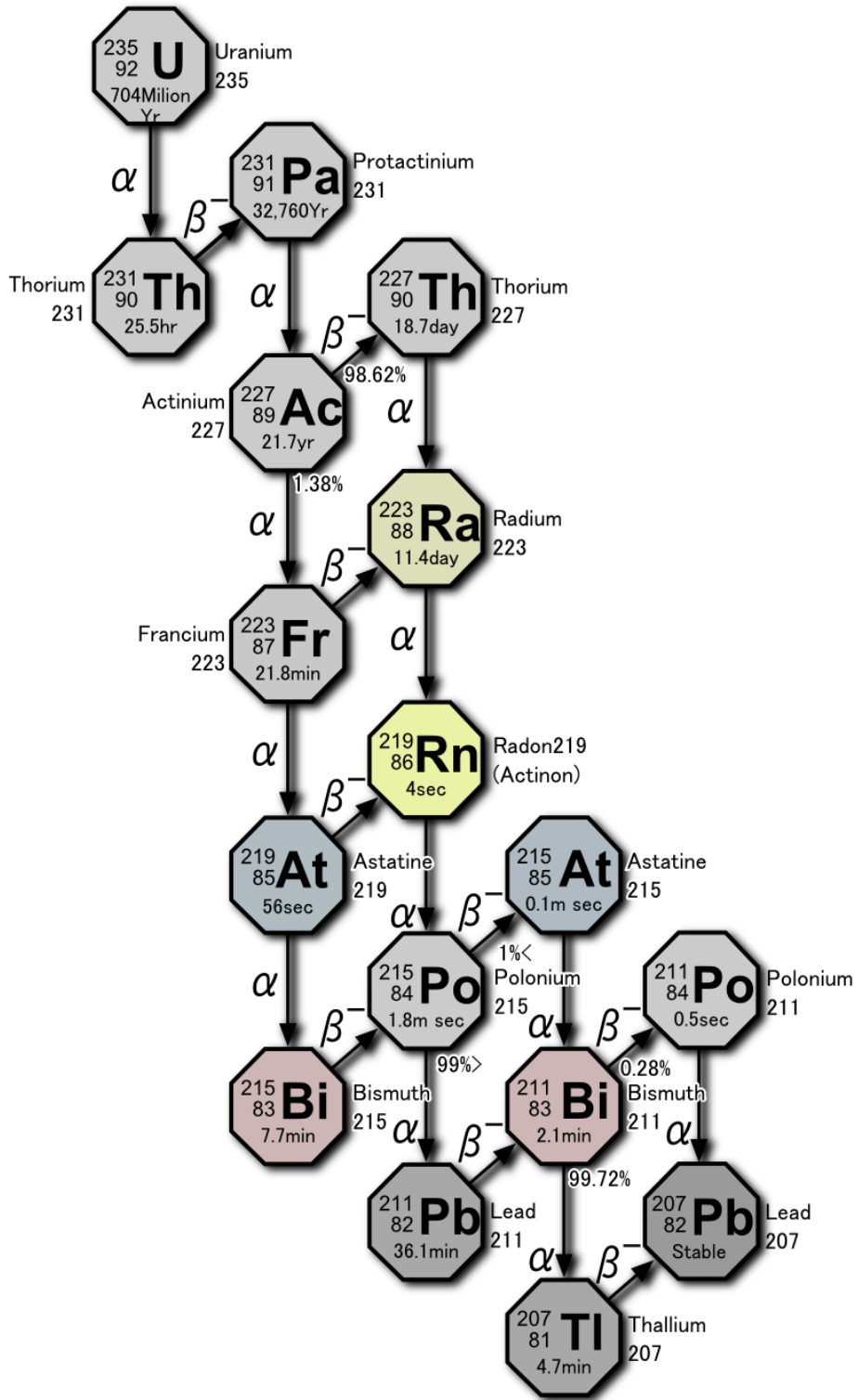
ზოგიერთი იზოტოპი (რადიაქტიური მწკრივის წევრები) იშლება არა ერთი გზით (α და β დაშლა), არამედ ორით. ასეთი იზოტოპების ბირთვები ერთ შემთხვევაში გამოასხივებს α -ნაწილაკს, ხოლო მეორე შემთხვევაში - β ნაწილაკს. მაგ.: ${}^{227}_{89}Ac$ აქტინოურანის მწკრივში 1000-დან 988 შემთხვევაში განიცდის α - დაშლას, ხოლო 12 შემთხვევაში - β დაშლას. თითოეული გზის მიხედვით დაშლის ალბათობა ხანდახან პროცენტის სახითაც ჩაიწერება.



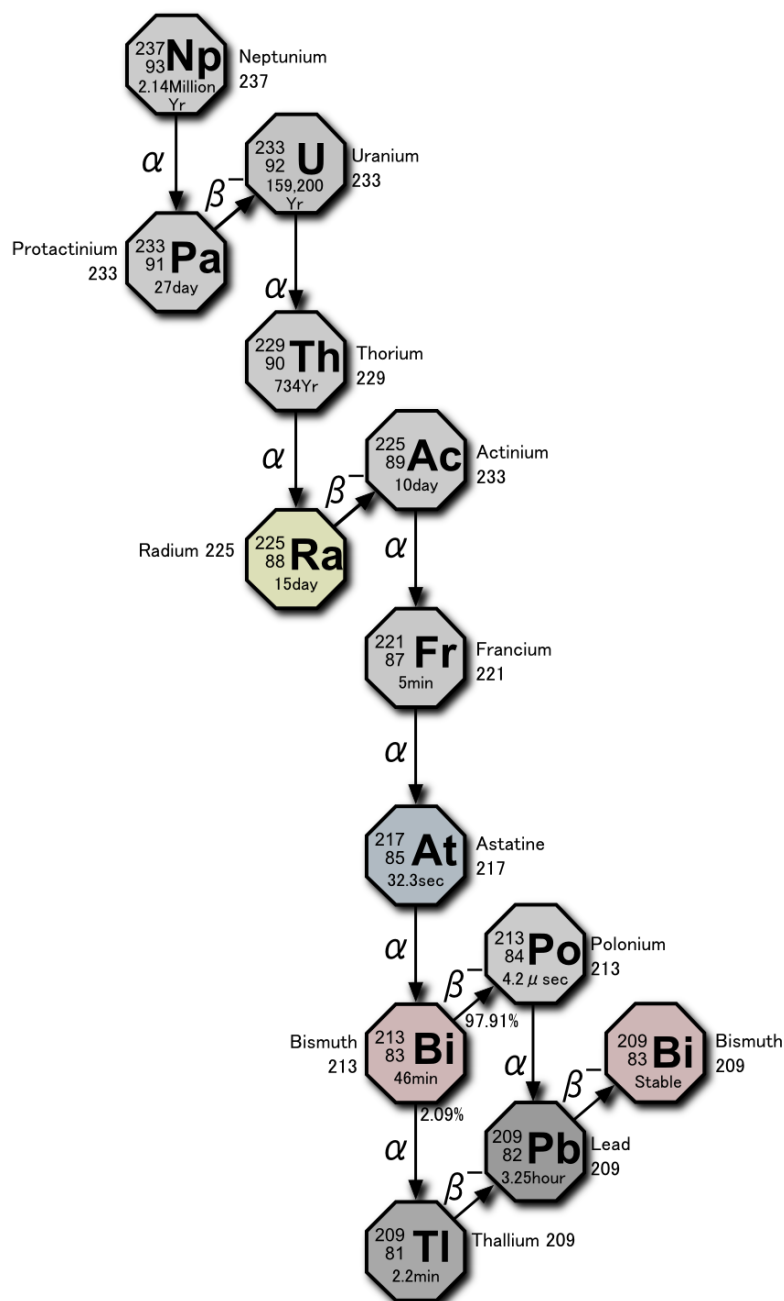
ნახ.7. თორიუმის მწკრივი



ნახ. 8. ურანის მწკრივი



ნახ.9. აქტინოურანის მწკრივი



ნახ.10. ნეპტუნიუმის მწკრივი

რადიაქტიური ფონი

ბუნებრივი და ხელოვნური რადიაქტივობის დონე ბიოგენოცენოზის პირობებში იწოდება რადიაქტიურ ფონად. ბუნებრივი რადიაცია ქმნის ე.წ. ბუნებრივ რადიოაქტიურ ფონს, რომელშიც იგულისხმება კოსმოსური, ნიადაგის, წყლის, ჰაერისა და სხვადასხვა ნაგებობაში არსებული რადიაქტიური ელემენტების

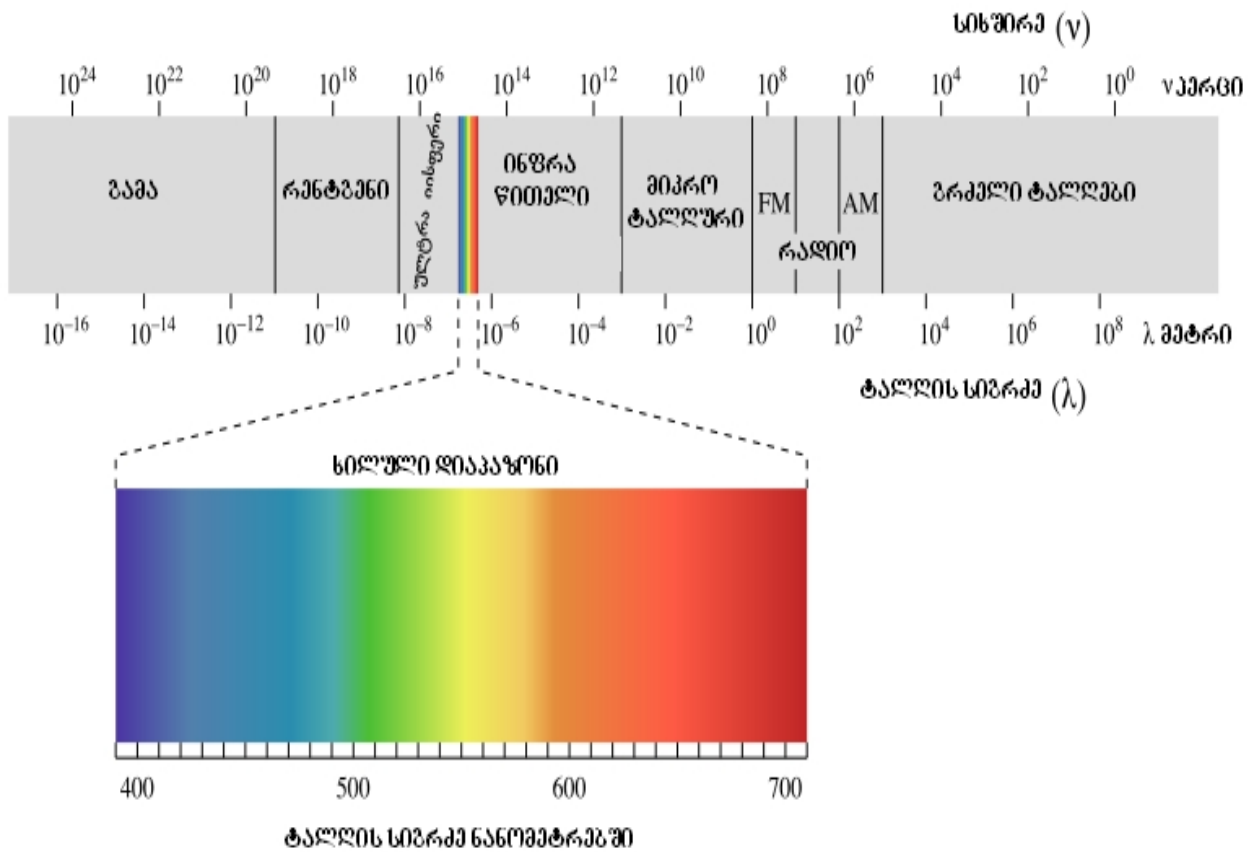
მაიონიზირებელი გამოსხივება, რომელიც გარემოდან მოქმედებს ორგანიზმზე. მასვე ეკუთვნის ორგანიზმის შინაგანი დასხივება ბუნებრივი წარმოშობის ისეთი რადიაქტიური ნივთიერებების ხარჯზე, როგორცაა კალიუმ – 40, ურანი და თორიუმი, აგრეთვე მათი დაშლის პროდუქტები რადიუმის ჩათვლით. ადამიანისთვის ეს დოზა წელიწადში საშუალოდ შეადგენს 0,12- 0,13 რადს. ეს ითვლება უსაფრთხო დოზად.

უნდა ვიფიქროთ, რომ კაცობრიობა დასაბამიდან შეეგუა ბუნებრივ რადიაციულ ფონს, მაგრამ ჩვენს დროში ეკოლოგიური საშიშროება გაიზარდა რადიაციის ხელოვნური წყაროების(ატომური იარაღის გამოცდის შემდეგ წარმოქმნილი რადიაქტიური ნალექების, სამედიცინო და ტექნიკური მიზნებისათვის გამოყენებული აპარატურის, ამაჩქარებლების, მნათციფერბლაციანი საათებისა და სხვ.) გაჩენასთან დაკავშირებით, რამაც ბუნებაში არსებული მაიონიზირებელი გამოსხივების დონე გაზარდა.

სიცოცხლე დედამიწაზე ჩაისახა და ვითარდება რადიაციული ფონის პირობებში. ამიტომ შეიძლება ვიფიქროთ, რომ რადიაციის ბუნებრივი დონე არა მარტო სპონტანური მუტაციების გამოვლენის ერთ-ერთი მიზეზია, არამედ ფლორისა და ფაუნის ევოლუციის აუცილებელი ფაქტორიც.

რენტგენის სხივები

1895 წელს გერმანელმა მეცნიერმა ვილჰელმ კონრად რენტგენმა აღმოაჩინა გამოსხივება, რომელსაც X სხივები უწოდა. ესარის ელექტრომაგნიტური მაიონიზებელი გამოსხივება, რომელსაც უკავია სპექტრული არე γ გამოსხივებასა და ულტრაიისფერ გამოსხივებას შორის და შეესაბამება ტალღის სიგრძე 10^{-4}A^0 -დან 10^3A^0 -მდე (10^{-12} სმ-იდან 10^{-5} -მდე) ინტერვალში.



ნახ. 11

რენტგენის გამოსხივებას, რომელთა ტალღის სიგრძე $\lambda < 2\text{Å}$ პირობითად უწოდებენ **ხისტს**, რენტგენის სხივების იმ გამოსხივებას კი რომელთა $\lambda > 2\text{Å}$ - **რბილს**. რენტგენმა არა მარტო აღმოაჩინა ეს სხივები, არამედ შეისწავლა კიდევ ის და შექმნა რენტგენის გამოსხივების პირველი წყაროები – რენტგენის მილაკები.

რენტგენმა აღმოაჩინა, რომ ხისტი რენტგენის სხივები გადის ზოგიერთ მასალასა და ადამიანის სხეულის რბილ ქსოვილებში.

20-იანი წლებიდან დაიწყო რენტგენული სპექტრების გამოყენება ნივთიერების ელემენტური ანალიზისათვის, ხოლო 30-იანი წლებიდან ნივთიერების ელექტრონული ენერგეტიკული სტრუქტურის საკვლევადა.

რენტგენის სხივების ყველაზე გავრცელებული წყაროა რენტგენის მილაკი. რენტგენის სხივების წყაროდ იყენებენ აგრეთვე ზოგიერთ რადიაქტიურ იზოტოპს. იზოტოპური წყაროები რენტგენის მილაკებთან შედარებით რამდენიმე რიგით უფრო სუსტი ინტენსიურობის გამოსხივებას იძლევა, მაგრამ

მათი ზომები, მასა და ღირებულება მნიშვნელოვნად ნაკლებია, ვიდრე რენტგენის მილაკებიანი დანადგარებისა.

რენტგენის სხივების სპექტრის სახე დამოკიდებულია მათი წარმოშობის მექანიზმზე. სპექტრი შეიძლება იყოს უწყვეტი (მუხრუჭა) ან ხაზოვანი (მახასიათებელი).

კოსმოსიდან მოსულ რენტგენულ სხივებს მოაქვს ინფორმაცია კოსმოსური სხეულების ქიმიურ შემადგენლობასა და კოსმოსში მიმდინარე ფიზიკური პროცესების შესახებ. ამ მოვლენებს რენტგენული ასტრონომია შეისწავლის.

რენტგენის სხივების საზომია **რენტგენი**. ეს არის რენტგენისა და გამა-გამოსხივების ექსპოზიციური დოზის სისტემის გარეშე ერთეული, რომელიც განისაზღვრება ჰაერზე მათი მაიონიზირებელი გამოსხივების ზემოქმედების მიხედვით და აღინიშნება R -ით. ერთი R არის რენტგენის, ანუ გამა-გამოსხივების ისეთი ექსპოზიციური დოზა, რომლის დროსაც მისი შესაბამისი კორპუსკულური (ე.ი. ელექტრონების) გამოსხივება $0,001293$ გ ჰაერში (ნორმალურ პირობებში, ანუ $0^{\circ}C$ და 760 მმ ვერცხლის წყლის სვეტის წნევის დროს 1 სმ³ ჰაერში) იმდენ იონს წარმოქმნის, რომ მათი ჯამური მუხტი ტოლია თითოეული ნიშნის ელექტრობის რაოდენობის ელექტროსტატიკური ერთეულისა. ერთი რენტგენის ტოლ დოზას შეესაბამება 2.08×10^9 წყვილი იონის წარმოქმნა 1 სმ³ ჰაერში ან 1.61×10^{12} წყვილისა 1 გრ. ჰაერში. ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში ექსპოზიციური დოზის ერთეულია კულონი/კილოგრამზე

$$1R = 2.57976 \times 10^{-4} \text{ კ/კგ}$$

როდესაც ჰაერის მოლეკულების იონიზაციის საშუალო ენერგია ≈ 33 ევ-ია. $1R$ ექვივალენტურია 85 ერგ/გრ-ის. ამ სიდიდეს უწოდეს რენტგენის ფიზიკური ექვივალენტი.

1 ზიპერტი უდრის 100 რენტგენს.

რადიაქტიური გარდაქმნის კანონის თანახმად 1 წამში დაშლილი რადიაქტიური იზოტოპის რიცხვი ტოლია λN .

თუ გავითვალისწინებთ, რომ:

$$T = \ln \frac{2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

მაშინ იზოტოპის ბირთვთა ის რაოდენობა, რომელიც შეესაბამება 1 კიურის, შეიძლება განისაზღვროს ფორმულით:

$$N = \frac{3.7 \times 10^{10}}{\lambda} = \frac{3.7 \times 10^{10}}{0.693} T$$

ხოლო იზოტოპის ის მასა (გრამებში), რომელიც გამოასხივებს ამ რადიაქტიურობას, ტოლია:

$$m_n = \frac{NM}{A} = 8.86 \times 10^{-14} MT \quad (1),$$

სადა M არის იზოტოპის ფარდობითი მასა, $A=6.023 \times 10^{23}$ ავოგადროს რიცხვია, ხოლო T – იზოტოპის ნახევარდაშლის პერიოდი.

ელემენტის ფარდობითი ატომური მასა უნდა გავიგოთ ასე: ეს არის ბუნებრივი იზოტოპური შედგენილობის ელემენტის ატომის საშუალო მასის ფარდობა ^{12}C

ნუკლიდის ატომის $\frac{1}{12}$ - თან.

(1) ფორმულიდან ჩანს, რომ 1 კიურის აქტივობის შესაბამისი რადიაქტიური ელემენტის მასა ნახევარდაშლის პერიოდის გაზრდასთან ერთად იზრდება. მაგალითად, თუ პოლონიუმისთვის ($T=138$ დღე) ეს მასა 0,22 მკ და რადიუმისთვის ($T=1590$ წელი) ერთი წელია, ურანისთვის ($T=4.49 \times 10^9$ წელი) ის უდრის 3 ათასწლეულს.

პრაქტიკაში გამოიყენება კიურისგან წარმოებული ერთეულები: მილიკიური (10^{-3} კ); მიკროკიური (10^{-6} კ) და ნანოკიური (10^{-9} კ). 1 პიკოკიური უდრის 10^{-12} კიურის.

ზოგიერთ ნივთიერებებში რადიაქტიური ელემენტის კონცენტრაციის ერთეულია კიური/კგ ან მისი წარმოებულები კიური/გრ და ა.შ. ასევე კიური/მ³ და მისი წარმოებულები.

რადონის და სხვა გაზობრივი რადიაქტიური ელემენტების კონცენტრაცია გამოისახება შემდეგ ერთეულებში: კიური/ლიტრზე (კ/ლ) და ემანებში. ერთი ემანი ტოლია 10^{-10} კ/ლ = 10^{-7} კ/მ³.

ქანების γ აქტივობის შესაფასებლად გამოიყენება ერთეული - რადიუმის გრამ-ექვივალენტი (გრ.-ექვ), რომელიც შეესაბამება ნებისმიერი რადიაქტიური ნივთიერების ისეთ რაოდენობას, რომლის γ გამოსხივება 1 გრამი რადიუმის γ გამოსხივების ინტენსივობის ექვივალენტურია, თუ რადიუმი მოთავსებულია 0,5 მმ სისქის პლატინის ფილტრში.

პრაქტიკული გამოყენების თვალსაზრისით ეს ერთეული ფრიად გამოსაყენებელია, თუმცა მისი რიცხობრივი მნიშვნელობები დამოკიდებულია იმაზე, თუ რამდენად თავსებადია გასაზომი γ გამოსხივების სპექტრალური შემადგენლობა ეტალონის – რადიუმის γ გამოსხივების სპექტრთან; ასევე დამოკიდებულია გამზომი აპარატურის ინდივიდუალურ თავისებურებებზე.

მედიცინაში ზირითადად გამოიყენება დასხივების დოზის ერთეულები. ფაქტობრივად ეს გვაძლევს საშუალებას რაოდენობრივად შეფასდეს რადიაქტიური გამოსხივების მოქმედება დასხივებულ გარემოზე.

შთანთქმული დოზა განისაზღვრება, როგორც ნებისმიერი სახის გამოსხივების ენერჯია, რომელიც ნებისმიერი ნივთიერების ერთეულოვანი მასით შთანთქმება. ის იზომება ჯოული/კგ ან ერგი/გრამზე. ასევე გამოიყენება ერთეული რად-ი, რომელიც უდრის 100 ერგი/გრ, ან 10^{-2} ჯოული/კგ.

ერთეულოვან დროში შთანთქმულ დოზას ეწოდება შთანთქმული დოზის სიმძლავრე და იზომება რად/წმ ან მის წარმოებულებში: რად/სთ, მრად/წთ და ა.შ.

მოცემული ნივთიერების და გამოსხივების სპექტრის შთანთქმული ენერჯია გამოსხივების ინტენსივობის (ნაკადის) პროპორციულია. ითვალისწინებენ რა ამ ფაქტს, რენტგენის და γ გამოსხივების ინტენსივობის დასახასიათებლად (3 მეგაელექტრონვოლტი ენერჯიით) ხშირად იყენებენ შთანთქმულ დოზას ან (რაც ფიქსირებული ნივთიერებისთვის ერთი და იგივეა) ჰაერში მაიონიზირებელ ურანს. შთანთქმის დოზის (ჰაერში γ გამოსხივებისათვის) ასეთ კერძო შემთხვევას ეწოდებენ გამოსხივების **მქსაოზიციურ დოზას** (ან **დოზას**). ეს არის გამოსხივებით წარმოშობილი, ერთი ნიშნის იონების ჯამური ელექტრული მუხტის ფარდობა მშრალი ჰაერის იმ მასასთან, რომლის მიერაც ის არის შთანთქმული.

ერთეულ დროში წარმოშობილი გამოსხივების დოზას ეწოდება დოზის სიმძლავრე და გამოისახება რენტგენი/სთ, ანდა წარმოებულ ერთეულებში: მილირენტგ/სთ, მიკრორენტგენი/სთ.

ბირთვულ გეოფიზიკაში γ გამოსხივების ინტენსივობის შეფასებისათვის, გამოსხივების სპექტრისაგან დამოუკიდებლად, ფართოდ გამოიყენება დოზის სიმძლავრის ერთეული მკრენტგ/სთ. ამასთან, სრულიად შეგნებულად არ აქცევენ ყურადღებას ფიზიკური არსის ზოგიერთ შეუსაბამობას დოზის სიმძლავრის და γ გამოსხივების ინტენსივობის განსაზღვრის არსებს შორის.

თუ γ სხივების პარალელური კონებისთვის ინტენსივობა განისაზღვრება იმ ენერჯიის რაოდენობით, რომელიც დროის ერთეულში გადის ნაკადის მიმართულების პერპენდიკულარულ 1 სმ^2 განიკვეთის ფართში, მაშინ დოზის სიმძლავრე ხასიათდება იმ ენერჯიის რაოდენობით, რომელიც დროის ერთეულში შთანთქმება ჰაერის მოცულობით.

როგორც აღინიშნა, ეს სიდიდეები ერთმანეთის პროპორციულია (დაშესაბამისად შეგვიძლია ვისარგებლოთ დოზის სიმძლავრის ერთეულით γ გამოსხივების ინტენსივობის გასაზომად) მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ საკვლევი გამოსხივების სპექტრი მკაცრ თანხვედენაშია იმ ეტალონური წყაროს სპექტრთან, რომლის დახმარებითაც მოხდა აპარატურის დაგრაფირება. თუმცა, γ კვანტის ენერჯიის ყოველ ინტერვალში (3 მეგაეოლტამდე) დოზა დაახლოებით ინტენსივობის პროპორციულია, იმ შემთხვევაშიც კი, როდესაც ხდება გამოსხივების სპექტრის ოდნავი ცვლილება.

N_H მაგალითად, თუ ვისარგებლებთ იმ იონთა წყვილების საშუალო რიცხვითა ექსპერიმენტული მრუდი დამოკიდებულებით, რომელიც წარმოიშვა γ აკლიაკვანტების ჰაერში 1 სმ მანძილის გავლით, γ კვანტების ენერჯიიდან შესაძლოა გამოითვალოს, 0,250 რომ დოზის სიმძლავრე 5×10^{-8} რენტ/სთ 0 E_v შეესაბამება 2,5 მეგაეოლტონვოლტს (მგევ),

0,07512 ენერჯიის მქონე დაახლოებით 20 γ კვანტის

ჰაერში წარმოშობილი გავლას 1 წამში 1 სმ² განივკვეთის ფართში N_H იონთა წყვილის და 0.5 მგევ ენერჯიის 100 γ კვანტის გავლას, ეი საშუალო რიცხვის პრაქტიკულად, ერთი და იგივე ჯამური 50 მგევ დამოკიდებულება γ ენერჯიას. შეესაბამება.

კვანტის E_v ენერჯიაზე. ამგვარად, თუ გამოიყენება გაზური

განმუხტვის მთვლელები მსუბუქი კათოდებით, გამოსხივების ენერჯია პროპორციული იქნება დოზის სიმძლავრისა. ამასთან ის არ იქნება დამოკიდებული γ კვანტების ენერჯიაზე მისი ცვლილების დიაპაზონში 0.05-დან 2.2 მგევ-მდე.

სხვა შემთხვევებში, γ გამოსხივების ინტენსივობის გაზომვის შედეგები, გამოსახული მკრენტგ/სთ-ში, პირობითია და შესაძლოა გამოყენებული იქნას მხოლოდ ერთი და იგივე ტიპის ხელსაწყოების მაჩვენებლების შესადარებლად.

რადიაქტიურობის ერთეულია კიურის, რეზერვორლი და სხვა. თუმცა, ძირითადად იყენებენ კიურის.

ელემენტების აბსოლუტური რადიაქტიურობა ფასდება 1 წამში დაშლის რიცხვით (დაშლა/წმ) და კიურის ერთეულით.

ერთი კიური ნებისმიერი რადიაქტიური იზოტოპის ის რაოდენობაა, რომელშიც 1 წამში საშუალოდ 3.7×10^{10} დაშლა ხდება.

როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ, იყენებენ რადიაქტიურობის სახომ ერთეულს – რეზერფორდსაც. რეზერფორდი რადიაქტიურ ნიმუშსა და წყაროში ნუკლიდების (რადიაქტიური იზოტოპების) აქტიურობის სისტემგარეშე ერთეულია.

რეზერფორდის საერთაშორისო აღნიშვნაა Rd. რეზერფორდს განსაზღვრავენ, როგორც ნებისმიერი ნუკლიდის აქტიურობას, რომელიც ტოლია მოცემული ნუკლიდის დაშლის 10^6 აქტისა 1 წამში. $1 \text{ რფ} = 10^6 \text{ ბკ (ბეკერელს)} = \frac{1}{3700}$ კიურის.

ბეკერელი რადიაქტიურობის ერთეულია და 1 წმ-ში 1 დაშლას უდრის.

რადიაქტიური ბარდაქმნის ძირითადი კანონები. მდგრადი და მოკრავი რადიაქტიური წონასწორობა.

ექსპერიმენტი გვიჩვენებს, რომ რადიაქტიური დაშლა ისე მიმდინარეობს, რომ უსასრულოდ მცირე dt დროის მონაკვეთში dN ელემენტის დაშლილი ბირთვების რაოდენობა პროპორციულია N -ის ბირთვთა იმ რაოდენობისა, რომელიც t მომენტისათვის არ არის დაშლილი:

$$-dN = \lambda N dt \quad (1)$$

სადაც λ პროპორციულობის კოეფიციენტი და გვიჩვენებს დროის ერთეულში ბირთვის დაშლის ალბათობას. მას დაშლის მუდმივა ეწოდება.

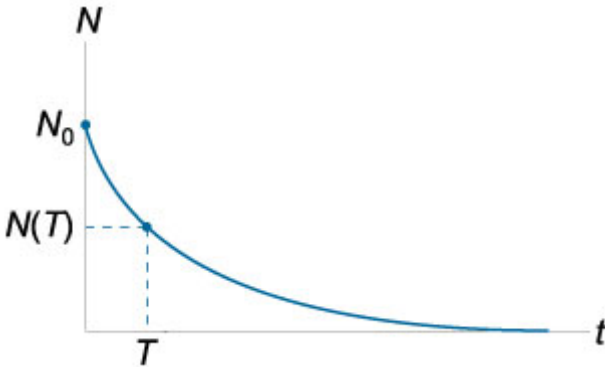
თუ მოვახდენთ (1) განტოლების ინტეგრებას და დავუშვებთ, რომ როცა $t=0$, $N=N_0$ (N_0 არის რადიაქტიული ნივთიერების ატომთა რიცხვი დროის საწყის მომენტში), მივიღებთ:

$$\lambda N = -\frac{dN}{dt}$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

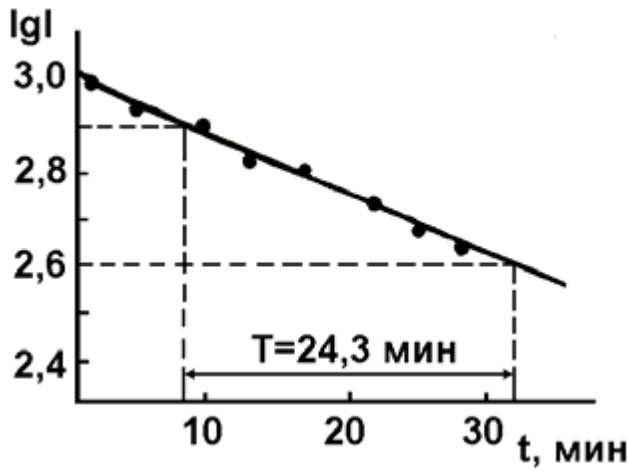
(2) ფორმულას დაშლის მაჩვენებლიანი კანონი ეწოდება. განტოლება გვიჩვენებს, რომ რადიაქტიური დაშლა ექსპონენციალურ კანონს ემორჩილება. ნიშანი “-”

განტოლების მარჯვენა მხარეს ნიშნავს, რომ რადიაქტიური ნივთიერების $N(t)$ რაოდენობა დროში მცირდება (ნახ. 3).



ნახ. 3

ნახევრადლოგარითმულ კოორდინატებში (t და $\ln N$ -ს შორის დამოკიდებულების დასანახად) (2) განტოლება წარმოადგენს წრფეს, რომლის კუთხური კოეფიციენტი განსაზღვრავს λ მუდმივას (ნახ.4):



ნახ. 4 დაშლის მრუდი ნახევრადლოგარითმულ კოორდინატებში

$$\ln N = \ln N_0 - \lambda t \quad (3)$$

λ დაშლის მუდმივა იზომება წმ⁻¹ -ში, წელიწადი⁻¹ და ა.შ.

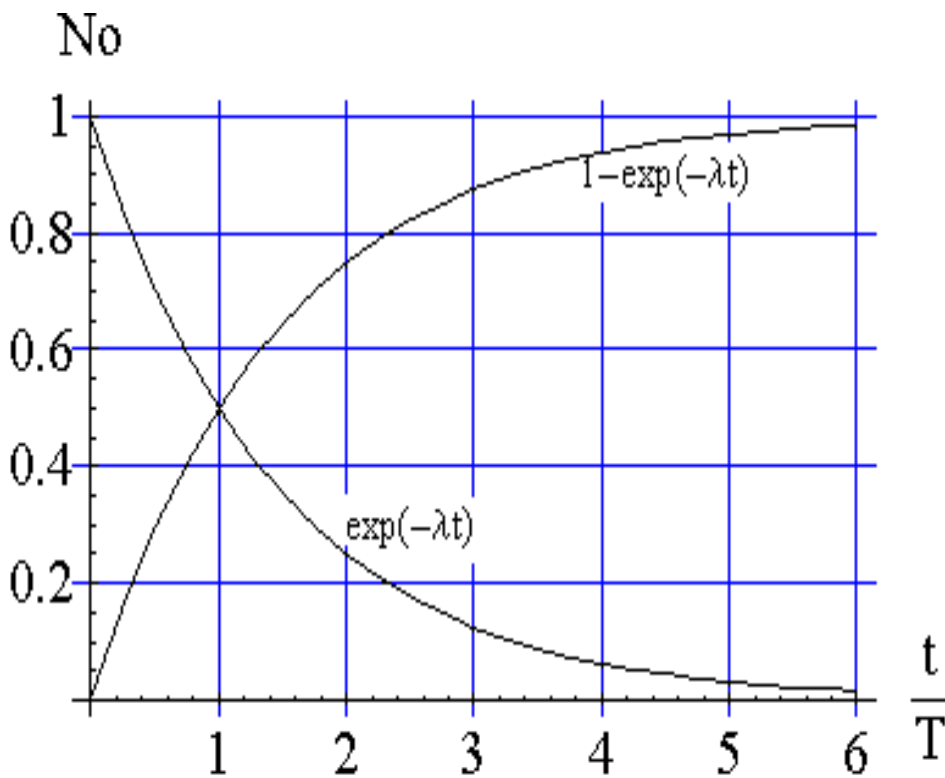
(1) განტოლებიდან ასევე ჩანს, რომ λN ნამრავლი ახასიათებს რადიაქტიური დაშლის სიქარეს და მას **ა მ ტ 0 ვ ო ბ ა** ეწოდება:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (4)$$

ვიცით რა λ , ადვილი გამოსათვლელია რადიაქტიურო ბირთვის სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობა $t_{ბირთვ.}$. რადგან (1) განტოლების თანახმად იმ ატომთა ჯამური სიცოცხლის ხანგრძლივობა, რომლის დროის t და $t+dt$ კონაკვეთშიც დაიშალა, უდრის $t\lambda N dt$, ამიტომ

$$t_{ბირთვ.} = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty t\lambda N dt = \lambda \int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (5)$$

ვინაიდან ყოველი იზოტოპის დაშლა ახალი იზოტოპის წარმოქმნას იწვევს, დაშლის და დაგროვების მრუდებს აქვთ სარკისებური ანარეკლი (ნახ. 7).



ნახ. 7.

დაშლისმუდმივასგარდა, რადიაქტიური დაშლა შეიძლება დავახასიათოთ ე.წ.

ნახევრად დაშლის პერიოდით.

ნახევრად დაშლის პერიოდი ეს ის დროა,

რომლის განმავლობაში ციფლებამოცემულ ატომთა რაოდენობის ნახევარი.

ეს დრო აღვნიშნოთ T -თი. მაშინ:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T} ;$$

$$\text{აქედან } \frac{1}{2} = e^{-\lambda T} \quad (4)$$

გავალოგარიტმოთ(4) განტოლება, მივიღებთ: $\ln 2 = \lambda T$, აქედან

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (5)$$

ე.ი. დაშლის მუდმივა ნახევარდაშლის პერიოდის უკუპროპორციულია.

დაშლის მაჩვენებლიანი კანონი წარმოადგენს სტატისტიკურ კანონს. ეს იმას ნიშნავს, რომ იგი სამართლიანია მხოლოდ ატომთა დიდი რიცხვისათვის. თუ ატომთა რაოდენობა მცირეა, ადგილი ექნება გადახრას დაშლის მაჩვენებლიანი კანონიდან. ხანდახან ასეთ გადახრას ადგილი აქვს ატომთა დიდი რაოდენობისთვისაც. მას რადიაქტიურ რხევებს ან რადიაქტიურ ფლუქტუაციას უწოდებენ.

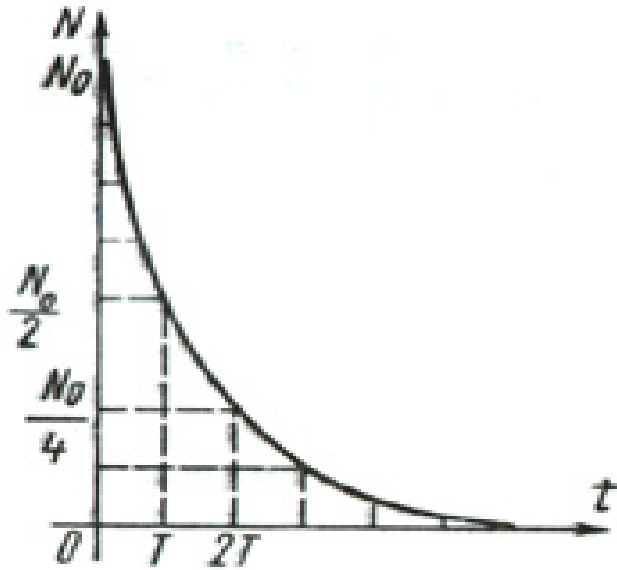
ყოველ რადიაქტიურ ელემენტს მისთვის დამახასიათებელი λ დაშლის მუდმივა და T დაშლის ნახევარპერიოდი აქვს. ეს არის მათთვის დამახასიათებელი სიდიდეები, მათი მახასიათებლები და მკაცრად განსაზღვრული მნიშვნელობები გააჩნიათ. სხვადასხვა ელემენტისთვის ეს სიდიდეებიერთმანეთისაგან მკვეთრად განსხვავდება.

რადგან $n=t/T$, (2) ფორმულის თანახმად გვექნება: $N=N_0 \cdot 2^{-t/T}$. t დროის განმავლობაში დაშლილი ბირთვების რაოდენობა ტოლი იქნება:

$$\Delta N = N_0 - N = N_0(1 - 2^{-t/T})$$

როცა t=0	N=N₀
t=T	n=N₀/2
t=2T	N=N₀/2·2=N₀/4=N₀/2²
t=3T	N=N₀/2³
-	-
t=n·T	N=N₀/2ⁿ

შესაბამისად, დაშლის მრუდს ექნება შემდეგი სახე (ნახ.5):



ნახ.5

ახლა განვიხილოთ შედარებით რთული შემთხვევა, რომელსაც ადგილი აქვს პრაქტიკაში:

როდესაც განიხილება არა ცალკეული ერთი რომელიმე რადიაქტიური ელემენტის დაშლა, არამედ მისი დაშლის რადიაქტიური პროდუქტები (შვილობილი ელემენტები), ამ შემადგენლობის დროში ცვლილების კანონი შეიძლება მოიძებნოს შემდეგნაირად:

ვთქვათ, $t=0$ მომენტში რომელიმე A რადიაქტიური ნივთიერების N_1 ატომი სუფთა სახითაა მოცემული და მისი დაშლის მუდმივაა λ_1 . დაშლის შემდეგ ეს ნივთიერება გარდაიქმნება მეორე B ნივთიერებად, რომლის დაშლის მუდმივაა λ_2 . უკვე ამ ახალი ნივთიერების ატომთა რაოდენობა ავლნიშნოთ N_2 -ით; ვიპოვოთ, თუ როგორ შეიცვლება დროში B ნივთიერების N_2 ატომთა რიცხვი, თუ A ნივთიერება ისეთი სისწრაფით იშლება, რომ ამ უკანასკნელის (A -ს) რაოდენობა მუდმივად შეიძლება ჩაითვალოს;

წინა შემთხვევიდან გამომდინარე dt დროში დაშლილი A -ს ატომთა რიცხვი ტოლია $\lambda_1 N_1 dt$. რასაკვირველია, ასეთივე სიდიდით გამოიხატება, B -ს ატომთა რაოდენობის დაშლა, ამასთან ეს უკანასკნელი იქნება $\lambda_2 N_2 dt$, ე.ი. ეს არის B -ნივთიერების დაშლილი ატომების რიცხვი. აქედან ვღებულობთ, რომ dt დროში B ნივთიერების დაუშლელ ატომთა რაოდენობა ამ რიცხვთა სხვაობის ტოლი იქნება, ამიტომ $dN_2 = \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt$ ანდა

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (7)$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 e^{-\lambda_2 t} \text{ მივიღებთ:}$$

$$N_1 e^{-\lambda_2 t} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (8)$$

(8) განტოლების გალოგარითმებით, მივიღებთ:

$$\ln(\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2) = \ln N_1 \ln e^{-\lambda_2 t}$$

ავღნიშნოთ: $\ln N_1 = c$ -თი, მაშინ:

$$\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 = c e^{-\lambda_2 t} \quad (9),$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ, როდესაც $t=0$, მაშინ $N_2=0$ და შესაბამისად:

$$\lambda_1 N_1 = c, \text{ ამ შემთხვევაში:}$$

$$\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1 e^{-\lambda_2 t} \text{ აქედან:}$$

$$\lambda_1 N_1 - \lambda_1 N_1 e^{-\lambda_2 t} = \lambda_2 N_2 \text{ ანუ}$$

$$\lambda_1 N_1 (1 - e^{-\lambda_2 t}) = \lambda_2 N_2 \text{ აქედან:}$$

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (10)$$

თუ გავითვალისწინებთ ასევე, რომ B -ს რაოდენობა მუდმივად მატულობს და

მისწრაფვის ზღვრული მნიშვნელობისკენ, ე.ი. $t = \infty$, მაშინ $e^{-\lambda_2 t} = 0$

და

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2}$$

$$\text{აქედან: } \frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = 1$$

უკანასკნელი გამოსახულება ახასიათებს ისეთ მდგომარეობას, როდესაც საწყისი რადიაქტიური ელემენტის დაშლილი ატომების რიცხვი ტოლია თავისივე დაშლის პროდუქტის დაშლილი ატომების რიცხვის. შეიღობილი ნივთიერების დანაკარგი მთლიანად კომპენსირდება ამ ელემენტის წარმოშობით საწყისი ელემენტიდან. ამ მდგომარეობას ეწოდება **მ დ გ რ ა დ ი**

წ ო ნ ა ს წ ო რ ო ბ ა .

არსებობს ისეთი მდგომარეობაც, რომლის დროსაც საწყისი ელემენტის რაოდენობის და მისი დაშლის პროდუქტის ფარდობა მიისწრაფვის რაღაც მუდმივი მნიშვნელობისკენ. ასეთ მდგომარეობას უწოდებენ **მ თ ძ რ ა ვ**
წ თ ნ ა ს წ თ რ თ ბ ა ს.

ის გამოისახება ფორმულით:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

მდგრადი წონასწორობის კლასიკურ მაგალითს წარმოადგენს წონასწორობა ურანსა ($T=4.49 \times 10^9$ წ.) და რადიუმს შორის ($T=1540$ წ.), რომელიც დგება დიდი დროის ($T \approx 16\ 000$ წ.) გავლის შემდეგ და რომელიც დაიკვირვება მხოლოდ ძველ, კარგად შენახულ ქანებსა და მინერალებში. რადიაქტიური წონასწორობის შემთხვევაში 1 გრ. ურანს შეესაბამება $3.4 \cdot 10^{-7}$ გრ. რადიუმი.

რადიაქტიურ მწკრივებში (ოჯახებში) მდგრადი რადიაქტიური წონასწორობის არსებობას დიდი მნიშვნელობა აქვს, რადგან მოცემული ოჯახის სხვა ელემენტის გაზომვების შედეგად შესაძლებელი ხდება ქანებში რადიაქტიური ელემენტების შემადგენლობაზე ვიმსჯელოთ.

რადიაქტიური დაშლის პროცესებს სტატისტიკური ხასიათი აქვთ, ე.ი დროის ერთეულში დაშლილი რადიაქტიური ელემენტების ატომთა რიცხვი მკაცრად მუდმივი კი არ არის, არამედ ირხევა რაღაც საშუალო მნიშვნელობის მახლობლად.

თუ განიხილება ორი ნივთიერების დაშლის პროცესი, მაშინ:

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} = \frac{t_2 + t_1}{t_1 t_2} \text{ აქედან}$$

$$T_{1/2} = \frac{t_1 t_2}{t_1 + t_2},$$

$$\text{რადგან } : T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \text{, აქედან: } \frac{1}{T_{1/2}} = \frac{\lambda_1}{\ln 2} + \frac{\lambda_2}{\ln 2} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\ln 2} \text{, ანუ:}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_1 + \lambda_2}$$

ერთი და იგივე იზოტოპის ატომთა სიცოცხლის ხანგრძლივობა სხვადასხვაგვარია, ამიტომ შეგვიძლია ვილაპარაკოთ სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობაზე. სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობა რადიაქტიური იზოტოპისათვის ისეთივე მახასიათებელი სიდიდეა, როგორც λ და T . იგი აღინიშნება τ ასოთი და გამოითვლება შემდეგი მოსაზრების

საფუძველზე: დავეუშვათ, რომ t მომენტიდან $t + dt$ მომენტამდე დაიშალა ატომთა dN რაოდენობა.

dN რაოდენობა დაიშალა dt დროში. ეს ატომები არსებობდნენ მთელი t დროის განმავლობაში. ცხადია, რომ ყველა ამ ატომთა სიცოცხლის ხანგრძლივობათა ჯამი ტოლი იქნება $t dN$. თუ გვინდა მივიღოთ სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობა, $t dN$ გამოსახულება უნდა შევაჯამოთ 0-დან ∞ -მდე და გავყოთ ატომთა საწყის N_0 რაოდენობაზე.

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t dN ; \quad dN = -\lambda N dt = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$$

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda t N_0 e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt$$

$$\int u dv = uv - \int v du \quad \int t = u; e^{-\lambda t} dt = dv ;$$

$$dt = du; v = \int e^{-\lambda t} dt = -\frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t}$$

$$\tau = -\lambda t \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} \Big|_0^{\infty} - \lambda \int_0^{\infty} \left(-\frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t}\right) dt = 0 + \int_0^{\infty} -\frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} dt = -\frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} \Big|_0^{\infty} = \frac{1}{\lambda} ;$$

$$\tau = \frac{1}{\lambda} ; \quad T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \ln 2 \tau = 0,693 \tau ;$$

$$\tau = \frac{T}{\ln 2} = 1,443 T$$

ვთქვათ, რომელიმე რადიოაქტიური იზოტოპის ნახევარდაშლის პერიოდი იმდენად დიდია, რომ t დროში ატომთა რაოდენობის შემცირება შეიძლება უგულებელვყოთ. დავუშვათ, რომ ამ დროში დაშლის მაჩვენებლიანი კანონის თანახმად, დაიშალა $M = \lambda N t$ ატომი. ფაქტობრივმა გაზომვამ მოგვცა m რაოდენობა. განსხვავებას $m \pm N$ ეწოდება რადიოაქტიური ფლუქტუაცია ξ . მაშინ $M = m + \xi$ ფლუქტუაციათა ალგებრული ჯამი დიდი დროის განმავლობაში მისწრაფვის 0-სკენ. ალბათობა იმისა, რომ დაიშალოს m ატომი და დასაშლელი დარჩეს $M - m$ ატომი, გამოისახება პუასონის ფორმულით:

$$W(m) = \frac{M^m}{m!} e^{-M}$$

ეს არის რადიაქტიური დაშლის ალბათობა.

თუ ატომთა რაოდენობა ძალიან დიდია, ალბათობას აქვს მკვეთრად გამოსატყუელი მაქსიმუმი. ალბათობის განაწილება მაქსიმუმის არეში გამოისახება გაუსის კანონით:

$$W(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi M}} e^{-\frac{(M-m)^2}{2M}}$$

ალბათობა იმისა, რომ იზოტოპმა არც ერთი ნაწილაკი არ გამოასხივოს, ნულის ტოლი არ არის. იგი 2% -ის ტოლია. ეს იმას ნიშნავს, რომ თუ დაკვირვებას ვაწარმოებთ 100 წამის განმავლობაში, იქნება 2 ისეთი წამი, როცა არც ერთი ნაწილაკი არ გამოსხივდება. 4-დან 5 ნაწილაკის გამოსხივების ალბათობა მაქსიმალურია და იგი 20 %-ს უდრის. ასევე არ არის ნულის ტოლი 10 ნაწილაკის გამოსხივების ალბათობა, მაგრამ 4 ან 5 ნაწილაკის გამოსხივების ალბათობას აქვს მკვეთრად გამოსატყუელი მაქსიმუმი.

(არის შემთხვევები, როცა ლიტერატურაში გვხვდება ე.წ. საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობის კოეფიციენტი, გამოსახული τ -ით).

ურანის, თორიუმის და აქტინოურანის ოჯახების მწკრივები, სხვა ბუნებრივი რადიაქტიური ელემენტები.

დღეისათვის ცნობილია 50-ზე მეტი ბუნებრივი რადიაქტიური ელემენტი. მათ ეკუთვნის რადიაქტიურ ოჯახებში შემავალი მძიმე ელემენტები, ასევე უფრო მსუბუქი რადიაქტიური ელემენტები, რომელთა დაშლა გარდაქმნის მხოლოდ ერთი რგოლით ხასიათდება.

პირველთა რიგებში შედის ^{238}U ურანის, აქტინოურანის ($\text{AcU } ^{235}\text{U}$), თორიუმის ^{232}Th და ნეპტუნიუმის ^{237}Np -ის ოჯახების ელემენტები.

სოლონეპტუნიუმის მწკრივის წარმომადგენლები ბუნებაში ძალიან მცირე რაოდენობის გვხვდება. ამ ოჯახის შედარებით მცირე სიცოცხლის უნარიანი ფუძემდებელი ელემენტი ^{237}Np ($T=2.25 \cdot 10^6$ წ.) ხელოვნურად იქნა მიღებული ჩქარი ნეიტრონებით ურანის ბომბარდირების შედეგად.

ნახ.1-ზე მოცემულია ურანის, თორიუმის და აქტინოურანის ოჯახების რადიაქტიური გარდაქმნების სქემები. ამ ოჯახების დაშლას ბევრი საერთო აქვს.

ოჯახების ფუძემდებელი ელემენტები ხასიათდება ყველაზე დიდი მასური რიცხვებით და ეკუთვნის ყველაზე დიდი სიცოცხლის ხანგრძლივობის მქონე ელემენტთა რიგს. დაშლის შედეგად ყველა შემთხვევაში წარმოიშობა სულ უფრო და უფრო მსუბუქი ელემენტები. ყოველი ოჯახის გარდაქმნის დროს დაშლის პირველ ნახევარს თან სდევს უპირატესად α ნაწილაკების გამოსხივება, მეორე ნახევარში უპირატესად β დაშლა ჭარბობს. ყოველი ოჯახის გარდაქმნის შუალედურ რგოლში თავს იჩენს რადიაქტიური გაზები – ე.წ. ემანაცია, რომელიც ინერტულ ჯგუფს განეკუთვნება. ემანაციებს მოსდევს მცირე სიცოცხლის ხანგრძლივობის ელემენტების ჯგუფები, რომელთა ატომების ნაწილიც იშლება α ნაწილაკების გამოსხივებით, ხოლო მეორე ნაწილი - β ნაწილაკების გამოსხივებით. ეს ელემენტები წარმოქმნის რიგების განშტოებებს – ე.წ. “ჩანგლებს”.

რათქმა უნდა, ნახ. 1-ზე ნაჩვენები სქემები გამარტივებულია; მათში არ არის ნაჩვენები ზოგიერთი განშტოება, რომელიც წარმოქმნილია პატარა რეაქციებით ურანის რიგში, მაგალითად:

როგორც ნახ. 1-დან ჩანს, ^{238}U , ^{235}U და ^{232}Th რიგის ყველა წევრს ორ-ორი სახელწოდება აქვს. მაგალითად: თორიუმ – 234 (^{234}Th) იწოდება კიდევ $X_1(\text{UX}_1)$ – ურანად, პოლონიუმი – 210 (^{210}Po) რადიუმად F(RaF) და ა. შ.

ურანის, თორიუმის და რადიუმის დაშლის პროდუქტების ყოველი ახალი აღმოჩენის შემდეგ მათ ახალ სახელებს არქმევდნენ და თვლიდნენ, რომ ისინი ახალი ელემენტები იყო, რადგან იზოტოპის ცნება მაშინ ჯერ კიდევ არ არსებობდა.

მიუხედავად იმისა, რომ დასახელების ამგვარი ორმაგი რიგის არსებობა ქმნის უხერხულობას, ძველი დასახელებები ახლაც იხმარება, რადგან ეს დასახელებები მიუთითებს იმ განსაზღვრულ ოჯახებს, რომელთაც ეს იზოტოპები ეკუთვნის. მათი დამახსოვრება მარტივდება იმით, რომ სამივე ოჯახში A, C' და F ინდექსიანი პროდუქტები პოლონიუმის იზოტოპებს წარმოადგენს, C და F ინდექსებით - ბისმუტის იზოტოპების ინდექსებია აღნიშნული, B, D და G-თი- რკინის იზოტოპები, C'' და E''-თი –თალიუმის. სამივე ოჯახის დაშლის საბოლოო პროდუქტებს წარმოადგენს ტყვიის სტაბილური

იზოტოპები: ^{206}Pb , ^{207}Pb და ^{208}Pb , რომელიც ასევე შეიძლება აღინიშნოს RaG , AcD და ThD -თი შესაბამისად.

სამივე ოჯახში α გამომსხივებელი შედარებით თანაბრადაა განაწილებული. მათ რიცხვს განეკუთვნება ფუძემდებელი ^{238}U , ^{232}Th და $AcU(^{235}U)$ ოჯახებისა, ყველა გაზისებური პროდუქტი ^{222}Rn , $Th(^{220}Rn)$ და $An(^{219}Rn)$ -ისა, რომელიც განლაგებულია მწკრივთა შუა ნაწილში, და ბოლოს, ^{210}Po და მისი იზოტოპების ThC' და AcC' ოჯახების რადიაქტიური დაშლის საბოლოო რადიაქტიული პროდუქტები.

ურანისა და თორიუმის ოჯახების α ჯამური აქტივობა თითქმის ერთნაირია. ამ ოჯახების β გამოსხივების ჯამური აქტივობაც არ განსხვავდება ერთმანეთისაგან.

γ გამოსხივების საფუძველს ურანის ოჯახში წარმოადგენს რადიუმის ემანაციის დაშლის პროდუქტი – რადონი (RaB , RaC და RaC'). ამ ოჯახის თავისებურება არის ის, რომ გარდაქმნათა ჯაჭვში რადიუმამდე განლაგებული ურანის დაშლის პროდუქტების წილზე მოდის სრული γ გამოსხივების მხოლოდ 2%.

ამის გამო, ქანებში არსებული ურანსა და რადონს შორის დამყარებული რადიაქტიური წონასწორობის დარღვევის შემთხვევაში, რომელიც იწვევს რადიუმის ნაკლებობას, ქანების γ აქტივობა მკვეთრად მცირდება და პირიქით, რადიუმით და რადონით გამდიდრებული ქანები წარმოადგენს γ -აქტივებს იმ შემთხვევაშიც კი, თუ ისინი არ შეიცავს ურანს.

თორიუმის ოჯახში ძირითადად γ გამომსხივებელს წარმოადგენს მეზოთორიუმი $II(M, Th_2)$ და რადიოთორიუმი ($RaTh$) დაშლის ThB , ThC და ThC' პროდუქტებით. ოჯახის ფარგლებში ეს γ გამომსხივებელი შედარებით ერთგვაროვნადაა განაწილებული.

განხილულ ოჯახებში არ შედის გარკვეული რადიაქტიური იზოტოპები. ესენია:

კალიუმი (^{40}K), რუბიდიუმი (^{87}Rb), ინდიუმი (^{115}In), სამარიუმი (^{147}Sm),

ლუტეციუმი (^{176}Lu), რენიუმი (^{187}Re) და სხვა.

ყველა ეს განმსოლოებული რადიაქტიური იზოტოპი ხასიათდება საკმაოდ დიდი ნახევარდაშლის პერიოდებით ($T > 10^9$ წელი). სამარიუმის, ვოლფრამის და ბისმუტის გარდა, ყველა იზოტოპი იშლება K -ჩაჭერის და β დაშლის გზით, რის შემდეგაც გარდაიქმნება ახალი ელემენტის მდგრად იზოტოპად.

ზემოთ ჩამოთვლილი რადიაქტიური ელემენტებისაგან უმეტესი მათგანი, როგორც წესი, ბუნებაში ძალიან ცოტაა. ბირთვულ გეოფიზიკაში ყველაზე დიდ

ინტერესს იწვევს კალიუმის (^{40}K) და რუბიდიუმის (^{87}Rb) რადიაქტიური იზოტოპები, რომელთა დაშლის მიხედვით ისაზღვრება ქანების ასაკი.

α სხივები, მისი თვისებები და ურთიერთქმედება გარემოსთან

α სხივები წარმოადგენენ ჰელიუმის ატომის ბირთვების ნაკადს 4_2He . მათ აქვს ორი დადებითი მუხტი $Z=2$, მასური რიცხვი $A=4$ (ფარდობით ერთეულებში).

$$q = 2.48 \cdot 10^{-10} CGSE$$

$$m = 6.644 \cdot 10^{-24} გრ$$

α ნაწილაკების მასა დაახლოებით 7400-ჯერ მეტია ელექტრონის მასაზე, ამიტომ ელექტრულ გარსებში გავლის დროს α ნაწილაკები არ განიცდის შესამჩნევ გადახრას გავრცელების მიმართულებით. α ნაწილაკების ენერგია გარემოში გავლის დროს თანდათან იხარჯება გარემოს ატომის აგზნებასა და იონიზაციაზე.

ხარჯავს რა ენერგიას, α ნაწილაკები თვითონ არ იღებს ისეთ შესამჩნევ იმპულსს, რომ გამრუდდეს მისი ტრაქტორია. გარკვეული მანძილის გავლის შემდეგ α ნაწილაკი მოიტაცებს 2 ელექტრონს და გადააქცევს He -ის ჩვეულებრივ ატომად. α ნაწილაკის განარბენის სიგრძე, ანუ ის მანძილი, რომელსაც α ნაწილაკი ენერგიის სრულ დაკარგვამდე გაივლის, დამოკიდებულია ნივთიერების გეარობაზე, კერძოდ იმ მოლეკულების რიცხვზე, რომლებიც α ნაწილაკს გზაზე ხვდება. მაშასადამე, ბუნებრივია ვიფიქროთ, რომ α ნაწილაკების განარბენის სიგრძე გარემოს სიმკვრივის უკუპროპორციულია. α სხივები წარმოადგენს რადიაქტიური გამოსხივების ყველაზე შთანთქმად ნაწილს. მათ ახშობს მყარი ნივთიერების 0,1 მმ სისქეც კი. ჰაერში α ნაწილაკების განარბენის სიგრძე ნორმალურ პირობებში ($P=760$ მმ Hg , $t=15^{\circ}$) მერყეობს (2,5-8,5) სმ ფარგლებში. ეს დამოკიდებულია α ნაწილაკის ენერგიაზე.

გამონაკლისს წარმოადგენს RaC' გრძელი განარბენიანი α ნაწილაკები. საერთოდ დადგენილია, რომ ერთი და იგივე ელემენტი ერთნაირი ენერგიის ნაწილაკებს გამოასხივებს. RaC' -ს კი აქვს უნარი გამოასხივოს გრძელი განარბენის მქონე α ნაწილაკები. მათი განარბენი ჰაერში დაახლოებით 11,5 სმ-ია და ასეთი ნაწილაკები მთელი გამოსხივების მხოლოდ 0,01%-ს შეადგენს.

α ნაწილაკის განარბენის სიგრძესა და რადიაქტიური იზოტოპის დაშლის მუდმივას შორის არსებობს გეიგერისა და ნელტონის მიერ ემპირიულად დადგენილი დამოკიდებულება:

$$lg\lambda = A + BlgR \quad (1)$$

სადაც A უნივერსალური მუდმივაა, B კი მუდმივაა მოცემული რადიაქტიური ოჯახისთვის. R -ით აღნიშნულია განარბენის სიგრძე. α ნაწილაკი ენერგიას ძირითადად იონიზაციაზე ხარჯავს. სიგრძის ერთეულზე წარმოქმნილ წყვილ იონთა რიცხვს მის სიჩქარესა და იონიზაციის ხარისხს უწოდებენ. თუ მას K -თი ავღნიშნავთ:

$$K = K_0 \cdot R^{3/2} \quad (2)$$

სადაც K_0 - მუდმივაა.

განარბენის საშუალო სიგრძე დამოკიდებულია ნაწილაკის ენერგიაზე.

$$\bar{R} = 0,318 * E^{3/2} \quad (3)$$

ნაწილაკის სიჩქარესა და განარბენის სიგრძეს შორის არსებობს შემდეგი დამოკიდებულება:

$$V = a^{1/3}(R - x)^{1/3}$$

აქ V არის სიჩქარე, a მუდმივაა, x არის მანძილი გამოსხივების წყაროდან, სადაც გაზომილი იქნა სიჩქარე.

ხვედრითი იონიზაცია α ნაწილაკის მოძრაობასთან ერთად თანდათანობით მატულობს და განარბენის ბოლოდან 3 მმ მანძილზე აღწევს მაქსიმუმს. ეს დამოკიდებულება ნახაზზე ბრეგის მრუდითაა გამოხატული.

შეიძლება მივიღოთ დამოკიდებულება იონიზაციასა და სიჩქარეს შორის. ავღნიშნოთ იონიზაცია I -თი. იგი, ცხადია, იქნება ერთეულოვან მანძილზე ენერგიის ცვლილების ტოლი:

$$I = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{d(v^2 m)}{2dx} = \frac{d(ma^{2/3}(R-x))^{2/3}}{2dx} = \frac{m}{2} a^{2/3} (R-x)^{-1/3} = \frac{m}{2} a^{2/3} * \frac{a^{1/3}}{a^{1/3}(R-x)^{1/3}} = \frac{ma}{2V} = \frac{A}{V}$$

სადაც $A = \frac{ma}{2}$, I პროპორციულია $\frac{1}{V}$. ეს დამოკიდებულება სამართლიანია

ისეთი α ნაწილაკებისთვის, რომელთა ენერგია $E > 1$ მევ.

გავიხსენოთ, რომ ევ (ელექტრონვოლტი) არის ენერგია, რომელსაც ელექტრონი შეიძენს ველის ისეთ ორ წერტილს შორის გადაადგილებისას, სადაც პოტენციალთა სხვაობა 1 ვოლტის ტოლია.

$$A = q(\phi_1 - \phi_2) = 1.6 \times 10^{-19} \text{ კულონივოლტი} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ ჯ}$$

სხვადასხვა გარემოში სხვადასხვანაირია α ნაწილაკის გავრცელების სიჩქარე და განარბენის სიგრძე.

ჰაერში განარბენის სიგრძის შეფარდებას მოცემულ გარემოში განარბენის სიგრძესთან, გარემოს დამუხრუჭების უნარიანობა ეწოდება და აღინიშნება S-ით.

$$S = \frac{R_0}{R}$$

R-სა და R₀-ს შორის არსებობს ასეთი დამოკიდებულება:

$$R = \frac{3 \cdot 10^{-4} \cdot R_0 \sqrt{A}}{\rho} \tag{4}$$

α ნაკადის მოძრაობის დროს, ტრაექტორიის სწორხაზოვნების და დაჯახებათა აქტების დიდი რიცხვის გამო, რომელიც აუცილებელია შენელებისთვის, მონოენერგეტიკულ α ნაწილაკებს ნივთიერებაში თითქმის ერთნაირი R ხაზოვანი განარბენი აქვთ.

განარბენის სიდიდეებში არც თუ დიდი გაბნევა განპირობებულია ურთიერთქმედების ალბათური ხასიათით (იონიზაციის აქტის რიცხვთა რხევები და დარტყმებს შორის განარბენის სიგრძის რხევები).

ბუნებრივი რადიაქტიური ელემენტებისათვის დამახასიათებელი α ნაწილაკების ხაზოვანი განარბენი $4 < E < 9$ მეგ ენერგიის საზღვრებში, საწყისი სიჩქარის კუბის პროპორციულია, ე.ი. $E_0^{1.5}$. ამგვარად, ჰაერისათვის ხაზოვანი განარბენის სიდიდე (სმ-ში) ტოლია:

$$R_b = 0.309 E_0^{1.5}$$

შადაც E_0 გამოსახულია მეგ-ში.

გარდა R ხაზოვანი განარბენისა, შემოაქვთ მასური განარბენის ცნებაც:

$R_g = \delta R$, რომელიც იზომება გ/სმ² (ანდა კგ/მ²). ეს სიდიდე ახასიათებს იმ ნივთიერების მასას, რომელიც მოთავსებულია ისეთ ცილინდრში, რომლის სიმაღლე განარბენის R სიგრძის, ხოლო ფუძე კი ფართის ერთეულის ტოლია. ისეთ მყარ ნივთიერებებში, რომელთა ფარდობითი ატომური მასა M-ის ტოლია, R_g - ის მნიშვნელობა (მილიგრ/სმ²)-ში შეიძლება გამოვთვალოთ ფორმულით:

$$R_g = 0.56 \cdot R_b M^{1/3},$$

სადაც R_b სიდიდე გამოსახულია სმ-ში. (R_b ნიშნავს ხაზოვან განარბენს).

(2) ფორმულისთანახმად α ნაწილაკის განარბენი ჰაერში რამდენიმე სმ-ს უდრის, ხოლო მყარ სხეულებში - $n \times 10^0 \div n \times 10^1$ მგრ/სმ², ე.ი. დაახლოებით პაპიროსისქადალდის სისქის ტოლია.

β სხივები, მათი თვისებები და ურთიმართოქმელება ბარემოსთან

β სხივები, ანუ β ნაწილაკები წარმოადგენენ ელექტრონების, ან პოზიტრონების ნაკადს.

β⁻ ან β⁺-სერთი ელემენტარული მუხტი აქვს $q = \pm 4.8 \cdot 10^{-10}$ CGSE, ხოლო მასა კი - $m = 9.1 \cdot 10^{-28}$ გრ. β ნაწილაკის მასა წყალბადის ატომის მასის 1/1840 ნაწილია. α ნაწილაკებთან შედარებით რადიაქტიური ელემენტების მიერ გამოსხივებულ β სხივებს აქვთ გაცილებით დიდი სიჩქარეები. ზოგიერთი β ნაწილაკის სიჩქარე სინათლის სიჩქარის 0,998 ნაწილია ($v=0,998 C$). ასეთი დიდი სიჩქარეების დროს თავს იჩენს ნაწილაკის მასის სიჩქარეზე დამოკიდებულება, რომელიც გამოისახება აინშტინის შემდეგი ფორმულით:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

სადაც m_0 არის ელექტრონის უძრაობის მასა, v -მისი მოძრაობის სიჩქარე. ენერგია დამოკიდებულია მოძრაობის სიჩქარეზე და გამოიხატება ფორმულით:

$$E = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right)$$

უნდა აღინიშნოს, რომ ყოველი რადიაქტიური იზოტოპი ენერგიების მიხედვით გამოასხივებს β ნაწილაკების სრულს სპექტრს, რომელშიც უწყვეტად შედის სხვადასხვა ენერგიის β ნაწილაკები. უნდა ავლნიშნოთ, რომ ყოველი რადიაქტიური იზოტოპისათვის არსებობს ენერგიის რაღაც ზღვრული, მაქსიმალური მნიშვნელობა. ამ მნიშვნელობაზე მეტი ენერგია გამოსხივებულ β ნაწილაკებს არ შეიძლება გააჩნდეს. აღსანიშნავია, რომ β ნაწილაკების

მაქსიმალური რაოდენობის ენერგია $E=0,9 E_{\max.}$ -ის ტოლი იქნება. გრაფიკულად ეს შეიძლება გამოისახოს ასე:

რადიაქტიური იზოტოპების დაშლის კონსტანტას და გამოსხივებულ ენერგიას შორის არსებობს სეჟენტის მიერ ემპირიული გზით მიღებული დამოკიდებულება:

$$\lambda = KE^E,$$

სადაც K განისაზღვრება ცდის საშუალებით.

β ნაწილაკების გარემოსთან ურთიერთქმედებადირითადად მიმდინარეობს ელექტრონულ გარსებთან. β ნაწილაკებმა შეიძლება ურთიერთქმედება მოახდინოს აგრეთვე ატომების ბირთვებთანაც, ვინაიდან β ნაწილაკების მასა მცირეა. ელექტრულ გარსებში მათი გავლის დროს ადგილი აქვს β ნაწილაკების ტრაექტორიის გამრუდებას; ელექტრონებთან, ან ბირთვებთან β სხივების ურთიერთმოქმედებას ახასიათებენ ე.წ. ეფექტური კვეთით, რომელიც გამოიხატება ბარნებში: 1 ბარნი = 10^{-24} სმ².

ცდით დადგენილია, რომ ატომის ელექტრონებთან β ნაწილაკების

ურთიერთქმედების ეფექტური კვეთა უკუპროპორციულია ნივთიერების Z -სა,

ხოლო ბირთვებთან ურთიერთქმედების ეფექტური კვეთა კი Z^2 -სა. გარემოში

გავლის დროს β ნაწილაკები განიცდის როგორც გაბნევას, ისე

შთანთქმას. შთანთქმის შედეგად სუსტდება პირვანდელი β სხივების

ინტენსივობა, რომელსაც I ასოთი აღვნიშნავთ:

$$I = I_0 e^{-\mu d}$$

სადაც I_0 არის β სხივების წყაროს მიერ მოცემული საწყისი ინტენსივობა, d -

მშთანთქმელ გარემოში გავლილი მანძილი. I სხივების ინტენსივობაა d მანძილის

გავლის შემდეგ. η -ს ეწოდება შთანთქმის კოეფიციენტი და ის გარემოს

სიმკვრივეზეა დამოკიდებული. ამიტომ ხშირად იყენებენ შთანთქმის მასურ

კოეფიციენტს, რომელიც გამოიხატება ასე: $\frac{\mu}{\rho}$. შთანთქმის მასური

კოეფიციენტი მოცემული β ნაწილაკებისათვის შეიძლება მუდმივად ჩაითვალოს,

უფრო ზუსტად, $\frac{\mu}{\rho}$ წრფივადაა დამოკიდებული გარემოს Z -ზე (აქტიურ

ნომერზე)

$$\frac{\mu}{\rho} = a + bz$$

α ნაწილაკებთან შედარებით β ნაწილაკებს, მცირე მასის გამო, იონიზაციის ძალიან სუსტი უნარი ახასიათებთ. მათ მიერ გამოწვეული იონიზაცია ნორმალურ პირობებში, ჰაერში არ აღემატება 50 წყვილ იონს/სმ. ამიტომ, განარბენის სიგრძე β ნაწილაკებისთვის, შესაბამისად, გაცილებით მეტია, ვიდრე α ნაწილაკების. ის ჰაერში მერყეობს 6,5-1 300 სმ საზღვრებში.

ნივთიერებაში გავლისას β ნაწილაკის ენერგია ძირითადად იხარჯება იონიზაციასა და ატომის აგზნებაზე. ამასთან, ჩქარი ელექტრონებისა და პოზიტრონებისათვის დამახასიათებელია ე.წ. რადიაციული დანაკარგები, რომელიც დაკავშირებულია γ ქვანტების გამოსხივებასთან (დამუხრუჭების გამოსხივება) ბირთვის ველში β ნაწილაკების გამოსხივების დროს.

რადიაციული დანაკარგი $E_p Z$ -ის პროპორციულია, ხოლო იონიზაციური დანაკარგი E_n პროპორციულია Z -სა, ამიტომ E_p რადიაციული დანაკარგის ფარდობა E_n იონიზაციურ დანაკარგთან $E_e Z$ -ის პროპორციული გამოდის:

$$\frac{E_p}{E_n} = \frac{E_e Z}{800}$$

სადაც E_e ნაწილაკის ენერგია E_e გამოსახულია მევ-ში (მეგაელექტრონვოლტი).

აქედან გამომდინარე, β ნაწილაკების ენერგიის იმ მნიშვნელობებისათვის, რომელიც დამახასიათებელია ბუნებრივი რადიაციური ელემენტებისათვის, ქანების ძირითადი შემადგენლობის ელემენტებისათვის ($Z = 8 \div 20$) გვექნება:

$$\frac{E_p}{E_n} < \frac{1}{10}$$

ე.ი. ძირითადი მნიშვნელობა აქვთ იონიზაციურ დანაკარგებს.

რადგანაც β ნაწილაკების მუხტი ნაკლებია, ხოლო მათი სიჩქარე (ენერგიის ტოლი მნიშვნელობებისას) გაცილებით მეტია α ნაწილაკების სიჩქარეზე (ამასთან, თუ გავითვალისწინებთ, რომ ერთეულოვან გზაზე ენერგიის კუთრი დანაკარგი დაახლოებით ნივთიერებაში ელექტრონების N_e კონცენტრაციის და ნაწილაკის მუხტის კვადრატის q^2 პროპორციულია, მაგრამ ნაწილაკის სიჩქარის კვადრატის უკუპროპორციულია):

$$-\frac{dE}{dx} \cong \frac{N_e q^2}{V^2} \quad (1)$$

$$N_e = \frac{A \delta Z}{M},$$

სადაც A - ავოგადროს რიცხვია, M - ფარდობითი ატომური მასა, Z - ბირთვის მუხტი, δ - ნივთიერების სიმკვრივე.

ორ ნივთიერებაში კუთრი ენერჯის დანაკარგის ფარდობა ტოლია:

$$\chi = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_1}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_2} = \frac{Z_1}{M_1} \times \frac{M_2}{Z_2} \times \frac{\delta_1}{\delta_2}$$

მსუბუქი ელემენტებისათვის $\frac{Z}{M} \approx const = 0,5$, ამიტომ მათთვის $\chi \approx \frac{\delta_1}{\delta_2}$.

(1) ფორმულიდან გამომდინარე β ნაწილაკებისათვის ენერჯის წრფივი დანაკარგი დაახლოებით 10^2 -ჯერ მცირეა, ვიდრე α ნაწილაკებისთვის და დაჯახებებს შორის განარბენი კი შესაბამისად მეტია.

მცირე მასის გამო ელექტრონები დაჯახების თავდაპირველი მიმართულებიდან ძლიერ გადაიხრება და მათი ტრაექტორია ტეხილ წირს წარმოადგენს. ამიტომ სწორი ხაზის გასწვრივ სრული მაქსიმალური განარბენი (ე.წ. ეფექტური განარბენი) გაცილებით მეტია, ვიდრე ტეხილის გასწვრივ ტრაექტორია.

მონოენერჯის მქონე ელექტრონების მასური ეფექტური განარბენის სიდიდეს პოულობენ ფორმულით:

$$0,407 \times E_e^{1,38}, \text{ როცა } E_e \leq 0,8 \text{ მევ}$$

$$R_m = 0,542 \times E_e, \text{ როცა } E_e > 0,8 \text{ მევ}$$

R_m სიდიდე არის ნივთიერების ის მასური სისქე, რომელიც აუცილებელია მოცემული ენერჯის მქონე ელექტრონების სრული შთანთქმისათვის. თუმცა განარბენის ტრაექტორიის რთული ხასიათის გამო, ეს განარბენი გაცილებით ნაკლებია R_m -ზე და ნივთიერებაში მონოენერგეტიკული კონის შემთხვევაში ელექტრონების ნაკადი მცირდება წრფივი კანონის თანახმად:

$$\Phi(x) = \Phi_0 \left(1 - \frac{x}{R}\right) = \Phi_0 \left(1 - \frac{x_m}{R_m}\right),$$

სადაც $x_m = x\delta$ - ფენის მასური სისქეა და გ/სმ² -ში იზომება.

γ სხივები, მათი თვისებები და ურთიერთქმედება ბარემოსთან

ბუნებრივი რადიაქტიური იზოტოპები, რომლებიც მწკრივებს ეკუთვნის, განიცდის მხოლოდ α და β დაშლას. ამასთან, ორივე დაშლის შედეგად ატომის ბირთვები აღიზნება და გამოასხივებს ე.წ. γ სხივებს.

აგზნებული ბირთვის გადასვლა (რადიაქტიური დაშლის პროდუქტი) ძირითად მდგომარეობაში შესაძლოა მოხდეს ერთ ან რამდენიმე ეტაპად. ერთი ტიპის სხვადასხვა ატომების დაშლას, შესაბამისად, თან სდევს ერთი ან რამდენიმე γ ქვანტი, ანდა ისიც კი შეიძლება მოხდეს, რომ თან არ ახლდეს γ გამოსხივება. ამის შედეგად ერთი დაშლის დროს γ ქვანტების რიცხვი შეიძლება მთელი რიცხვი არ იყოს.

რადგან ბირთვების დონებრივი სპექტრები დისკრეტულია, ამიტომ დისკრეტულია γ ქვანტების სპექტრიც.

γ ქვანტები წარმოადგენს მოკლე ტალღებს ანუ ელექტრომაგნიტურ

გამოსხივებას. მათი ტალღის სიგრძეა $n \times 10^{-11}$ სმ. γ ქვანტების

ურთიერთმოქმედება გარემოსთან გაცილებით უფრო რთულ ხასიათს ატარებს, ვიდრე α და β სხივებისა.

γ გამოსხივება განეკუთვნება ძლიერ გამჭოლ გამოსხივებას. მისი სრული შთანთქმისათვის პრაქტიკულად საჭიროა ისეთი ქანები, რომელთა სისქე რამდენიმე ათეული სანტიმეტრია. მიუხედავად იმისა, რომ γ ქვანტების ურთიერთმოქმედების განსხვავებული ტიპები არსებობს, ასეთ ურთიერთმოქმედებათა ალბათობები ძალიან მცირეა და ნივთიერებაში γ ქვანტების შესუსტება ძირითადად სამი პროცესის გამო ხდება: ფოტოეფექტით, კომპტონის გაბნევით და წყვილთა წარმოქმნით.

ამიტომ, γ ქვანტების ნივთიერებასთან ურთიერთმოქმედებისას, γ ქვანტების

ურთიერთმოქმედების სრული კვეთა, რომელთა მიკროსკოპული და მაკროსკოპული მნიშვნელობები γ ქვანტებისათვის შესაბამისად ავლნიშნოთ σ და μ -თი, არის ფოტოეფექტის, კომპტონ-ეფექტის და წყვილთა წარმოქმნის ეფექტის ჯამი:

$$\sigma = \sigma_{\text{ფ}} + \sigma_{\text{კ}} + \sigma_{\text{წყ}}$$

$$\mu = \mu_{\text{ფ}} + \mu_{\text{კ}} + \mu_{\text{წყ}}$$

γ ქვანტების გაბნევის თეორია რენტგენის სხივებისათვის დამუშავებული იყო კომპტონის მიერ. გაბნევა ბირთვებზე, ან ელექტრონებზე წარმოებს ენერჯისა და იმპულსის შენახვის კანონების თანახმად. გაბნევის კოეფიციენტი დამოკიდებულია როგორც γ ქვანტის ენერჯიაზე, ასევე იმ გარემოს თვისებებზე, რომელშიაც გაბნევა წარმოებს. γ ქვანტის გამოსხივება ხასიათდება ენერჯით:

$$E = h\nu$$

სადაც ν სიხშირეა, h კი პლანკის მუდმივა. პლანკის მუდმივა ტოლია:

$$h = 6,67 \cdot 10^{-27} \text{ ერგი} \cdot \text{წმ}$$

ბუნებრივი რადიაქტიური იზოტოპები გამოასხივებს γ ქვანტებს, რომელთა ენერგია (0,2 – 2,62) მეგ ფარგლებშია.

უმრავლესი რადიაქტიური იზოტოპის γ გამოსხივების ენერგეტიკული სპექტრი ზოლოვანია. გარემოსთან ურთიერთქმედების დროს γ ქვანტები შეიძლება განვიხილოთ, როგორც დრეკადი ბირთვები, რომლებიც განიბნევა ატომების ელექტრონებსა და ბირთვებს შორის. გაბნევის დროს ხდება γ ქვანტების, როგორც ენერგიის, ისე გავრცელების მიმართულების ცვლილება.

გაბნეული γ ქვანტის ენერგია $h\nu'$ ტოლია:

$$h\nu' = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_0c}(1 - \cos\theta)}$$

ν_0 ქვანტის საწყისი სიხშირეა, h - პლანკის მუდმივა, m_0 - ელექტრონის უძრაობის მასა, c -სინათლის სიჩქარეა, θ -კუთხეა ქვანტების გავრცელების პირვანდელ და ახალ მიმართულებას შორის, ν' არის გაბნეული ქვანტის სიხშირე.

გაბნევის დროს γ ქვანტის ტალღის სიგრძეც განიცდის ცვლილებებს:

$$\Delta\lambda = \lambda_0(1 - \cos\theta)$$

სადაც λ_0 -საწყისი ტალღის სიგრძეა, $\Delta\lambda$ -კი ტალღის სიგრძის ცვლილება.

ფოტოეფექტი. ამ მოვლენას ადგილი აქვს მძიმე ნივთიერებებში რბილი γ გამოსხივების გავლის დროს. ფოტოეფექტად იწოდება (უფრო ზუსტად, ფოტოელექტრონულ შთანთქმად) ისეთი ურთიერთქმედება, რომლის დროსაც γ ქვანტი შთანთქმდება (გაქრება), ხოლო მისი ენერგია E_γ გადადის ატომის ერთ-ერთ ელექტრონზე, რის შედეგადაც ის მოწყდება ატომს და შეიძენს გარკვეულ კინეტიკურ ენერგიას. ე .ი.

$$E_\gamma = E_\beta + E_\beta$$

სადაც E_{β} არის ელექტრონის ბმის ენერგია ატომში, ხოლო E_{α} კინეტიკური ენერგიაა, რომელიც გადაეცემა ფოტოელექტრონს და რომელიც უდრის $\frac{mv^2}{2}$.

რაც უფრო მეტია E_{α} , მით მეტია $\sigma_{\text{ფ}}$ -ის ალბათობა. ამის გამო, ჯერ ერთი $\sigma_{\text{ფ}}$ იზრდება ნიუთიერების Z ატომური ნომრის გაზრდასთან ერთად, მეორეც- ძალიან დიდია ალბათობა იმისა, რომ მოხდება ბირთვთან ახლოს მდებარე K და L ორბიტების ელექტრონებთან ურთიერთქმედება.

ბუნებრივია, ფოტოეფექტი შესაძლებელია მხოლოდ იმ შემთხვევაში მოხდეს, როდესაც γ ქვანტის ენერგია მეტია ელექტრონის ბმის ენერგიაზე. ამგვარად, თუ

$$E_{\beta L} < E_{\gamma} < E_{\beta K},$$

მაშინ ფოტოეფექტი შესაძლებელია ყველა გარსზე, გარდა K გარსისა. თუ $E_{\gamma} \geq E_{\beta K}$, მაშინ ფოტოეფექტი ხდება K გარსზეც, რის შედეგადაც $\sigma_{\text{ფ}}$, როდესაც $E_{\gamma} \cong E_{\beta K}$, იზრდება ნახტომისებურად, მაგალითად, ტყვიისთვის, როდესაც $E = 0,087$ მევ. ფოტოეფექტის ალბათობა მკვეთრად მცირდება γ ქვანტის ენერგიის გაზრდასთან ერთად. $\sigma_{\text{ფ}}$ -ის დამოკიდებულება ქვანტის ენერგიაზე და გარემოს ატომურ ნომერზე (როცა $E_{\beta K} \ll E_{\gamma} < m_0c^2$), აღიწერება მიახლოებული ფორმულით:

$$\sigma_{\text{ფ}} = 6,651 \cdot 10^{-25} \frac{4\sqrt{2}}{134^4} Z^5 \left(\frac{m_0c^2}{E_{\gamma}}\right)^{7/2} \quad (5)$$

(5)-დან გამომდინარე, კვეთა $Z, \sigma_{\text{ფ}}$ ატომური ნომერის ელემენტისათვის (როდესაც $E_{\beta K} \ll E_{\gamma} < m_0c^2$), შესაძლოა გამოვითვალოთ ფორმულით:

$$\sigma_{\text{ფ}} = \sigma_{\text{ფ}}^{\text{Pb}} \left(\frac{Z}{Z_{\text{Pb}}}\right)^5$$

სადაც $\sigma_{\text{ფ}}^{\text{Pb}}$ არის ტყვიისთვის კვეთა მოცემული ენერგიის შემთხვევაში.

თუ $E_{\gamma} > m_0c^2$, შესაძლოა გამოყენებული იქნას მსგავსი ფორმულა, მაგრამ მაჩვენებლების სხვა მნიშვნელობებით Z/Z_{Pb} -ს შემთხვევაში. მაკროსკოპული კვეთისთვის ანალოგიურ ფორმულას აქვს შემდეგი სახე:

$$\mu_{\text{ფ}} = \mu_{\text{ფ}}^{\text{Pb}} \frac{M_{\text{Pb}}}{M} \frac{\delta}{\delta_{\text{Pb}}} \left(\frac{Z}{Z_{\text{Pb}}}\right)^5$$

სადაც δ და δ_{pb} - არის საკვლევი ნივთიერების და ტყვიის სიმკვრივეები შესაბამისად, M და M_{pb} - განსახილველი ნივთიერების და ტყვიის ფარდობითი ატომური მასებია.

ფოტოეფექტის დროს γ ქვანტების ნაკადის ინტენსივობის შემცირება ხასიათდება შესუსტების χ კოეფიციენტით. თუ ცნობილია ფოტოეფექტის χ_{pb} კოეფიციენტი ტყვიისთვის, ადვილად შეიძლება გამოვთვალოთ ეს კოეფიციენტი ნებისმიერი ნივთიერებისთვისაც:

$$\chi = \chi_{pb} \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207}{A} \left(\frac{Z}{82}\right)^4$$

კომპტონ-ეფექტი იმაში მდგომარეობს, რომ γ ქვანტების გაბნევა ხდება ელექტრონით. როგორც ნახ. 1-ზეა ნახვენები, ეს გაბნევა გავს ორი დრეკადი ბურთულის დაჯახებას, როცა მათი მასებია m_e და $m_\gamma = \frac{E_\gamma}{c^2}$. დრეკადი დაჯახების კანონების თანახმად, γ ქვანტის E_γ ენერგიაა გადანაწილდება გაბნეულ γ ქვანტზე და თვით ელექტრონზე.

ისეთ გარემოში, სადაც კომპტონის ეფექტი ჭარბობს ($10,05 \leq E_\gamma \leq 15$ მეე) ნივთიერებათა უმეტესობაში γ ქვანტის ენერგია მეტია ელექტრონების ბმის ენერგიაზე და ამიტომაც კომპტონის გაბნევაზე ვერავითარ გავლენას ვეღარ ახდენს ელექტრონების ბირთვთან კავშირი. კერძოდ, σ_K - ურთიერთქმედების კვეთა ელექტრონების კონცენტრაციის პროპორციულია:

$$\sigma_K(E) = Z \sigma_e(E)$$

სადაც σ_e - ელექტრონზე გაბნევის კვეთაა.

მსუბუქი ელექტრონებისათვის (წყალბადის გარდა) μ_K მაკროსკოპული კვეთა არ არის დამოკიდებული Z -ზე და ნივთიერების სიმკვრივის პროპორციულია.

მართლაც, ნივთიერების 1 გრ³-ში ატომების რიცხვი ტოლია:

$$N = \frac{A}{M} \delta$$

და აქედან გამომდინარე:

$$\mu_K = N \sigma_K + A \frac{\delta}{M} Z \sigma_e \approx \frac{A}{2} \delta \sigma_e,$$

ამიტომ, მსუბუქი ნივთიერებისათვის (გარდა წყალბადისა) $Z/M \approx 0,5 \sigma_K$ და μ_K სიდიდეები ნელა მცირდება γ ქვანტის ენერგიის გაზრდასთან ერთად.

ის ფაქტი, რომ σ_e არ არის დამოკიდებული ატომის სახეობაზე, საშუალებას გვაძლევს ნებისმიერი Z ატომური ნომრის ნივთიერებისათვის ადვილად გამოვთვალოთ σ_K და μ_K , თუ ის ცნობილია რომელიმე ერთი ნივთიერებისათვის (მაგალითად, ალუმინისათვის) :

$$\sigma_K = \sigma_K^{Al} \frac{Z}{Z_{Al}}; \quad \mu_K = \frac{M_{Al}}{M} \cdot \frac{Z}{Z_{Al}} \frac{\delta}{\delta_{Al}} \cdot \mu_K^{Al}$$

მსუბუქი ნივთიერებებისთვის:

$$\mu_K \approx \frac{\delta}{\delta_{Al}} \cdot \mu_K^{Al}$$

გაბნეული ქვანტის ენერგია საწყის ენერგიაზე დამოკიდებულია შემდეგნაირად:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2 (1 - \cos \theta)}}$$

სადა θ არის γ ქვანტის გაბნევის კუთხე (ნახ. 1 ბ) $E_\gamma > 1-1,5$ მეე.

γ ქვანტის ენერგია, რომელიც უკან განიბნევა $E'_\gamma (\theta = 180^\circ)$, ახლოა $\frac{m_0 c^2}{2}$ -თან

დამოუკიდებლად იმისა, თუ როგორია საწყისი ენერგია, ე.ი. ენერგიის კარგვა ძალიან დიდია. E_γ -ს მცირე მნიშვნელობებისათვის კი პირიქით, ელექტრონს გადაეცემა ენერგიის მცირე ნაწილი.

რადგან კომპტონის გაბნევის შემთხვევაში γ ქვანტის მთელი ენერგია არ იხარჯება (γ ქვანტი არ ქრება), ამიტომ ენერგიის ნაკადის კარგვის დასახასიათებლად შემოაქვთ ე.წ. **ნამდვილი (ჯეშმარტი) შთანთქმის კვეთა- σ'_K** , რომელიც ტოლია σ_K კვეთის ნამრავლისა γ ქვანტის იმ ნაწილზე, რომელიც გადაეცემა ელექტრონს. ასევე შემოაქვთ **ნამდვილი (ჯეშმარტი) გაბნევის კვეთის** ცნება:

$$\sigma'_K = \sigma_K - \sigma''_K$$

E_γ -ს მცირე მნიშვნელობების დროს, ენერგიის ის ნაწილი, რომელიც

ელექტრონს გადაეცემა შეჯახებისას, მცირეა და შესაბამისად $\sigma''_K \ll \sigma_K$; E_γ -ს

დიდი მნიშვნელობებისათვის კი, პირიქით: $\sigma''_K \ll \sigma_K$, $\sigma''_K \approx \sigma_K$.

გაბნევის კოეფიციენტი σ პრაქტიკულად გვიჩვენებს γ ქვანტების ინტენსიურობის შესუსტებას სივრცის ერთეულზე.

თუ ცნობილია კომპტონის σ_{pb} კოეფიციენტი ტყვიისთვის, მისი სიდიდე ნებისმიერი ნივთიერებისათვის ადვილად შეიძლება გამოვთვალოთ შემდეგი ფორმულით:

$$\sigma = \sigma_{pb} \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207}{A} \cdot \frac{Z}{82},$$

ρ - ნივთიერების სიმკვრივეა, A - ატომური მასა, Z კი - რიცხვითი ნომერი.

წყვილთა წარმოქმნის ეფექტი დაიკვირვება γ ქვანტის იმ ენერგიისათვის, რომელიც აჭარბებს მშვიდი ელექტრონის და პოზიტრონის ენერგიების ჯამს; ($2m_0c^2=1,02$ მევ), როდესაც ენერგია საკმარისია ელექტრონ-პოზიტრონის წყვილთა წარმოსაქმნელად.

იმისთვის, რომ ძალაში დარჩეს იმპულსის შენახვის კანონი, ეს პროცესი უნდა მიმდინარეობდეს მესამე სხეულის არსებობის შემთხვევაში, რომელსაც გადაეცემა γ ქვანტის ენერგიის და იმპულსის ნაწილი. ასეთი სხეულის როლს თამაშობს ძირითადად ატომის ბირთვები. ამიტომ წყვილთა წარმოქმნის ეფექტის σ წყალბათობა დამოკიდებულია ბირთვის მუხტზე:

$\sigma_{\text{წყ}} \cong Z^2$; $\mu \cong (Z^2/M)\delta$, ხოლო წყალბადის გარდა სხვა მსუბუქ ნივთიერებებში:

$$\mu_{\text{წყ}} \cong Z\delta$$

$\mu_{\text{წყ}}$ -ის მნიშვნელობა ნებისმიერი ნივთიერებისათვის გამოითვლება შემდეგი ფორმულით:

$$\mu_{\text{წყ}} = \left(\frac{Z}{Z_{Al}}\right)^2 \frac{M_{Al}}{M} \cdot \frac{\delta}{\delta_{Al}} \cdot \mu_{\text{წყ}}^{Al}$$

ხოლო მსუბუქი ნივთიერებებისთვის:

$$\mu_{\text{წყ}} = \frac{Z}{Z_{Al}} \cdot \frac{\delta}{\delta_{Al}} \cdot \mu_{\text{წყ}}^{Al}$$

$\sigma_{\text{წყ}}$ და $\mu_{\text{წყ}}$ -ის დამოკიდებულება γ ქვანტის ენერგიაზე დასაწყისში

პროპორციულია $E_\gamma - 1,02$ მევ-ის, ხოლო დიდი E_γ -სთვის კი ახლოა ლოგარითმულ კანონთან.

წყვილთა წარმოქმნის პროცესი მძიმე გარემოშიც კი მხოლოდ მაშინაა

მნიშვნელოვანი, როცა $E_\gamma > 2-3$ მევ. ბირთვულ გეოფიზიკაში ენერგიის ასეთი

მნიშვნელობები გვხვდება γ ქვანტებთან ნეიტრონების რადიაციული

ჩაჭერისას. ბუნებრივი რადიაქტიური ელემენტის (ჩვეულებრივ $E_\gamma < 3$ მევ) γ

გამოსხივების შესწავლისას წყვილთა წარმოქმნის ეფექტი შესაძლოა უგულვებელყოთ.

ყოველ ნივთიერებას გააჩნია არეები, სადაც ზემოთ ჩამოთვლილი რომელიმე ეფექტიდან ერთ-ერთია უპირატესი. მაგალითად, ქანთა წარმოქმნელი ძირითადი ელემენტებისთვის ($Z=6-20$) ფოტოეფექტი უპირატესია, როცა

$E_\gamma < (0,02-0,07)$ მევ, კომპტონის გაბნევა, როდესაც $(0,02-0,07) < E_\gamma < (20-12)$ მევ, წყვილთა წარმოქმნის ეფექტი კი, როდესაც $E_\gamma > (12-20)$ მევ.

იმ არეებში, სადაც კომპტონის ეფექტია უპირატესი, μ_m -შთანთქმის მასური კოეფიციენტი დამოკიდებულია მხოლოდ გამოსხივების ენერგიაზე და მცირდება დამოკიდებული თვით ნივთიერებაზე.

თეორიულმა და ექსპერიმენტულმა გამოკვლევებმა გვიჩვენეს, რომ ურან-რადიუმის მწკრივის γ გამოსხივების შესუსტების μ_m კოეფიციენტი პრაქტიკულად ერთიდაიგივეა ქანთა უმრავლესობისათვის და $0,03$ სმ²/გრ-ის ტოლია.

ე.ი. თუ γ კვანტები გარემოსთან ურთიერთქმედების დროს ენერგიას წყვილთა წარმოქმნაზე ხარჯავენ, წარმოიქმნება ელექტრონ-პოზიტრონის წყვილი.

თუ კომპტონის გაბნევა ხისტი γ გამოსხივებისთვისაა დამახასიათებელი, ფოტოეფექტი და წყვილთა წარმოქმნა ძირითადად რბილ γ გამოსხივებას ახასიათებს.

წყვილთა წარმოქმნის ხარჯზე γ კვანტების ენერგიის შესუსტება გამოისახება τ კოეფიციენტით, თუ ცნობილია τ_{pb}, τ შეიძლება გამოვსახოთ ფორმულით:

$$\tau = \tau_{pb} \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207}{A} \cdot \left(\frac{Z}{82}\right)^2$$

მაშასადამე, შესუსტების სრული კოეფიციენტი: $\mu = \sigma + \chi + \tau$.

ნაკადის ინტენსივობის შესუსტება გამოითვლება ფორმულით:

$$I = I_0 e^{-\mu d}$$

აქ I_0 საწყისი ინტენსივობაა, d —გარემოში გავლილი მანძილი. ბუნებრივი რადიაქტიური იზოტოპების გამოსხივებისა და მსუბუქი ნივთიერებებისათვის χ და τ გაცილებით ნაკლებია σ -ზე, ამიტომ შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $\mu \approx \sigma$. $\mu=1$ -ის ნაცვლად ხშირად შემოაქვთ შესუსტების (შთანთქმის) მასური

კოეფიციენტი $\frac{\mu}{\rho}$ (სადაც ρ - გარემოს სიმკვრივეა).

γ კვანტები ხასითდება შეღწევის დიდი უნარით და იძლევა სუსტ იონიზაციას. საკმარისია ავლნიშნოთ, რომ ბუნებრივი რადიაქტიური იზოტოპების მიერ გამოსხივებული γ კვანტები ერთსანტიმეტრზე იძლევა მხოლოდ 1,5 წყვილ იონს.

ნეიტრონების ურთიერთქმედება ბარემოსთან

ქანების ელემენტების შემადგენლობის ანალიზისას ფართო გამოყენება ჰპოვა იმ მეთოდებმა, რომლებიც ემყრება ქანთა დასხივებას ნეიტრონებით. რადგან ნეიტრონებს არ გააჩნია მუხტი, მათზე არ მოქმედებს ელექტრონების და ბირთვის მუხტები და ხასიათდება დიდი განჭოლვის უნარით. იწვევს რასხვადასხვა ბირთვულ რეაქციებს, ნეიტრონები საშუალებას გვაძლევს შევისწავლოთ ქანების ბირთვული და შესაბამიად, ქიმიური შემადგენლობა.

იმისმიხედვით, თუ როგორ საკუთარ E ენერგიას ფლობს ნეიტრონები, ისინი იყოფა: სიბრტყე ($E < 1$ ევ), საშუალო (შუალედურ) (1 ევ $< E < 0,1$ მევ) და ჩქარ ($E > 0,1$ მევ) ნეიტრონებად. გარდა ამისა, ნეიტრონებს, რომელთა ენერგია 1 ევ-დან 1 კევ-დეა, ხშირად უწოდებენ რეზონანსულს, ხოლო ნეიტრონთა ჯგუფს, რომელთა ენერგია $0,3 - 0,5$ -დან $n \cdot 10^2$ ევ-მდეა-სიბრტყე (ზუსტიბრტყე) ნეიტრონებს.

რეაქციები, რომლებშიც მონაწილეობს ნეიტრონები, ორ ჯგუფად იყოფა: შთანთქმა და გაბნევა. ეს უკანასკნელი შეიძლება იყოს დრეკადი და არადრეკადი.

დრეკადი ბარემოსი იდეალურად დრეკადი ბირთვის დაჯახების ანალოგიურია: ნეიტრონის და სამიზნე ბირთვის კინეტიკურ ენერგიათა ჯამი დაჯახებამდე და დაჯახების შემდეგ, ერთნაირია.

დრეკადი დაჯახებისას ნეიტრონების ენერგიის კარგვა დამოკიდებულია ბირთვის M მასასა და ნეიტრონის გაბნევის კუთხეზე. ამგვარად, ნეიტრონის (E_0) ენერგიის მნიშვნელობა მშვიდ ბირთვთან დაჯახებამდე და დაჯახების შემდეგ (E), დაკავშირებულია ფორმულით:

$$E = E_0 \frac{M^2 + 2M \cos \psi + 1}{(M + 1)^2},$$

სადა ψ მასათა ცენტრის სისტემაში ნეიტრონების გაბნევის კუთხეა. აქედან, პირდაპირი ($\psi = \pi$) დაჯახების შემთხვევაში, ენერგიის მინიმალური მნიშვნელობა ტოლია:

$$E_{\min} = \alpha E_0,$$

სადაც

$$\alpha = \left(\frac{M-1}{M+1} \right)^2$$

სოლო ენერჯის კარგვა:

$$\Delta E_{\max} = E_0 - E_{\min} = (1-\alpha)E_0 \quad (1)$$

თეორიაში ხშირად გამოიყენება ურთიერთ დაჯახებისას ენერჯის კარგვის საშუალოლოგარითმული მნიშვნელობა, ე.წ. **შენელების პარამეტრი**:

$$\xi = \overline{\ln E_0 - \ln E} = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha \quad (1')$$

$M > 9$ -სთვის (1') ფორმულა მარტივდება:

$$\xi = \frac{2}{M + \frac{2}{3}}$$

რადგან ξ არ არის ნეიტრონის ენერჯიაზე დამოკიდებული, ამიტომ ენერჯის ლოგარითმის საშუალო მნიშვნელობა j ურთიერთდაჯახების შემდეგ, ტოლია:

$$\overline{\ln E_j} = \ln E_0 - j\xi$$

საიდანაც, E_0 ენერჯიდან E ენერჯიამდე შენელებისთვის აუცილებელი ურთიერთშეჯახებისას საშუალო რიცხვიტოლია:

$$j = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E}$$

(1) და (1') ფორმულებიდან ჩანს, რომ ნეიტრონის ენერჯის მაქსიმალური კარგვა მისი ბირთვთან შეჯახებისას ხდება მაშინ, თუ ბირთვის მასა $M=1$, ე.ი. წყალბადის ბირთვთან. წყალბადთან პირდაპირი დაჯახებისას შესაძლოა ენერჯის მთლიანი დაკარგვასეთივე დაჯახებისას შესაბამისი სიდიდეები უანგბადისა და კრემნიუმისთვის 11 და 6%-ით ($\xi=0,12$ და $0,0715$).

წყალბადთან დაჯახებისას ნეიტრონის ენერჯის დიდი რაოდენობით კარგვისა და გაბნევის მაღალი კვეთის გამო, წყალბადი წარმოადგენს ნეიტრონების ანომალურ შემნელებელს.

ნეიტრონების არადრეკადი დაჯახებისას ენერჯია იხარჯება არა მარტო ბირთვის კინეტიკური ენერჯის (უკუცემის) შექმნაზე, არამედ მის აგზნებაზეც, ე.ი. მისი შინაგანი ენერჯის გაზრდაზე.

ბირთვის აგზნების ენერჯია შემდგომში თავისუფლდება γ ქვანტების სახით.

არადრეკადი გაბნევა – ზღვრული (სასაზღვრო) რეაქციაა. საზღვრის $E_{საზ}$.

ენერჯია უმნიშვნელოდ აჭარბებს ბირთვის პირველ აგზნებულ დონეს ($E_{დონე 1}$),

მცირდება ბირთვის M მასის გაზრდით (მსუბუქი ბირთვებისთვის $n \cdot 10^3$ -დან მძიმე ბირთვებისათვის 10^2 კევ-მდე). ამიტომ არადრეკადი გაბნევა ხდება მსოლოდნქარი ნეიტრონებით და უპირატესად მძიმე ბირთვებზე. არადრეკადი დაჯახების კვეთა ნულისგან განსხვავებული ხდება, როდესაც $E > E_{საზ.}$, ხოლო 10-15 მევ ენერგიის შემთხვევაში აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას, შეადგენს რა სხვადასხვა ელემენტისთვის $n \cdot 10^{-1} = n \cdot 10^6$ ბარნს.

ნეიტრონების შთანთქმასთან ახლავს p პროტონის, α ნაწილაკების, ორი-სამი ნეიტრონის ან γ ქვანტების გამოსხივება. ეს ხდება შემდეგ რეაქციებში: (n, p) ; (n, α) ; $(n, 2n)$; (n, γ) და ა.შ., ასევე გაყოფის რეაქციებში: (n, f) .

ამ რეაქციებიდან ზოგიერთი (n, γ) რეაქცია, ^{235}U -ს გაყოფა, (n, p) რეაქცია ^3He -ზე და სხვა იზოტოპებზე, ასევე რეაქცია (n, α) ^{10}B და ^{10}Li -იზოტოპებზე ნეიტრონების ნებისმიერი ენერგიის მნიშვნელობების შემთხვევაში (მაგრამ უპირატესად მცირე მნიშვნელობებისთვის).

შთანქმის სხვა რეაქციები, ე.ი. რეაქციები (n, p) და (n, α) ელემენტების უმეტესობისთვის, რეაქცია $(n, 2n)$ სასაზღვრო რეაქციებისა და როგორც წესი, ხდება, როცა $E > 2-5$ მევ. ამ რეაქციათა კვეთები ძირითადად ისეთივეა, როგორც არადრეკადი გაბნევისას.

ნეიტრონების შთანთქმისას წარმოიშობა იზოტოპები, რომლებიც იზოტოპი-სამიზნისაგან განსხვავდება. ბევრი მათგანი რადიაქტიურია. განვიხილავთ რა ამ ხელოვნურ რადიაქტიურობას, შეიძლება განისაზღვროს ამა თუ იმ ელემენტის არსებობა ქანებში.

ნეიტრონები, რომლებსაც გამოასხივებს წყარო და ხვდება ქანებში, შედარებით სწრაფად ($10^{-4} \div 10^{-5}$ წმ) ნელდება დრეკადი და არადრეკადი დაჯახებების შედეგად. ამიტომ, ნეიტრონების უმეტესობა მაღალი ენერგიის გარემოში გაურბის შთანთქმას და რადგან უკვე ძალიან მცირე (0,025 ევ) ენერგია აქვს, რადიაციული (n, γ) ჩაჭერის რეაქციით ჩაიჭირება ბირთვებით. ამის გამო წარმოიქმნება γ ქვანტები, ხოლო ბორით და ლითიუმით მდიდარ ქანებში ასევე წარმოიშობა α ნაწილაკებიც.

ქანებში ნეიტრონების განაწილება, ე.ი. წყაროდან სხვასხვა მანძილებზე ნეიტრონების სიმკვრივე, გარდა ნეიტრონების საწყისი ენერგიისა და წყაროს ინტენსივობისა, განისაზღვრება ქანების ნეიტრონული თვისებებით, ბირთვების მასებით და სხვადასხვა პროცესების კვეთებით, ძირითადად ენერგიის სხვადასხვა მნიშვნელობების შემთხვევაში.

ნეიტრონების განაწილების დასახასიათებლად შემოაქვთ კომპლექსური პარამეტრების შედარებით არც თუ ისე დიდი რაოდენობა, რომელსაც გარემოს ნეიტრონული პარამეტრები ეწოდება. ჩვენთვის მნიშვნელოვანია შემდეგი პარამეტრები:

- 1) გარემოს შემანელებელი უნარი, რომელიც ტოლია გაბნევის მაკროსკოპული კვეთის (Σ გაბნევის) ნამრავლისა ξ შენელების პარამეტრზე. რაცუფრო მეტია $\xi \Sigma$ გაბნევის – შემანელებელი უნარი, მით უფრო სწრაფად მიმდინარეობს ნეიტრონების შენელება.
- 2) ნეიტრონების შენელების სიგრძე

$$L_y = \sqrt{\frac{r^2}{6}}$$

სადაც $\overline{r^2}$ - ჩქარი ნეიტრონების წყაროსა და სითბურ ენერგიამდე შენელების წერტილებს შორის მანძილის საშუალო მნიშვნელობის კვადრატია.

- 3) სიდიდეს $\Theta = L^2$ შენელების-უწოდებენ ნეიტრონის ასაკს და გამოითვლება ფორმულით:

$$\Theta = \frac{L_0^2}{3} + \Theta_\phi + \frac{L_2^2}{3}$$

სადაც

$$\Theta_\phi = \frac{1}{3} \int_{E_T}^{E_0} \frac{\lambda(E) \lambda_0(E)}{(1 - \cos \Theta) \xi(E) E} dE$$

არის ე.წ. ნეიტრონების ასაკი ფერმის მიხედვით.

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma(E)}; \lambda_p = \frac{1}{\Sigma_p(E)} \quad \Sigma(E) \text{ და } \Sigma_p(E) \text{ შესაბამისად არის ენერგიის}$$

შემთხვევაში შესაბამისად სრული და გაბნევის კვეთები. $\lambda_0 = \lambda(E_0)$ -

ნეიტრონების პირველი განარბენის სიგრძის საშუალო მნიშვნელობაა, $\lambda_\pi =$

$\lambda(E_T) - E_T$ ენერგიის სითბურ გარემოში გარბენის სიგრძის საშუალო

მნიშვნელობა.

$\overline{\cos \Theta}$ - ნეიტრონების გაბნევის კოსინუსის საშუალო კოორდინატთა ლაბორატორიულ სისტემაში.

- 4) სითბური ნეიტრონების დიფუზიის კოეფიციენტი განისაზღვრება გაზში მოლეკულების დიფუზიის კოეფიციენტის ანალოგიურად:

$$D = \frac{\lambda_{\text{გაბნევა}} v}{3 \Sigma_{\text{გაბნევა}}} = \frac{v}{3 \Sigma_{\text{გაბნევა}}}$$

$$D = \frac{\lambda_{gabneva} \nu}{3} = \frac{\nu}{3\Sigma}$$

სადაც Σ_g სითბური ნეიტრონების გაბნევის კვეთაა, ν სითბური ნეიტრონების მოძრაობის სიჩქარეა ($\nu=2200$ მ/წმ, 20° C ტემპერატურის დროს).

5) სითბური ნეიტრონების სიცოცხლის საშუალო დროა გარემოში:

$$\tau = \frac{L}{\nu} = \frac{1}{\nu \cdot \Sigma_{შთანთქმა}}$$

სადაც $\Sigma_{შთანთქმა}$ სითბური ნეიტრონების შთანთქმის კვეთაა, $\lambda=1/\Sigma_{შთანთქმა}$ - შენელების წერტილიდან შთანთქმის წერტილამდე ნეიტრონის გზა (ტეხილის გასწვრივ).

6) $L_{სიგრძე-დიფუზიის}$ სიგრძეა (ის შენელების სიგრძის ანალოგიურია) ახასიათებს საშუალო კვადრატულ მანძილს, რომელსაც გადის ნეიტრონი შენელების წერტილიდან შთანთქმის წერტილამდე:

$$L_{სიგრძე} = \sqrt{D\tau} = \frac{1}{\sqrt{3 \cdot \Sigma_{გაბნევა} \cdot \Sigma_{შთანთქმა}}}$$

7) მიგრაციის სიგრძე L_M ახასიათებს სითბური ნეიტრონების წყაროსა და შთანთქმის წერტილებს შორის საშუალო კვადრატულ მანძილს:

$$L_{მიგრაციის} = \sqrt{L_{შთანთქმა}^2 + L_{სიგრძე}^2}$$

რადიაციული ჩაჭერის γ -ქვანტების და ნეიტრონების მიგრაციის საერთო სიგრძე

$$L_{nv} = \sqrt{L_{შთანთქმა}^2 + L_{სიგრძე}^2 + L_{\gamma}^2}$$

სადაც L_{γ} - γ ქვანტების გადატანის სიგრძეა, რომელიც დაახლოებით

მიღებულია, რომ $1 (\sqrt{3\mu_{ეფექტური}})$ -ის ტოლია.

შრანის, რადიუმის, თორიუმის და სხვა რადიაქტიური ელემენტების ბეოქიმია

ბირთვული გეოლოგიისა და გეოფიზიკის ერთ-ერთ ძირითად ამოცანას წარმოადგენს დედამიწის ქერქში რადიაქტიური ელემენტების განაწილების შესწავლა. ამ ამოცანის გადაჭრას გარკვეული მნიშვნელობა აქვს არა მარტო დედამიწის გეოლოგიურ ისტორიაზე რადიაქტიურობის გავლენის თეორიული

საკითხების გადასაჭრელად, არამედ საძიებო გეოლოგიისთვისაც - განსაკუთრებით რადიაქტიურ საბადოთა ძებნა-ძიებისთვის.

დღეისათვის საკმარისად დიდი ფაქტობრივი მასალაა დაგროვილი იმისთვის, რომ შესაძლებელი გახდეს რადიაქტიური ელემენტების განაწილების მთელი რიგი კანონზომიერებების დადგენა. ეს განაწილებები ძირითადად იმ ფიზიკურ-ქიმიური პირობებით განისაზღვრება, რომელიც არსებობდა ამა თუ იმ ქანის ჩამოყალიბების პერიოდში(ლაპარაკია ქანებზე, რომლებშიც არსებობს რადიაქტიური ელემენტები).

ურანის, რადიუმის, თორიუმის და კალიუმის ფიზიკურ-ქიმიური თვისებები

დედამიწის ქერქში მიმდინარე ყველა გეოლოგიური პროცესის დროს ნებისმიერი რადიაქტიური ელემენტის ქცევა და შესაბამისად, მათი თანამედროვე განაწილებაც, განისაზღვრება მათი რადიაქტიური და ფიზიკურ-ქიმიური თვისებებით. რადიაქტიური თვისებების გავლენა იმით გამოიხატება, რომ რადიაქტიური ელემენტების მთელი ერთობლიობიდან არსებობის გეოლოგიური ისტორია გააჩნია შედარებით ხანგრძლივი სიცოცხლის უნარიან ნივთიერებებს: ურანს, თორიუმს, კალიუმს, რადიუმს, რუბიდიუმს და სხვა. მცირე სიცოცხლის ხანგრძლივობის ელემენტები – ურანის და თორიუმის დაშლის პროდუქტები – მუდმივად თან ახლავს ამ უკანასკნელ (ურანი, თორიუმი) ნივთიერებებს, მაგრამ თვითონ, რადიუმის და რადიაქტიური ემანაციის გარდა, თავისი სიცოცხლის შედარებით მცირე პერიოდში, შესამჩნევ გადანაწილებას არ განიცდის.

რადიაქტიური ელემენტების ფიზიკურ-ქიმიურ თვისებებს განეკუთვნება ისეთი ცნობილი მახასიათებლები, როგორცაა ფარდობითი ატომური მასა, სიმკვრივე, მენდელეევის პერიოდულ სისტემაში რიგითი ნომერი, ვალენტობა, ქიმიური აქტივობა, ელემენტების შენაერთების ხსნადობა, მათი დნობის ტემპერატურა და სხვა.

გარდა ზემოთ ჩამოთვლილისა, გეოქიმიაში დიდი მნიშვნელობა აქვს სხვა, ნაკლებად ცნობილ ფაქტორებსაც: იონური (ან ატომური) რადიუსის ზომებს. იონების პოლარობის თვისებას. მინერალების კრისტალური მესრის სტრუქტურულ თავისებურებებს, ამ მესრის ენერგიას და ა.შ.

იონების ზომები ხასიათდება იონის ეფექტური (იონის) რადიუსით. მათი დაპოლარება, რომელიც იმაში გამოიხატება, რომ ატომის ელექტრონული გარსები დეფორმირდება ერთი იონის (ატომის) ელექტრული ველის მოქმედებით მეორეს ელექტრონულ გარსებზე, განისაზღვრება პოლარიზაციის კოეფიციენტით. ამ ორ მახასიათებელს დიდი გავლენა აქვს იზომორფიზმზე, ანუ ატომების ურთიერთშენაცვლების უნარზე კრისტალურ მესრებში.

დადგენილია, რომ ქიმიურად ანალოგიურ ნივთიერებებში იზომორფიზმი შესაძლებელია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა ერთმანეთის შემცვლელ ნაწილაკთა ზომები და პოლარიზების (დაპოლარების) ხარისხი შედარებით ახლოა ერთმანეთთან და გარკვეულ ზღვარს არ აჭარბებს. ასევე დადგენილია, რომ სხვა მსგავს პირობებში დიდი რადიუსიანი იონები უფრო ხშირად თხევად ფაზაში რჩება, ხოლო მცირე რადიუსიანი იონები კი - მყარ ფაზაში გადადის.

შემოაქვთ კრისტალური მესრის ენერჯის სიდიდის $-U$ -ს ცნება, რომელიც იზომება იმ მუშაობით, რომელიც აუცილებელია ნივთიერების ერთი გრამმოლეკულის დასაშლელად მის იონებად. ამ ენერჯიას მიახლოებით ითვლიან ფერსმანის ფორმულით:

$$U = 256,1(v_a \sum K_k + v_k \sum K_a)$$

სადაც v_k და v_a - კათიონების და ანიონების რიცხვია მოლეკულაში, $\sum K_k$ და $\sum K_a$ - კათიონების და ანიონების ენერგეტიკული კოეფიციენტებია.

კრისტალური მესრის ენერჯის სიდიდე ახასიათებს ელემენტების შეერთების სიმტკიცეს. 1934 წელს ა.ე. ფერსმანის მიერ მიღებული ეს ფორმულა საფუძვლად დაედო გეოენერგეტიკულ თეორიას, რომელიც თავის მხრივ ხსნის დედამიწის ქერქის გეოქიმიურ პროცესებს, მათ შორის ისეთსაც, როგორცაა მინერალთა წარმოშობის თანმიმდევრობა და ელემენტების ასოციაცია. ამ თეორიის თანახმად, მაგალითად, მინერალების კრისტალიზაციის თანმიმდევრობა, ძალიან ხშირად ემთხვევა მათი კრისტალური მესრის ენერჯის შემცირებას. U -ს მაღალი მნიშვნელობის მინერალები, სხვა მსგავსი პირობების შემთხვევაში, ამოიფრქვევა გაცივებული მაგმური ლავებიდან და ჰიდროთერმალური ხსნარებიდან უფრო ადრე, ვიდრე მცირე რადიუსის მესრის ენერჯის მინერალები. შესაბამისად, ელემენტების და მინერალების ასოციაცია დაიკვირვება ძირითადად U -ს ახლო მნიშვნელობების შემთხვევაში.

მოკლედ მიმოვიხილოთ რადიაქტიური ელემენტების ძირითადი თვისებები.

შრანდი წარმოადგენს მეტად მძიმე ბუნებრივ ელემენტს, რომლის რიგითი ნომერია 92. მისი იზოტოპების ნარევის ფარდობითი ატომური მასა 238,03-ის ტოლია,

მეტალური ურანის სიმკვრივეა $-18,9$ გრ/სმ³. ურანს ახასიათებს დიდი მუხტის მქონე ბირთვის და ელექტრონული გარსების რთული აგებულება. ბუნებრივ პირობებში ის გვხვდება ოთხვალენტოვანი (U^{4+}) და ექვსვალენტოვანი (U^{6+}) ფორმებით.

ოთხვალენტოვანი ურანის (U^{4+}) იონური რადიუსი ($r_{\text{იონური}}=1,05 \overset{0}{\text{Å}}$) ახლოა თორიუმის იონურ რადიუსთან ($r_{\text{იონური}}=1,10 \overset{0}{\text{Å}}$), ასევე იშვიათ მიწა-ელემენტების ჯგუფებთან: ($r_{\text{იონური}}=1,18 \div 0,99 \overset{0}{\text{Å}}$) და Ca^{2+} ($r_{\text{იონური}}=1,06 \overset{0}{\text{Å}}$). ურანის ენერგეტიკული კოეფიციენტი $6,8$ ტოლია. ექვსვალენტოვანი (U^{6+}) ურანის იონური რადიუსი ტოლია $0,79 \overset{0}{\text{Å}}$.

ურანის ძირითად თავისებურებას წარმოადგენს ის, რომ მას გააჩნია ძლიერი ქიმიური აქტივობის და ძლიერი აღდგენითი უნარი, რომელიც განსაკუთრებულად იხენს თავს მუხავე წყალ-ხსნარებში.

ბუნებრივ პირობებში ოთხვალენტოვანი ურანის შენაერთებს აქვს შავი, მოშავო-მოყავისფრო და წითელ-მეწამული ფერი.

რადიუმი ურანის დაშლის შედეგადური პროდუქტია. ის ხასიათდება რიგითი ნომრით 88, ფარდობითი ატომური მასით $226,05$ და სიმკვრივით 5 გრ/სმ³. სუფთა სახით ის წარმოადგენს საკმაოდ რბილ, მოვერცხლისფრო მეტალს, რომელიც ჩვეულებრივ ტემპერატურაზე წყალში იშლება. რადიუმის ქიმიური თვისებები ახლოა ბარიუმის ქიმიურ თვისებებთან. რადიუმი ხშირად გვხვდება ამ უკანასკნელთან ფისის საბადოებში. ის ყოველთვის ორვალენტოვანია.

ბუნებრივ პირობებში რადიუმი ძირითადად გაბნეულ მდგომარეობაში გვხვდება ძალიან მცირე კლარკის (ა.პ ვინოგრადოვის მიხედვით $1 \cdot 10^{-10}\%$) გამო. ის დამოუკიდებელ მინერალებს, როგორც წესი, არ ქმნის. ცნობილია მხოლოდ არაურანული მინერალების პატარა ჯგუფი: რადიუმკალციტი $(Ca,Ra)CO_3$, რადიუმფლუორიტი $(Ca,Ra)F_2$, რადიუმბარიტი $(Ca,Ra)SO_4$, გოკუტოლიტი $(Ba,Pb,Ra)SO_4$ და სხვა.

თორიუმი განეკუთვნება მძიმე ელემენტების ჯგუფს. მისი რიცხობრივი ნომერია 90 , ფარდობითი ატომური მასა $232,04$, სიმკვრივე – $11,5$ გრ/სმ³. იონური

რადიუსის ($r_{\text{იონური}}=1,1 \overset{0}{\text{Å}}$) და ენერგეტიკული კოეფიციენტის ($EK=6,8$) მიხედვით თორიუმი ოთხვალენტოვან ურანს ჰგავს, თუმცა გეოქიმიური თვისებებით ის ბევრად მარტივია ურანთან შედარებით: ყოველთვის ოთხვალენტოვანია და სხვა იონებთან ერთად გვაძლევს ერთ იონს (ThO^{4+}).

თორიუმი ბუნებრივ პირობებში ჟანგეულების სახით გვხვდება: ტორიანიტი (ThO_2UO_2), ტორიტი (ThSiO_4) და სხვა. თორიუმის ბუნებრივი შენაერთები ხასიათდება იმ ძირითადი თავისებურებებით, რომ ისინი ცუდად იხსნება.

პალიუმის ფიზიკურ-ქიმიური თვისებები მკვეთრად განსხვავდება სხვა რადიაქტიური ელემენტების თვისებებისგან. უპირველესად უნდა აღვნიშნოთ, რომ კალიუმი ბუნებაში დიდი რაოდენობითაა გავრცელებული. ის მიეკუთვნება ტუტე-მეტალთა ჯგუფს, აქვს რიგობრივი ნომერი 19, ფარდობითი ატომური მასა 39,1 და სიმკვრივე 0,86 გრ/სმ³. ქიმიური კალციუმი უფრო აქტიურია, ვიდრე ნატრიუმი. ნატრიუმისგან განსხვავებით, ყველა ცნობილ მჟავასთან ის ქმნის მარილებს, რომლებიც ხსნარებიდან გამოყოფისას, როგორც წესი, არ შეიცავს კრისტალიზაციურ წყლებს. ყველაზე მეტად გავრცელებული კალიუმშემცველი მინერალებიდან, რომლებიც ქანთა მაღალ რადიაქტიურობას განაპირობებენ, აღსანიშნავია: სილვინი (KCl), კარნალიტი ($\text{KCl}, \text{MgCl} \cdot 6\text{H}_2\text{O}$); მუსკოვიტი, ბიოტიტი და სხვა.

რადიაციულ საბადოთა ძირითადი ბენეტიკური და საწარმოო ტიპები

მრავალრიცხოვანი დაკვირვებების შედეგად ა.პ. ვინოგრადოვმა აღმოჩნდა, რომ დედამიწის ქერქი შედგება 2/3 მჟავე და 1/3 ფუქე და საშუალო ქანებისაგან. ამ ფაქტორის გათვალისწინებით, რადიაქტიური იზოტოპების საშუალო შემცველობა, ანუ კლარკები იქნება ასეთი:

$$U - (2-4) \cdot 10^{-4} \%$$

$$Ra - 1.2 \cdot 10^{-10} \%$$

$$Th - 1.2 \cdot 10^{-3} \%$$

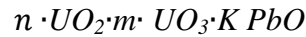
ურან-რადიუმისა და თორიუმის გეოქიმიისათვის დამახასიათებელია მათი არათანაბარი შემცველობა ქანებში, ქანის ერთსა და იგივე პეტროგრაფიულ სახესხვაობაში, მაგრამ სხვადასხვა ადგილას, ამ ელემენტის შემცველობა შეიძლება სრულიად სხვადასხვა იყოს.

დადგენილია, რომ ერთნაირი შედგენილობის გრანიტები არ არის ერთნაირნი მათში რადიუმის სხვადასხვა რაოდენობის შემცველობის გამო.

ხშირად მართლდება ემპირიული წესი, რომ ვარდისფერი გრანიტები უფრო აქტიურია, ვიდრე ნაცრისფერები. გარდა ამისა, ახალგაზრდა ქანები უფრო გამდიდრებულია რადიაქტიური ნივთიერებებით, ვიდრე გამოფიტული ქანები.

ძალიან საინტერესოა ქანებში რადიაქტიური ელემენტების არსებობის ფორმები:

1) მთავარი ფორმა ურანის შემცველობის არის ურანული მინერალი. ასეთია ძირითადი მინერალი უ რ ა ნ ი ნ ი ტ ი



გარდა ამისა, ურანს შეიცავს ბრანერიტი, სამარსპიტი, ურანოთორიტი და ა.შ.

2) მეორე ფორმა არის იზომორფული შემცველობა აქსცესორულ მინერალებში, მაგალითად: მონაციტში, ცირკონში, პიროქლორში ურანი იზომორფულად ანაცვლებს ცირკონიუმს, იშვიათად მიწა მეტალებს და ზოგჯერ კალციუმს.

თვლიან, რომ ურანის აქსცესორული ფორმა წარმოადგენს ძირითად ფორმას.

3) ყველაზე გავრცელებული ფორმა ეს არის ქანებში გაბნეული ურანი, როდესაც ურანი ატსორბირებულ მდგომარეობაშია მინერალის მარცვლებსა და კრისტალებს შორის.

ის, ძირითადად, ურანილის ჯგუფითაა წარმოდგენილი UO_2 , ზოგჯერ ასეთ ატსორბირებას ადგილი აქვს კრისტალების დეფექტებზეც.

ქანებში ურანის საერთო შემცველობა და მისი გეოქიმიური მდგომარეობა იცვლება ადგილის მიხედვით.

თორიუმი, ურანისა და რადიუმისაგან განსხვავებით, იშვიათად გვაძლევს მინარევებს, არ იძლევა წყალში ხსნად ნივთიერებას, ამიტომ მისი გადატანა და დაგროვება ჰიდროთერმალური პროცესებით არ ხდება. თორიუმის გავრცელების და გადატანის ერთადერთი გზა არის მხოლოდ მექანიკური.

მიუხედავად იმისა, რომ Th -ის კლარკული შემცველობა ერთი რიგით მაღალია ურანის შემცველობაზე, მისი ხილული საბადოები თითქმის არ არსებობს. U_1Ra და Th -ის თანაფარდობა ქანებში ადვილად შეიძლება დაირღვეს მეორადი პროცესების შედეგად. ამიტომ შეუძლებელია მათი კლასიფიკაცია რადიაქტიურობის მიხედვით.

ცნობილია, რომ დანალექ ქანები შეადგენენ მხოლოდ 5 %-ს, ამიტომ მათში შემავალი რადიაქტიური ელემენტების საერთო რაოდენობა ნაკლებია მაგმურ ქანებთან შედარებით, მაგრამ შეიძლება შეგვხვდეს ისეთი დანალექი ქანი, რომელიც უფრო მეტ რადიაქტიურ ნივთიერებას შეიცავს, ვიდრე მაგმური ქანები. დანალექი ქანებიდან ძირითადია ქვიშაქვები, თიხები და კარბონატული ქანები. მათი შეფარდება ასეთია - 3 : 5 : 2.

რადიაქტიური ელემენტების მიხედვითაც თიხები უფრო აქტიურია, ვიდრე ქვიშაქვები და კარბონატული ქანები. თიხებში ურანის შემცველობა არის 10^{-4} %, რადიუმისა კი - 10^{-10} %.

შედარებით რადიაქტიურია ზღვიური წარმოშობის შავი ფიქლები.

დანალექ ქანებში უფრო ხშირად გვხვდება U -ის და Ra -ის თავმოყრა. ურანისთვის ძალზე დამახასიათებელია მისი არსებობა ისეთ ქანებში, რომლებიც ორგანული ნაერთებით არის გამდიდრებული.

მაგმურ ქანებში თორიუმის ფარდობა U -თან, თუ ეს ქანები ერთი ტიპისაა, დაახლოებით ერთნაირია. ასეთ მუდმივობას დანალექ ქანებში არა აქვს ადგილი. Th -ის ფარდობა U -თან ძალიან იცვლება.

თავიანთი რადიაქტიური თვისებებით მეტამორფულ ქანებს საშუალო ადგილი უკავიათ დანალექ და მაგმურ ქანებს შორის.

I. ბუნებაში არსებული რადიაქტიური ნივთიერებები, მათი გამოყენებისა და გეოქიმიურად ერთმანეთთან კავშირის მიხედვით, შეიძლება დავეყოთ ოთხ ძირითად ჯგუფად: პირველი ჯგუფი აერთიანებს U -სა და მის იზოტოპებს ${}_{92}U^{232}$; ${}_{92}U^{235}$; ${}_{92}U^{234}$ -ს. მათი თანაფარდობა ბუნებაში ასეთია:

$$1 : \frac{1}{140} : \frac{1}{170}$$

ბუნებრივი ურანი გარეგნულად რკინას ჰგავს, ჰაერზე იჟანგება. ურანის იზოტოპების ნაერთები ადვილად განიცდის მიგრაციას და ხელსაყრელ პირობებში დანალექად გამოიყოფა. ქანიდან ახლად გამოყოფილი ურანის ჟანგი U_3O_8 წარმოადგენს სტაბილურ α გამომსხივებელს. გამოყოფიდან ერთი წლის შემდეგ მყარდება წონასწორობა ურანსა და მის β დაშლის მქონე მომდევნო იზოტოპებს შორის, ამიტომ იგივე პრეპარატი შეიძლება β გამომსხივებლადაც გამოვიყენოთ. ბუნებრივ მინერალებში U ყოველთვის იმყოფება წონასწორობაში მისი დაშლის მომდევნო პროდუქტებთან U_{x1} -თან და UZ -თან.

II. მეორე ჯგუფში ერთიანდება Th და მისი იზოტოპები. მას აქვს 6 იზოტოპი. თორიუმის მინერალები წყალში და მჟავებში ცუდად იხსნება და მათი მიგრაციის ერთადერთი საშუალება მექანიკურია. ამიტომ Th იშვიათად იძლევა ხილულ საბადოებს. მისი საერთო რაოდენობის საკმაოდ მაღალი შემცველობის მიუხედავად, Th ბუნებრივ მინერალებში და მადნებში ყოველთვის წონასწორობაში იმყოფება თავისი დაშლის მომდევნო პროდუქტებთან, ვინაიდან ამ წონასწორობის დასამყარებლად მხოლოდ 70 წელია საჭირო.

III. მესამე ჯგუფი აერთიანებს Ra და მის იზოტოპებს. ${}_{88}Ra^{226}$ რადიუმის ნაერთები ძალზე აქტიურია, ადვილად განიცდის მიგრაციას ბუნებრივ წყლებთან ერთად

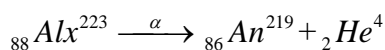
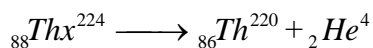
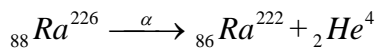
და შედარებით ადვილად ქმნის თავმოყრის ადგილებს. ჩნობილია Ra -ის 4 იზოტოპი, რომელთა ნარევესაც ბუნებრივი Ra წარმოადგენს. Ra ძალზე ინტენსიური γ გამომსხივებელია, ამიტომ მისი საბადოების ძებნა ძალზე ხელსაყრელია γ მეთოდის საშუალებით. Ra და მისი ჯგუფის ელემენტები URa -ის მწკრივის γ გამოსხივების თითქმის 98%-ს იძლევა.

IV. მეოთხე ჯგუფი – რადიაქტიური ემანაციები. რადონი, თორონი და აქტინები – ეს რადიაქტიური გაზები, მართალია, თვითონ არავითარ პრაქტიკულ ღირებულებას არ წარმოადგენს, მაგრამ შეიძლება გამოყენებული იქნას იმ აქტიური საწყისის საძებნელად, რომლის დაშლის პროდუქტებსაც ისინი წარმოადგენს.

საველე ემანაციური მეთოდი

საველე-ემანაციური მეთოდი წარმოადგენს რადიომეტრიული ძიების ერთ-ერთ ძირითად მეთოდს, რომელიც შეისწავლის ატმოსფეროში, ნიადაგსა და ჰაერში არსებულ წყლებში რადიაქტიური ემანაციის განაწილებას. იმის მიხედვით, თუ რომელი ემანაცია შეისწავლება, არჩევენ Rn -ის, თორონის და აქტინის მეთოდებს. რადიაქტიური ემანაციები განუწყვეტლივ წარმოიქმნება ქანებში ${}_{88}Ra^{226}$ -ის, ${}_{88}Th^{224}$, ${}_{88}Ac^{223}$ -ისაგან მათი დაშლის შედეგად.

დაშლის რეაქციებს აქვთ ასეთი სახე:



ნახევარდაშლის პერიოდებით რადიოაქტიური ემანაციები მკვეთრად განსხვავდება ერთმანეთისაგან:

$$T_{Rn} = 3.825 \text{ დღე-ღამე}$$

$$T_{Th} \quad T_{Th} = 54,5 \text{ წთ}$$

$$T_{An} = 3,92 \text{ წთ}$$

ეს გარემოება განსაზღვრავს კიდევაც მათ გამოყენებას საძიებო მეთოდებისათვის.

რადიაქტიური ემანაციები ემორჩილება დაშლის ისეთივე კანონს, როგორც სხვა იზოტოპები:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

დაშლის შედეგად რადიაქტიური ემანაციები ისევ მყარ ნივთიერებებს იძლევა. სამივე ემანაცია განიცდის α დაშლას და დაშლის შედეგად იძლევა ე.წ. A პროდუქტებს ანუ აქტიურ ნალექებს. ამიტომ ემანაციები თითქოსდა “აჭუჭყიანებს” მათთან შესებაში მყოფ რადიაქტიურ საგნებს. რადიაქტიური ემანაციები თავისი ბუნებით წარმოადგენს კეთილშობილ გაზებს. ემანაციები ნაერთებს არ იძლევა.

არჩევენ ემანაციურ კაროტაჟულ მეთოდს და ემანაციურ აგეგმვას. ემანაციური კაროტაჟის დროს სინჯები აიღება სხვადასხვა სიღრმეებიდან.

მაშასადამე, ემანაციური მეთოდი გულისხმობს ნიადაგში არსებული ჰაერის სინჯის აღებას და მისი აქტიურობის განსაზღვრას, რაც ჩვეულებრივ საიონიზაციო კამერით წარმოებს. რადიაქტიური ემანაციების საზომ ერთეულად მიღებულია 1 კიური. 1 კიური R_n საიონიზაციო კამერაში გვაძლევს დენს, რომელიც ტოლია $2,75 \cdot 10^6$ CGSE-ს. ჰაერსა და წყალში ემანაციების საზომად უფრო ხშირად გამოიყენება 1 ემანი.

1 ემანი = 10^{-10} კიური/ლიტრზე. ზოგჯერ იყენებენ ერთეულს: 1 მახე=3,64 ემანი.

რადიაქტიური ემანაციების თვისებები

რადიაქტიური ემანაციები, როგორც სხვა გაზები, მეტნაკლებად იხსნება წყალში და განიცდის დიფუზიას ქანების ფორებში, ნაპრალებში, ნიადაგის ჰაერსა და კაპილარებში. დიფუზიის კოეფიციენტი მკვეთრად დაამოკიდებული გაზის ტემპერატურასა და იმ პირობებზე, რომელშიც დიფუზია მიმდინარეობს. დიფუზიის კოეფიციენტი

$$D = 0,1 \text{ სმ}^2/\text{წმროდესაც } t=18^0$$

ემანაციების ხსნადობის კოეფიციენტი α , რომელიც ტემპერატურაზე მკვეთრად არის დამოკიდებული, შეიძლება გამოვთვალოთ გაზებისათვის და არა მარტო ემანაციებისათვის, გენრისმიერ დადგენილი კანონიდან:

$$\frac{N_1}{V_1} = \alpha \frac{N_2}{V_2},$$

სადაც N_1 არის ემანაციის კონცენტრაცია ჰაერში, V_1 – ჰაერის მოცულობა, N_2 – ემანაციის კონცენტრაცია ხსნარში, V_2 – წყლის მოცულობა. ტემპერატურის ზრდასთან ერთად α მცირდება.

როგორც უკვე აღვნიშნეთ, რადიაქტიური ემანაციები განუწყვეტლივ წარმოიქმნება ქანებში Ra , Th , Acx -ის α დაშლის შედეგად. ისინი ან გადადიან ჰაერში, ან რჩებიან ფორებში. ამიტომ ქანებიდან ემანაციის გამოყოფა შეიძლება დავახასიათოთ სიდიდით, რომელსაც ემანირების კოეფიციენტი ეწოდება. ემანაციის კოეფიციენტი ეწოდება ქანის მიერ 1 წმ-ში გამოყოფილი ემანაციების რაოდენობის შეფარდებას ემანაციის იმ სრულ რაოდენობასთან, რომელიც ამ დროის განმავლობაში ქანში წარმოიქმნა. ემანაციების კოეფიციენტი გამოისახება პროცენტებში.

ქანების ემანირების კოეფიციენტის სიდიდე დამოკიდებულია არა მარტო ქანში რადიოელემენტების კონცენტრაციაზე, არამედ თვით ქანის მდგომარეობაზეც. დაშლილი, დამსხვრეული ქანები ემანირების უფრო მაღალი კოეფიციენტით სარგებლობენ, ვიდრე მათი მონოქრომები. უნდა აღინიშნოს, რომ ნიადაგები, უფრო მაღალი ემანირების კოეფიციენტით ხასიათდება. დადგენილია, რომ ყოფილ სსრკ-ში ნიადაგების ემანირების კოეფიციენტი რადონის მიმართ 41%-ია, ხოლო Th-ის მიმართ – 45%.

ქანები შეიძლება დავახასიათოთ ემანირების უნარიანობით. ემანირების უნარიანობა ეწოდება 1 გრამი ნივთიერებიდან გამოყოფილი ემანაციის რაოდენობას იმ დროში, რომელიც საკმარისია წონასწორობის დასამყარებლად.

ემანაციის დიფუზია ნაყარში

საკვლე ემანაციურ მეთოდებს საფუძვლად უდევს ემანაციის დიფუზიის მოვლენა ემანირებადი ქანის გადამფარავ ფენში. ყველა მეთოდში იზომება ემანაციის კონცენტრაცია ნიადაგიდან აღებულ ჰაერის ნიმუშში, სადაც ის დიფუზიის შედეგად მოხვდა, თუმცა ეს მეთოდები ერთმანეთისგან გაზომვის ხერხებით განსხვავდება. ამიტომ კონცენტრაციის თეორიული მნიშვნელობის დასადგენად აუცილებელია შევისწავლოთ ემანაციის დიფუზია გადამფარავ ფენში ხსნარში.

გამოვიყენოთ დიფუზიის განტოლება და მოვახდინოთ მისი ანალიზი სხვადასხვა რეალური პირობებისათვის. განვიხილოთ უმარტივესი შემთხვევა: ვთქვათ, გვაქვს რადიაქტიური ფენი, რომელიც გადაფარულია არარადიაქტიური ფენით. ფენში გამოყოფილი ემანაცია განიცდის დიფუზიას არააქტიურ ფენში. ამოცანის მიზანია ვიპოვნოთ მისი კონცენტრაცია ემანირებადი ფენიდან სხვადასხვა მანძილზე.

განვიხილოთ ისეთი კერძო შემთხვევა, როდესაც გაზის კონვექციას ადგილი არააქვს და ემანაციის გავრცელება მხოლოდ დიფუზიით ხდება. შევარჩიოთ

კოორდინატთა სისტემა ისე, რომედერძი მივმართოთ ზევით. არააქტიურ ფენში გამოვყოთ რაიმე კვეთა, რომლის სისქე არის dx , ხოლო განივკვეთის ფართი – S . აქტიური ფენიდან ნებისმიერ x მანძილზე ემანაციის კონცენტრაცია ავლნიშნოთ N -ით, ემანაციის კონცენტრაცია აქტიური ფენის საზღვარზე ავლნიშნოთ N_0 -ით, დიფუზიის კოეფიციენტი D -ით, ხოლო ემანაციის დაშლის კონცენტრაცია λ -ით. ცხადია, გამოყოფილ $abcd$ კვეთაში ემანაციის სრული რაოდენობა იქნება: $NSdx$. ვნახოთ, გამოყოფილ კვეთაში, დროის განმავლობაში, რა მიზეზით შეიძლება შეიცვალოს ეს რაოდენობა. დავეუშვათ, რომ კვეთის ერთ ზედაპირში შედის გაზის Q რაოდენობა, ხოლო კვეთიდან გამოდის $Q + dQ$ რაოდენობა. dQ შეიძლება იყოს როგორც დადებითი, ისე უარყოფითი. მაშინ, გაზის რაოდენობის ცვლილება კვეთაში დროის ერთეულში შეიძლება ასე ჩაიწეროს:

$$\frac{d}{dt}(NSdx) = Q - (Q_1 + dQ_1) - \lambda(NSdx) \quad (1)$$

მაგრამ, რადგანაც ემანაცია არის რადიაქტიური, შეიძლება დაშლაც მომხდარიყო.

ეს განტოლება გადავწეროთ ასე:

$$\frac{d}{dt}(NSdx) = -dQ - \lambda(NSdx) \quad (2)$$

ჩვენ ვიცით, რომ მასის ნაკადი Q არის:

$$Q = -D \frac{dN}{dx} S$$

გავაწარმოთ x -ით:

$$\frac{dQ}{dx} = -D \frac{d^2 N}{dx^2} S$$

აქედან

$$dQ = -D \frac{d^2 N}{dx^2} S dx \quad (3)$$

(3) განტოლება შევიტანოთ (2)-ში, მივიღებთ:

$$\frac{d}{dt}(NSdx) = D \frac{d^2 N}{dx^2} S dx - \lambda(NSdx)$$

$$\frac{dN}{dt} = D \frac{d^2 N}{dx^2} - \lambda N \quad (4)$$

(4) განტოლება წარმოადგენს არასტაციონალური დიფუზიის

განტოლებას. თუ დავუშვებთ, რომ პროცესი სტაციონალურია, ასეთ შემთხვევაში

$\frac{dN}{dx}$ იქნება 0-ის ტოლი და მივიღებთ:

$$D \frac{d^2 N}{dx^2} - \lambda N = 0 \quad (5)$$

ეს არის დიფუზიის სტაციონალური განტოლება.

განვიხილოთ კერძო შემთხვევა. (5) გადავწეროთ ასე:

$$\frac{d^2 N}{dx^2} - \frac{\lambda}{D} N = 0 \quad (6)$$

ამ განტოლების ზოგადი დიფერენციალური ამოხსნა ასეთია:

$$N = C_1 e^{-kx} + C_2 e^{kx},$$

სადაც

$$k = \pm \sqrt{\frac{\lambda}{D}} \quad (7)$$

(7) წარმოადგენს სტაციონალური დიფუზიის განტოლების ამოხსნას, სადაც C_1 და C_2 კოეფიციენტებია, რომლებიც განისაზღვრებიან სასაზღვრო პირობებით.

განვიხილოთ ასეთი კერძო შემთხვევა:

1) დავუშვათ, რომ აქტიური ფენი გადაფარულია უსასრულო სიგრძის (სისქის) არააქტიური ფენით, მაშინ სასაზღვრო პირობები ჩაიწერება შემდეგნაირად: $x=0$,

ე.ი. გამყოფ ზედაპირზე $N=N_0$, $x = \infty$, $N = 0$

როდესაც $x = \infty$ და $N = 0$, მაშინ $C_2 = 0$

როდესაც $x = 0$ და $N=N_0$, მაშინ $C_1 = N_0$

ასეთ შემთხვევაში (7) ამოხსნა მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$N = N_0 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}} x} \quad (8)$$

როგორც (8)-დან ჩანს, ემანაციის კონცენტრაცია აქტიური ფენიდან

დაშორებასთან ერთად ექსპონენციალური კანონით მცირდება და დამოკიდებულია დიფუზიის კონცენტრაცია.

2) ვთქვათ, აქტიური ფენით გადაფარულია რაღაც h სისქის არააქტიური ფენი, მაშინ სასაზღვრო პირობები ჩაიწერება შემდეგნაირად: როდესაც $x = 0$, მაშინ

$N = N_0$, მაგრამ, როდესაც $x = h$, მაშინ $N = 0$. მიწისპირა ჰაერის ფენში ემანაციის კონცენტრაცია გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე ნიადაგის ჰაერში. ჩვენს ამოხსნაში:

I პირობა გვაძლევს, რომ $C_1 + C_2 = N_0$, აქედან $C_1 = N_0 - C_2$

II პირობიდან:

$$0 = C_1 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h} + C_2 e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h}$$

$$0 = (N_0 - C_2) e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h} + C_2 e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h}$$

$$C_2 = \frac{N_0 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h}}{e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h} - e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h}}$$

$$C_1 = N_0 - \frac{N_0 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h}}{e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h} - e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h}}$$

$$C_1 = -N_0 \frac{e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h}}{e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h} - e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h}}$$

C_1 -ის და C_2 -ის მიღებული მნიშვნელობები ჩავწერთ ამოხსნაში:

$$N = N_0 \frac{e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}(h-x)} - e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}(h-x)}}{e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h} - e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}h}} \quad (*)$$

გავიხსენოთ, რომ

$$\frac{e^{-x} - e^x}{2} Shx \quad (8)$$

ამ განტოლების გათვალისწინებით (*)-სთვის მივიღებთ:

$$N = N_0 \frac{Sh \sqrt{\frac{\lambda}{D}}(h-x)}{Sh \sqrt{\frac{\lambda}{D}}h} \quad (9)$$

$$N = -N_0 Shx \sqrt{\frac{\lambda}{D}}$$

როგორც (9) - დან ჩანს, კონცენტრაციის ცვლილება ასეთ შემთხვევაში უფრო რთულ კანონზომიერებებს ემორჩილება, მაგრამ λ -ს ზრდასთან ერთად, ე.ი. აქტიური ფენიდან დაშორებასთან ერთად, კონცენტრაცია ძალიან სწრაფად მცირდება.

3) განსაკუთრებულ ინტერესს წარმოადგებს ისეთი ამოცანის განხილვა, როცა დიფუზიასთან ერთად გათვალისწინებულია გაზის კონცენტრაციაც (ანუ დიფუზიის გადატანა ნაკადთან ერთად). მაშინ ჩვენი გამოსავალი განტოლება, რომელსაც ასეთი სახე ქონდა:

$$\frac{d(NSdx)}{dt} = Q - (Q + dQ) - \lambda(NSdx) \quad (10)$$

dQ გამოსახულება, გარდა დიფუზიისა, უნდა შეიცავდეს გაზის ნაკადის დამახასიათებელ სიდიდესაც. ასეთ შემთხვევაში, Q ტოლი იქნება:

$$Q = -D \frac{dN}{dx} S + VNS$$

სადაც V გაზის ნაკადის სიჩქარეა.

გავაწარმოთ ეს განტოლება:

$$\frac{dQ}{dx} = -D \frac{d^2 N}{dx^2} S + V \frac{dN}{dx} S$$

$$dQ = -D \frac{d^2 N}{dx^2} S dx + V \frac{dN}{dx} S dx$$

ჩავწეროთ მიღებული გამოსახულება მე-(10) განტოლებაში, მივიღებთ:

$$\frac{d(NSdx)}{dt} = -D \frac{d^2 N}{dx^2} S dx - V \frac{dN}{dx} S dx - \lambda(NSdx)$$

$$\frac{dN}{dt} = D \frac{d^2 N}{dx^2} - V \frac{dN}{dx} - \lambda N$$

მივიღეთ დიფუზიის კონცენტრაციის ცვლილების არასტაციონალური განტოლება გაზის ნაკადის არსებობის დროს. თუ განვიხილავთ მარტივ შემთხვევას, როდესაც კონცენტრაციის ცვლილება დროზე აღარაა დამოკიდებული, მაშინ მიიღება შემდეგი განტოლება:

$$\frac{d^2 N}{dx^2} - \frac{V}{D} \frac{dN}{dx} - \frac{\lambda}{D} N = 0$$

ამ დიფერენციალური განტოლების ამოხსნისათვის შევადგინოთ მახასითებელი განტოლება, რომელსაც ექნება ასეთი სახე:

$$K^2 - \frac{V}{D}K - \frac{\lambda}{Q} = 0$$

$$K_{1,2} = \frac{V}{2D} \pm \sqrt{\frac{V^2}{4D^2} - \frac{\lambda}{D}}$$

$$N = C_1 e^{\left(\frac{V}{2D} + \sqrt{\frac{V^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D}}\right)x} + C_2 e^{\left(\frac{V}{2D} - \sqrt{\frac{V^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D}}\right)x} \quad (10')$$

(10') ტოლობა წარმოადგენს დიფუზიის სტაციონალურ განტოლებას, სადაც ყველა კონკრეტული ამოცანისათვის C_1 და C_2 მოიძებნება ცალ-ცალკე.

როგორც წინა მაგალითში, აქაც განვიხილოთ მისი კერძო შემთხვევა:

ემანირებადი, ანუ აქტიური ფენი გადაფარულია უსასრულო სისქის არააქტიური ნაყარით. როდესაც $x = 0$ მაშინ $N = N_0$, სადაც N_0 არის ემანაციის კონცენტრაცია აქტიურ ფენში; ხოლო, როცა $x = \infty$, მაშინ $N = 0$. მეორე პირობის გათვალისწინება გვაძლევს, რომ $C_1 = 0$, ვინაიდან x -ის უსასრულოდ ზრდასთან ერთად პირველი წევრი გახდება უსასრულოდ დიდი. პირველი პირობის გამოყენება კი გვაძლევს, რომ $C_2 = N_0$, მაშასადამე:

$$N = N_0 e^{\left(\frac{V}{2D} - \sqrt{\frac{V^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D}}\right)x} \quad (11)$$

(11) ტოლობა საშუალებას გვაძლევს აქტიური ფენიდან ნებისმიერ x მანძილზე გამოვთვალოთ ემანაციის კონცენტრაცია, თუ ცნობილია ემანაციის კონცენტრაცია აქტიურ ფენში N_0 , დიფუზიის კოეფიციენტი D , ჰაერის ნაკადის მოძრაობის სიჩქარე V .

განვიხილოთ მეორე კერძო შემთხვევა, როდესაც აქტიური ემანირებადი ფენი გადაფარულია სასრული h სისქის მქონე არააქტიური ნაყარით. სასაზღვრო პირობები ჩაიწერება შემდეგნაირად:

I პირობა: როცა $x = 0$, მაშინ $N = N_0$;

II პირობა: როცა $x = h$, მაშინ $N = 0$.

ეს უკანასკნელი ნიშნავს იმას, რომ მიწისპირა ჰაერში ემანაციის კონცენტრაცია გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე ნიადაგის ჰაერში.

I პირობის გათვალისწინება გვაძლევს, რომ:

$N_0 = C_1 + C_2$, აქედან

$$C_1 = N_0 - C_2$$

ბუნებრივი ფონი და მისი ბანსაზღვრის მეთოდები

ნებისმიერი ხელსაწყოთი ველზე დაკვირვების ჩატარების დროს, ქანების გამოსხივების გარდა, ჩვენ ვარეგისტრირებთ კოსმოსურ გამოსხივებას, ხელსაწყოს გატუჭყიანების გამოსხივებას და სხვა.

კოსმოსური გამოსხივებაარის მზიდან დედამიწისკენ განუწყვეტლივ წამოსული კოსმოსური სხივების ეფექტი, რომელიც ძირითადად შედგება პროტონების, α ნაწილაკების და მძიმე ბირთვებისაგან და დედამიწის ატმოსფეროში შემოჭრის შემდეგ ბირთვულ რეაქციებს იწვევს, რასაც თან სდევს სხვადასხვა ნაწილაკების წარმოქმნა და ამიტომ სახეშეცვლილი ეს სხივები სახით აღწევს ჩვენამდე.

კოსმოსური გამოსხივების ინტენსივობა I დამოკიდებულია განედზე. ეს გამოსხივება მაღალ განედებში უფრო ინტენსიურია რისი შედეგიც პოლარული ნათებაა.

კოსმოსური სხივების ინტენსივობა ასევე იცვლება დედამიწის ზედაპირიდან სიმაღლის მიხედვით. სიმაღლის ზრდასთან ერთად I იზრდება. მაშასადამე, დანაკვირვები ინტენსივობა შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც ჯამი:

$$I = I_{\text{გან}} + K\Phi + O\Phi + A\Phi$$

სადაც $K\Phi$ კოსმოსურისხივებისინტენსივობაა, $O\Phi$ ხელსაწყოსგატუჭყიანება, $A\Phi$ კიატმოსფეროსგამოსხივება.

ყველადანარჩენკომპონენტებთანშედარებით $A\Phi$ არისძალიანმცირე,

ამიტომმასსშირადუგულვებელყოფენდაფონშიგულისხმობენმხოლოდკოსმოსურფონსდახელსაწყოსგატუჭყიანებას:

$$\Phi = K\Phi + O\Phi$$

დედამიწის ზედაპირზე დაკვირვების ფონს მხოლოდ ეს ორი სიდიდე შეადგენს, მაგრამ თუ დაკვირვებას ვაწარმოებთ ნიმუშებზე, ან კერნებზე:

$$\Phi = I_{\text{გან}} + K\Phi + O\Phi$$

თუ ვმუშაობთ ღრმა გამონამუშევრებში ან შახტებში, მაშინ ფონი იქნება, მხოლოდ ნარჩენი გამოსხივება:

$$\Phi = O\Phi$$

ვინაიდან კოსმოსური სხივები დედამიწის შიგნით ვეღარ აღწევენ.

γ მეთოდით დედამიწის დაკვირვების დროს ბუნებრივი ფონი შედგება ორი ძირითადი ნაწილისაგან: კოსმოსური გამოსხივებისა და ხელსაწყოს

გაჭუჭყიანებისაგან (ნარჩენი ფონი). ფონის ცოდნა აუცილებელია ველზე დანაკვირვებ მასალებში შესწორების შეტანისათვის. არსებობს ბუნებრივი ფონის განსაზღვრის როგორც საველე, ასევე ლაბორატორიული მეთოდები. როგორც თვითონ ფონის განმარტებიდან ჩანს, მისი განსაზღვრისათვის დაკვირვებულ ინტენსივობას უნდა გამოაკლდეს ქანების, ან დედამიწის გამოსხივება. ამას უნდა მივაღწიოთ შემდეგი გზებით:

- 1) ჩავატაროთ დაკვირვება რომელიმე წყალსაცავის თავზე, რომლის სიღრმე 1,5-2 მეტრია; ამასთან დავეშვათ, რომ წყალი არ შეიცავს გახსნილ რადიაქტიურ იზოტოპებს. წყლის ასეთი არარადიაქტიური ფენა საგნებით უკეთეს ეკრანირებას ქანების გამოსხივებას, ამიტომ ხელსაწყოს ჩვენება ასეთი წყალსაცავის თავზე მხოლოდ ბუნებრივ ფონს გვიჩვენებს.
- 2) ჩავატაროთ დაკვირვება სხვადასხვა სიმაღლეზე ვერტმფრენით ან თვითმფრინავით. თუ სხვადასხვა სიმაღლეზე დაკვირვებულ შედეგებს როგორც ნახაზიდან ჩანს, სიმაღლის ზრდასთან ერთად *I* ინტენსივობა ჯერ მცირდება, ხოლო გარკვეულ სიმაღლეზე 600-800 მეტრზე აღწევს მინიმუმს, შემდეგ კი *h* –ის ზრდასთან ერთად ისევ იზრდება. მრუდის ასეთი ზრდა გამოწვეულია იმით, რომ *h* –ის ზრდასთან ერთად თანდათან ვცილდებით დედამიწას და თანდათან მცირდება მისი გამოსხივების *I* ინტენსივობა. 600-800 მეტრის ზევით ქანების გამოსხივება უკვე ვეღარ აღწევს. ხელსაწყო ამის შემდეგ ზომავს კოსმოსურ გამოსხივებას და გაჭუჭყიანებას. მრუდი ზრდას გვიჩვენებს იმიტომ, რომ სიმაღლის ზრდასთან ერთად მატულობს კოსმოსური გამოსხივების ინტენსივობა. იმისთვის, რომ ვიპოვოთ დედამიწის ზედაპირზე ბუნებრივი ფონი, უნდა გავაგრძელოთ *I*-ს მრუდი ღერძის გადაკვეთამდე. მიღებული მონაკვეთი უკვე იქნება ფონი დედამიწის ზედაპირზე.
- 3) მესამე მეთოდია ბუნებრივი ფონის განსაზღვრის ლაბორატორიული მეთოდი, ანუ ეკრანირების მეთოდი. ამ მეთოდის არსი მდგომარეობს იმაში, რომ ტარდება დაკვირვების ორი სერია მოცემული ხელსაწყოთი, ჯერ უეკრანოდ და შემდეგ – ეკრანით, როდესაც ხელსაწყოს მიმღები ნაწილი მოთავსებულია ცნობილი შთანთქმის უნარიანობის მქონე გარსის შიგნით. ასეთი გარსი შეიძლება იყოს 1,5 – 2 მმ სისქის სპილენძის გარსი. ავღნიშნოთ ხელსაწყოს ჩვენება ეკრანის გარეშე დაკვირვების დროს

$$I_{\text{უკვ}} = I_{\text{კან}} + \Phi_x(1)$$

ხელსაწყოს მიმღები ნაწილი მოვათავსოთ ეკრანის შიგნით და ხელსაწყოს ჩვენება ავლნიშნოთ $I_{\text{კვ}}$ -ით, მაშინ შეიცვლება ქანების გამოსხივება ეკრანში გაგლის შედეგად, ხოლო Φ კი დარჩება უცვლელი, ვინაიდან დედამიწის ზედაპირზე აღწევს კოსმოსური გამოსხივების მხოლოდ ხისტი ნაწილი, რომელიც თხელ ეკრანში გაგლის დროს ცვლილებებს, პრაქტიკულად, არ განიცდის, ამიტომ:

$$I_{\text{კვ}} = I_{\text{კან}} e^{-\mu d} + \Phi_x \quad (20)$$

სადაც μ არის ეკრანის შთანთქმის კოეფიციენტი, d კი-მისი სისქე. ამ ორი ტოლობიდან ვიპოვნოთ ქანების გამოსხივება:

$$\Delta I = I_{\text{უკვ}} - I_{\text{კვ}} = I_{\text{კან}} + \Phi_x - I_{\text{კან}} e^{-\mu d} - \Phi_x = I_{\text{კან}} (1 - e^{-\mu d})$$

$$I_{\text{კან}} = \frac{\Delta I}{1 - e^{-\mu d}}$$

(1) ტოლობიდან

$$\Phi = I_{\text{უკვ}} - I_{\text{კან}} = (I_{\text{კვ}} - I_{\text{უკვ}}) (1 - e^{-\mu d})^{-1/2} \quad (3)$$

(3)-ში მიღებული ყველა სიდიდე განისაზღვრება ცდის საშუალებით.

გაზომვის სიმაღლის გავლენა

ველზე დაკვირვების დროს საჭიროა შევარჩიოთ გაზომვის ისეთი სიმაღლე, სადაც ქანების გამოსხივების I ინტენსივობა იქნება მაქსიმალური. მაგალითად, ვთქვათ, ზედაპირზე ვაკვირდებით რომელიმე სხეულის გამოსხივების I -ს.

ვიდრე სხივები დაკვირვების წერტილამდე მივიდოდნენ, ისინი გადიან x_1 მანძილს ქანებში და x_2 მანძილს ჰაერში. როგორც ჩანს, დაკვირვების სიმაღლის შემცირებასთან ერთად იზრდება ქანში განვლილი ის მანძილი, სადაც უფრო ინტენსიურ შთანთქმას აქვს ადგილი, ვიდრე ჰაერში.

დაკვირვების სიმაღლის ზრდასთან ერთად მატულობს საერთო მანძილი, რაც თავის მხრივ ასუსტებს გამოსხივების ინტენსივობას, ამიტომ არსებობს რაღაც ოპტიმალური სიმაღლე, სადაც დაკვირვებულ ინტენსივობას ექნება მაქსიმუმი.

ეს გრაფიკულად ასე გამოისახება.

რადიაქტიურობის გაზომვის მეთოდები

აკ ჩასვი 521 რუსულიდან, ოღონდ შეაღწიე ადგილი- სად უნდა ჩაისვას **საიონიზაციო მეთოდი**. რადიაქტიურობის გაზომვის საიონიზაციო (იონიზაციური) მეთოდები წარმოადგენენ ყველაზე ძველ და კარგად დამუშავებულ მეთოდებს. ისინი ეყრდნობიან რადიაქტიურ გამოსხივებათა თვისებას, გამოიწვიონ გარემოში (გარსში) იონიზაცია. იონიზაციის ასეთი უნარით მეტნაკლებად ხასიათდება α, β, γ სხივები.

რადიაქტიური გამოსხივებით გამოწვეული იონიზაცია შეიძლება გაიზომოს, თუ შევქმნით ელექტრულ ველს ამ იონიზირებულ გარსში. ელექტრული ველის შესაქმნელად საკმარისია გვექონდეს ორი ელექტროდი, რომელზედაც მოდებული იქნება ძაბვა. ასეთ ელექტროდებზე იყენებენ კონდენსატორის ფირფიტებს, რომელთა შორის წარმოიქმნება ელექტრული ველი. ცნობილია, რომ ამ დენისსიდიდე დამოკიდებულია როგორც ფირფიტებს შორის ძაბვაზე, ისე იმ მიზეზებზე, რომლებმაც ჰაერის იონიზაცია გამოიწვია. ჩვენს შემთხვევაში ეს არის რადიაქტიური გამოსხივება. თუ ერთი და იგივე რადიაქტიური გამომსხივებლის დროს თანდათანობით გავზრდით ფირფიტებს შორის არსებულ ძაბვას, დენი გაიზრდება და ძაბვის გარკვეული მნიშვნელობისათვის მივიღებთ ნაჯერ მდგომარეობას.

ნაჯერობის დენის სიდიდე უკვე აღარაა დამოკიდებული პოტენციალთა სხვაობაზე და ამიტომ იგი შეიძლება გამოვიყენოთ რადიაქტიურობის საზომად. ასეთ პრინციპზე არის მოწყობილი ნებისმიერი საიონიზაციო კამერა.

საიონიზაციო კამერა წარმოადგენს მეტალის ცილინდრულ ჭურჭელს, რომლის ცენტრში ჩაშვებულია კორპუსისგან იზოლირებული მეტალის დერო. დერო და კორპუსი წარმოადგენენ ელექტროდებს, რომელზედაც მოდებულია ძაბვა. თუ ასეთი კამერის შიგნით მოხდება გამოსხივება, იგი გამოიწვევს ჰაერის იონიზაციას და მამასადამე, ელექტრულ დენსაც.

კამერა დაკავშირებული უნდა იყოს ელექტრული დენის გამზომ, მაღალმგრძობიარე ხელსაწყოთან. რადიაქტიურობის გაზომვის დროს საქმე გვაქვს ძალიან სუსტ ელექტრულ დენთან, რომელიც დაახლოებით 10^{-13} ამპ-ის ტოლია. ასეთი სუსტი დენების გასაზომად ჩვეულებრივი გალვანომეტრიც არ გამოდგება და საჭიროა მძლავრი რადიოტექნიკური გამაძლიერებლები.

გაზომვის ელექტროსტატიკური მეთოდში მდგომარეობს, რომ ამ მეთოდით რადიაქტიურობის გაზომვის დროს იზომება არა დენის ძალა, მისი მექანიკური მოქმედების მიხედვით, არამედ ის მუხტი, რომელიც დენის მიერ გადაიტანება. გამზომ ხელსაწყოდ გამოყენებულია ელექტრომეტრი და ხდება პოტენციალთა სხვაობის გაზომვა ელექტრომეტრის მოძრავ ნაწილსა და კორპუსებს შორის, ასეთი გაზომვის პრინციპული სქემა შეიძლება წარმოვიდგინოთ შემდეგნაირად: წრედში ჩართულია საიონიზაციო კამერა. საიონიზაციო კამერა შეიძლება გადავროთ ელექტრომეტრზე, რომელზედაც დენი გადაიტანს მუხტის გარკვეულ რაოდენობას. ეს მუხტი მით მეტია, რაც უფრო დიდხანს გრძელდება ეს გადატანა.

როგორც ვიცით დენი

$$I = \frac{dq}{dt} q = CU$$

სადაც C – ხელსაწყოს ტევადობაა, U – პოტენციალი.

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{d(CU)}{dt} = C \frac{dU}{dt} + U \frac{dC}{dt}$$

ვინაიდან ცდის პროცესში ხელსაწყოს ტევადობა არ იცვლება, მაშინ

$$I = C \frac{dU}{dt}$$

თუ უსასრულოდ მცირე დროის ნაცვლად განვიხილავთ დროის საკმაოდ დიდ მონაკვეთებს, გვექნება:

$$I = C \frac{\Delta U}{\Delta t} \text{ აქედან}$$

$$\Delta U = \frac{I \Delta t}{C}$$

როგორც ამ უკანასკნელი ფორმულიდან ჩანს, რაც უნდა მცირე იყოს ნამრავლი $I \cdot \Delta t$, ის იქნება ისეთი სიდიდის, რომ პოტენციალთა სხვაობა გაიზომება ელექტრომეტრის საშუალებით.

ნაწილაკების და ძვანტების მთვლელება

რადიომეტრიული აპარატურა ძალიან გამარტივდა. ის მას შემდეგ გახდა კომპაქტური, რაც მიმდებარე გამოყენებული იქნა გეიგერის მთვლელები.

ნებისმიერი მთვლელის მოწყობილობისა და მუშაობის პრინციპი შემდეგნაირია: მთვლელი წარმოადგენს ლითონის ან მინის ბალონს (მილს), რომელსაც

შიგნიდან აქვს გამტარი ფენა. მილის შიგნით გაჭიმულია ძაფი, რომელიც ასრულებს ანოდის როლს, მილის შიგა ზედაპირი კი წარმოადგენს კათოდს.

კათოდსა და ანოდს შორის მოდებულია საკმაოდ მაღალი პოტენციალთა სხვაობა, რომელიც მოვლელის შიგნით ქმნის ისეთი დაძაბულობის ველს, რომ მას შეუძლია ააჩქაროს დამუხტული ნაწილაკები ისეთ ენერგიამდე, რომელიც საკმარისია დარტყმითი იონიზაციის მოსახდენად. მოვლელი ავსებულია მრავალმოლეკულიანი გაზით, რომლის წნევა უფრო დაბალია, ვიდრე ატმოსფერული.

მოვლელის უპირატესობა ის არის, რომ მას შეუძლია დაარეგისტრიროს მასში მოხვედრილი ნებისმიერი ნაწილაკი, ნაწილაკის საწყისი საიონიზაციო იმპულსისაგან დამოუკიდებლად. ეს მიიღწევა იმის ხარჯზე, რომ მრავალჯერადი გაძლიერება ხდება მოვლელის შიგნით.

ეფექტი ძლიერდება იმითაც, რომ ადგილი აქვს კათოდთან ფოტოელექტრონების ამოფრქვევას. მაშასადამე, მოვლელის შიგნით მოხვედრილი ნაწილაკის გამოსხივება იწვევს ზეავესებურ პროცესს, რომელიც მყისიერად ვითარდება და ხდება წრედის შეკვრა ანოდსა და კათოდს შორის, რაც აღინიშნება სარეგისტრაციო ხელსაწყოზე.

თუ მოვლელის შიგნით მოხვედრილია α ნაწილაკები, რომლებსაც აქვთ ერთმანეთისაგან განსხვავებული ენერგია, ისინი გამოიწვევენ იმპულსების სხვადასხვა რაოდენობას, რომელთა სიდიდე დამოკიდებული იქნება ანოდსა და კათოდს შორის პოტენციალთა სხვაობაზე.

მცირე პოტენციალთა სხვაობის დროს მოვლელი მუშაობს, როგორც საიონიზაციო კამერა. B არეში ადგილი აქვს შემოფარგლულ პროპორციულ

გაძლიერებას. C -გაძლიერების არეა. D -გეიგერის არე.

ეს იმას ნიშნავს, რომ სხვადასხვა ნაწილაკის მიერ გამოწვეული ეფექტი ამ არეში სრულიად ერთნაირია, ამიტომ მოვლელებს ამუშავებენ ისეთი პოტენციალთა სხვაობის დროს, როდესაც მიღწეულია გეიგერის არე. მისი შემდგომში ზრდა იწვევს განუწყვეტელ განმუხტვას და მოვლელი წყობიდან გამოდის.

გეიგერის მოვლელები წარმატებით შეიძლება გამოვიყენოთ γ ქვანტების და β ნაწილაკების სარეგისტრაციოდ.

β ნაწილაკების მოვლელებს აქვთ მეტალისთხელი გარსი. მოვლელის გამოყენება α ნაწილაკებისათვის მიზანშეწონილი არ არის, ვინაიდან α ნაწილაკებს აქვთ

შთანთქმის დიდი უნარი და მთვლელის გარსში ისინი ვერ აღწევენ. ექსპერიმენტისთვის ზოგჯერ იყენებენ ღია ტიპის მთვლელებს, რომლებიც ფაქტობრივად წარმოადგენენ მეტალურ ფირფიტას დამის წინ გაჭიმული ძაფების სისტემას. ფირფიტასა და ძაფებს შორის შექმნილია პოტენციალთა სხვაობა და α ნაწილაკები უშუალოდ ხვდება მათში. ცხადია, რომ ასეთი მთვლელი არ გამოდგება სავსე აპარატურაში და ექსპერიმენტის დროს ბევრ ფაქტორზე არის დამოკიდებული (ტემპერატურა, კონვექციური დენები, სინოტივე და ა. შ.). რადიაქტიურობის გასაზომად შეიძლება გამოვიყენოთ ე.წ. მყარი ტიპის მთვლელები. ისენი, ფაქტობრივად, წარმოადგენენ კრისტალებს, რომლებითაც ჩნდება გამტარებლობის უნარი მათზე რადიაქტიური გამოსხივების მოხვედრის შედეგად. ეს მოვლენა ანალოგიურია ფოტოგამტარობის მოვლენის, სადაც ფოტოგამტარებლობა იწყება კრისტალზე სინათლის ენერჯიის დაცემის შედეგად, მაგრამ ასეთი გამტარობა უმრავლესი კრისტალებისთვის მიიღწევა ძალიან მაღალი ძაბვის და ძალიან დაბალი ტემპერატურის პირობებში. მაგალითად, არგენტუმქლორის კრისტალი გამტარობის უნარს ამჟღავნებს 2 500 ვ/სმ ძაბვისა და $(-269)^{\circ}$ ანუ 4°K დროს. მათი გამოყენება რადიომეტრიულ აპარატურაში მიღებული არ არის.

ამ ტიპის აპარატურაში გამოიყენება მყარი ტიპის სხვა მთვლელები, რომლებიც შედგება სცინტილატორისა და ლუმინოფორისაგან. ფოსფორი ეწოდება. ესენია ორგანული და არაორგანული კრისტალები, თხევადი და გაზური სცინტილატორები. მათზე რადიაქტიური გამოსხივების მოხვედრის შედეგად იწყება ძალიან სუსტი გამოსხივება. ამ გამოსხივებით მიღებული სინათლის სხივები შეიძლება გადავიყვანოთ ელექტრულ იმპულსში და გაეზომოთ, თუ ფოსფორთან ერთად გამოვიყენებთ ფოტო – ელექტრონულ გამამრავლებელს $\Phi\text{ЭУ}$ -ს, რომლის მუშაობის პრინციპი ასეთია: ფოტოელექტრონული გამამრავლებელი შეიცავს ანოდსა და კათოდს. ეს კათოდი წარმოადგენს ფოტო-კათოდს, ე.ი. დამზადებულია ისეთი ნივთიერებისაგან, რომ მასზე სინათლის სხივების მოხვედრის შედეგად ხდება ელექტრონების ამოფრქვევა. ეს პირველადი ელექტრონების ნაკადი ძალიან სუსტია. მათი გაძლიერების და გამრავლების მიზნით ხელსაწყოს შიგნით მოთავსებულია ფოტო-კათოდი, გამამრავლებელი ელექტროდები, ანუ დინოდები და ანოდი. ყოველი მომდევნო ელექტროდის პოტენციალი წინამდებარე ელექტროდის პოტენციალს რამდენადმე აღემატება, რაც განაპირობებს მათ შორის ელექტრონების აჩქარებას.

ფოტონები, რომლებიც ფოსფორიდან ფოტო-კათოდზე ხვდებიან, ამ უკანასკნელიდან ამოაგდებენ რამდენიმე ათეულ და ასეულ ელექტრონს. ისინი, აჩქარდებიან რა და ფოკუსირდებიან ელექტრული ველით, ახდენენ პირველი კათოდის ბომბარდირებას. ისინი მუხრუჭდებიან გამამრავლებელ ელექტროდებზე (დინოდებზე), ყოველი აჩქარებული ელექტროდი იქედანამოაფრქვევს 5-10 მეორად ელექტრონს. მეორდება რა ასეთი პროცესი,ყოველ მომდევნო დინოდზე ის ხელს უწყობს ელექტრონების გამრავლებას რამდენიმე მილიონჯერ.

სცინტილაციური მთვლელები ბირთვულ გეოფიზიკაში გამოიყენება γ ქვანტების რეგისტრაციისთვის, იშვიათად – ნეიტრონებისთვის და β ნაწილაკებისთვის, უფრო იშვიათად კი α ნაწილაკებისათვის. მძიმე დამუხტული ბირთვები ცუდად აღწევენ ფოსფორში, ამიტომ α ნაწილაკებისათვის უფრო ხშირად გამოიყენება იონიზაციური კამერები ან ტორსული მთვლელები.

საქმე ისაა, რომ γ ქვანტების რეგისტრაცია სცინტილაციურ მთვლელებში ხდება მეორადი ელექტრონებით და პოზიტრონებით, რომლებიც წარმოიშობიან ფოსფორის მიერ γ ქვანტების შთანთქმის შედეგად. რადგან ფოსფორს ახასიათებს კარგი ოპტიკური გამჭვირვალობა, რომელიც ფოსფორის მნიშვნელოვანი მოცულობიდან უზრუნველყოფს სინათლის შეკრებას $\Phi\Theta Y$ -ს კათოდზე, ამიტომ γ ქვანტების რეგისტრაციისთვის იყენებენ დიდი სისქის ფოსფორებს.

თერმოლუმინესცენციური მთვლელების (მაგალითად, LiF) კრისტალებს აქვს თვისება იონიზაციის მოქმედებით შექმნან თავისუფალი ელექტრონები, რომელიც გროვდება კრისტალური მესრის დეფექტების გამო და შესაძლებელია დიდხანს იქნეს შენარჩუნებული. თუ ასეთ კრისტალს გავაცხელებთ ფოტოგამამრავლებლის წინ, ის გამოასხივებს სინათლეს, რომელიც ადრე მიღებული დასხივების პროპორციული იქნება.

რადიაქტიურობის ინტეგრალური ბამზომი რადიომეტრები

რადიომეტრები, გამოყენების და დანიშნულების მიხედვით, იყოფიან ლაბორატორიულ (სტაციონალურ), საველე (ქვეითად სატარებელი), საავტომობილო, საავიაციო, ჭაბურღილების (კაროტაჟული), საბადოს (рудничные) და სხვა ტიპის რადიომეტრებად.

რადიომეტრულ ხელსაწყოებში, გარდა მგრძობიარე ელემენტებისა, გამოიყენება გამაძლიერებლები, ინდიკატორები (ვიზუალური ანათვლებისთვის), ბუნებრივი I_{γ} გამოსხივების, რადონის ემანაციის, ხელოვნური $I_{\gamma\gamma}$, I_{nm} , I_{ny} ინტენსიურობის რეგისტრატორები (ავტომატური ჩანაწერებისთვის). გამოსხივების ენერგეტიკული სპექტრის განსასაზღვრავად ხელსაწყოებში ამონტაჟებენ დისკრიმინატორებსა და ამპლიტუდურ ანალიზატორებს. მათი საშუალებით გამოიყოფა ის იმპულსები, რომელიც შეესაბამება იონიზირებული გამოსხივების ენერგიას. შემდეგ სიგნალები ხვდება ნორმალიზატორში, რომელიც ქმნის გარკვეული ამპლიტუდისა და ფორმის იმპულსებს, რათა შესაძლებელი გახდეს მათი გაზომვა და რეგისტრაცია.

ლაბორატორიული რადიომეტრები ხასიათდებიან მაღალი მგრძობიარობით და სტაბილურობით. მათთვის ზომების, მასისა და ენერგიის მოხმარების საკითხები არ არის ძირითადი განმსაზღვრელი და მნიშვნელოვანი ფაქტორი.

ლაბორატორიული გამა-ბეტა დანადგარი (ДП-100) გამოიყენება α და β გამოსხივების გასაზომად. α გამოსხივების რეგისტრაცია ხდება ტორსული MC-17 მთვლელებით, γ და ხისტი β გამოსხივებისა კი ცილინდრული CTC-5 და CTC-6 მთვლელებით. მთვლელებიდან მიღებული იმპულსები ძლიერდება გამაძლიერებლებით, გადაითვლება ორი დეკადური სქემით, ნორმალიზდება და ითვლება МЭС-54 ელექტრომექანიკური მთვლელებით.

საველე რადიომეტრები და ემანომეტრები უნდა იყოს შესაძლებლობის ფარგლებში კომპაქტური და მსუბუქი. განსაკუთრებული ყურადღება ექცევა მათ საიმედოობას. საველე რადიომეტრები ორი ბლოკისგან შედგება, რომლებიც ერთმანეთთან კაბელითაა დაკავშირებული: გადასატანი ზონდისაგან. გადამცემის ბლოკი γ და β გამოსხივების მრიცხველებით და კვების ბლოკი) და მართვის ბლოკისაგან, რომელიც შეიცავს გამაძლიერებელ-სარეგისტრაციო სქემებს და კვების წყაროს.

ასეთია, მაგალითად, რადიომეტრი СРП-2 სცინტილაციური მთვლელებით, რომელიც სამ ვარიანტად შეიძლება დამზადდეს: თვითონ СРП-2 რადიომეტრი, ჭაბურღილების (კაროტაჟული) СРП-2К და შპურული სპეციალური შპურის შპურის გადამცემით, ШГ-25 ტიპის.

ნებისმიერი სახის ხელსაწყო კონსტრუქციულად შედგება ორი ნაწილისაგან – გადამცემის და მართვის პულტისაგან. ამასთან მართვის პულტი ყველა ვარიანტისათვის ერთნაირია.

საჭიროა ემანაციური აგეგმვის შემთხვევაში ნიადაგის ჰაერში ემანაციის კონცენტრაციის განსასაზღვრავად და წყლის სინჯებში რადონის კონცენტრაციის დასადგენად.

საავტომობილო რადიომეტრები გამოიყენება პროფილის ან მარშრუტის გასწვრივ ავტომობილის მოძრაობისას γ გამოსხივების შესასწავლად. რადგან საავტომობილო რადიომეტრების ხელსაწყო არ მოეთხოვება მცირე მასა და ზომები ქონდეს, ამიტომ შესაძლებელი ხდება ამ ხელსაწყოთა მგრძობიარობა გაიზარდოს დიდი ზომის სცინტილატორების, ანდა გაზური განმუხტვის მრიცხველების დიდი ბატარეების ხარჯზე. აღნიშნულ ხელსაწყოებში გამოიყენება უწყვეტი რეგისტრაციის დიაგრამები თვითმწერი რეგისტრატორით. დიაგრამული ქაღალდი სინქრონულადაა დაკავშირებული გარკვეული სიჩქარით მოძრავ ავტომობილთან, რომელიც თავისთავად შეესაბამება აგეგმვის მასშტაბსაც.

საავტომობილო რადიომეტრის PA-69 ბლოკ-სქემა თითქმის არ განსხვავდება საველე რადიომეტრის სქემისაგან. ხელსაწყო შედგება სამი ბლოკისაგან: გამოსხივების დეტექტორის, მართვის პულტისა და თვითჩამწერისაგან. გამოსხივების დეტექტორად გამოყენებულია პარალელურად ჩართული 72 ცალი BC-9 ტიპის გეიგერ-მიულერის მთვლედი. რადიომეტრის მგრძობიარობაა 65 იმპულსი/წმ-ში, როცა გამოსხივება 1 მკრენტგ/სთ-ია.

საავტომობილო რადიომეტრებისთვის დამახასიათებელია მაღალი მგრძობიარობა, მცირე ინერტულობა და γ გამოსხივების ინტენსივობის უწყვეტი ჩაწერა. სტატისტიკური ფლუქტუაციები გაცილებით მცირე უნდა იყოს, ვიდრე საბადოს ანომალიების მოსალოდნელი ფლუქტუაციები.

ამ ხელსაწყოთა მაღალი მგრძობიარობა მიიღწევა დიდი ზომის სცინტილატორების, ანდა რამდენიმე სცინტილაციური მთვლელის გაერთიანებითაც კი.

საავტომობილო რადიომეტრებს ბევრი საერთო აქვთ. მათი უმეტესობა შესრულებულია ინტეგრალური ან დიფერენციალური სპექტრომეტრების სქემების მიხედვით და გარდა საერთო გამოსხივების ინტენსივობისა, ახდენს γ ქვანტების რიცხვთა რეგისტრაციას ენერჯის ერთ, ან რამდენიმე ინტერვალში.

აქვე ხდება ხისტი γ გამოსხივების რეგისტრაციაც, რომლის ენერჯია გარკვეულ ზღვრულ მნიშვნელობაზე მეტია.

ასეთ ორარხიან რადიომეტრს, რომელიც განკუთვნილია გამოსხივების საერთო და ხისტი მდგენელების რეგისტრაციისთვის, წარმოადგენს საავიაციო რადიომეტრი APC-2 . კონსტრუქციულად ხელსაწყო შედგება 6 ბლოკისაგან: იმპულსების მიმღებისაგან, სიმაღლის ავტომატური მიმყვანით (АПВ) აღჭურვილი პულტისაგან, ორარხიანი თვითმწერისგან, კვების ბლოკისგან, MA-100M გარდამქმნელისა და ორიენტირების აღნიშვნის პულტისაგან.

სიმაღლის ავტომატური მიმყვანი (АПВ) ემსახურება γ გამოსხივების დაყვანას დედამიწის ზედაპირზე მის მნიშვნელობამდე. ის შედგება რადიოსიმაღლისმზომ PB-2 -ის სიგნალების გამაძლიერებლისა და იმპულსების აპლიტუდური მოდულატორისგან. ფრენის სიმაღლის ცვლილებასთან ერთად იცვლება ძაბვა PB-2-ის გამოსავალზე, ის კი თავის მხრივ ცვლის მოდულატორის შეზღუდვის საზღვარს. ეს უკანასკნელი არეგულირებს ნორმალიზატორის გამოსავალზე იმპულსების ამპლიტუდას, ე.ი. ინტეგრატორის დენსა და იმპულსების რიცხვს შორის პროპორციულობის კოეფიციენტს. საბოლოო ჯამში ხდება შესწორების შეტანა ჰაერში γ გამოსხივების შთანთქმავზე, ეს γ გამოსხივება კი თვითონ დამოკიდებულია ფრენის სიმაღლეზე. APC-2 ხელსაწყოს მგრძობიარობაა 180 იმპულსი/წმ 1 მიკრენტგენ/სთ-ზე.

საავიაციო რადიომეტრები, როგორც წესი, შედის კომპლექსური სადგურების შემადგენლობაში. ასე მაგალითად, კომპლექსური აეროგეოფიზიკური სადგური АСГ-46, გარდა APC-2-სა, შეიცავს ასევე მაგნიტომეტრს АМФ-21.

ჭაბურღილების რადიომეტრებში მიმღებებსათავესებენ ჰერმეტიკულ ჭურჭელში, რომელიც უძლებს საბურღი სითხის წნევას. ასეთი რადიომეტრების შედგება შემდეგი ძირითადი ბლოკისაგან: გამომტანი გილზები მიმღებთან ერთად (сдатчиком), კვების სქემისგან და გამაძლიერებელ-მაფოკუსირებელი კასკადებისაგან, მართვის პულტისაგან, კვების ბლოკისაგან, თვითმწერის მარეგისტრირებელი მოწყობილობისაგან სახით.

უშვებენ ორი სახის რადიომეტრებს: მყარი სასარგებლო ნამარხების ძებნისათვის შედარებით ზედაპირული, მცირე დიამეტრის ჭაბურღილებისთვის და ღრმა ნაეთობის და გაზუმცველი ჭაბურღილებისთვის. რადგანაც β გამოსხივება მთლიანად შთანთქმება საბურღ სითხესა და ჭაბურღილის მუხტის გილზის მიერ, რადიომეტრები არეგისტრირებენ მხოლოდ γ გამოსხივებას. სხვადასხვა ჭაბურღილის რადიომეტრების მგრძობიარობა 0,5-დან 10 იმპ/წმ-მდეა 1 მიკრენტგენ/სთ-ზე.

ძალიან წვრილი ჭაბურღილების და შპურებისათვის, გარდა სპეციალური ჭაბურღილების რადიომეტრებისა, იყენებენ საველე რადიომეტრების CPII-2, CPII-68 და სხვა საველე ვარიანტებსაც.

ბადასატანი საველე რადიომეტრი ПРК-2 გამოიყენება ისეთი ჭაბურღილების გამოსაკვლევადა, რომელთა დიამეტრი მეტია 50 მმ, ხოლო სიღრმე 120 მ-ზე. ის შედგება მიწისზედა მართვის პულტისაგან, ბატარიანი კვების ბლოკისა და ძაბვის გარდამქმნელისაგან, თვითმწერი რეგისტრატორის H-361 –სგან. ამ ხელსაწყოს მგრძობიარობა 0,5 იმპულსი/წმ-ია 1 მიკროენტგენ/სთ-ზე.

ქანების კვლევის რადიომეტრიული მეთოდები

ძებნა-ძიების რადიომეტრიული მეთოდები და ამ მეთოდებით ქანების კვლევა ემყარება ამ ქანთა გამოსხივების გაზომვას. ეს მეთოდები წარმოადგენენ ძირითად ნაწილს ძებნა-ძიების გეოფიზიკური მეთოდების კომპლექსში. ისინი შეიძლება გაიყოს ორ ჯგუფად:

- 1) საველე რადიომეტრიული მეთოდები (რადიომეტრიული აგეგმვა) გამოიყენება პროფილების, მარშრუტის ან მოცემული ბადის გასწვრივ ქანების რადიაქტიურობის მიახლოებითი შეფასებისა და შესასწავლად;
- 2) რადიომეტრიული მოსინჯვის მეთოდები, რომლებიც გვაძლევენ საშუალებას უფრო ზუსტად განისაზღვროს ბუნებრივი ჩაწოლის (ჭაბურღილებში, შურფებში, გაშიშვლებებზე და ა.შ.) პირობებში ქანების რადიაქტიურობა.

ძვეითი ბაზა-მეთოდი (пешеходный гамма-метод). ეს მეთოდი ფართოდ გამოიყენება იმის გამო, რომ: ის არის პორტატული. მეთოდიკა უბრალოა, აპარატურა მაღალმგრძობიარე, აგეგმვა არ არის ძვირადღირებული. ასეთი აგეგმვა შეიძლება გამოყენებული იქნას მთიან რაიონებში, ავიაციის და ავტომობილებისთვის მიუწვდომელ ადგილებში, ჭაობებში და დაწყლიანებულ ადგილებში, სადაც ემანაციური აგეგმვა ვერ ხერხდება.

ამოცანიდან გამომდინარე და ძირითადი დაკვირვების წერტილების სისწორეზე დამოკიდებულებით, გამოყოფენ მარეკოგნოსცირებელ, მარშრუტულ და ფართით აგეგმვებს.

კვლევის ფიზიკური საფუძვლები: საველე რადიომეტრით ქვეითი გაზომვების შემთხვევაში ქანების γ (ან β, γ) გამოსხივების ინტენსივობას ზომავენ იმ

წერტილებში, რომლებიც მდებარეობენ წინასწარ შერჩეული პროფილის, ან მარშრუტის გასწვრივ. ღია თაღების შემთხვევაში გაზომვები მიმდინარეობს დედამიწის ზედაპირზე: თუ თაღები 20 მეტრზე მეტ სიღრმეზეა მოთავსებული, ფხვიერ ქანებში რადიომეტრების ჩასასმელად გამოიყენება სპეციალური ხელსაწყოები.

შესაბამისად, გამა-მეთოდების ჩაწვდომის სიღრმე არცთუ ისე დიდია. ყოველი ელემენტარული მოცულობის γ გამოსხივება შეიძლება წარმოვიდგინოთ ექვსი კონის სახით, რომელიც კოორდინატების ღერძების პარალელურია და აქვთ ინტენსივობა $\frac{I_0}{6} dv$, სადაც I_0 არის ერთეულოვანი მოცულობის γ გამოსხივების ინტენსივობა.

დედამიწის ზედაპირზე dz თხელი, აქტიური ფენის γ გამოსხივების ნაკადი, თუ ეს თხელი ფენა სიღრმეზეა მოთავსებული, ტოლია:

$$d\Phi_\gamma = \frac{I_0}{\sigma} e^{-\mu_1 z} e^{-\mu_2 h} dz \quad (8)$$

სადაც μ_1 და μ_2 - γ ქვანტების ეფექტური კოეფიციენტებია პლასტებსა და ნაყარში შესაბამისად.

აქედან, მთელი ნახევარსივრციდან გამოსხივებული გამოსხივების ნაკადი:

$$\Phi_\gamma = \int_0^\infty d\Phi_\gamma = \frac{I_0}{\sigma \mu_1} e^{-\mu_2 h} = \Phi_{\gamma^0} e^{-\mu_2 h}$$

სადაც $\Phi_{\gamma^0} = \frac{\sigma}{\mu_1}$ გამოსხივების ნაკადია ნაკადის ნულოვანი სიმძლავრის

შემთხვევაში.

მეთოდის სიღრმე გამოითვლება სხვადასხვაგვარად. ნაყარის h_{\max} სიმძლავრე, რომელიც გამოსხივების ინტენსივობას 20-ჯერ ამცირებს,

შეიძლება ნაპოვნი იქნას შემდეგნაირად:

$$\chi = \frac{\Phi_{\gamma^0}}{\Phi_\gamma} = e^{\mu_2 h_{\max}} = 20$$

$$\text{აქედან } h_{\max} = \ln \frac{\chi}{\mu_2} \approx \frac{3}{\mu_2}$$

როგორც ჩანს, უფრო საიმედოამეთოდის სიღრმედ მივიღოთ ნაყარის h_{\max} სიმძლავრე, რომლისთვისაც პლასტებიდან გამოსხივებული Φ_γ ნაკადი 3-ჯერ აღემატება გამოსხივების ნაკადის რხევები სამჯერ მეტია $\Delta\Phi_2$ ნორმალურ უბანზე, ე.ი. $\Phi_\gamma = 3\Delta\Phi_2$ ასეთ შემთხვევაში

$$\chi = \frac{\Phi\gamma_0}{3\Delta\Phi_2}$$

$$h_{\max} = \frac{\ln \chi}{\mu_2} = \frac{1}{\mu_2} \ln \frac{\Phi\gamma_0}{3\Delta\Phi_2} \quad (\text{a})$$

სიღრმის საბოლოო განსაზღვრა დამოკიდებულია პლასტის γ გამოსხივების ინტენსივობაზე და ნორმალური ფენის სტაბილურობაზე.

თუ დავუშვებთ, რომ

$$\Delta\Phi_2 = 1,5 \text{ მკრრენტ/სთ}$$

$$\Phi\gamma_0 = 100 \text{ მკრრენტ/სთ}$$

(რაც დაახლოებით შეესაბამება ურანის 0,01%), მივიღებთ:

$$h_{\max} = \frac{\ln 22}{\mu_2} \approx \frac{3,1}{\mu_2} \quad (\text{b})$$

როგორც ვხედავთ, სიღრმის განსაზღვრის ორივე (a) და (b) მეთოდებს ერთიდაიგივე შედეგამდე მივყავართ, საშუალოდ $\mu_2 \approx 0,07 \text{ სმ}^{-1}$ -ია, გამა-მეთოდის სიღრმე, როგორც წესი, 40-45 სმ-ია. ყველაზე უკეთ ამ მეთოდებით მექანიკური და მარილიანი თაღების ძებნა-ძიებაა მიზანშეწონილი.

კვლევის მეთოდიკა: რეკოგნოსციების საფუძველზე, რომელიც წინ უსწრებს აგეგმვით სამუშაოებს, ზუსტდება სამუშაოს ჩატარების ბუნებრივი პირობები: ნაყარი ქანების სიმძლავრე და ხასიათი, მათში გაბნეული თაღების ფორმირების პირობები, ცალკეული ტიპების ქანების რადიაქტიურობის ნორმალური მნიშვნელობები.

გეოლოგიური მონაცემების მიხედვით გამოიყოფა შედარებით პერსპექტიული უბნები, მოინიშნება მარშრუტები, რომლებიც ძირითადად გეოლოგიური სტრუქტურების, ტექტონიკური რღვევების პერპენდიკულარულად გადის და ამიტომ აკონტროლებს გამაღნებას. წერტილთა სიუხვე დამოკიდებულია ძიების მასშტაბსა და გეოლოგიური აგებულების სირთულეზე. თუ რადიაქტიურობა მკვეთრად არ იცვლება, ჩვეულებრივი აგებულების უბნებზე, 1:10 000 მასშტაბის

შემთხვევაში, წერტილებს შორის მანძილი 20 მეტრია, ხოლო უფრო წვრილმასშტაბიანი აგეგმვისას კი - 40-50 მეტრი. თუ უბანზე ხშირია ქანების მონაცვლეობა, მაშინ ეს მანძილები შეიძლება ორჯერ შემცირდეს.

აგეგმვისას დამკვირვებელი ნელა მოძრაობს, მარშრუტის გასწვრივ დაახლოებით 1-2-კმ/სთ სიჩქარით, ხოლო მიმდები უჭირავსზედაპირიდან 5-10 სმ-ზე. წინასწარ მონიშნულ დასაკვირვებელ წერტილებში კი მიმდები უშუალოდ დედამიწის ზედაპირზე ეშვება და ეხება მას. ანათვალი ჩაიწერება მკერენტგ/სთ, ანდა სკალის დანაყოფებში.

თუ მოცემულ მარშრუტზე აღმოჩნდა γ გამოსხივების მომატებული მნიშვნელობა, ხდება გარემოს უფრო ზუსტი აგეგმვა. ამასთან მონიშნება ის წერტილები, სადაც γ გამოსხივება მომატებულია. ანომალიის ზომების დასადგენად გაჰყავთ ძირითადი პროფილის დამატებითი პროფილები. შემდგომი ლაბორატორიული სამუშაოებისათვის გარდა ასეთი აგეგმვისა, პარალელურად ხდება ქანების, წყლის ნიმუშების, მცენარეების და სხვათა აღება-შეგროვება.

შედეგების დამუშავება და ინტერპრეტაცია: ამ ეტაპში შედის:

ა) სკალის დანაყოფებში დარეგისტრირებული ანათვლების გადაყვანა მკერენტგ/სთ-ში (ეს ხდება მაეტალონირებელი გრაფიკით ან გადაყვანი ცხრილებით) და ბუნებრივი (ზედაპირზე გაზომვის შემთხვევაში) ან ნარჩენი ფონის (შპურებში გაზომვისას) გამოკლება. (შპური წვრილი ჭაბურღილია).

ბ) რადიომეტრიულ რუქა, რომელიც გეოლოგიურ საფუძველზეა შედგენილი, ხდება გაზომვის შედეგების მონაცემების დატანა. იქვე შედის გაშიშვლებების, ქანების გამონამუშევრების და წყლიანი პუნქტების რადიაქტიურობის დატანა.

გ) რუქის სახით გაზომვის შედეგების გრაფიკული გამოსახვა, გამოსხივების ინტენსივობის პროფილების და γ გამოსხივების ინტენსივობის იზოხაზების რუქების შედგენა და ა.შ.

დ) შედეგების გეოლოგიური ინტერპრეტაცია: ქანების სხვადასხვა კომპლექსში რადიაქტიური ელემენტების ნორმალური განაწილების შესწავლა; ერთნაირი ტიპის ქანებში მომატებული აქტივობის გამოვლენა ამ უბანზე დეტალური კვლევების ჩასატარებლად. γ ველის ლოკალური ანომალიების გამოვლენა და მათი პერსპექტიული შეფასება.

ანომალიად ითვლება ქანების საშუალო რადიაქტიურ ფონთან შედარებით, აქტიურობის ისეთი მომატება, როცა ეს მნიშვნელობა ნორმალური ფონის

რხევის საშუალო კვადრატულ მნიშვნელობაზე სამჯერ მეტია. γ ველის ანომალია სამ ჯგუფად იყოფა:

- ა) მადნური ანომალიები, რომელიც დაკავშირებულია რადიაქტიური ელემენტების მადნურ თავმოყრასთან, ან მათ გაბნევასთან თაღებთან.
- ბ) ანომალიები, დაკავშირებული გაბნევის ნაკადებთან.
- გ) არამადნური ანომალიები, რომელიც დაკავშირებულია ქანების ნორმალური რადიაქტიურობის ცვლილებასთან, მათი გაშიშვლების ხარისხთან და ა.შ.

მადნური ანომალიები, თავის მხრივ, იყოფიან ურანის, ურან-თორიუმის და თორიუმის ანომალიებად. γ გამოსხივების ინტენსივობის მიხედვით გამოიყოფა დაბალი ინტენსივობის (3 - 4 მკრენტ/სთ), საშუალო ინტენსივობის (4 - 8 მკრენტ/სთ) და ინტენსიური (8 მკრენტ/სთ-ზე მეტი) ანომალიები. გავრცელების მიხედვით კი არსებობს ლოკალური (0,35 კმ)-მდე და არალოკალური ანომალიები.

ანომალიების ერთმანეთისაგან გამოყოფა-გარჩევა თავისთავად ადვილი არ არის. მაგალითად, ზოგიერთი მაგმური ქანის ინტენსივობა შეიძლება 50-60 მკრენტ/სთ-ს მიაღწიოს. მაშინ, როდესაც 2-3 მეტრის სიმაღლის ნაშალმა ქანებმა შესაძლებელია მთლიანად გადაფაროს და მაღალი γ გამოსხივების ინტენსივობის სრულ ეკრანირება მოახდინოს.

ანომალიების შეფასებისას ყურადღება ექცევა:

ანომალიების ფორმასა და ბანჟენილობას - მაგალითად, ურანის საბადოთადა მისი გაბნევის თაღების ანომალიების ზომები 500-800 მეტრის ფარგლებშია. ამიტომ მისი განფენილობის სიმცირე არის ის კრიტერიუმი, რომლითაც ფასდება ასეთი საბადოს პერსპექტიულობა. თუმცა არც ისაა გამორიცხული, რომ ასეთივე შედეგი თორიუმის ლოკალურმა ანომალიამ მოგვცეს.

ანომალიის ინტენსივობა - γ გამოსხივების ინტენსივობის საკმაოდ მაღალი მნიშვნელობაა, რომელიც შეესაბამება ზედაპირულ ქანში ურანის მაღალ შემცველობას, დაახლოებით 0,01%-ია, თუმცა მადნური ანომალიების ინტენსივობა არ არის მაღალი.

$\frac{Th}{U}$ და $\frac{U}{K}$ -ს თანაფარდობების გათვალისწინება აუცილებელია ინტერპრეტაციის

დროს. პირველის დაბალი მნიშვნელობები ($\frac{Th}{U} < 1$) და მეორეს მაღალი

მნიშვნელობები ($\frac{U}{K} > 10^{-3}$) ანომალიის პერსპექტიულობაზე მიგვანიშნებს. ეს

ხდება ჰიდროთერმალურ და ზოგიერთ დანალექ გამადნებებში. $\frac{Th}{U} > 5$ -

ისდიდიმნიშვნელობები, როგორცწესი,

დამახასიათებელიათორიუმისდაიშვიათმიწა-მეტალთასაბადოთათვის.

ურანის, თორიუმისდააკალიუმისსახსოლშტურშემაღბენლობა -

(სპექტრალურიმონაცემებისმიხედვით).თუ გარკვეულ უბანზეურანისშემცველობა

2-3 - ჯერმეტია,

ვიდრემომიჯნავექანებში,ისზოგიერთშემთხვევაშიშეიძლებაჩაითვალოსპერსპექტიუ
ლად.

შეფასებითისამუშაოებიიწყებააგეგმვისპროცესშიგამოვლენილიანომალიებისდეტა
ლიზაციითდაშემოფარგვლით. რამდენიმეწერტილშიახდენენაქტივობის

(აქტიურისაწყისის) (ურანი, ანთორიუმი) განსაზღვრასემანომეტრის, ანგამა-

სპექტრომეტრისსაშუალებით.შეირჩევარაღაბორატორიულირადიომეტრიულიანალ

იზისტვისნიმუშები, ასევეშეირჩევანიმუშებიურანისთანამგზავრიელემენტების (Mo ,
Cu, CO, Bi, Zn, Pb, Vდასხვა)სპექტრალურიანალიზისტვის.

შპურებში აგეგმილი მასალის პერსპექტიულობა დამოკიდებულია იმაზე,
კანონზომიერად იმატებს. თუ არა γ გამოსხივების ანომალია შპურისსიღრმის

ზრდასთან ერთად. შპურებში გაზომვები ხელს გვიწყობს დადგინდეს ურანის
შემცველობა ქანების სხვადასხვა სახეობაში.

საავიანციო (აერო)-გამა-მეთოდიყველაზემეტადგამოსაყენებელიაისეთრაიონებში,
სადაცრელიეფისფორმაშედარებითწყნარიადაკლიმატიკი-მშრალი.

ისიცუნდააღინიშნოს,

რომმადნურისხეულებისაკმაოდგაშიშვლებულიუნდაიყოსდაუნდაახასიათებდესპირ
ველადი, მექანიკურიდამარილიანითაღებისფართოგავრცელება.

ცუდიგაშიშვლებების, ხშირიტყეების,ხშირიატმოსფერულინალექებისშემთხვევაში,
რაცხელსუწყობსურანისგაბნევას,

ასევეძლიერდანაწვერებულირელიეფისშემთხვევაში,აერო-გამა-

მეთოდიარააეფექტური.

მეთოდის შიზიკური საშუალებები: აეროგამა -

მეთოდითმუშაობისასრადიომეტრიზომავსორიმდგენელისჯამს-ქანების γ

გამოსხივებასდაფონს. γ გამოსხივებისინტენსივობა,

გარდაქანებისრადიაქტიურობისადამათზედანალექისსიმაღლისა,

დამოკიდებულიაფრენისსიმაღლეზე.

სიმაღლისზრდასთანერთადესსიდიდემცირდება γ

გამოსხივებისჰაერისმიერშთანთქმისგამო,
 ხოლოთურადიაქტიურისხეულიშეზღუდულიზომებისაა, ქანების γ
 გამოსხივებისინტენსივობაშეიძლებაშემცირდეს, რადგანისსხეულოვანიკუთხე,
 რომლითაცტოვითმფრინავი “ხედავს” ამსხეულს,
 მცირდებასიმაღლისზრდასთანერთად.ამფაქტორისმოქმედებაგანსაკუთრებითმნიშვნ
 ელოვანია, როდესაცაქტიურისხეულისზომა r ტოლია,
 ანნაკლებიაფრენის h სიმაღლეზე. როდესაც $r \ll h$,

სხეულოვანიკუთხედაგამოსხივებისინტენსივობამცირდება $(\frac{r}{h})^2$ -ისპროპორციულად.

ასეთშემთხვევაში, არარისგამორიცხული,
 რომავიაციითაგეგმვისდროსაგეგმილიმნიშვნელობებიორმაღურიფონისშესაძლორ
 ხეგებისმსგავსიდატოლფასიადმოხნდეს. ამისგამო,
 მცირეზომებისანომაღურიუბნები (რამდენიმეათეულიკვადრატულიმეტრი)
 შესაძლებელიააიგეგმოსმხოლოდ25-50 მეტრისსიმაღლიდანდაისიციმშემთხვევაში,
 თუდედამიწისზედაპირზეგამოსხივებისინტენსივობამაღალია
 (რამდენიმეასეულიმკრენტ/სთ).

აერო-გამააგეგმვისდროსშემოაქვეთე.წ. “მოქმედიფართის” ცნება.მოქმედიფართი
 (მოცემული h სიმაღლისათვის) არისსეთიწრისფართობი, რომლის γ
 გამოსხივება h სიმაღლეზე,მისცენტრშიისეთისხეულის γ გამოსხივების 90%-
 ისტოლია, რომლისრადიუსიცუსასრულოა,
 ხოლორადიაქტიურიელემენტებისკონცენტრაციაკიისეთივე,
 როგორც h სიმაღლეზემყოფიწრისა.

ჩვეულებრივ სიმაღლეზე (25-75 მ) მოქმედი ფართობის წრეხაზის რადიუსი (3-
 4) h ტოლია. ეს იმას ნიშნავს, რომ პროფილიდან (3-4) h -ზე უფრო შორს
 დაშორებულ ყველა უბნის ჯამური მნიშვნელობა რეგისტრირებულ
 მნიშვნელობაში შეადგენს მხოლოდ 10%-ს (თანაბარი კონცენტრაციის
 შემთხვევაში). იმისთვის, რომ არ გამოჩნეთ ზომიერი აქტივობის მცირე ზომის
 ანომალური უბნები, პროფილებს შორის მანძილებს (2 - 4) h -ის ტოლად
 იღებენ.

მეორე მდგენელიც – ფონის γ გამოსხივება – სიმაღლის ზრდასთან ერთად
 იცვლება, რადგან სიმაღლის ზრდასთან ერთად იცვლება კოსმოსური
 გამოსხივების ინტენსივობაც. ამიტომ, ფონის სწორად შეფასებისათვის
 (კიმპენსაციისთვის) აუცილებელია ფრენის სიმაღლის მხედველობაში მიღება.

კვლევის მეთოდიკა. აეროგამა-აგეგმვა, პერსპექტიული სტრუქტურებისა და კომპლექსებისთვის, მიმდინარეობს აერომანტურ აგეგმვასთან ერთად.

საძიებო სამუშაოების ჩატარებამდე, ყოველი მარშრუტების 10-15 კმ-ზე 50-70 მეტრ სიმაღლეზე ხდება მარეკონოსცირებელი აგეგმვა. ეს აუცილებელია რელიეფის და გაშიშვლებული ქანების, საერთოდ γ და მაგნიტური ველების შესასწავლად და სხვადასხვა ტიპის ქანების საშუალო ინტენსივობის შესაფასებლად, მათი დამახასიათებელი ნიშნების დასადგენად, იმ მიზნით, რომ ჰაერიდან ადვილად მოხდეს მათი ვიზუალური გარჩევა. ამის შემდეგ, გეოლოგიური და ტოპოგრაფიული რუკების გათვალისწინებით, ხდება ფრენის სამუშაო ბადის დადგენა.

აგია-გამა-აგეგმვა, ძირითადად, ხდება წლის იმ პერიოდში, როცა არ არის თოვლის საფარი, რადგან ის γ გამოსხივების ეკრანირებას ახდენს. ფრენის მინიმალური სიმაღლე დამოკიდებულია ადგილის რელიეფზე. გაშლილი ადგილებისთვის ის 25 მეტრია, გორაკიანისთვის 50 მეტრი, ხოლო მთიანისთვის კი – 75 მეტრი და მეტი.

აფრენის წინ, ცხადია, აპარატურა მოჰყავთ სამუშაო მდგომარეობაში და მის მუშაობის უნარს ამოწმებენ სხვადასხვა სიმაღლეზე. მხოლოდ ამის შემდეგ ადის თვითმფრინავი 700 მეტრ სიმაღლეზე (სადაც პრაქტიკულად აღარ არსებობს γ გამოსხივება). აქ ხდება ნარჩენი ფონის კომპენსაცია, ჩაწერა, ხელსაწყოთა საბოლოოდ დარეგულირება და შემოწმება. ამის შემდეგ საკონტროლო მარშრუტზე ახდენენ ერთ, ან რამდენიმე გაზომვას სამუშაო სიმაღლეზე და მხოლოდ ამის შემდეგ გაჰყავთ თვითმფრინავი სამუშაო მარშრუტზე.

აქცევს რა ყურადღებას გაყვანილი კურსის სიზუსტეს, ყოველ 10-15 კმ-ზე შტურმანი აღნიშნავს ორიენტირებს, აღწერს ადგილმდებარეობას სპეციალური – (кроки)-ითანომალურუბნებზე, რომელსაც გამოჰყოფს ბორტოპერატორი და ამ უკანასკნელის ბრძანების თანახმად ანომალიის ცენტრებში ყრიას კარგად შესამჩნევ ვიშკვლებს. პილოტს, მიჰყავს რა თვითმფრინავი, ზუსტად მიჰყვება მოცემულ მარშრუტს და იცავს სიმაღლესა და სიჩქარეს.

ანომალიის შემოსაკონტურებლად ხდება სამუშაოთა დეტალიზაცია. ამ მიზნით ტარდება 2-3 კმ-იანი მარშრუტების სერიული აგეგმვა. მარშრუტებს შორის დაშორება 50-100 მეტრია და ისინი ძირითადი მარშრუტების ურთიერთპარარელურნი არიან, თუმცა ატარებენ ძირითადი მარშრუტის პერპენდიკულარულ რამდენიმე პროფილსაც. ანომალიის ცენტრზე შესაძლოა γ

გამოსხივების გრადიენტის განსაზღვრა მოხდეს სიმაღლეზე, რაც საშუალებას მოგვცემს განვსაზღვროთ ველის ინტენსივობა დედამიწის ზედაპირზე.

სამუშაოს დამთავრებისას, ისევე როგორც დაწყებისას, ხანდახან კი მუშაობის პერიოდშიც, საჭიროებისამებრ, ხდება ზუსტად იმ ციკლის ჩატარება, რომელიც საჭირო იყო მუშაობის დაწყების წინ ხელსაწყოების გასაკონტროლებლად და სამუშაო ვითარებაში მოსაყვანად.

აერო-გამა-აგეგმვის შემდეგ ხდება ჩატარებული სამუშაოს შემოწმება ზედაპირული აგეგმვით, რომელიც თავის მხრივ ორ ეტაპად იყოფა - წინასწარი და დეტალური შემოწმება.

საავტომობილო გამა-მეთოდი, რომელსაც შემოკლებით ავტო-გამა მეთოდს უწოდებენ, იგივე ამოცანებს წყვეტს, რასაც ზედაპირული ქვეითი აგეგმვა, მაგრამ იყენებენ უფრო მგრძობიარე აპარატურას. ამ მეთოდს ახასიათებს დიდი წარმადობა და მცირე დანახარჯები. ასეთი აგეგმვა შეიძლება ჩატარდეს მხოლოდ ისეთ ადგილებში, რომელთა დახრა არ აღემატება 15⁰-ს. ყველაზე ხელსაყრელია გაშლილი, ანდა გორაკიანი ადგილები მცირე გატყიანებით, რომელთა დახრის კუთხე 5-8⁰-ია. ასეთ შემთხვევაში წარმატებით ფიქსირდება მადნური სხეულები და გაბნევის თაღები, რომელთა ზომებია $n \cdot 10$ მ². ავტოგამა აგეგმვა უმეტესად ტარდება ქვეითი გამა და ემანაციურ აგეგმვასთან ერთად. ეს უკანასკნელი გამოიყენება ავტო-გამა მეთოდისათვის მიუწვდომელი ადგილების ასაგეგმად (ქვეითი გამა-აგეგმვა) და ნაყარით (насосы) გადაფარული უბნების შესასწავლად (ემანაციური აგეგმვა).

ავტო-გამა აგეგმვა იყოფა ორ სახედ:

ა) **მარშრუტული აგეგმვა** ხდება წინასწარ შედგენილი მარშრუტების სქემის მიხედვით, გზების მაქსიმალური გამოყენებით. დამოუკიდებლად ამ მეთოდს არავითარი მნიშვნელობა არააქვს, ის გამოიყენება მხოლოდ მარეკოგნოსცირებელ ვარიანტად ფართობული აგეგმვის წინ.

ბ) **ფართობული გამა აგეგმვა** მიმდინარეობს პროფილების მართკუთხა ბადეზე, პროფილებს შორის მანძილი დამოკიდებულია აგეგმვის მასშტაბზე, რომელიც შეიძლება შეიცვალოს 1 : 2 000-დან 1 : 25 000-მდე. პროფილების ბოლოების მიბმისთვის გაჰყავთ 1-2 საბაზისო მაგისტრალი; ამ მაგისტრალების გავლას (პროფილების თავსა და ბოლოებს) აღნიშნავენ ჩამწერ ბაფთებზე. ასევე ცალკე ჩანაწერების, ან თვით პროფილებზე ჩაინიშნება ზედაპირის ხასიათი, ქანების ძირითადი გამოსასვლელები და სხვა.

γ გამოსხივების ანომალიის აღმოჩენის შემთხვევაში ინტენსივობის მაქსიმუმის მდებარეობის დასადგენად გაჰყავთ მცირე მარშრუტები საპირისპირო მიმართულებით, ამ დროს მანქანის სიჩქარე ძალიან დაბალია (2-5 კმ/სთ).

ამის შემდეგ ანომალია დეტალურად შეისწავლება პარალელური მარშრუტებით. დეტალიზაციის მარშრუტები ისე შეირჩევა, რომ ისინი ნორმალურ ველში 200-300 მეტრზე შედიოდნენ.

მას შემდეგ, რაც ველზე მონიშნება γ გამოსხივების მაქსიმუმის მდებარეობა (რაიმე სხეულით, კოლით, ან სხვა) და შემდეგ აღინიშნება დეტალიზაციის მარშრუტების სქემაზე, აგეგმვა ჩვეულებრივად იმ წერტილიდან გაგრძელდება, სადაც შეწტვეტილი იყო დეტალიზაციური სამუშაოების გამო. აგეგმვის სიჩქარე 15-20 კმ/სთ-ის, ხოლო დეტალიზაციის დროს - არა უმეტეს 5 კმ/სთ-ისაა. ავტო-გამა აგეგმვის შედეგების დამუშავების დროს ხდება γ გამოსხივების ინტენსივობის გასაშუალოება და მკრენტ/სთ-ში გადაყვანა, ხელსაწყოს ინერტულობაზე შესწორების შეტანა, ხოლო ისეთ პროფილებზე, რომლებიც გადის ხევებში, გვირაბებში და ა.შ. - რელიეფზე შესწორებების შეტანა.

ამის შემდეგ ხდება ავტო-გამა მეთოდით შესრულებული სამუშაოების შემოწმება სამ ეტაპად:

I ეტაპი - ქვეით-გამა აგეგმვასთან ერთად ანომალური ფართის გეოლოგიური და გეომორფო-გეოლოგიური კვლევა. ამ ეტაპზე ხდება ანომალიის კავშირის დადგენა ქანების კომპლექსთან და გეოლოგიურ სტრუქტურებთან, ასევე ადგენენ ინტენსივობის მაქსიმუმის ადგილმდებარეობას.

II ეტაპი - უბნის გეოლოგიურ-რადიომეტრიული გამოკვლევა გეოლოგიური აგებულების სქემის შედგენით. ანომალიის გავრცელების პერპენდიკულარულად 3-5 ემანაციური პროფილის გატარება ქანების რადიაქტიური ბუნების დახუსტებისთვის. ამას აღწევენ წერტილების 20-30%-ის Rn და Tn -ის ცალ-ცალკე შემადგენლობის დადგენით, ანომალიის მაქსიმუმის ჩათვლით. 10-20 მეტრის ბიჯით დაშორებულ ორ-სამ პროფილზე ახდენენ ურანის და მისი თანამგზავრი ელემენტების მეტალომეტრიულ შესწავლას. მომატებული ემანაციების უბანზე გაჰყავთ არხები და შურფები, ასევე ახდენენ სამთო გამონამუშევრების მოსინჯვას მათზე კვლების გატარებით.

III ეტაპზე ხდება ანომალიის დეტალური შემოწმება, როგორც გეოლოგიურ-გეოფიზიკური, ასევე სამთო ბურღვითი სამუშაოებით.

ემანაციური მეთოდი

ემანაციური აგეგმვა ეყრდნობა მთის ქანების და ნიადაგში რადიაქტიური ემანაციის განაწილების შესწავლას ნიადაგის ჰაერიდან აღებული სინჯების მიხედვით. არსებობს ჩვეულებრივი (ზედაპირული) და სიღრმეული აგეგმვები. პირველი სინჯები აიღება 0,8 – 1,0 მეტრის სიღრმიდან, მეორე კი 1,5 მ-დან 10 მეტრის სიღრმის შურფებიდან.

ემანაციური აგეგმვა, ძირითადად, გამოიყენება მსხვილმასშტაბიანი ძებნა-ძიების დროს ისეთ უბნებზე, რომლებიც 5-8, ხანდახან კი 10 მეტრის სიმძლავრის ნაყართაა გადაფარული. ამ მეთოდის უპირატესობაა შედარებით დიდ სიღრმეებზე კვლევის შესაძლებლობა, ხოლო მისი ნაკლია ის, რომ მისი ეფექტურობა მკვეთრად მცირდება მცირეგამჭოლუნარიან, ძლიერ დანესტიანებულ და გაყინულ გრუნტებში.

მეთოდის ფიზიკური საფუძვლები. ემანაციის (Rn , Tn , An) ატომების ნაწილი, რომლებიც წარმოიქმნებიან რადიუმის იზოტოპების დაშლის შედეგად, ქანების მინერალური მარცვლებიდან ხვდებიან ფოროვან სივრცეში, რომელიც ავსებულია გაზით და სითხით. დიფუზიის შედეგად და ასევე მიწისქვეშა წყლების მოძრაობის გამო, ემანაციები შეიძლება გადატანილი იქნას მნიშვნელოვან მანძილებზე და ქმნიან მადნური სხეულების ირგვლივ გაბნევის გაზურ თაღებს.

ქანების ფორებიდან გამოყოფილი ემანაციის რაოდენობის შეფარდება მთელ გამოყოფილ ემანაციასთან, იწოდება K_E - ემანაციების კოეფიციენტი. ის მერყეობს პროცენტის ნაწილებიდან (მკვრივკარისტალური მესრის ქანებში) 95 - 98%-მდე (ძლიერ დაშლილ ქანებში). კოეფიციენტის ასეთი დიდი ცვლილება ართულებს ემანაციური აგეგმვის შედეგების ინტერპრეტაციას, რადგანაც შესაძლოა ზომიერი რადიაქტიურობის მნიშვნელოვანი ანომალიების წარმოშობა ქანებში, რომელთაც ექნებათ ემანირების მაღალი კოეფიციენტი.

კვლევის მეთოდიკა. არჩევენ მარეკოგნოსცირებელ, ფართობულ და დეტალურ ემანაციურ კვლევებს.

ცუდად შესწავლილ რაიონებში მარეკოგნოსცირებელი (მარშრუტული) აგეგმვა საძიებო სამუშაოების პირველ ეტაპზე გამოიყენება (სხვა გეოფიზიკურ მეთოდებთან კომპლექსში. ნაყარი ფენით დაფარული ურანის პერსპექტიული უბნების გამოსაველენად. პროფილებს შორის მანძილი რამდენიმე კილომეტრია, დაკვირვების წერტილებს შორის კი 10 - 25 მ.

ვართობული აგეგმვა 1 : 25 000 მასშტაბით (დაკვირვების ქსელი $200 \times (50-10)$ მ), ანდა უფრო ხშირი 1 : 10 000 (დაკვირვების ქსელი $100 \times (5-10)$ მ) გამოიყენება ახალი მადნური ველების და ცალკეული საბადოების საძიებლად.

დეტალური აგეგმვა 1 : 5 000 (დაკვირვების ქსელი 50×50 მ), ანდა 1 : 2 000 (დაკვირვების ქსელი $20 \times 2,5$ მ) გამოიყენება უკვე გამოვლენილი რადიომეტრიული ანომალიის გამოსაკვლევად და მადნური სხეულების შემოკონტურებისთვის.

შედეგების დამუშავება და ინტერპრეტაცია. ემანაციური აგეგმვის შედეგები გამოიხატება პროფილების გასწვრივ ემანაციის კონცენტრაციის გრაფიკებით, რაზედაც შემდეგ დაიტანება სქემატური გეოლოგიური საფუძველი. დეტალური სამუშაოების შედეგად აგებენ *იზომანების* რუქებს. გარდა ამისა, იგება ჭაბურღილების ჭრილებსა და შპურებში *Rn*-ის და *Tn*-ის განაწილების გრაფიკები. ამ რუქებსა და გრაფიკებზე გამოიყოფა ანომალიები.

როგორც წესი, ანომალურად ითვლება ისეთი მაჩვენებლები, რომლებიც ნორმალურ ფონზე საშუალო კვადრატულ გადახრაზე ორი-სამი მნიშვნელობით მეტია.

ემანაციური ანომალიები შეიძლება გამოწვეული იყოს ნაყარის ქვეშ არსებული მადნური სხეულებით, მექანიკური და მარილოვანი თაღებით, მიწისქვეშა წყლებით, რომელიც რადიუმით და რადონითაა გამდიდრებული. ასევე ნორმალური აქტივობის ქანების მომატებული ემანირებით (ემანირების ანომალია) და ბოლოს, გაზგაუმტარი ფენების ქვეშ რადონისა და თორონის დაგროვებით. ინტერპრეტაციის ამოცანას წარმოადგენს საინტერესო ანომალიების გამოყოფა, ე.ი. მადნურის და თაღოვანის.

ანომალიის შეფასება ორ ეტაპად იყოფა: წინაწარი და დეტალური.

წინასწარი შეფასება ხდება ანომალიის აღმოჩენისთანავე. ორ-სამ წერტილში, სადაც მომატებულია ემანაციის კონცენტრაცია, განისაზღვრება ანომალიის ბუნება. თუ ანომალია რადონითაა გამოწვეული, ხდება მისი დეტალიზაცია ორ-სამ პარალელურ პროფილზე, რომელიც ძირითადი პროფილიდან 10 - 25 მეტრითაა დაშორებული.

ძირითად პროფილად ითვლება ის პროფილი, სადაც აღმოჩნდა ანომალია. დეტალიზაციით დადგენილი ანომალიის განფენილობა, ზომები და ბუნება გვაძლევს საშუალებას დავიწუნოთ არაპერსპექტიული ანომალიები და გამოვძებნოთ მეთოდები შემდეგ ეტაპზე კვლევებისთვის.

მეორე ეტაპზე ხდება იმ ანომალიის დეტალური შეფასება, რომლებიც პირველ ეტაპზე არ დამუშავებულა. ეს ხდება კომპლექსური გეოლოგიურ-გეოფიზიკური კომპლექსის გამოყენებით, რომელშიც შედის ანომალური უბნის გეოლოგიური კარტირება, ზედაპირული დ შპურებში გამა-აგეგმვა, ნაყარი ფენების მეტალომეტრიული გასინჯვა ურანის და მისი თანამგზავრი ელემენტების აღმოსჩენად და ბოლოს, ანომალიის გახსნა სამთო გამონამუშევრების სახით.

რადგანაც ემანაციის შემადგენლობა ნიადაგის ჰაერში დამოკიდებულია ფაქტორთა დიდ რაოდენობაზე და იცვლება ფართო დიაპაზონში (მადნური ანომალიებისთვის 10-დან 10 000 ემანამდე, ხოლო ფუქე ქანებისთვის 1-დან ასეულ ემანამდე. ამასთან უშუალოდ დაკავშირებულია რადიუმთან და არა ურანთან, ამიტომ ემანაციური აგეგმვის ინტერპრეტაცია რთული ამოცანაა, რაც შეიძლება მეთოდის ნაკლად ჩაითვალოს. თუმცა, აგეგმვის შედეგებთან ერთად სხვა მონაცემების გამოყენების შემთხვევაში, ამოცანა ხშირად წარმატებით წყდება.

ანომალიის შეფასებისას ითვალისწინებენ შემდეგ ფაქტორებს:

- 1) მადნური, ან თადოვანი ანომალიებისთვის ემანაციის კონცენტრაცია სანდო ნიშნად შეიძლება ჩაითვალოს, თუ მისი მნიშვნელობა მეტია 1 000 ემანზე.
- 2) ანომალიები, რომლებიც დაკავშირებულია თორის მადანთან, აქვთ თორის დამახასიათებელი ბუნება, ხოლო ურანის გამადნებას – რადონის, ანდა იშვიათად, შერეული ბუნება. ემანირების ანომალიისთვის დამახასიათებელია აღრეული ბუნება, ხოლო არამადნური ანომალიების სხვა ტიპებისათვის – რადონის, ანდა აღრეული ბუნება.
- 3) ერთ-ერთ ინფორმატიულ ფაქტორს წარმოადგენს ანომალიის კონცენტრაციის ცვლილება შპურების ან წვრილი ჭაბურღილების სიღრმის ზრდასთან ერთად.

მადნური სხეულებისთვის დამახასიათებელია ანომალიის უწყვეტი ზრდა. ამასთან, სიღრმის ზრდასთან ერთად კონცენტრაციის გრადიენტი იზრდება (1 და 2 მრუდი). ემანირების ანომალიის კონცენტრაცია სიღრმის ზრდასთან ერთად მუდმივი რჩება. სხვა ტიპის ანომალიებისთვის დამახასიათებელია სიღრმესთან ერთად არარეგულარული ცვლილებები.

- 4) ნიადაგის ჰაერში ემანაციის კონცენტრაციის ცვლილება ამოტუმბული ჰაერის მოცულობიდან. ეს ამოტუმბული ჰაერი განსაზღვრავს გაზომვების

სერიებს თანაბარი რაოდენობის ამოტუმბვისას. დე-ემანირება, ე.ი. აქტივობის სწრაფი ცვლილება ამოტუმბული ჰაერის მოცულობის გაზრდისას, დამახასიათებელია ეკრანირებული ანომალიებისთვის, ხოლო სუსტი დეემანირება - მარილოვანი თაღებისთვის. მადნური ანომალიები დაემანირების ანომალიები არ განიცდიან დეემანირებას.

5) ფხვიერ ნაყარში ურანისა და მისი თანამგზავრების მომატებული კონცენტრაცია, რადიაქტიურობის და ურანის შემცველობის ცვლილება სიღრმესთან ერთად, რომელიც დგინდება ზედაპირზე, ან შპურებში γ გამოსხივების გაზომვით, ან ურანომეტრიული აგეგმვით, თანამგზავრი ელემენტებისათვის კი - სპექტრალური, ან ქიმიური ანალიზით. მადნურ ანომალიებში γ გამოსხივება და ურანის შემადგენლობა სიღრმის ზრდასთან ერთად კანონზომიერად მატულობს, მექანიკურ თაღებში ხდება მათი მკვეთრი ცვლილება. ემანირებული და ეკრანირებული ანომალიებისთვის დამახასიათებელია γ ველი და ურანის შემცველობა ნაყარში.

6) **ფორმა და ანომალიის ფართობი ბავრცველება.** თაღოვანი ანომალიები ხასიათდება ფართობი გავრცელებით და იზომეტრიული ფორმით. ფართობი გავრცელება ახასიათებს მადნურ ანომალიებსაც. ამ შემთხვევაში, ანომალიის ფორმა ხშირად მადნური სხეულის ფორმას ემთხვევა.

ეკრანირებული ანომალიისთვის დამახასიათებელია ლოკალური გავრცელება. ემანირების ანომალიებს სხვადასხვა ფორმა გააჩნიათ, ხშირად წაგრძელებული, ხაზოვანი, რომელიც შეესაბამება ტექტონიკურ დანაწევრებებს და დაბზარულ ზონებს.

ურანომეტრიული მეთოდი წარმოადგენს მეტალომეტრიული აგეგმვის სახესხვაობას. ამ მეთოდისთვის აუცილებელია ფუძე და ნაყარი ქანების საკმაოდ დიდი რაოდენობის სინჯების აღება და მათში ურანის შემცველობის განსაზღვრა. ურანის განსაზღვრა ამ მეთოდისთვის მნიშვნელოვან უპირატესობას წარმოადგენს, ამიტომ ამ მეთოდს იყენებენ იმ შემთხვევაში, როდესაც ზემოთ განხილული რადიომეტრიული მეთოდები შედეგებს ვეღარ გვაძლევს.

არსებობს ამ მეთოდების სხვადასხვა სახე: ურანომეტრიული აგეგმვა გაბნევის ნაკადების მიხედვით, თაღოვანი გაბნევის მიხედვით, პირველადი და მეორადი თაღების მიხედვით ფუძე ქანებში, ტყვიის მეთოდი და სხვა.

ასევე არსებობს **რადიოჰიდროგეოლოგიური (ჰიდროქიმიური) მეთოდი**, რომელიც ეყარება ურანის, რადიუმის და ნაწილობრივ რადონის გაბნევის

წყლოვანი თაღების გამოკვლევებს. ეს მეთოდი 300 – 400 მეტრ სიღრმეზეც მუშაობს, ხოლო ძლიერ დანაწევრებულ რელიეფზე კი 50 – 70 მეტრზე.

რადიოზიომიური (ფლუორიმეტრიული) მეთოდი სწავლობს საკვლევ ფართობზე არსებულ მცენარეთა ზოლში რადიაქტიური ელემენტების შემცველობას. ეს მეთოდი შედარებით ძვირადღირებულია, რადგან ძვირადღირებულია ანალიზის გაკეთება.

ქანების შესწავლა ბირთვულ-ფიზიკური მეთოდებით

საძიებო სამუშაოებსა და გეოლოგიურ გამოკვლევებში ბუნებრივი ნედლეულის გადამუშავების დროს მთავარ როლს თამაშობს მადნების, ანქანების ელემენტური შემადგენლობის ანალიზი. ყველაზე მეტად ამ მიზნებისთვის გამოიყენება ქიმიური და სპექტრალური (ოპტიკური) მეთოდები, თუმცა სრულყოფილადვერ წყვეტსამოცანას. საჭიროა ანალიზის მეთოდების გაიაფება და მათი ოპერატიულობის ამაღლება.

მართალია, ქიმიური ანალიზი საკმაოდ ზუსტია, მაგრამ სჭირდება დრო და შრომატევადია. სპექტრალური მეთოდები კი ყოველთვის ვერ ახერხებსაუცილებელი სიზუსტის მიღწევას. ამან გამოიწვია სხვა მეთოდების, მათ შორის, ბირთვულ-გეოფიზიკური (ბირთვული) მეთოდების შექმნა. ცხადია, ამ მეთოდებსაც აქვს თავისი ნაკლი და აქვს გარკვეული შეზღუდვები.

მათი სწორი გამოყენებისთვის უნდაავლობდეთ მათ ფიზიკურ საფუძვლებს, უპირატესობას და ნაკლს. სხვადასხვა ბირთვულ მეთოდებს ახასიათებთ ყველა ან ზოგიერთი თვისებები:

- ა) მაღალი სიზუსტე, რომელიც ხანდახან 10⁻⁸%-საც კი აღწევს.
- ბ) სისწრაფე, უმეტესი მეთოდების გამოყენებისას საჭიროა ძალიან მცირე დრო, რამდენიმე წუთი, მაქსიმუმ 1-დან რამდენიმე ათეულამდე. ეს კი საშუალებას გვაძლევსწრაფადმიმდინარე პროცესებში ისინი გამოვიყენოთ ნედლეულის გამდიდრების, ან გადამუშავებისას.
- გ) მაღალი სიზუსტე სხვა ელემენტების შედარებით ნაკლები გავლენა.
- გ) ანალიზის ჩატარების შესაძლებლობა ქანების ბუნებრივი ჩაწოლის პირობებში (შურპებში, გაშიშვლებებში, ჭაბურღილებში და ა.შ.).
- დ) ნივთიერების შემადგენლობის დისტანციური კონტროლის შესაძლებლობა და ანალიზების შედარებითი ადვილი ავტომატიზაცია.

მოვიყვანოთ ბირთვულ-ფიზიკური მეთოდების კლასიფიკაციის სქემა:

- 1) ქანების ბუნებრივი ნეიტრონული გამოსხივების მეთოდი ემყარება იმნეიტრონების რეგისტრაციას, რომელიც წარმოიშობა ურანის ბირთვების სპონტანურად გაყოფის შედეგად ბუნებრივი რადიაქტიური ელემენტების ხისტი γ გამოსხივების და α -ს მსუბუქი ბირთვებით შთანთქმისას.
- 2) კოსმოსური გამოსხივების მეთოდი ემყარება კოსმოსური სხივების რეგისტრაციას შახტებში, ჭაბურღილებსა და სხვადასხვა ქანებში. ამ მეთოდის საშუალებით შესაძლოა განისაზღვროს ქანების საშუალო სიმკვრივე ხელსაწყოთა და დედამიწის ზედაპირს შორის, კერძოდ, ადმოაჩინოს და შემოაკონტუროს მიწისქვეშა ქანების გამონამუშევრებს ზემოთ მოქცეული მომატებული სიმკვრივის მადნური სხეულები.

ცალკეულ ბირთვულ მეთოდს არ შეუძლია სანდოდ განსაზღვროს ყველა ქიმიური ელემენტი, თუმცა ბირთვული მეთოდების ერთობლიობა გვაძლევს საშუალებას განისაზღვროს ქანების შემადგენელი თითქმის ყველა ელემენტი.

ავლნიშნოთ ისიც, რომ მეთოდების უმეტესობა ქანებში განსაზღვრავს უშუალოდ არა ქიმიური ელემენტების შემადგენლობას ზოგადად, არამედ მათ რომელიმე ერთ იზოტოპს, თუმცა ამ იზოტოპების შემადგენლობა ითვლება შესაბამისი ელემენტის კონცენტრაციის პროპორციულად.

- 3) ნეიტრონ-ნეიტრონული მეთოდი საზღვრავს ქანებში ელემენტების კონცენტრაციას, რომელთაც აქვთ შთანთქმის მაღალი კვეთის სითბური ან ზესითბური (აქ, ალბათ, “არასითბური” ინდა იყოს) ნეიტრონები, მაგალითად: B, Li, Cd, Mn, Cl, Hg, Gd, In, Ag, CO და სხვა. მეთოდი ემყარება ქანებში ნეიტრონების შთანთქმის ინტენსივობის ზრდას, როცა მათი ჩაწერის მაკროსკოპული კვეთა იზრდება შთანთქმის მაღალი კვეთის ელემენტების კონცენტრაციის ზრდის შესაბამისად. ეს მეთოდი გამოიყენება როგორც ნიმუშებისთვის, ასევე ქანების ბუნებრივი ჩაწოლის შემთხვევაში (ჭაბურღილებში, გაშიშვლებებსა და ა.შ.).

- 4) რადიაციული ჩაწერის γ გამოსხივების რეგისტრაციის მეთოდი, რომელსაც ნეიტრონულ გამა მეთოდსაც უწოდებენ, ფიზიკური არსით ახლოა ნეიტრონ-ნეიტრონულ მეთოდთან, თუმცა ამ მეთოდთან შედარებით, ცუდად მუშაობს მთის ქანების არცთუ დიდი ნიმუშების შემთხვევაში.

ამ ნიმუშების ჩქარი ნეიტრონების დასხივებით (n, γ) რეაქციის გამოსვლამეტად მცირეა. ნეიტრონების წინასწარი შენელებისას შემნელებელში ნეიტრონების შთანთქმის ხარჯზე წარმოიქმნება ინტენსიური γ გამოსხივება, რაც აფერხებს საკვლევი ნიმუშიდან გამოსხივების გამოყოფას. ამიტომ ეს მეთოდი, ძირითადად, გამოიყენება ქანების გამოსაკვლევად მათი ბუნებრივი ჩაწოლის პირობებში და კერძოდ დიდი ნიმუშების (კილოგრამის რიგის) შესასწავლად.

ქანების შესწავლისას, მათი ბუნებრივი ჩაწოლის პირობებში, ნეიტრონების შემნელებლების როლს თამაშობს თვით საკვლევი ქანი, ამიტომ რადიაციული ჩაწერის γ გამოსხივების რეგისტრაციის მეთოდის ჩვენებებზე დიდ გავლენას ახდენს ამ ქანის ნეიტრონების შენელების უნარი, ე.ი. წყალბად შემცველობა.

5) ნეიტრონული აქტივაციის მეთოდი გამოიხატება ხელოვნური რადიაქტიური ნივთიერებებისთვის თავსმოსხვეული აქტივობის გამოკვლევაში. ეს თავსმოსხვეული აქტივობა წარმოიშობა ნიმუშის ნეიტრონებით, პროტონებით, დეიტრონებით, α ნაწილაკებით და სხვ. დასხივებისას.

აქტივაციური ანალიზი არის ელემენტების დიდი რაოდენობის სელექციური განსაზღვრის მეთოდი. ნეიტრონულ აქტივაციურ ანალიზში განასხვავებენ ნელი და ჩქარი ნეიტრონებით დასხივების (n, γ) რეაქციებს. ჩქარ ნეიტრონებზე აქტივაცია ხორციელდება რეაქციებით: (n, p) ; (n, α) ; $(n, 2n)$ და სხვა. ეს არის “ზღვრული” რეაქციები, რომლებიც ეხება ისეთ ნეიტრონებს, რომელთა ენერგია რაღაც $E_{ზღვ}$ ზღვრულ ენერგიაზე მეტია.

ქანებში, როგორც წესი, ხდება რამდენიმე იზოტოპის აქტივირება. მათი იდენტიფიკაციისთვის იყენებენ:

- 1) იზოტოპების განსხვავებას გამოსხივების ენერგიის, შემადგენლობის და ნახევარდაშლის პერიოდის მიხედვით;
- 2) ნიმუშის ქიმიურად დაშლას, რასაც თან სდევს გარკვეული რადიაქტიური იზოტოპის დაშლა.

პირველი ტიპის აქტივაციური ანალიზის მეთოდს, საკვლევი ნიმუშის რაიმე ქიმიური მომზადების გარეშე, უწოდებენ ფიზიკურს ანდა ინსტრუმენტურს.

აქტივაციური ანალიზის მეთოდს, რომელიც ითვალისწინებს აქტიური ნიმუშის ქიმიურ დამუშავებას, ეწოდება რადიოქიმიური და გამოიყენება ძირითადად ელემენტების ძალიან მცირე კონცენტრაციის შემთხვევაში.

აქტივაციური ანალიზისათვის უფრო მეტად ხელმისაწვდომი, (განსაკუთრებით მცირესიმპლავრიანი წყაროების გამოყენებისას, სავსე ლაბორატორიებში) აქტივაციის მაღალი კვეთის ელემენტების. ინსტრუმენტალური ანალიზისათვის ხელსაყრელია ნახევადდაშლის არცთუ ისე დიდი პერიოდებით (რამდენიმე წუთიდან რამდენიმე დღე-ღამემდე).

6) ფოტონეიტრონული მეთოდი.

γ ქვანტები, გარდა ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების სამი ძირითადი ტიპისა, იწვევენ კიდევ რამდენიმე რეაქციას, რომელიც გამოსხივების შესუსტებაში არ თამაშობს მნიშვნელოვან როლს, მაგრამ ისინი საინტერესოა მათ მიერ მეორადი გამოსხივების გამოწვევის უნარით. ამ მხრივ ბირთვული გეოფიზიკისათვის მნიშვნელოვანია ფოტობირთვული რეაქციები, როგორცაა:

(γ, n) , (γ, p) , (γ, f) და სხვა. რიგ შემთხვევებში ამ რეაქციითა პროდუქტები რადიაქტიურებია და მათ შესწავლაზე დამყარებული გამა - აქტივაციური ანალიზი, რომელსაც შემდეგ პუნქტში განვიხილავთ.

რაც შეეხება ფოტონეიტრონულ (გამა-ნეიტრონულ) მეთოდს, ის ემყარება ნეიტრონების რეგისტრაციას, რომელიც ქანების ხისტი γ გამოსხივებით დასხივებისას წარმოიშობა ფოტონეიტრონული რეაქციით (γ, n) . ყველა ფოტობირთვული რეაქცია “ზღვრულ” რეაქციას წარმოადგენს.

7) როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ, ფოტობირთვული რეაქციის შედეგად ხშირად წარმოიშობა რადიაქტიური იზოტოპები ისეთი ნახევარდაშლის პერიოდებით, რომელიც ხელსაყრელია ანალიზისათვის (წმ-იდან რამდენიმე სთ-მდე). თუ კვანტის ენერგია 20 მევ-მდეა, უფრო მოსალოდნელია ფოტონეიტრონული რეაქციები, ხოლო მსუბუქი ბირთვებისათვის მნიშვნელოვანია (γ, p) რეაქციებიც. გამა-აქტივაციური მეთოდის გამოყენებისას მთელ რიგ ელემენტებზე წარმოიშობიან უფრო მცირე სიცოცხლისუნარიანი იზოტოპები, რაც ხელს უწყობს ანალიზის სისწრაფეს. შეიძლება ითქვას, რომ გარკვეული ხარვეზების გამო გამა-აქტივაციური მეთოდის აპარატურა ჯერ კიდევ ითხოვს შემდეგ დახვეწას.

8) γ ბამომსხივების ბამომსხივებასა და ბაბნევაზე დამყარებული მეთოდები.

γ ბამომსხივების შთანთქმის მეთოდი.

ფოტოეფექტის მაღალი კვეთის მქონე მძიმე ელემენტების განსაზღვისათვის შეიძლება გამოყენებული იქნას გამა-აბსორბციული მეთოდი, რომელიც ანალოგიურია ნეიტრონული აბსორბციული მეთოდისა, რომელიც ემყარება

ნიმუშში γ კვანტების კონის შესუსტებას. ეს მეთოდი იძლევაქანში ისეთი ერთი მძიმე ელემენტის განსაზღვრის საშუალებას; ეს ქანი შეიძლება შეიცავდეს კიდევ სხვა მსუბუქ ელემენტებსაც. ფოტოშთანოქმის როლის გაძლიერებისთვის იყენებენ მსუბუქი γ გამოსხივების წყაროებს.

მძიმე ელემენტების: Pb, W, Hg და სხვ. იყენებენ გამა – ელექტრონულ (ემისიურ) მეთოდს, რომელიც ემყარება ისეთი ელექტრონების რეგისტრაციას, რომელიც გამოსხივდება γ კვანტების ფოტოშთანოქმით გაანალიზებული ელემენტის მიერ. ფოტოელექტრონების ინტენსივობა მატულობს მძიმე ელემენტების კონცენტრაციის ზრდის შედეგად. ისეთი ელემენტების შემცველობა, რომელთა ატომური ნომერი 2,5-3-ჯერ ნაკლებია, ვიდრე განსაზღვრული ელემენტისა, პრაქტიკულად ანალიზის შედეგებზე არ მოქმედებს.

γ გამოსხივების ბაზნევის მეთოდი(გამა-გამა-მეთოდი). არსებობს ამ მეთოდის ორი მოდიფიკაცია: სიმკვრივეული და სელექციური.

სიმკვრივეულ გამა-გამა მეთოდში გამოიყენება შედარებით დიდი ენერგიის γ კვანტის წყაროები, უფრო ხშირად ^{60}Co , რომელიც გამოასხივებს 1,17 და 1,33 მევ-ის γ კვანტებს. γ გამოსხივების ინდიკატორი მოთავსებულია მძიმე მეტალისგან (რკინა) დამზადებულ სქელ კორპუსში, რომელიც თითქმის მთლიანად შთანთქავს 0,15-0,2 მევ-ის ენერგიის რბილ γ კვანტებს. ამის შემდეგ, ძირითადად რეგისტრირდება 0,2 მევ-ზე მეტი ენერგიის γ გამოსხივება, ხოლო ფოტოელექტრონული შთანთქმეარ ახდენს მნიშვნელოვან გავლენას ასეთი γ კვანტების ინტენსივობაზე და აქედან გამომდინარე, ქანის ქიმიური შედგენილობა.

სელექციური გამა-გამა მეთოდის შემთხვევაში იყენებენ რბილი γ გამოსხივების წყაროებს (0,3-0,4 მევ-ზე ნაკლები). ამ მეთოდის მაჩვენებლები დამოკიდებულია როგორც γ კვანტების გაბნევაზე (შესაბამისად ქანის სიმკვრივეზე), ასევე მათ შთანთქმაზე, რომელიც ძირითადად განსაზღვრავს მძიმე ელემენტების კონცენტრაციას: რაც უფრო მეტია ამ უკანასკნელთა რაოდენობა ქანში, მით ნაკლებია მეთოდის მაჩვენებლები. ეს მეთოდი გამოიყენება ისეთი ქანების გამოყოფისთვის, რომელიც მდიდარია მძიმე ელემენტებით (ტყვია, ვერცხლისწყალი, ვოლფრამი და ა.შ.) და ასევე ამ უკანასკნელთა კონცენტრაციის რიცხობრივი მნიშვნელობის განსაზღვრისათვის.

9) **რენტგენო-რადიომეტრიული მეთოდი.** ამ მეთოდის ყველაზე მეტად გავრცელებული მოდიფიკაცია ფლუოროსცენტური რენტგენო-რადიომეტრიული ანალიზი, რომელიც ეყრდნობა γ გამოსხივებით აგზნებული გამოსაკვლევი ელემენტების შესწავლას და აგზნებული ატომების დამახასიათებელი რენტგენული გამოსხივების რეგისტრაციას.

არსებობს მეორე მოდიფიკაციაც – აბსორბციული რენტგენო რადიომეტრიული ანალიზი, რომელიც ეყრდნობა ნიმუშის შთანთქმის უნარიანობას. როგორც ცნობილია, ელექტრონების ბმის ენერგია მკვეთრად მცირდება, როდესაც ელექტრონი შიდა ელექტრონული გარსიდან გარე გარსზე გადადის. K-გარსისთვის ის ერთი რიგით მეტია, ვიდრე L გარსისთვის. ფოტოშთანთქმის ალბათობა იზრდება ელექტრონის ბმის ენერგიის ზრდასთან ერთად.

ის ადგილი, რომელიც გამოთავისუფლდება ფოტოელექტრონის მოშორებისას, პრაქტიკულად მყისვე ($10^{-7} - 10^{-16}$ წმ-ში) ივსება ელექტრონით უფრო მაღალი დონიდან, ხოლო ამ ორი გარსის ენერგიათა სხვაობა გადაეცემა γ კვანტს (ფოტონს).

არსებობს აგრეთვე γ კვანტების შთანთქმის და გაბნევის რეზონანსული მეთოდი. ასევე სხვა მეთოდები, რომლებიც ემსახურება ქანების ელემენტების ანალიზს.

შრომის დაცვა რადიაქტიურ ნივთიერებებთან და გამოსხივების წყაროებთან მუშაობისას

იონიზაცია, რომელსაც იწვევს ბირთვული გამოსხივება ადამიანის ორგანიზმში, დიდ გავლენას ახდენს ადამიანის ჯანმრთელობაზე, ხოლო დიდი დოზებით გამოსხივების მიღება კი სიკვდილის მიზეზიც ხდება.

მიღებულია, რომ ორგანიზმის დასხივება ბირთვული გამოსხივების მიხედვით გაიყოს ორად: გარეგანი დასხივება (რომელსაც იწვევს ადამიანის ორგანიზმის გარეთ არსებული წყაროები) და შინაგანი დასხივება, რომელიც გამოწვეულია ადამიანის ორგანიზმში მოხვედრილი რადიოაქტიური ნივთიერებით. ამ ორ შემთხვევაში დაცვის ზომები სრულიად სხვადასხვაა.

გამოსხივება მავნებელია, როდესაც ორგანიზმი მას შთანთქავს. თუ გამოსხივება ისე ჩაუვლის ორგანიზმს, რომ მის ატომებს არ შეეხება და მის ენერგიას არ დაკარგავს, ორგანიზმზე არ ახდენს არავითარ გავლენას. ეი-საშიში ზემოქმედების ხარისხი შთანთქმის დოზაზეა დამოკიდებული. ამიტომ

სანიტარული ნორმები ადგენენ იმ შესაძლო დასხივების ზღვარს, რომელიც დასაშვებია ადამიანისთვის.

ცოცხალ ორგანიზმზე თუ შთანთქმის დოზები ერთნაირია, ისეთი მძიმე ნაწილაკებისათვის, რომელსაც დიდი კუთრი იონიზაცია ახასიათებთ, შემოაქვთ ხარისხის ფაქტორის (კოეფიციენტის) ცნება – QF -ის გვირგვინებს, თუ რამდენად მეტია ბიოლოგიური ეფექტი ასეთ შემთხვევაში, ვიდრე α და β გამოსხივებისას. პრაქტიკულად სხვადასხვა ენერჯის γ ქვანტების ხარისხის კოეფიციენტი 1-ის ტოლია. შთანთქმის დროს γ ქვანტების იონიზაცია გამოწვეულია ელექტრონებით და პოზიტრონებით, აქედან გამომდინარე, ამ უკანასკნელთათვისაც QF სიდიდე ერთის ტოლია.

სიმკვრივე მაღალია (პროტონები და α ნაწილაკები, როცა მათი ენერჯია ≤ 10 მეგ), $QF=10$, ხოლო უკუცემის მძიმე ბირთვებისთვის კი $QF=20$ -საც კი. ჩქარი ნეიტრონებისთვის QF სიდიდე ახლოა პროტონების კოეფიციენტთან (3-დან 10,5-მდე, ენერჯის მნიშვნელობიდან გამომდინარე), რადგან ძირითად ორგანიზაციას ამ შემთხვევაში ახორციელებენ პროტონები – წყალბადის უკუცემის ბირთვები, რომელიც ყველა ატომის 90%-ს შეადგენს და შედის ბიოლოგიურ ქსოვილში. რადგან სხვადასხვა სახის გამოსხივებაზე არსებობს სხვადასხვაგვარი ბიოლოგიური ეფექტურობის ფაქტორი, შემოაქვთ რენტგენის ბიოლოგიური ექვივალენტი ბერი. 1 ბერი არის ის შთანთქმული დოზა, რომელიც იწვევს ისეთსავე ბიოლოგიურ ეფექტებს, როგორც γ გამოსხივების 1 რენტგენი.

ბიოლოგიური ექვივალენტური დოზა D' , რომელიც ბერებში გამოიხატება, ტოლია შთანთქმული D დოზის და ხარისხის QF კოეფიციენტის ნამრავლის:

$$D' = DQF$$

წერტილოვანი წყაროდან გამოსხივების დოზა (რენტგენებში) შეიძლება განისაზღვროს ფორმულით:

$$D = \frac{K_\gamma C t}{R^2} = \frac{8,4qt}{R^2}$$

R – არის წყაროდან დაშორების მანძილი სმ-ში; საათებში გამოსახული დასხივების დრო. C და q – წყაროს აქტივობა შესაბამისად მიკროკიურებსა (მკიური) და მგ ექვ. $Ra.K_\gamma$ -იზოტოპის სიმკვრივეა, რომელიც 1 მკიური წყაროს მიერ 1 სმ მანძილზე შექმნილი სიმძლავრის დოზაა, გამოხატული რენტგენ-საათებში. საერთაშორისო რადიაციული დაცვის კომისიის მიერ პროფესიონალი მუშაკებისთვის ექსპერიმენტულად შემოწმებული დოზა, რომელიც შეიძლება ორგანიზმმა მიიღოს ბირთვული დასხივებისას, მიღებულია 5 ბერი 1 წელიწადში.

ეს არის მაქსიმალური დოზა, რომელიც თანამედროვე აპარატურებით გამოკვლევისას ადამიანის ორგანიზმში არ იწვევს ცვლილებებს.

ავარიული სამუშაოების ჩატარებისას დაშვებულია 10 ბერამდე დოზის მიღებაც კი, ოღონდ იმ პირობით, რომ ეს პიროვნება გარკვეული დროის განმავლობაში განთავისუფლებული იქნება ამ ტიპის სამუშაოდან.

იმ პირობისათვის, ვინც უშუალოდ არ არის დაკავშირებული რადიაქტიურ ნივთიერებებთან და გამოსხივების წყაროებთან, დადგენილია ზღვრულიზომები: 0,5 ბერი/წელიწადში ბუნებრივი ფონის ჩაუთვლელად. ნეიტრონებით დასხივების შემთხვევაში დასაშვებ დოზას (0,1 ბერი კვირაში) ქმნის ჩქარი ნეიტრონების ნაკადი კვირაში $2,6 \cdot 10^6$ ნეიტრონი/სმ², ხოლო სითბური ნეიტრონებისთვის -10^8 ნეიტრონი/სმ² კვირაში.

ყველაზე დიდ საშიშროებას წარმოადგენს შინაგანი დასხივება, რადგანაც ის მოქმედებს მთელი იმ დროის განმავლობაში, როდესაც ორგანიზმში ეს ნივთიერება იმყოფება. გარდა ამისა, ზოგიერთი ნივთიერება გროვდება ზოგ ისეთ "კრიტიკულ" ორგანოში, რომელიც განსაკუთრებით საზიანოა ორგანიზმისთვის.

პროფესიონალი მუშაკებისთვის გარე დასხივების შემთხვევაში, ყველაზე მეტად მგრძნობიარე ორგანოებისთვის (სასქესო ჯირკვლები, სისხლმზადი ორგანოები) მთელი ორგანიზმისთვის დასაშვებია 5 ბერი/წელიწადში, სხვა ორგანოებისთვის ეს დოზა შეიძლება იყოს 15 ბერი (კუნთები, ღვიძლი, თირკმელები, ფილტვები და ა.შ.), 30 ბერი (ძვლები, კანი, ფარისებრი ჯირკვალი) და 125 ბერიც კი (ხელები, ფეხის ტერფები).

ამ ნორმებიდან გამომდინარე, გამოთვლილია როგორი უნდა იყოს იზოტოპების ზღვრული კონცენტრაციები ჰაერსა და წყალში.

ბირთვული მეთოდებით ქანების ანალიზის შემთხვევაში რადიაციული საშიშროება შემდეგში მდგომარეობს: რადიაქტიური მადნის გარეგნული დასხივება. გარეგნული დასხივება ნეიტრონების და γ გამოსხივების წყაროებიდან. ურანის, თორიუმის და სხვა რადიაქტიური ნივთიერებების ემანაციების ორგანიზმში მოხვედრა სასუნთქი გზებით, ჭუჭყიანი ხელებით ან დაბინძურებული პროდუქტებით.

სამუშაოს უსაფრთხოების მიზნით შემუშავებულია სპეციალური სანიტარული ნორმები. გამოყვით მათგან რამდენიმე მნიშვნელოვანი პუნქტი:

- 1) რადიაქტიულ ნივთიერებებთან დაგამომსხივებლებთან შეიძლება სამუშაოდ დაშვებული იქნან ისეთი 18 წელს გადაცილებული ადამიანები, რომელთაც გავლილი აქვთ სპეციალური სამედიცინო გამოკვლევა და ინსტრუქტაჟი.
- 2) მუშა პერსონალის პერიოდული სამედიცინო გამოკვლევა.
- 3) გადასატანი დოზიმეტრებით სამუშაო ადგილებზე გამოსხივების დონის მუდმივი კონტროლი, ხოლო ცალკეულ შემთხვევებში თვით თანამშრომელთა დასხივების მუდმივი კონტროლი ინდივიდუალური დოზიმეტრებით.
- 4) გამოსხივების დოზის შემცირება დასაშვებ დონემდე. ამისათვის გამოსხივების წყაროს გადატანა ხორციელდება კონტეინერებში (როგორც წესი, ტყვიისა - γ გამომსხივებლებისთვის და პარაფინურ-ბორის - ნეიტრონების წყაროებისთვის).

წყაროთა შენახვა ხდება სპეციალურ შესანახ ადგილებსა და კონტეინერებში, ხოლო მუშა პერსონალს ის მიეცემა ხელწერილით. დიდი სიმძლავრის წყაროებს (ამაჩქარებლები, რეაქტორები და ნეიტრონების გამამრავლებლები) აქვთ სპეციალური დაცვა, რომელიც განაპირობებს გამოსხივების აუცილებელ შემცირებას. ამჟღის ტიპის წყაროების შემთხვევაში ისინი განლაგდებიან სპეციალურ დანადგარებში შესაბამისი დაცვით, ანდა წყაროსა და მოსამსახურე პერსონალს შორის აყენებენ აუცილებელი სისქის გადასატან დამცავს.

- 5) დასხივების დროის შემცირება, თუ სამუშაო ტარდება ღია წყაროებთან. ამისათვის ასეთი წყაროები, როგორც მათი გამოტანა შესანახი კონტეინერიდან და ისევ უკან წაღება, მნიშვნელოვანი აქტივობის აქტივირებული ნიმუშების გადატანა და ა.შ. ხორციელდება რამდენიმე თანამშრომლის ერთმანეთის შეცვლა-მონაცვლეობით გრძელი მანიპულატორების დახმარებით;
- 6) რადიაქტიური ნივთიერებების ორგანიზმში მოხვედრისგან ორგანიზმის დაცვა რესპირატორების საშუალებით, ხოლო დიდი აქტივობისას – დამცველი კამერებით (ბოქსებით) მანიპულატორების საშუალებით.
- 7) ჰიგიენური ნორმების და წესების დაცვა: სპეცტანსაცმლით მუშაობა, ხელების დაბანა სამუშაოს შემდეგ, მოწვეის და ჭამის წინ; არ შეიძლება საჭმლის მიღება და მოწვევა ღია პრეპარატებთან ლაბორატორიებში, ანდა დარბაზებში, სადაც არის მძლავრი წყაროები და

- სადაც შესაძლებელია გარშემო მყოფი საგნების, კერძოდ მტვრის, აქტივაცია.
- 8) სანიტარული სამსახურის მიერ მიღებული დაწესებულების სპეციალური აღჭურვა, თუ აქ ხდება დიდი აქტივობის ღია პრეპარატებთან მუშაობა.
 - 9) რადიაქტიური ნარჩენების შეკრება სპეციალურ კონტეინერებში და მათი შემდგომი გადატანა განსაკუთრებულ სამარხებში.
 - 10) წყაროების სწორი შენახვა სეველე პირობებსა და მათი გადატანის დროს. უნდა გამოირიცხოს მათი დაკარგვის და უცხო პირთა ხელში მოხვედრის შესაძლებლობა; თუ გამოსხივების წყაროზე და რადიაქტიურ პრეპარატებთან მუშაობისას შემთხვევით ავარიამოხდა, სასწრაფოდ უნდა ეცნობოს შესაბამის სამსახურებს.

ბირთვული გეოქრონოლოგია

გეოლოგიური ობიექტების ასაკის განსასაზღვრავად ბირთვული გეოქრონოლოგია იყენებს ერთი ელემენტის მეორე ელემენტებად რადიაქტიურ გარდაქმნას. რადიაქტიური დაშლის სიჩქარე ყველა გეოლოგიურ ეპოქაში მუდმივი რჩებოდა - ის არ არის დამოკიდებული გარე პირობებზე (წნევა, ტემპერატურა და ა.შ.). ამის გამო, ბირთვული გეოქრონოლოგიის ჩვენებები შესაძლოა სრულიად სანდოდ ჩაითვალოს.

ამჟამად გეოლოგიური ობიექტების დათარიღებისთვის გამოიყენება მეთოდების მთელი რიგი. გეოლოგიურ მეცნიერებაში ბირთვული (ანუ იზოტოპური) გეოქრონოლოგია გადაიქცა დამოუკიდებელ მიმართულებად. ბირთვულ-გეოქრონოლოგიურმა კვლევებმა და განზოგადოებებმა ცალსახად განაპირობეს დედამიწის ასაკის წელთაღრიცხვის აბსოლუტური სკალის შექმნა. ანალიზური მეთოდების (ძირითადად მასს-სპექტრომეტრები) გამოყენებამ საშუალება მოგვცა ერთი და იგივე ნიმუში გამოყენებული იქნას სხვადასხვა მეთოდებით გაზომვებისთვის. თუ ერთი და იგივე ნიმუში დამუშავდა სხვადასხვა მეთოდით და

ერთდაიგივე შედეგი იქნა მიღებული, მხოლოდ ამის შემდეგ მიაწერენ ნიმუშს განსაზღვრულ აბსოლუტურ ასაკს.

ცნობილია, რომ პალეოზოური ერის კემბრიული პერიოდის დასაწყისი განეკუთვნება პირველ უხერხემლოთა წარმოშობის პერიოდს, რაც ჩვენამდე დაახლოებით 600 მლნ წლით ადრე მოხდა. უფრო შორეული გეოლოგიური ისტორიის შესწავლა მხოლოდ ბირთვული გეოქრონოლოგიის მეთოდებით ხერხდება. ამჟამად, დედამიწის ყველა მატერიკზე აღმოჩენილია 2,5 მლრ წელზე მეტი ხნის ქანში, ხოლო ყველაზე ძველი ქანების ასაკი 4 მლრ წელს აღწევს.

ცხადია, ქანებისათვის დადგენილი მაქსიმალური ასაკი დედამიწის ასაკის ქვედა საზღვარს უჩვენებს. დედამიწის, როგორც პლანეტის ასაკის ზედა საზღვრის განსაზღვრავად სწავლობენ ტყვიაშემცველ მინერალებში ტყვიის იზოტოპების განაწილებას. თანამედროვე შეფასებით, რომელიც ტყვიის იზოტოპების მეთოდით არის განსაზღვრული, დედამიწის ასაკი 4,53 – 4, 55 მლრ წელია.

4 მლრ წელზე მეტი ხნის ქანი აღმოჩენილია მთვარეზეც. არის საფუძველი ვიფიქროთ, რომ მთვარე დედამიწასთან შედარებით რამდენიმე ასეული მლნ წლის შემდეგ წარმოიშვა, მაგრამ არა დედამიწიდან მისი “მოწყვეტის” გზით, არამედ აკრეციის შედეგად. მეტეორიტების იზოტოპული დათარიღების საშუალებით შესაძლებელი გახდა მზის სისტემის ასაკის დადგენა – 4,7 მლრ წელი.

ერთ-ერთი ყველაზე იშვიათი ელემენტის - რენიუმის რადიაქტიური გარდაქმნების გამოყენებამ ჩვენი სამყაროს შემადგენელი ქიმიური ელემენტების ასაკის შეფასების საშუალება მოგვცა: აღმოჩნდა, რომ ნუკლოსინთეზის პროცესი დაახლოებით 18 მლრ წლის წინათ დაიწყო.

არსებობს დათარიღების სხვადასხვა ბირთვული მეთოდი:

- 1) ურან-ტყვიით დათარიღება: ეს მეთოდი ბირთვული-გეოქრონოლოგიური დათარიღების ყველაზე ძველ მეთოდს წარმოადგენს.

დედამიწაზე ტყვიის საშუალო იზოტოპური შემცველობა შემდეგი მონაცემებით ხასიათდება: ^{204}Pb - 1, 5%; ^{206}Pb - 23, 6%; ^{207}Pb - 22, 6%; ^{208}Pb - 52, 3%. იზოტოპების ბირთვების ნაწილი: ^{206}Pb და ^{208}Pb რადიობენურები არიან. ისინი წარმოადგენენ შემდეგი რადიაქტიური იზოტოპების საბოლოო პროდუქტს: ^{238}U , ^{235}U და ^{232}Th . ამ რადიაქტიური იზოტოპებიდან თითოეული, როგორც ცნობილია, თავ-თავიანთ რადიაქტიურ ოჯახებს ქმნიან, თითოეულ ოჯახში კი თავის მხრივ მიმდინარეობს ბირთვული გარდაქმნების რთული შუალედური სერიები.

ამასთან: ^{206}Pb -ის $T_{1/2}=4,53 \cdot 10^9$ წელი; ^{207}Pb -ის $T_{1/2}=7,13 \cdot 10^8$ წელი; ^{232}Th -ის $T_{1/2}=13,89 \cdot 10^9$ წელი.

როდესაც ხდება ურანის, თორიუმის და ტყვიის იზოტოპების შემადგენლობის ანალიზი და ნიმუშის, შესაძლოა მიღებული იქნას სამი სახის იზოტოპური ფარდობა: $^{206}Pb / ^{238}U$; $^{207}Pb / ^{235}U$; $^{208}Pb / ^{232}Th$.

თუ გამოვიყენებთ ფორმულას:

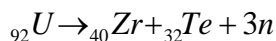
$$t = \frac{1}{\lambda} \ln\left(1 + \frac{D}{N}\right) \quad (1)$$

სადაც N არის იმ ატომთა რაოდენობა, რომელიც t დროში დაიშალა. ამასთან, რადიაქტიური დაშლისას მშობლიური N_0 იზოტოპი გარდაიქმნება D შვილობილ იზოტოპად. t დროის განმავლობაში დაგროვილი შვილობილი D ატომების რაოდენობა გამოითვლება ფორმულით:

$$D = N_0 - N$$

ამგვარად, (1) ფორმულის გამოყენების შემდეგ გვექნება აბსოლუტური გეოლოგიური ასაკის სამი დამოუკიდებელი შეფასება. რადგან Th -ს აქვს ნახევარდაშლის დიდი პერიოდი, ამიტომ ის გამოირჩევა დაბალი მგრძობიარობით და მას იშვიათად იყენებენ. ე.ი. ურან-ტყვიით დათარიღების არსი იმაში მდგომარეობს, რომ პირველ რიგში უნდა განისაზღვროს $^{206}Pb / ^{238}U$ და $^{207}Pb / ^{235}U$ -ის თანაფარდობები. თანამედროვე მეთოდებით ამ თანაფარდობების განსაზღვრა 2%-სიზუსტითაა შესაძლებელი. ^{238}U -ის ნახევარდაშლის პერიოდი განსაზღვრულია 1%-ის სიზუსტით, ხოლო ^{235}U -ის კი - 2%-ით.

დათარიღება შეიძლება მოხდეს ურანის სპონტანური დაშლის ტრეკის მიხედვითაც. ურანის ორივე იზოტოპი, ^{238}U და ^{235}U თვითნებურად (სპონტანურად) იშლება, რის შედეგადაც ბირთვი იხლიჩება ორ ნაწილად და გამოსხივდება რამდენიმე ნეიტრონი. შესაძლოა ასეთ შემთხვევაში წარმოიშვას ცირკონი და ტელური:



იზოტოპების ნახევარდაშლის პერიოდები მკვეთრად განსხვავდება ერთმანეთისაგან. ^{238}U -ის ნახევარდაშლის პერიოდი არის $5,9 \cdot 10^{15}$ წელი, ხოლო ^{235}U -ისა - $1,8 \cdot 10^{17}$ წელი.

^{238}U - იზოტოპის წილი ნატეხების წარმოქმნაში იმდენად დიდია, რომ ^{235}U -ის წილი შეიძლება უგულვებელყოთ. გარდა ამისა, ^{235}U -ის შემცველობა ბუნებრივ ურანში გაცილებით ნაკლებია.

ამ მეთოდის დიდი უპირატესობა ისიცაა, რომ არ არსებობს ფონისაქმე ისაა, რომ არ არსებობს ისეთი წყაროები, რომლებიც მინერალში ტოვებს ტრეკს (განარბენის კვალს), რომელიც შეცდომით შეიძლება ჩაითვალოს ^{238}U -ის იზოტოპის სპონტანურად დაშლის ტრეკად. მეთოდი შეიძლება გამოვიყენოთ ასაკის საკმაოდ ფართო დიაპაზონში – რამდენიმე მლრ წლიდან რამდენიმე თვემდე. მნიშვნელოვანი ყურადღებაა ექცევა მეთოდის სიზუსტის საკითხს. ერთ-ერთი აუცილებელი პირობა, რაც სიზუსტესთანაა დაკავშირებული, იმაში მდგომარეობს, რომ უნდა იქნას არჩეული ტრეკის ოპტიმალური სიმკვრივე. ეს სიმკვრივე უნდა იყოს არა ნაკლები 1-ისა და არა უმეტესი 10^4 -ისა 1 მმ²-ზე. ზედა ზღვარი იმითაა გამოწვეული, რომ მაღალი სიხშირის შემთხვევაში ტრეკები ერთმანეთზე ზედდებას ახდენს, ამის გამო, რომ თვლისას მათი ნაწილი შესაძლებელია გამოტოვებული იქნას.

ამ მეთოდის უპირატესობა იმაში მდგომარეობს, რომ მინერალების და გულკანური ნატეხების ძალიან მცირე ნიმუშებიც კი შეიძლება გამოდგეს გასაზომად.

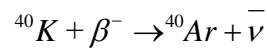
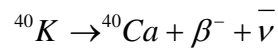
რადიუმ-სტრონციუმით დათარიღების მეთოდი. რუბიდიუმს ორი ბუნებრივი იზოტოპი გააჩნია: ^{85}Rb და ^{87}Rb . მათგან უკანასკნელი რადიაქტიურია. ამ ორი იზოტოპის ფარდობითი გავრცელება საკმაოდ დიდი სიზუსტით იზომება.

^{87}Rb -ს ახასიათებს β დაშლა. მისი ნახევარდაშლის პერიოდი ძალიან დიდია, ამიტომ მისი ზუსტი გაზომვები გაძნელებულია. დამატებითი სიძნელებები ნიმუშის გაზომვისას იმით არის განპირობებული, რომ ამოფრქვეული ელექტრონების კინეტიკური ენერჯია ძალიან მცირეა - ის სულ 0, 275 მეგ-ის ტოლია. ამჟამად, ^{87}Rb -ის ნახევარდაშლის პერიოდად $(5,0 \pm 0,2) \cdot 10^{10}$ წელია მიღებული.

გეოლოგიური დათარიღებისთვის გამოსადეგია ის ფაქტი, რომ შესაძლებელია რუბიდიუმის რადიაქტიური გარდაქმნა სტრონციუმად. სტრონციუმს ოთხი სტაბილური იზოტოპი გააჩნია: ^{84}Sr ; ^{86}Sr ; ^{87}Sr და ^{88}Sr . სტრონციუმის იზოტოპური შედგენილობა მუდმივი არ არის ბუნებაში. ის დამოკიდებულია როგორც Rb/Sr -ის ფარდობაზე მოცემულ ნიმუშში, ასევე იმ ფაქტორზე, თუ რამდენ ხანს იმყოფებოდა ის რუბიდიუმის გვერდით. რაც უფრო მეტ ხანს არსებობს ეს

წყვილი ჩაკეტილ სისტემაში, მით მეტია მასში რადიოგენური იზოტოპის ^{87}Sr -ის კუთრი წონა. როგორც წესი, ამ უკანასკნელის დაგროვებაზე მსჯელობენ $^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}$ -ის ფარდობის მიხედვით. ამ ფარდობას ანალიზის მომენტში ზომავენ მას-სპექტრომეტრებით. ქიმიური, სპექტრალური ან სხვა ანალიზის მიხედვით ღებულობენ რუბიდიუმის და სტრონციუმის კონცენტრატებს და შემდეგ თვლიანფარდობას.

კალიუმ-არგონით დათარიღების მეთოდი. ბუნებრივ კალიუმს გააჩნია რადიაქტიური იზოტოპი ^{40}K , რომლის საშუალო შემცველობა ბუნებრივ ნარევეში 0,012 %. მისი დაშლა ორი გზით ხდება: β^- დაშლა (88%) და K-ის ჩაჭერა (12%).



^{40}K -ის ნახევარდაშლის პერიოდი $1,4 \cdot 10^9$ წელიწადია. ეს სიდიდე ახასიათებს კალიუმის იზოტოპის რაოდენობის შემცირებას ორივე გარდაქმნის შედეგად.

^{40}K -ის გარდაქმნა ^{40}Ca -ად გამოიყენება აბსოლუტური ასაკის განსასაზღვრავად, რადგან კალიუმის შემცველი მინერალები, როგორც წესი, არარადიოგენურ ^{40}Ca -ს შეიცავენ, რომლის მიხედვითაც არ ხდება დათარიღება. ^{40}K -ის დაშლის მეორე გზა, ელექტრონული ჩაჭერა, იწვევს ^{40}Ar -ის იზოტოპის წარმოშობას, რომელიც დათარიღების კალიუმ-არგონის მეთოდში გამოიყენება.

^{40}K -ის ატომების ის რაოდენობა, რომელიც გარდაიქმნება ^{40}Ar -ად, შეიძლება გამოვითვალოთ $\lambda\beta$ (β -დაშლის ალბათობა) და λ_e -ს (ელექტრონების ჩაჭერის ალბათობა) ფარდობით. ნიმუშში ^{40}K -ს თანამედროვე რაოდენობა განისაზღვრება ფორმულით:

$$^{40}\text{K} = ^{40}\text{K}_e^{-(\lambda_e + \lambda\beta)t},$$

სადაც ^{40}K -არის კალიუმის რაოდენობა მინერალის წარმოქმნის პერიოდში, t კი - ასაკი.

კალიუმ-არგონის მეთოდი ურან-ტყვიის მეთოდთან შედარებით უფრო უნივერსალურია, რადგან ბუნებაში კალიუმ-შემცველი მინერალები მეტადაა გავრცელებული. კალიუმ-არგონის მეთოდი შეიძლება გამოყენებული იქნას შედარებით ახალგაზრდა ქანებისთვისაც.

რადიონახშირბადის მეთოდი. ატმოსფეროს ზედა ფენებში იცვლება იმ კოსმოსური სხივების შემადგენლობა, რომლებიც დედამიწას აღწევენ. პირველადი გამოსხივების ნაწილაკებს (მათ შორის პროტონები ძირითად როლს თამაშობს) გააჩნიათ დიდი ენერგია და შეუძლიათ გზაზე შემხვედრი ატომების ბირთვების გახლეჩა. ასეთი გახლეჩვის შედეგად წარმოშობიან ბირთვები, რომელთაც თავის მხრივ შეუძლიათ ბირთვული რეაქციები გამოიწვიოს. ნეიტრონებით გამოწვეული ყველაზე მნიშვნელოვანი რეაქციები არის აზოტის გარდაქმნა ნახშირბადად. $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. იზოტოპი ^{14}C რადიაქტიურია, მისი ნახევარდშლის პერიოდი 5768-ის ტოლია. გამოასხივებს რა β სხივებს, ^{14}C გარდაიქმნება სტაბილურ აზოტად (^{14}N). ნაკლები ალბათობით ნეიტრონებზე შესაძლებელია სხვა რეაქციებიც, რომლებიც ხელს უწყობენ ასევე რადიონახშირბადის წარმოქმნას: $^{16}\text{O}(n^3, \text{He})^{14}\text{C}$; $^{15}\text{N}(n, d)^{14}\text{C}$; $^{15}\text{C}(n, \gamma)^{14}\text{C}$.

რადიონახშირბადი სწრაფად იჟანგება და გარდაიქმნება რადიოაქტიურ ნახშირჟანგ გაზად $^{14}\text{CO}_2$, რომელიც 10-15 წლის განმავლობაში მთლიანად შეერევა ნახშირჟანგის ძირითად გაზს ატმოსფეროში. ნახშირჟანგის გაზის ^{14}C იზოტოპი ხვდება მცენარეებში, აქედან კი ცოცხალ ორგანიზმებში. ^{14}C იზოტოპის წონასწორული კონცენტრაცია ბიოსფეროს ნახშირჟანგის მოცულობით რაოდენობასთან $1,2 \cdot 10^{-10}$ %-ია. ეს შეესაბამება დაახლოებით ორგანული წარმოშობის 1 გრ ნახშირჟანგზე დაახლოებით 15 დაშლას წუთში. დედამიწაზე რადიაქტიური ნახშირჟანგის საერთო წონასწორული რაოდენობა (ატმოსფეროში, ჰიდროსფეროსა და ბიოსფეროში) შეადგენს დაახლოებით 60 ტონას, ეს კი 300 მილიონი კიურის აქტივობის ექვივალენტურია.

როგორც კი შეწყდება ნივთიერებათა ცვლა (ორგანიზმი იღუპება), რადიონახშირბადის კონცენტრაცია ქსოვილებში იწყებს შემცირებას. ^{14}C -ის რაოდენობის შემცველობის მიხედვით მოცემულ მომენტში შესაძლებელია ვიმსჯელოთ და დავაზუსტოთ მომენტი, თუ როდის შეწყდა ნახშირბადის ცვლა ატმოსფეროსთან. ^{14}C -ს შემცირება ნიმუშში მისი ატმოსფეროსთან გაცვლის შეწყვეტის შემდეგ, გამოითვლება ფორმულით:

$$^{14}\text{C}_{\text{ნიმუშის}} = ^{14}\text{C}_{\text{ატმოსფ.}}$$

სადაც λ ^{14}C იზოტოპის დაშლის მუდმივაა. საძიებო დრო გამოითვლება ფორმულით:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{{}^{14}\text{C}_{\text{ატმოსფ.}}}{{}^{14}\text{C}_{\text{ნიმუშის}}} \right)$$

${}^{14}\text{C}$ იზოტოპის შედარებით არც თუ დიდი ნახევარდაშლის პერიოდი განსაზღვრავს მეთოდის ზედა საზღვარს, რომელიც თანამედროვე ტექნიკის პირობებში 50 ათასი წელია, ქვედა საზღვარი კი 1000 წელიწადია. ნიმუშებისთვის, ჩვეულებრივ, გამოიყენება ხის ნარჩენები, ტორფი, ჰუმუსი და სხვა.

რადიონახშირბადური დათარიღებით შესაძლებელი გახდა კლიმატოქრონოლოგიური სკემის დადგენა. დამტკიცდა, რომ სხვადასხვა რეგიონებში ადგილი ჰქონდა კლიმატის რადიკალურ ცვლილებებს. ასევე დადგინდა კლიმატური ცვლილებების გლობალური ხასიათი, მაგალითად, აღმოჩნდა, რომ 33 000 – 30 000 წლების წინ დედამიწაზე ადგილი ქონდა გამოკვეთილ აცივებას, ხოლო 16,5 – 15 ათასი წლის წინ კი – დათბობის პერიოდი დაიწყო.

რადიონახშირბადის მეთოდს საფუძვლად უდევს ის დაშვება, რომ ${}^{14}\text{C}$ -ს რაოდენობა გარემოში (ჰაერი, წყალი) იმ მომენტში, როდესაც შეწყდა ნივთიერებათა ცვლა ობიექტში, იყო ისეთივე, როგორც დღეს. ეს დაშვება არ არის მთლად ზუსტი, რადგან ${}^{14}\text{C}$ იზოტოპის შემცველობა ატმოსფეროში იცვლება სხვადასხვა მიზეზების გამო, მაგალითად, ბირთვული აფეთქებების მიზეზით, კოსმოსური გამოსხივების ინტენსივობის ცვლილებით, საწვავის წვის შედეგად და ა.შ. ასეთ ხელისშემშლელ ფაქტორებს შეუძლია გამოიწვიოს დაახლოებით 10 %-იანი ცდომილება ნიმუშის ასაკის დადგენის დროს.

დათარიღება პროტაქტინიუმით და იონიუმით. პროტაქტინიუმის იზოტოპი ${}^{231}\text{Pa}$ წარმოადგენს ${}^{235}\text{U}$ -ის ოჯახის შუალედურ პროდუქტს, ხოლო იზოტოპი ${}^{230}\text{Th}$ (ხანდახან მას უწოდებენ იონიუმს) - ${}^{238}\text{U}$ -ის ოჯახის შუალედურ პროდუქტს. თუ რაიმე მიზეზის გამო დაღრვეული იქნება წონასწორობა მშობლიურ და საშუალო იზოტოპების ბირთვების რაოდენობას შორის, მაშინ დროთა განმავლობაში რადიაქტიური ბირთვების სისტემა მიისწრაფვის წონასწორობის აღდგენისაკენ.

დაღრვეული წონასწორობის მაგალითად შეიძლება გამოდგეს ურანი, რომელიც გამოყოფილია ყველა თავისი შვილობილი პროდუქტისაგან. ასეთ სისტემაში შვილობილი იზოტოპების კონცენტრაცია დროთა განმავლობაში გაიზრდება. ამასთან, წონასწორობის აღდგენის სიჩქარე განისაზღვრება შვილობილი ბირთვების ნახევარდაშლის პერიოდით. პირიქით, თუ სისტემაში არსებობს

შვილობილი იზოტოპები, რომლებიც არ არის მშობლიური ელემენტებით “გამაგრებული”, მაშინ მათი რაოდენობა დროთა განმავლობაში მცირდება, იმ პირობით, რომ ისევ და ისევ მიისწრაფვიან წონასწორობისაკენ.

იონიუმის(^{230}Th) ნახევარდაშლის პერიოდი 752 000 წელიწადის ტოლია, მისი წონასწორობა ^{238}U საწყის იზოტოპთან აღდგება დაახლოებით 500 ათას წელიწადში. ^{281}Pa იზოტოპისათვის, რომლის ნახევარდაშლის პერიოდი 32,5 ათასი წელია, თავის მშობლიურ ^{235}U იზოტოპთან წონასწორობის აღდგენის პერიოდი 250 ათას წელს უდრის. წონასწორობის აღდგენის დრო ახასითებს ამა თუ იმ იზოტოპის ქრონოლოგიური გაზომვების შესაძლო საზღვარს.

^{281}Pa და ^{230}Th იზოტოპებს შორის წონასწორობა ირღვევა ოკეანური ნალექების წარმოშობის დროს. თორიუმის და პროტაქტინების ქიმიური ქცევა როგორც ზღვის წყალში, ასევე ნალექებში, თითქმის ერთნაირია, მაგრამ მნიშვნელოვნად განსხვავდება ურანის ქცევისაგან. ურანი ზღვის წყალში კარგად იხსნება, ხოლო თორიუმი და პროტაქტინიუმი ადვილად სორბირდებაჰიდროქსიდებთან, კალციუმის კარბონატთან და ილექება ნალექებში.

^{231}Pa და ^{230}Th -ის იზოტოპების განაწილება დანალექის მთელი სვეტის გასწვრივ გვაძლევს საშუალებას განისაზღვროს დანალექის წარმოშობის საშუალო სიჩქარე. მაგალითად, თუ გაზომილია იონურ-ურანული ფარდობა მთელი სვეტის გასწვრივ, მაშინ ის წერტილი, სადაც შეფარდება წონასწორობას შეესაბამება, განსაზღვრავს დანალექი ფენის სიღიღეს, რომელიც შეესაბამება 500 000 წელს (წონასწორობის აღდგენის დრო). თუ სვეტის სიგრძეს ამ დროზე გავყოფთ, მიიღება ნალექების წარმოშობის საშუალო სიჩქარე.

თანამედროვე გეოლოგიურ ეპოქაში მიმდინარე სწრაში

პროცესების დათარიღება

ასეთი პროცესები შეიძლება მცირე პერიოდში – რამდენიმე წელი, ან ათეული წლები. ასეთ შემთხვევაში შეიძლება გამოყენებული იქნას შემდეგი რადიაქტიური იზოტოპები: ^{210}Pb და ^{228}Ra . ^{210}Pb წარმოადგენს ^{228}Ra -ის საშუალოდ წვერს და აქვს ნახევარდაშლის ასეთი პერიოდი: 21,4 წელიწადი. ^{228}Ra -ს, რომელიც ^{230}Th -ის მწკრივის წვერია და 6,7 წლის ტოლი ნახევარდაშლის პერიოდი აქვს.

^{210}Pb -ის იზოტოპით განისაზღვრა ანტარქტიკის კონტინენტის ზოგიერთი უბნის თოვლის საფარის ზრდის სიჩქარე. ^{238}U -დან ^{210}Pb -მდე დაშლის მწკრივი შეიცავს გაზურ იზოტოპს – რადონის იზოტოპს ^{222}Rn . ეს უკანასკნელი ატმოსფერული ნალექების წარმოშობის დროს ჩაიჭირება თოვლის კრი

სტალებით. თოვლის საფარში არის ^{210}Pb -ის იზოტოპის არაწონასწორული რაოდენობა – მისი კონცენტრაცია ექსპონენციალურად კლებულობს სვეტის სიღრმის ზრდასთან ერთად. ^{210}Pb -ის შემცველობაზე უფრო ადვილია, თუ გავზომავთ მისი შვილობილი $^{210}\text{Pb}_0$ -ის იზოტოპს, რომელიც თავის მხრივ α გამომსხივებელს წარმოადგენს. $^{210}\text{Pb}_0$ -ის ნახევარდაშლის პერიოდი მხოლოდ 238 დღეა, რაც ^{210}Pb -თან შედარებით მის დიდ აქტივობას განაპირობებს. გაზომვებმა აჩვენეს, რომ 18 მეტრის სიღრმის სვეტი 60 წლისაა. ამგვარად, თოვლის საფარის ზრდის საშუალო სიჩქარე წელიწადში 30 სანტიმეტრია. ^{228}Ra გამოყენებული იყო ოკეანური, ძალიან ახალგაზრდა დანალექი ფენის ასაკის გამოსავლენად.

ბუნებრივი ბირთვული რეაქტორის შესახებ არსებობს ძალიან საინტერესო ჰიპოთეზა. 1972 წელს აფრიკაში (გაბონი) ოკლოს ურანის საბადოზე აღმოჩნდა ^{235}U -ის იზოტოპის შემადგენლობის მნიშვნელოვანი ანომალია. პირველმა გაზომვებმაც კი გვიჩვენეს, რომ ნიმუშთა უმრავლესობაში ამ იზოტოპის შემადგენლობა 0,44 %-მდეა დაწეული. მოგვიანებით ნაპოვნიქნა ისეთი უბნები, სადაც ^{235}U -ის კონცენტრაცია 0, 292% -ს შეადგენდა, ე.ი. ჩვეულებრივზე 2,5-ჯერ ნაკლები იყო, თუმცა ზოგიერთ ნიმუშში ^{235}U -ის იზოტოპის შემცველობა ოდნავ მომატებული (0,730%) აღმოჩნდა. ოკლოს საბადოს ასაკი, განსაზღვრული რუბიდიუმ-სტრონციუმის მეთოდით, აღმოჩნდა $1,74 \cdot 10^9$ წლის ტოლი.

დანაკვირვები ანომალია შეიძლება აიხსნას მხოლოდ იმით, თუ დავუშვებთ, რომ საბადოს ქანები რაღაც პერიოდში ნეიტრონებით დასხივებას განიცდიდნენ, ამასთან ამ ნეიტრონების საერთო ნაკადი $1 \text{ სმ}^2\text{-ზე } 10^{21}$ –ს უდრიდა. ეს ნეიტრონები შეიძლება წარმოშობილიყო ბუნებრივი ბირთვული რეაქტორის გაყოფის ჯაჭვური რეაქციის შედეგად. ანდა, სხვაგვარად რომ ვთქვათ, წარმოიშვა ჰიპოთეზა იმის შესახებ, რომ არსებობდა ბუნებრივი ბირთვული რეაქტორი. ეს ჰიპოთეზა სრულიად ბუნებრივი ჩანს. მართლაც, ^{235}U -ის იზოტოპის შემადგენლობა 1,7 მილიარდი წლის წინ შეადგენდა 3%. ოკლოს საბადოს გეოლოგიური მახასიათებლები ამტკიცებენ, რომ შესაძლებელი იყო ურანის მარილის წყალხსნარის წარმოშობაც. ასეთი გზით წარმოშობილი რეაქტორი ნელა მოქმედებდა, თუმცა მისი მოქმედება საკმარისად დიდი ხნის განმავლობაში გრძელდებოდა და ამან გამოიწვია ^{235}U -ის გამოწვაც. გარდა ამისა, იგივე საბადოზე აღმოჩენილი იქნა ნეოლიუმის, ევროპიუმის და სამარიუმის

ანომალიები. ამგვარად, ნეოდიმის იზოტოპის შვიდივე ნაირსახეობა მკვეთრად განსხვავდება ჩვეულებრივისაგან.

ამ განსხვავებების გამო შეგვიძლია ვიფიქროთ, რომ ნეოდიმის ნაწილი შესაძლოა წარმოშობილი იქნას ურანის გაყოფით.

ბუნებრივი ბირთვული რეაქტორის არსებობის ჰიპოთეზის სასარგებლოდ ლაპარაკობს მნიშვნელოვანი დასკვნები იმის შესახებ, რომ არსებობს უარყოფითი კორელაცია ^{235}U -ის და საბადოში ურანის საერთო შემცველობას შორის. ცხადია, რაც მეტია ურანის შემცველობა საბადოში, მით მეტი ^{235}U -ის იზოტოპის წვა უნდა მოხდეს.

ამგვარად, ურანის იზოტოპური შემცველობის შესწავლა საშუალებას გვაძლევს სხვადასხვა გეოლოგიური პროცესების შესწავლისას საკითხი ახლებურად განვიხილოთ და გარდა ამისა, აღმოვაჩინოთ ადრე უცნობი ბუნებრივი მოვლენები.

დედამიწის ასაკი და გეოქრონოლოგია

დედამიწისასაკის განსაზღვრა ერთ-ერთი რთული, დღემდე გადაუწყვეტელი ამოცანაა. უშუალოდ შესწავლა შესაძლოა მხოლოდ დედამიწის ქერქის ზედა ნაწილებისა, ამასთან ყველაზე ძველი რადიაქტიური მინერალები და მათი შემცველი ქანები, გეოლოგიური მონაცემების თანახმად, არ წარმოადგენენ დედამიწის ქერქის უძველეს ნაწილებს - ისინი წარმოადგენენ უფრო ძველი წარმონაქმნების მეტამორფიზმის შედეგს. ამიტომ, ასაკის მნიშვნელობა, რომელიც მიღებულია ხმელეთის ყველაზე მეტად ძველი ქანებისათვის, წარმოადგენს მხოლოდ დედამიწის ასაკის ქვედა საზღვარს.

ტყვიის, არგონის და სტრონციუმის მეთოდებით უძველესი ქანების კვლევებმა გვიჩვენეს, რომ დედამიწის ქერქის შედარებით უძველესი მონაკვეთების ასაკი (гнейсовдокембрия) შეადგენს 3 500 მილიონ წელს (უკრაინასა და კოლის ნახევარკუნძულზე), ხოლო 3 200 მილიონ წელს სამხრეთ აფრიკაში.

ამგვარად, დედამიწის ასაკის ქვედა საზღვრად შეიძლება ჩაითვალოს 3 500 მილიონი წელი.

დედამიწის ასაკის ზედა საზღვრის განსაზღვრა შესაძლებელია რადიაქტიური ელემენტების ასაკის მიხედვით, ე.ი. იმ რადიაქტიური ელემენტების არსებობის დროის მიხედვით, რომელთა თავმოყრითაც კოსმოსში შეიქმნა ჩვენი პლანეტა

და, საერთოდ, მზის სისტემა. რადიაქტიური ელემენტების ასაკი სამი საშუალებით შეიძლება დადგინდეს: ბირთვული სინთეზის პროცესის დამთავრების შემდეგ ^{235}U -ის და ^{238}U ურანის იზოტოპების პირველადი განაწილების მიხედვით. ბუნებრივ სხეულებში ურანის და ტყვიის განაწილების მიხედვით, თუ გათვალისწინებული იქნება ტყვიის იზოტოპური შემადგენლობა და მისი ცვლილებები, ბუნებრივ ობიექტებში $^{40}\text{Ar}/^{40}\text{K}$ –ფარდობით ყველაზე მეტი ფარდობითი მნიშვნელობის მიხედვით; პირველი მეთოდის მიხედვით დედამიწის ასაკის განსაზღვრა ხდება შემდეგი ფორმულით:

$$\left(\frac{^{235}\text{U}}{^{238}\text{U}}\right)_0 = \frac{1}{139} = \frac{e^{\lambda \cdot 235} U_t}{e^{\lambda \cdot 238} U^t}$$

სადაც $\left(\frac{^{235}\text{U}}{^{238}\text{U}}\right)_0$ -ურანის იზოტოპის საწყისი ფარდობითი მნიშვნელობაა, $\frac{1}{139}$ კი – მათი თანამედროვე მნიშვნელობა.

როგორც ეს ე. რეზერფორდმა გააკეთა, ჩვენც თუ დავუშვებთ, რომ $\left(\frac{^{235}\text{U}}{^{238}\text{U}}\right) = 1$ -

საწყისი მნიშვნელობა 1-ის ტოლია, მაშინ ელემენტების ასაკი 6 050 მილიონი წლის ტოლი იქნება. თუმცა გ. ზიუსემ, გ. ბრაუნმა და ვ.ი. ბარანოვმა, ევრდნობოდნენ რა მძიმე ელემენტების მახასიათებელი კენტ და ლუწ მასათა რიცხვების მქონე იზოტოპების ფარდობითი გავრცელების კანონს, დაუშვეს, რომ ფარდობა:

$$\left(\frac{^{235}\text{U}}{^{238}\text{U}}\right) < 1.$$

იღებდნენ რა ამ თანაფარდობის სხვადასხვა მნიშვნელობებს, დებულობდნენ ელემენტების სხვადასხვა ასაკს: 4 000 მლ. წ.; 4 900 მლ. წ.; 5 000 - 6 000 მლ. წ.;

მეორე მეთოდი ევრდნობა იმ დაშვებას, რომ დედამიწის ქერქი ელემენტების წარმოშობის მომენტიდან ჩაკეტილ სისტემას წარმოადგენდა. დედამიწის წარმოშობის მომენტში ^{206}Pb და ^{207}Pb ტყვიის ელემენტები არ არსებობდა და ამგვარად, მათი არსებობა დედამიწის ქერქში აიხსნება მხოლოდ ურანისა და აქტინოურანის დაშლით.

ვიციოთ რა დედამიწის ქერქში ტყვიისა და ურანის თანამედროვე იზოტოპური შედგენილობა და აქტინოურანის გავრცელების კანონზომიერება, $^{206}\text{Pb}/^{238}\text{U}$ და

$^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}$ ფარდობების მიხედვით ადვილად შეიძლება ამ რადიაქტიური ელემენტების ასაკის განსაზღვრა.

სხვადასხვა მეცნიერის მიერ ამ გზით გამოთვლილი ასაკის მნიშვნელობა მერყეობს 4 800 - 8 000 მილიონი წლების საზღვრებში. $5\,500 \pm 500$ მილიონი წელი მიიღება იმ შემთხვევაში, თუ დაუშვებთ რომ ტყვიის საწყის შემადგენლობაში არსებობდა ^{207}Pb და ^{208}Pb ტყვიის არარადიოგენური წარმოშობის იზოტოპებიც. $5\,500$ მილიონი წელი მიიღება იმ შემთხვევაშიც, თუ ასაკს $^{40}\text{K}/^{39}\text{K}$ -ის იზოტოპების თანამედროვე ფარდობას გავითვალისწინებთ. შეიძლება დაუშვათ, რომ ეს თანაფარდობა დასაწყისში იყო ისეთი, როგორც დღეს ლუტეციუმის ($^{170}\text{Lu}/^{175}\text{Lu} = 0,02669$) ელემენტის შემადგენლობაშია, რომელიც მიეკუთვნება როგორც კალიუმსაც, როგორც კენტი-კენტი იზოტოპების ტიპს.

ელემენტების ასაკის განსაზღვრისმესამე მეთოდი ეფუძნება ^{40}Ar -ის მხოლოდ რადიოგენური წარმოშობის ჰიპოთეზას. რადგანაც დედამიწის წარმოშობის პროცესში არგონის ნაწილი შეიძლება დაკარგულიყო, არგონის მიხედვით განსაზღვრული ასაკი ახასიათებს მხოლოდ ელემენტების ასაკის ქვედა საზღვრის სავარაუდო მნიშვნელობას. არგონის მიხედვით მაქსიმალური მნიშვნელობა მიღებული იყო ბორანოვის მიერ (4 250 მლნ. წელი), გ. შალიბირის და რ. რასელის მიერ (4 770 – 5 300 მლნ.წელი), ე. გერლინგის მიერ ($4\,700 \pm 200$ მლნ.წელი)-ის მიერ.

ამგვარად, ელემენტების ასაკი სხვადასხვა მონაცემების მიხედვით დედამიწის ასაკი $4\,750 \pm 200$ – დან 6 000 მლნ. წლამდე მერყეობს. აქედან გამომდინარე, მკვლევართა უმრავლესობა თვლის, რომ ამჟამად ელემენტების ასაკი $5\,500 \pm 500$ მლნ.წლის ტოლია. ეს ასაკი არავითარ შემთხვევაში არ ახასიათებს დროსა და სივრცეშისასრულო სამყაროს ასაკს, არამედ, როგორც გ.ვ. ვოიტკევიჩი აღნიშნავს, უჩვენებს იმ დროს, რომელიც დედამიწის ნივთიერებების უკანასკნელი ახალგაზრდა ბირთვული გენეზისის შემდეგ გავიდა დედამიწის კოსმოსური წინაისტორიის მანძილზე.

დედამიწის ასაკის შემოწმების თვალსაზრისით შესაძლოა გამოყენებული იქნას მეტეორიტების ასაკის განსაზღვრის მონაცემები. მიუხედავად იმისა, რომ მეტეორიტებში რადიაქტიური ელემენტების შემადგენლობა ძალიან მცირეა და შესაბამისად, მათი განსაზღვრის მეთოდიკა მნიშვნელოვნად გაძნელებულია, მიღებული შედეგები კარგ თანხვედნაშიადა გვაძლევს მნიშვნელობას: $4\,550 \pm 70$ მლნ.წელს.

აქედან გამომდინარე, გ. ვოიტკოვიჩის მიხედვით დედამიწის, როგორც პლანეტის, შექმნის პროცესების თანმიმდევრობა და ხანგრძლივობა ასეთია:

ზოგიერთი ელემენტის შექმნა – 5 500 მლნ.წელი; პლანეტების ფორმირების დასაწყისი – 5 500 – 4 550 მლნ.წელი; დედამიწის ფორმირების დასასრული და პლანეტური ფაზების ფორმირება – 4 550 მლნ.წელი. ტყვიის უძველესი მინერალიზაცია დედამიწის ისტორიაში – 3 500 მლნ.წელი.

ქანების აბსოლუტური ასაკის განსაზღვრის თანახმად. მიღებულია დედამიწის ქერქის რხევითი მოძრაობის ცალკეული ციკლების ხანგრძლივობის და გეოქრონოლოგიური თანმიმდევრობის პირველი საორენტაციო მონაცემები. ასევე მიღებულია მონაცემები მატერიკების ტექტონიკური ციკლების ასაკის და ხანგრძლივობის შესახებ, სხვადასხვა გეოლოგიურ რაიონებსა და სხვადასხვა გეოლოგიურ პერიოდებში ნალექების დაგროვების საშუალო სიჩქარეთა მნიშვნელობები, ცხოველთა და მცენარეთა სამყაროს ცალკეული კლასების წარმოშობის შესახებ მონაცემები და ა. შ.

ის უწყვეტი რადიაქტიური დაშლები და ელემენტების ბირთვული გარდაქმნები, რომელიც რადიაქტიური გამოსხივებით მიმდინარეობს და ბუნებაში დაიკვირვება, იწვევს დედამიწის ქერქის ქიმიური და იზოტოპური შედგენილობის ცვლილებას. დედამიწის განვითარების გრძელი ისტორიის გზაზე ამ ცვლილებებს შეეძლოთ დაერღვიათ ქიმიური შედგენილობა და ამით გამოეწვიათ დიდი გეოლოგიური ცვლილებები.

ჩვენი პლანეტის შემადგენლობიდან გაქრა ის რადიაქტიური იზოტოპები, რომელთა ნახევარდაშლის პერიოდი 10^6 , 10^8 წელი იყო. ეს ელემენტები, ცხადია, დედამიწის განვითარების საწყის სტადიაზე შედიოდნენ მის შემადგენლობაში. ამ იზოტოპთაგან ბევრი მათგანი ხელოვნურადარის დღეს მიღებული: ^{244}Pu ($T=7,7 \cdot 10^7$ წელი); ^{247}Cm ($T \approx 6,5 \cdot 10^7$ წელი); ^{146}Sm ($T=5 \cdot 10^7$ წელი);

^{205}Pb ($T=5 \cdot 10^7$ წელი); ^{107}Pd ($T=7 \cdot 10^6$ წელი); ^{236}U ($T=2,39 \cdot 10^7$ წელი);

^{129}I ($T=1,72 \cdot 10^7$ წელი); ^{135}Cs ($T=3 \cdot 10^6$ წელი); ^{98}Tc ($T=2,6 \cdot 10^6$ წელი);

^{10}Be ($T=2,2 \cdot 10^6$ წელი) და სხვა.

ჩვენი პლანეტის ფარგლებში არსებული ცვლილებები შეიძლება იყოს გამოწვეული:

- 1) ბუნებრივი რადიაქტიური ელემენტების გამოსხივებით.
- 2) კოსმოსური რადიაციით.
- 3) მძიმე ბირთვების გაყოფის თანმდევი გამოსხივებით.

ბუნებრივი რადიაქტიური ელემენტების გამოსხივებას შორის ბირთვული რეაქციები შეიძლება გამოიწვიოს მხოლოდ γ გამოსხივებამ და α ნაწილაკებმა, რომელთა ენერგია მეტია, ვიდრე ელემენტების ბირთვებში ნეიტრონების და პროტონების ბმის ენერგია. ბუნებრივი გამა-გამოსხივების მაქსიმალური ენერგია (≈ 3 მეე) არ არის საკმარისი მათი შესაბამისი ბირთვული რეაქციებისთვის.

ლიტერატურა

1. Новиков Г.Ф. Радиометрическая разведка. Недр. 1989(წიგნი)
2. В.К. Хмелевской, Ю.И. Горбачев, А.В. Калинин, М.Г. Попов, Н.И. Селиверстов, В.А. Шевнин. ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ. Петропавловск-Камчатский, 2004(ელექტრონული)