

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 7. ЯВЛЕНИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ

Одно из свойств материи – радиоактивность – сопровождает существование и развитие органической жизни на Земле с момента ее возникновения наряду с гравитационным, магнитным, электрическим полями нашей планеты. От этого свойства материи избавиться невозможно, и нужно научиться использовать и принимать его таким образом, чтобы польза, приносимая этим явлением биосфере (и человечеству) превышала вред.

В данной лекции мы рассмотрим некоторые свойства явления радиоактивности и связанного с ним радиоактивного (ионизирующего) излучения. Определённое внимание уделим перспективам дальнейшего развития Периодической системы элементов.

1. РАДИОАКТИВНОСТЬ

Согласно принятому в настоящее время определению (ИЮПАК):

Радиоактивность – свойство некоторых нуклидов подвергаться радиоактивному распаду.

Здесь отсутствуют какие-либо намёки на радиацию, потому чаще используют другие определения, которые хоть и не приняты официально, но лучше передают суть явления:

Радиоактивность - превращение атомных ядер в другие ядра, сопровождающееся испусканием различных частиц и электромагнитного излучения. Отсюда и название явления: на латыни radio — излучаю, activus - действенный.

Радиоактивность - самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотоп другого элемента, сопровождающееся испусканием элементарных частиц, ядер и жесткого электромагнитного излучения.

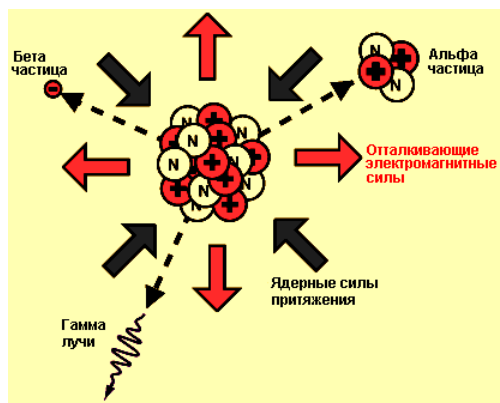


Рис.1. Нарушение ядерного равновесия в ядре, приводящие к радиоактивному распаду.

Радиоактивные превращения протекают с изменением строения, состава и энергетического состояния ядер атомов, и сопровождаются испусканием или захватом заряженных или нейтральных частиц, и выделением коротковолнового излучения электромагнитной природы (кванты гамма-излучения). Эти испускаемые частицы и кванты носят общее название радиоактивных (или ионизирующих) излучений, а элементы, ядра которых могут по тем или иным (естественным или искусственным) причинам самопроизвольно распадаются, называются радиоактивными или же радионуклидами. Причинами радиоактивного распада являются нарушения равновесия между ядерными (короткодействующими) силами притяжения и электромагнитными (дальнодействующими) силами отталкивания положительно заряженных протонов (Рис. 1).

Нуклидом называют атомы или ядра с данным числом нуклонов и данным зарядом ядра. Нуклиды могут быть стабильными и нестабильными, т.е. радиоактивными.

Нуклид – разновидность атома, характеризующаяся числом протонов и нейтронов, а в некоторых случаях энергетическим состоянием ядра.

Радионуклид – нуклид, испускающий ионизирующее излучение.

Радиация, или ионизирующее излучение – это частицы или гамма-кванты, энергия которых достаточно велика, чтобы при воздействии на вещество создавать ионы разных знаков.

В более развёрнутом виде:

Ионизирующее излучение – поток заряженных или нейтральных частиц и квантов электромагнитного излучения, прохождение которых через вещество приводит к ионизации и возбуждению атомов или молекул среды. По своей природе делится на фотонное (гамма-излучение, тормозное излучение, рентгеновское излучение) и корпускулярное (альфа-излучение, электронное, протонное, нейтронное, мезонное).

Из 2500 нуклидов, известных в настоящее время, стабильны только 271. Остальные (90%!) нестабильны, т.е. радиоактивны; они превращаются путем одного или нескольких последовательных распадов, сопровождающихся испусканием частиц или γ -квантов, в стабильные нуклиды.

Радиоактивный распад начинается с некоторых перестановок в ядре (например, при бета-распаде кварк мигрирует к поверхности ядра и превращает приповерхностный нейтрон в протон, что приводит к испусканию возникшего попутно электрона и антинейтрино). Последовательность процессов иллюстрирует **Рис.1** и, более конкретно, на примере β -излучателя фосфора-32 – **Рис.2**.

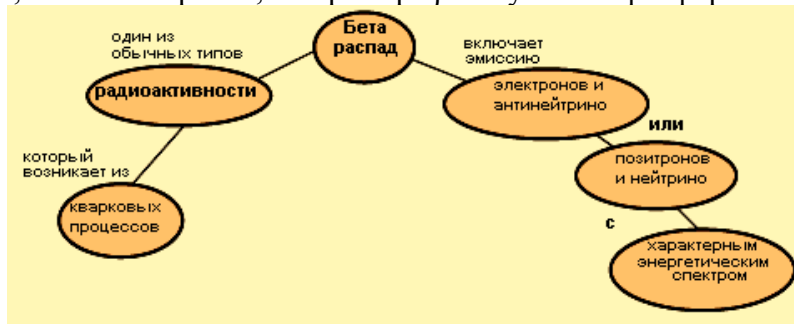


Рис.2. Характерные черты β -распада.

Важной проблемой является установка критерия понятия радиоактивности, т.е. критерия минимальной длительности распада. Раньше в число радиоактивных превращений включались попросту все акты α - и β -распадов измеримой длительности. Сейчас возможности измерений коротких времён чрезвычайно расширились: стало возможным измерение времён жизни $\tau \geq 10^{-11}$ сек. Времена жизни чрезвычайно коротких состояний определяются на основании соотношения неопределённости В. Гейзенберга:

$$\Gamma \tau \approx \hbar = 1,5054 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек} \quad (1)$$

связывающего время жизни неустойчивого ядра τ с возможным при этом интервалом значений его энергии распада, так называемой «естественной» шириной возбуждённого уровня Γ ($\Gamma = \hbar/2\pi$, где $\hbar$ – постоянная Планка). Определяя на опыте величину Γ по «естественному» разбросу энергии радиоактивного распада, тем самым находят время жизни τ . Так, разброс энергий протонов, испускаемых при распаде ядра ${}^9\text{B}$ из основного состояния (${}^9\text{B} \rightarrow \text{p} + {}^8\text{Be}$), отвечает $\Gamma = 750$ эВ, т.е. $\tau \approx 9 \cdot 10^{-19}$ сек.

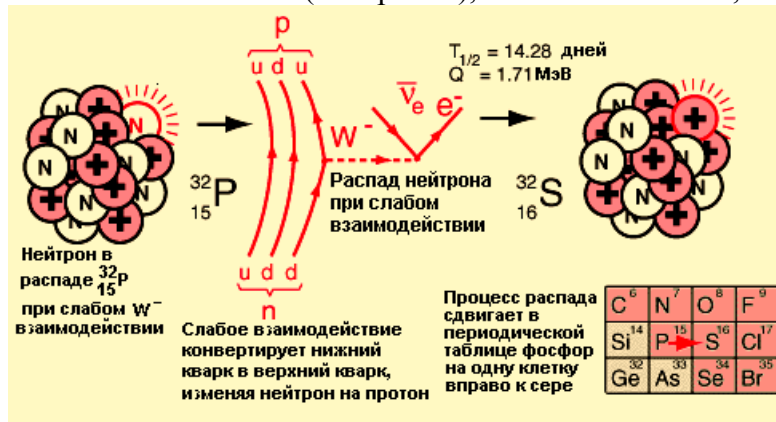


Рис.3. Распад нейтрона в ядре при слабом взаимодействии как движущая сила β -распада

Критерий «измеримости» времени распада меняется по мере развития техники эксперимента, повышения точности установления времени или энергии распада. Поэтому при определении понятия радиоактивности следует руководствоваться не этим критерием, а необходимостью чёткого разграничения стадий образования и последующего распада радиоактивных ядер. Прежде всего необходимо, чтобы радиоактивное ядро существовало гораздо дольше «характерного ядерного времени» t_a , необходимого для пролёта частицы со скоростью $v \approx 10^9 - 10^{10}$ см/сек сквозь ядро радиуса $R \approx 10^{-12}$ см/сек ($t_a = R/v \approx 10^{-21} - 10^{-22}$ сек)

Но этого мало. Большинство ядерных реакций происходит в две стадии – вначале ядро-мишень A , поглощая бомбардирующую частицу (или квант) a , превращается в возбуждённое составное (компаунд) ядро C^* , а затем это ядро, испуская частицу (или квант) b , превращается в конечное ядро – продукт реакции B . Таким образом, реакция идёт по схеме: $A + a \rightarrow C^* \rightarrow b + B$.

Пусть ядро B , в свою очередь, неустойчиво и испытывает распад с испусканием частицы d и образованием ядра D : $B \rightarrow d + D$. Очевидно, что стадии образования и распада ядра B можно с уверенностью разделить, т.е. можно считать все характеристики распада B независимыми от свойств компаунд-ядра C^* лишь в том случае, если среднее время жизни составных ядер B (τ_{C^*}) много больше, чем среднее время жизни составных ядер C^* (τ_{C^*}), достигающих величин $\tau_i \approx 10^{-14} - 10^{-13}$ сек. Кроме того, нужно исключить

возможность определения самого распада составного ядра $C^* \rightarrow b + B$, как радиоактивного распада. Поэтому целесообразно уточнить понятие радиоактивности, определив её, как самопроизвольное изменение состава атомного ядра, происходящее путём испускания элементарных частиц или ядер из основного состояния за время жизни возбуждённого составного ядра в ядерных реакциях, или из метастабильного состояния.

Понятие радиоактивности иногда распространяют и на те превращения элементарных частиц (мезонов, гиперонов), которые обусловлены так называемыми слабыми взаимодействиями и характеризуются относительно большой длительностью. Подобными превращениями элементарных частиц вызван и распад (за время $<10^{-10}$ сек) так называемых гиперядер, в которых один из нуклонов заменён гипероном.

Мы рассмотрели ограничение понятия радиоактивности со стороны малых времён жизни. Не менее важен критерий со стороны высоких времён. В настоящее время, когда говорят, что элемент (или элементарная частица, например, протон) стабилен, то имеется в виду, что его распад не удалось обнаружить современными методами радиометрии (самый большой период полураспада, который сейчас детектируется составляет порядка 10^{20} лет).

Радиоактивность подразделяют на естественную (наблюдающуюся у существующих в природных условиях изотопов) и искусственную (связанную с радионуклидами, получаемыми в результате ядерных реакций, осуществляемых на ускорителях и ядерных реакторах). Принципиальной разницы между природной и искусственной радиацией не существует, ибо свойства изотопа не зависят от способа его образования, и радиоактивный изотоп, полученный искусственным путём, ничем не отличается от такого же самого природного изотопа.

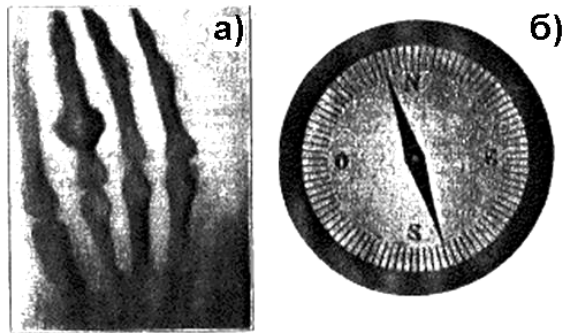


Рис.4. Первые рентгенограммы, представленные В.К.Рентгеном на лекции (Общество физики и медицины, Вюрцбург, 1895) а) Рука жены Рентгена; б) Компас в металлическом корпусе.

2. ИСТОРИЧЕСКАЯ СПРАВКА

История развития идей радиоактивности тесно связана с обнаружением сложного строения атома и развитием Периодической системы элементов.

Перечислим этапы развития.

10 - 11 - 12 - 13 - 14 - 15 - 16 - 17 - 18 - 19 - 20 - 21 - 22 - 23 - 24 - 25 - 26 - 27 - 28 - 29 - 30 - 31 - 32 - 33 - 34 - 35 - 36 - 37 - 38 - 39 - 40 - 41 - 42 - 43 - 44 - 45 - 46 - 47 - 48 - 49 - 50 - 51 - 52 - 53 - 54 - 55 - 56 - 57 - 58 - 59 - 60 - 61 - 62 - 63 - 64 - 65 - 66 - 67 - 68 - 69 - 70 - 71 - 72 - 73 - 74 - 75 - 76 - 77 - 78 - 79 - 80 - 81 - 82 - 83 - 84 - 85 - 86 - 87 - 88 - 89 - 90 - 91 - 92 - 93 - 94 - 95 - 96 - 97 - 98 - 99 - 100 - 101 - 102 - 103 - 104 - 105 - 106 - 107 - 108 - 109 - 110 - 111 - 112 - 113 - 114 - 115 - 116 - 117 - 118 - 119 - 120 - 121 - 122 - 123 - 124 - 125 - 126 - 127 - 128 - 129 - 130 - 131 - 132 - 133 - 134 - 135 - 136 - 137 - 138 - 139 - 140 - 141 - 142 - 143 - 144 - 145 - 146 - 147 - 148 - 149 - 150 - 151 - 152 - 153 - 154 - 155 - 156 - 157 - 158 - 159 - 160 - 161 - 162 - 163 - 164 - 165 - 166 - 167 - 168 - 169 - 170 - 171 - 172 - 173 - 174 - 175 - 176 - 177 - 178 - 179 - 180 - 181 - 182 - 183 - 184 - 185 - 186 - 187 - 188 - 189 - 190 - 191 - 192 - 193 - 194 - 195 - 196 - 197 - 198 - 199 - 200 - 201 - 202 - 203 - 204 - 205 - 206 - 207 - 208 - 209 - 210 - 211 - 212 - 213 - 214 - 215 - 216 - 217 - 218 - 219 - 220 - 221 - 222 - 223 - 224 - 225 - 226 - 227 - 228 - 229 - 230 - 231 - 232 - 233 - 234 - 235 - 236 - 237 - 238 - 239 - 240 - 241 - 242 - 243 - 244 - 245 - 246 - 247 - 248 - 249 - 250 - 251 - 252 - 253 - 254 - 255 - 256 - 257 - 258 - 259 - 260 - 261 - 262 - 263 - 264 - 265 - 266 - 267 - 268 - 269 - 270 - 271 - 272 - 273 - 274 - 275 - 276 - 277 - 278 - 279 - 280 - 281 - 282 - 283 - 284 - 285 - 286 - 287 - 288 - 289 - 290 - 291 - 292 - 293 - 294 - 295 - 296 - 297 - 298 - 299 - 300 - 301 - 302 - 303 - 304 - 305 - 306 - 307 - 308 - 309 - 310 - 311 - 312 - 313 - 314 - 315 - 316 - 317 - 318 - 319 - 320 - 321 - 322 - 323 - 324 - 325 - 326 - 327 - 328 - 329 - 330 - 331 - 332 - 333 - 334 - 335 - 336 - 337 - 338 - 339 - 340 - 341 - 342 - 343 - 344 - 345 - 346 - 347 - 348 - 349 - 350 - 351 - 352 - 353 - 354 - 355 - 356 - 357 - 358 - 359 - 360 - 361 - 362 - 363 - 364 - 365 - 366 - 367 - 368 - 369 - 370 - 371 - 372 - 373 - 374 - 375 - 376 - 377 - 378 - 379 - 380 - 381 - 382 - 383 - 384 - 385 - 386 - 387 - 388 - 389 - 390 - 391 - 392 - 393 - 394 - 395 - 396 - 397 - 398 - 399 - 400 - 401 - 402 - 403 - 404 - 405 - 406 - 407 - 408 - 409 - 410 - 411 - 412 - 413 - 414 - 415 - 416 - 417 - 418 - 419 - 420 - 421 - 422 - 423 - 424 - 425 - 426 - 427 - 428 - 429 - 430 - 431 - 432 - 433 - 434 - 435 - 436 - 437 - 438 - 439 - 440 - 441 - 442 - 443 - 444 - 445 - 446 - 447 - 448 - 449 - 450 - 451 - 452 - 453 - 454 - 455 - 456 - 457 - 458 - 459 - 460 - 461 - 462 - 463 - 464 - 465 - 466 - 467 - 468 - 469 - 470 - 471 - 472 - 473 - 474 - 475 - 476 - 477 - 478 - 479 - 480 - 481 - 482 - 483 - 484 - 485 - 486 - 487 - 488 - 489 - 490 - 491 - 492 - 493 - 494 - 495 - 496 - 497 - 498 - 499 - 500 - 501 - 502 - 503 - 504 - 505 - 506 - 507 - 508 - 509 - 510 - 511 - 512 - 513 - 514 - 515 - 516 - 517 - 518 - 519 - 520 - 521 - 522 - 523 - 524 - 525 - 526 - 527 - 528 - 529 - 530 - 531 - 532 - 533 - 534 - 535 - 536 - 537 - 538 - 539 - 540 - 541 - 542 - 543 - 544 - 545 - 546 - 547 - 548 - 549 - 550 - 551 - 552 - 553 - 554 - 555 - 556 - 557 - 558 - 559 - 560 - 561 - 562 - 563 - 564 - 565 - 566 - 567 - 568 - 569 - 570 - 571 - 572 - 573 - 574 - 575 - 576 - 577 - 578 - 579 - 580 - 581 - 582 - 583 - 584 - 585 - 586 - 587 - 588 - 589 - 590 - 591 - 592 - 593 - 594 - 595 - 596 - 597 - 598 - 599 - 600 - 601 - 602 - 603 - 604 - 605 - 606 - 607 - 608 - 609 - 610 - 611 - 612 - 613 - 614 - 615 - 616 - 617 - 618 - 619 - 620 - 621 - 622 - 623 - 624 - 625 - 626 - 627 - 628 - 629 - 630 - 631 - 632 - 633 - 634 - 635 - 636 - 637 - 638 - 639 - 640 - 641 - 642 - 643 - 644 - 645 - 646 - 647 - 648 - 649 - 650 - 651 - 652 - 653 - 654 - 655 - 656 - 657 - 658 - 659 - 660 - 661 - 662 - 663 - 664 - 665 - 666 - 667 - 668 - 669 - 670 - 671 - 672 - 673 - 674 - 675 - 676 - 677 - 678 - 679 - 680 - 681 - 682 - 683 - 684 - 685 - 686 - 687 - 688 - 689 - 690 - 691 - 692 - 693 - 694 - 695 - 696 - 697 - 698 - 699 - 700 - 701 - 702 - 703 - 704 - 705 - 706 - 707 - 708 - 709 - 710 - 711 - 712 - 713 - 714 - 715 - 716 - 717 - 718 - 719 - 720 - 721 - 722 - 723 - 724 - 725 - 726 - 727 - 728 - 729 - 730 - 731 - 732 - 733 - 734 - 735 - 736 - 737 - 738 - 739 - 740 - 741 - 742 - 743 - 744 - 745 - 746 - 747 - 748 - 749 - 750 - 751 - 752 - 753 - 754 - 755 - 756 - 757 - 758 - 759 - 760 - 761 - 762 - 763 - 764 - 765 - 766 - 767 - 768 - 769 - 770 - 771 - 772 - 773 - 774 - 775 - 776 - 777 - 778 - 779 - 780 - 781 - 782 - 783 - 784 - 785 - 786 - 787 - 788 - 789 - 790 - 791 - 792 - 793 - 794 - 795 - 796 - 797 - 798 - 799 - 800 - 801 - 802 - 803 - 804 - 805 - 806 - 807 - 808 - 809 - 810 - 811 - 812 - 813 - 814 - 815 - 816 - 817 - 818 - 819 - 820 - 821 - 822 - 823 - 824 - 825 - 826 - 827 - 828 - 829 - 830 - 831 - 832 - 833 - 834 - 835 - 836 - 837 - 838 - 839 - 840 - 841 - 842 - 843 - 844 - 845 - 846 - 847 - 848 - 849 - 850 - 851 - 852 - 853 - 854 - 855 - 856 - 857 - 858 - 859 - 860 - 861 - 862 - 863 - 864 - 865 - 866 - 867 - 868 - 869 - 870 - 871 - 872 - 873 - 874 - 875 - 876 - 877 - 878 - 879 - 880 - 881 - 882 - 883 - 884 - 885 - 886 - 887 - 888 - 889 - 890 - 891 - 892 - 893 - 894 - 895 - 896 - 897 - 898 - 899 - 900 - 901 - 902 - 903 - 904 - 905 - 906 - 907 - 908 - 909 - 910 - 911 - 912 - 913 - 914 - 915 - 916 - 917 - 918 - 919 - 920 - 921 - 922 - 923 - 924 - 925 - 926 - 927 - 928 - 929 - 930 - 931 - 932 - 933 - 934 - 935 - 936 - 937 - 938 - 939 - 940 - 941 - 942 - 943 - 944 - 945 - 946 - 947 - 948 - 949 - 950 - 951 - 952 - 953 - 954 - 955 - 956 - 957 - 958 - 959 - 960 - 961 - 962 - 963 - 964 - 965 - 966 - 967 - 968 - 969 - 970 - 971 - 972 - 973 - 974 - 975 - 976 - 977 - 978 - 979 - 980 - 981 - 982 - 983 - 984 - 985 - 986 - 987 - 988 - 989 - 990 - 991 - 992 - 993 - 994 - 995 - 996 - 997 - 998 - 999 - 1000 - 1001 - 1002 - 1003 - 1004 - 1005 - 1006 - 1007 - 1008 - 1009 - 1010 - 1011 - 1012 - 1013 - 1014 - 1015 - 1016 - 1017 - 1018 - 1019 - 1020 - 1021 - 1022 - 1023 - 1024 - 1025 - 1026 - 1027 - 1028 - 1029 - 1030 - 1031 - 1032 - 1033 - 1034 - 1035 - 1036 - 1037 - 1038 - 1039 - 1040 - 1041 - 1042 - 1043 - 1044 - 1045 - 1046 - 1047 - 1048 - 1049 - 1050 - 1051 - 1052 - 1053 - 1054 - 1055 - 1056 - 1057 - 1058 - 1059 - 1060 - 1061 - 1062 - 1063 - 1064 - 1065 - 1066 - 1067 - 1068 - 1069 - 1070 - 1071 - 1072 - 1073 - 1074 - 1075 - 1076 - 1077 - 1078 - 1079 - 1080 - 1081 - 1082 - 1083 - 1084 - 1085 - 1086 - 1087 - 1088 - 1089 - 1090 - 1091 - 1092 - 1093 - 1094 - 1095 - 1096 - 1097 - 1098 - 1099 - 1100 - 1101 - 1102 - 1103 - 1104 - 1105 - 1106 - 1107 - 1108 - 1109 - 1110 - 1111 - 1112 - 1113 - 1114 - 1115 - 1116 - 1117 - 1118 - 1119 - 1120 - 1121 - 1122 - 1123 - 1124 - 1125 - 1126 - 1127 - 1128 - 1129 - 1130 - 1131 - 1132 - 1133 - 1134 - 1135 - 1136 - 1137 - 1138 - 1139 - 1140 - 1141 - 1142 - 1143 - 1144 - 1145 - 1146 - 1147 - 1148 - 1149 - 1150 - 1151 - 1152 - 1153 - 1154 - 1155 - 1156 - 1157 - 1158 - 1159 - 1160 - 1161 - 1162 - 1163 - 1164 - 1165 - 1166 - 1167 - 1168 - 1169 - 1170 - 1171 - 1172 - 1173 - 1174 - 1175 - 1176 - 1177 - 1178 - 1179 - 1180 - 1181 - 1182 - 1183 - 1184 - 1185 - 1186 - 1187 - 1188 - 1189 - 1190 - 1191 - 1192 - 1193 - 1194 - 1195 - 1196 - 1197 - 1198 - 1199 - 1200 - 1201 - 1202 - 1203 - 1204 - 1205 - 1206 - 1207 - 1208 - 1209 - 1210 - 1211 - 1212 - 1213 - 1214 - 1215 - 1216 - 1217 - 1218 - 1219 - 1220 - 1221 - 1222 - 1223 - 1224 - 1225 - 1226 - 1227 - 1228 - 1229 - 1230 - 1231 - 1232 - 1233 - 1234 - 1235 - 1236 - 1237 - 1238 - 1239 - 1240 - 1241 - 1242 - 1243 - 1244 - 1245 - 1246 - 1247 - 1248 - 1249 - 1250 - 1251 - 1252 - 1253 - 1254 - 1255 - 1256 - 1257 - 1258 - 1259 - 1260 - 1261 - 1262 - 1263 - 1264 - 1265 - 1266 - 1267 - 1268 - 1269 - 1270 - 1271 - 1272 - 1273 - 1274 - 1275 - 1276 - 1277 - 1278 - 1279 - 1280 - 1281 - 1282 - 1283 - 1284 - 1285 - 1286 - 1287 - 1288 - 1289 - 1290 - 1291 - 1292 - 1293 - 1294 - 1295 - 1296 - 1297 - 1298 - 1299 - 1300 - 1301 - 1302 - 1303 - 1304 - 1305 - 1306 - 1307 - 1308 - 1309 - 1310 - 1311 - 1312 - 1313 - 1314 - 1315 - 1316 - 1317 - 1318 - 1319 - 1320 - 1321 - 1322 - 1323 - 1324 - 1325 - 1326 - 1327 - 1328 - 1329 - 1330 - 1331 - 1332 - 1333 - 1334 - 1335 - 1336 - 1337 - 1338 - 1339 - 1340 - 1341 - 1342 - 1343 - 1344 - 1345 - 1346 - 1347 - 1348 - 1349 - 1350 - 1351 - 1352 - 1353 - 1354 - 1355 - 1356 - 1357 - 1358 - 1359 - 1360 - 1361 - 1362 - 1363 - 1364 - 1365 - 1366 - 1367 - 1368 - 1369 - 1370 - 1371 - 1372 - 1373 - 1374 - 1375 - 1376 - 1377 - 1378 - 1379 - 1380 - 1381 - 1382 - 1383 - 1384 - 1385 - 1386 - 1387 - 1388 - 1389 - 1390 - 1391 - 1392 - 1393 - 1394 - 1395 - 1396 - 1397 - 1398 - 1399 - 1400 - 1401 - 1402 - 1403 - 1404 - 1405 - 1406 - 1407 - 1408 - 1409 - 1410 - 1411 - 1412 - 1413 - 1414 - 1415 - 1416 - 1417 - 1418 - 1419 - 1420 - 1421 - 1422 - 1423 - 1424 - 1425 - 1426 - 1427 - 1428 - 1429 - 1430 - 1431 - 1432 - 1433 - 1434 - 1435 - 1436 - 1437 - 1438 - 1439 - 1440 - 1441 - 1442 - 1443 - 1444 - 1445 - 1446 - 1447 - 1448 - 1449 - 1450 - 1451 - 1452 - 1453 - 1454 - 1455 - 1456 - 1457 - 1458 - 1459 - 1460 - 1461 - 1462 - 1463 - 1464 - 1465 - 1466 - 1467 - 1468 - 1469 - 1470 - 1471 - 1472 - 1473 - 1474 - 1475 - 1476 - 1477 - 1478 - 1479 - 1480 - 1481 - 1482 - 1483 - 1484 - 1485 - 1486 - 1487 - 1488 - 1489 - 1490 - 1491 - 1492 - 1493 - 1494 - 1495 - 1496 - 1497 - 1498 - 1499 - 1500 - 1501 - 1502 - 1503 - 1504 - 1505 - 1506 - 1507 - 1508 - 1509 - 1510 - 1511 - 1512 - 1513 - 1514 - 1515 - 1516 - 1517 - 1518 - 1519 - 1520 - 1521 - 1522 - 1523 - 1524 - 1525 - 1526 - 1527 - 1528 - 1529 - 1530 - 1531 - 1532 - 1533 - 1534 - 1535 - 1536 - 1537 - 1538 - 1539 - 1540 - 1541 - 1542 - 1543 - 1544 - 1545 - 1546 - 1547 - 1548 - 1549 - 1550 - 1551 - 1552 - 1553 - 1554 - 1555 - 1556 - 1557 - 1558 - 1559 - 1560 - 1561 - 1562 - 1563 - 1564 - 1565 - 1566 - 1567 - 1568 - 1569 - 1570 - 1571 - 1572 - 1573 - 1574 - 1575 - 1576 - 1577 - 1578 - 1579 - 1580 - 1581 - 1582 - 1583 - 1584 - 1585 - 1586 - 1587 - 1588 - 1589 - 1590 - 1591 - 1592 - 1593 - 1594 - 1595 - 1596 - 1597 - 1598 - 1599 - 1600 - 1601 - 1602 - 1603 - 1604 - 1605 - 1606 - 1607 - 1608 - 1609 - 1610 - 1611 - 1612 - 1613 - 1614 - 1615 - 1616 - 1617 - 1618 - 1619 - 1620 - 1621 - 1622 - 1623 - 1624 - 1625 - 1626 - 1627 - 1628 - 1629 - 1630 - 1631 - 1632 - 1633 - 1634 - 1635 - 1636 - 1637 - 1638 - 1639 - 1640 - 1641 - 1642 - 1643 - 1644 - 1645 - 1646 - 1647 - 1648 - 1649 - 1650 - 1651 - 1652 - 1653 - 1654 - 1655 - 1656 - 1657 - 1658 - 1659 - 1660 - 1661 - 1662 - 1663 - 1664 - 1665 - 1666 - 1667 - 1668 - 1669 - 1670 - 1671 - 1672 - 1673 - 1674 - 1675 - 1676 - 1677 - 1678 - 1679 - 1680 - 1681 - 1682 - 1683 - 1684 - 1685 - 1686 - 1687 - 1688 - 1689 - 1690 - 1691 - 1692 - 1693 - 1694 - 1695 - 1696 - 1697 - 1698 - 1699 - 1700 - 1701 - 1702 - 1703 - 1704 - 1705 - 1706 - 1707 - 1708 - 1709 - 1710 - 1711 - 1712 - 1713 - 1714 - 1715 - 1716 - 1717 - 1718 - 1719 - 1720 - 1721 - 1722 - 1723 - 1724 - 1725 - 1726 - 1727 - 1728 - 1729 - 1730 - 1731 - 1732 - 1733 - 1734 - 1735 - 1736 - 1737 - 1738 - 1739 - 1740 - 1741 - 1742 - 1743 - 1744 - 1745 - 1746 - 1747 - 1748 - 1749 - 1750 - 1751 - 1752 - 1753 - 1754 - 1755 - 1756 - 1757 - 1758 - 1759 - 1760 - 1761 - 1762 - 1763 - 1764 - 1765 - 1766 - 1767 - 1768 - 1769 - 1770 - 1771 - 1772 - 1773 - 1774 - 1775 - 1776 - 1777 - 1778 - 1779 - 1780 - 1781 - 1782 - 1783 - 1784 - 1785 - 1786 - 1787 - 1788 - 1789 - 1790 - 1791 - 1792 - 1793 - 1794 - 1795 - 1796 - 1797 - 1798 - 1799 - 1800 - 1801 - 1802 - 1803 - 1804 - 1805 - 1806 - 1807 - 1808 - 1809 - 1810 - 1811 - 1812 - 1813 - 1814 - 1815 - 1816 - 1817 - 1818 - 1819 - 1820 - 1821 - 1822 - 1823 - 1824 - 1825 - 1826 - 1827 - 1828 - 1829 - 1830 - 1831 - 1832 - 1833 - 1834 - 1835 - 1836 - 1837 - 1838 - 1839 - 1840 - 1841 - 1842 - 1843 - 1844 - 1845 - 1846 - 1847 - 1848 - 1849 - 1850 - 1851 - 1852 - 1853 - 1854 - 1855 - 1856 - 1857 - 1858 - 1859 - 1860 - 1861 - 1862 - 1863 - 1864 - 1865 - 1866 - 1867 - 1868 - 1869 - 1870 - 1871 - 1872 - 1873 - 1874 - 1875 - 1876 - 1877 - 1878 - 1879 - 1880 - 1881 - 1882 - 1883 - 1884 - 1885 - 1886 - 1887 - 1888 - 1889 - 1890 - 1891 - 1892 - 1893 - 1894 - 1895 - 1896 - 1897 - 1898 - 1899 - 1900 - 1901 - 1902 - 1903 - 1904 - 1905 - 1906 - 1907 - 1908 - 1909 - 1910 - 1911 - 1912 - 1913 - 1914 - 1915 - 1916 - 1917 - 1918 - 1919 - 1920 - 1921 - 1922 - 1923 - 1924 - 1925 - 1926 - 1927 - 1928 - 1929 - 1930 - 1931 - 1932 - 1933 - 1934 - 1935 - 1936 - 1937 - 1938 - 1939 - 1940 - 1941 - 1942 - 1943 - 1944 - 1945 - 1946 - 1947 - 1948 - 1949 - 1950 - 1951 - 1952 - 1953 - 1954 - 1955 - 1956 - 1957 - 1958 - 1959 - 1960 - 1961 - 1962 - 1963 - 1964 - 1965 - 1966 - 1967 - 1968 - 1969 - 1970 - 1971 - 1972 - 1973 - 1974 - 1975 - 1976 - 1977 - 1978 - 1979 - 1980 - 1981 - 1982 - 1983 - 1984 - 1985 - 1986 - 1987 - 1988 - 1989 - 1990 - 1991 - 1992 - 1993 - 1994 - 1995 - 1996 - 1997 - 1998 - 1999 - 2000 - 2001 - 2002 - 2003 - 2004 - 2005 - 2006 - 2007 - 2008 - 2009 - 2010 - 2011 - 2012 - 2013 - 2014 - 2015 - 2016 - 2017 - 2018 - 2019 - 2020 - 2021 - 2022 - 2023 - 2024 - 2025 - 2026 - 2027 - 2028 - 2029 - 2030 - 2031 - 2032 - 2033 - 2034 - 2035 - 2036 - 2037 - 2038 - 2039 - 2040 - 2041 - 2042 - 2043 - 2044 - 2045 - 2046 - 2047 - 2048 - 2049 - 2050 - 2051 - 2052 - 2053 - 2054 - 2055 - 2056 - 2057 - 2058 - 2059 - 2060 - 2061 - 2062 - 2063 - 2064 - 2065 - 2066 - 2067 - 2068 - 2069 - 2070 - 2071 - 2072 - 2073 - 2074 - 2075 - 2076 - 2077 - 2078 - 2079 - 2080 - 2081 - 2082 - 2083 - 2084 - 2085 - 2086 - 2087 - 2088 - 2089 - 2090 - 2091 - 2

солей: радий – с барием, полоний – с висмутом (М.Склодовская-Кюри, П.Кюри, Ж.Демон, 1898). Подробное исследование радия и тория обеспечило обнаружение изотопов радона (Э.Резерфорд, август 1899 – торон, т.е. радон-220; основной изотоп радона, радон-222, Дорн, 1900; актинон, т.е. радон-219 А.Дебьерн, 1904), актиний (октябрь, 1899). Обнаружено отклонение радиоактивного излучения радия в магнитном поле (Ст. Мейер, Э.Швейдлер, 1899).

Параллельно развивались такие важные события, как открытие электрона и определение его массы (Дж.Томсон, 1897), изобретение камеры Вильсона (Ч.Вильсон, 1897) создание квантовой теории излучения (М.Планк, 1900).

К концу 19-го века было доказано наличие в излучении урана двух компонентов – альфа- и бета-лучей (Э.Резерфорд, М. и П.Кюри, П. Виллар (1898-1900), причём бета-лучи отклоняются электрическим полем (Э.Дорн, 1900) и несут отрицательный заряд (П. Кюри и М.Склодовская-Кюри, 1900). Третий вид радиоактивного излучения гамма-лучи П.Вийяр открыл в 1900). Довольно быстро выявилась способность излучения от солей радия преобразовывать кислород в озон, вызывать потемнение стекла, увеличивать проводимость воздуха, изменять цвет кристаллов платиносиноеродистого и хлористого бария (П. и М.Кюри, 1899), а также оказывать физиологическое действие (А.Беккерель, П.Кюри, 1901).. В 1899 Ю.Эльстер и Г.Гейтель высказали мысль о превращении элементов в радиоактивных процессах, а в 1901 М.Кюри ввела понятие радиоактивности.

Далее в сфере, относящейся к радиоактивности, последовали открытия:

Механизм радиоактивного процесса как явления самопроизвольного распада химических элементов (Э.Резерфорд, Ф.Содди, 1902). Модель атома: положительный заряд равномерно распределен по всему объему атома; внутри этого положительно заряженного облака находятся электроны, группирующиеся (если их больше одного) в определенные устойчивые конфигурации (В.Томсон, 1902). Доказательство, что эманация (торон) – инертный газ (Э.Резерфорд, Ф.Содди, 1902). Доказательство, что альфа-лучи состоят из положительно заряженных частиц (Э.Резерфорд, 1903). Образование гелия при α -распаде (В.Рамзай и Ф.Содди, 1903). Измерение коэффициента диффузии эманации радия в воздухе (П.Кюри, Ж.Данн, 1903). Введение понятия периода полураспада (П.Кюри, 1903). Идея радиоактивных рядов – продуктов распада урана и тория (Э.Резерфорд, Ф.Содди, 1903). Открытие эффекта сцинтилляций и использование его для регистрации заряженных частиц (У.Крукс, Г.Гейтель, Ю.Эльстер). Понятие кванта света (фотона) и фундаментальный закон, связывающий массу с полной внутренней энергией (А.Эйнштейн, 1905). Статистический характер радиоактивных превращений (Э. Швейдлер, 1905). Открытие радиотория (^{228}Th) (О.Хан). β -активность калия и рубидия (Н.Кэмпбелл, А.Вуд, 1906). Обнаружение рассеяния альфа-частиц (Э.Резерфорд). Изучение рассеяния альфа частиц на тонких фольгах (Г.Гейгер, 1908). Открытие характеристического рентгеновского излучения (Ч. Верила, 1906) и доказательство, что оно представляет собой фундаментальное свойство атома (Ч.Баркла, Ч.Сандлер, 1908). Только свинец может быть конечным продуктом уранового ряда (Дж.Грэй, 1909). (В дальнейшем был обнаружен ряд, начинающийся с ^{237}Np с конечным стабильным ядром ^{209}Bi). Доказательство, что альфа-частицы являются дважды ионизированными атомами гелия (Э.Резерфорд, Т.Ройдс, 1909). Измерение заряда электрона (Р.Милликен, 1910). Первое определение энергии бета-частиц по их отклонению в магнитном поле (О.Байер, О.Хан, 1910). Получение чистого металлического радия (М.Кюри, А.Дебьерн, 1910). Ядерная модель строения атома (Э.Резерфорд, 1911) – открытие и оценка размеров атомного ядра, теория рассеяния альфа-частиц в веществе. Постоянные распада α -излучателей связаны с длиной пробега α -частиц (Г.Гейгер, Дж.Нэтол), т.е. с энергией α -распада. Дифракция рентгеновских лучей на кристалле сульфида цинка (М.Лауэ, 1912). Открытие изотопов: обнаружение существования атомов неона с массой 20 и 22 (Дж. Дж. Томсон). Изобретение прибора для наблюдения следов заряженных частиц (камера Ч. Вильсона). Понятие изотопа и изотопия у радиоактивных элементов (Ф.Содди, 1913). Порядковый номер элемента в Периодической системе равен заряду ядра его атомов (Ван-ден-Брук, 1913). Свойства элементов суть периодической функции зарядов ядер их атомов (Н.Бор, 1912, Г.Мозли, 1914). Теория атома: условие существования стационарных состояний атома; условие частот излучения (Н.Бор, 1913). Закон Мозли: длина волны рентгеновского характеристического излучения элемента определяется зарядом его ядра; зависимость квадратного корня из частоты характеристического излучения от порядкового номера элементов (Г.Мозли, 1913). Понятие дефекта массы (П.Ланжевен). Разделение изотопов методом газовой диффузии (Ф. Астон, 1913). Правило сдвига (Ф.Содди, К.Фаянс 1913-14). Разделение химически неделимых радиоэлементов с помощью метода диффузии (Г.Хевеши, 1914). Дифракция гамма-лучей на кристалле (Э.Резерфорд, 1914). Непрерывный спектр энергии бета-излучения (Дж. Чэдвик, 1914). Эффект упаковки (В.Гаркинс, Э.Вильсон, 1915). Разработка метода меченых атомов (Д.Хевеши, Ф.Панет, 1915). Определение понятия химического элемента (Ф.Панет, 1916). Статистическая электронная теория строения атомов и молекул (В.Коссель, Г.Льюис, 1916). Движение электронов в атоме по

эллиптическим орбитам, квантовые числа (А.Зоммерфельд, 1916). Построение динамической теории рассеяния рентгеновских лучей (П.Эвальд, 1916). Правило большей распространенности элементов с четными порядковыми номерами – правило Харкинса (У.Д.Харкинс, 1916). Изотопы высшего порядка – ядерные изомеры (Ф.Содди, 1917). Открытие 91-й элемента – протактиния (О.Ган, Л.Мейтнер, 1917). Искусственная трансмутация элементов (Э.Резерфорд, 1918). Доказательство существования изотопов среди продуктов радиоактивного распада (Дж.Дж.Томсон, 1918, открытие изобар (Стюарт, 1918, возможность существования ядерной изомерии (Ст. Мейер, 1918). Открытие протона; доказательство наличия в ядрах элементов протонов; осуществление первой искусственной реакции – превращение азота в кислород (Э.Резерфорд, 1919). Явление изотопного обмена (Г.Хевеши, 1920). Строение атомов – связь периодичности их химических и спектральных свойств с характером формирования электронных конфигураций по мере роста заряда ядра (Н.Бор, 1921). Относительная распространенность изотопов данного элемента (Дж.Томсон, 1921). Явление изомерии атомных ядер, на примере протактиния-234 (О.Хан).

Согласование корпускулярных и волновых свойств излучений в рамках единой теории – корпускулярно-волновой дуализм, идея дифракции электрона (Л. Де Бройль, 1922). Принцип запрета Паули (В.Паули, 1923). Эффект Комптона (А.Комптон, 1923) – экспериментальное доказательство существования фотона. Магнитный момент ядер (В.Паули, 1923). Экспериментальные доказательства механизма расщепления ядер α -частицами (П.Блэккетт, 1925). Ядерные реакции под действием ускоренных протонов (Дж.Коккфорд, Э.Уолтон). Волновое уравнение (Э.Шредингер, 1926). Квантовая статистика, описывающая поведение частиц с полуцелым спином (Э.Ферми, П.Дирак, 1926). Соотношение неопределенности (В.Гейзенберг, 1926). Статистическая модель атома (Э.Ферми, Л.Томсон, 1926). Связь квантовой механики с теорией относительности, вывод волнового уравнения, составляющего основу релятивистской квантовой механики (П.Дирак, 1926). Кривая зависимости упаковочных коэффициентов от массовых чисел (Ф.Астон, 1927). Теория α -распада (Г.Гамов, 1928). Предсказание существования позитрона (П.Дирак, Р.Оппенгеймер, 1930). «Азотная катастрофа», Ф.Розетти, 1930. Гипотеза об отсутствии в ядре электронов (В.А.Амбарцумян, Д.Д.Иваненко, 1930). Возникновение сильнопроникающего излучения при бомбардировке α -частицами бериллия (видимо нейтроны, В.Боте, Г.Беккер, 1930). Первое предположение существования позитрона (В.Паули, 1930). Постройка циклотрона (Э.Лоуренс, 1931). Явление испускания вторичного излучения химических элементов при их облучении рентгеновскими лучами, метод флуоресцентного анализа (Д.Хевеши, 1931). Открытие дейтерия (Г.Юри, 1932). Доказательство существования нейтрона (Дж.Чэдвик, 1932). Протонно-нейтронная модель ядра (Д.Д.Иваненко, В.Гейзенберг, 1932). Название нейтрино для нейтральной частицы В.Паули (Э.Ферми, 1932). Возможность существования позитрона (К.Андерсон, 1932). Схема образования нейтрона при облучении бериллия α -частицами (И. и Ф. Жолио-Кюри, 1933). Свойства нейтрино (В.Паули, 1933). Медленные нейтроны (П.Оже). Теория бета-распада с учетом нейтрино (Э.Ферми, 1933). Образование электрон-позитронных пар из жесткого гамма-кванта (И. и Ф.Жолио-Кюри, 1933). Искусственная радиоактивность (И. и Ф.Жолио-Кюри, 1934). Ядерная изомерия (Г.Гамов, 1934). Возможность осуществления цепной ядерной реакции (Л.Сциллард, 1934). Расчет по уравнению Шредингера последовательности заполнения ядерных уровней (В.Эльзассер, 1934, М.Гепперт-Майер, 1958). Сущность ядерных сил (Х.Юкава, 1935). Радиоактивность калия связана с изотопом ^{40}K (Г.Хевеши, 1935). Захват орбитального электрона (Х.Юкава, 1935). Ядерная изомерия у естественных (О.Хан, 1921) и искусственных (И.В.Курчатов, 1935) изотопов. Причина ядерной изомерии (Г.Ван-Вургис, 1936). Позитронный (β^+ - распад) (И.Ф.Жолио-Кюри, 1934), К-захват (Л.Альварец, 1938), L- захват (Б.Пунтекорво, 1949). Ядерные реакции под действием нейтрона (псевдо открытие трансурановых элементов, Э.Ферми, 1934). Открытие трития и гелия-3 (Э. Резерфорд, М.Олифант, Хартек, в 1934), урана-235 (А.Демпстер, 1935), франция (М.Перей, 1939) и технеция (К.Перрье, Э.Сегре, 1937). Вынужденное деление урана (О.Хан, Ф.Штрассман, 1938) – распад урана на два осколка примерно равной массы (Л.Мейтнер, О.Фриш, 1939). Конверсионное излучение ядерных изомеров (Л.Русинов, Б.Понтекорво, 1938). Капельная модель ядра - качественная теория деления ядер (Н.Бор, 1939), количественная теория деления ядер (Н.Бор, Дж. Уиллер, 1939). Испускание запаздывающих нейтронов (Р.Робертс, 1939). Введение термина нуклон (Белинфант). Синтез нептуния (Э.Макмиллан, П.Абельсон) и плутония (Г.Сиборг, Э.Макмиллан, 1940). Спонтанное деление урана (К.А.Петржак, Г.Н.Флеров, 1940). Делящееся ядро разваливается на два осколка, с одновременным испусканием нейтронов и γ -излучения. Количественный анализ цепной реакции деления урана на медленных нейтронах и формулировка условий ядерного взрыва (Я.Б.Зельдович и Ю.Б.Харитон, 1940). Деление плутония (Дж.Кеннеди, Г.Сиборг, 1941). Идея ряда актинидов (Г.Сиборг, 1945). Открытие прометия (Дж.Маринский) и америция (Г.Сиборг, 1945). Обнаружение превращение одного космического мезона в другой (Д. Бардин, С. Ф. Пауэлл, 1947). Выделение плутония из природного объекта (Г.Сиборг, 1948). Обоснование существования «магических ядер» (М.Гепперт-Майер, 1948). Формулировка актиноидной гипотезы (Г.Сиборг). Синтез

берклия (С.Томсон, Г.Сиборг, 1949). Зависимость скорости электронного захвата от химического состояния (Э.Сегре, 1949). Синтез калифорния (С.Томсон, Г.Сиборг, 1950). Синтез в нашу эпоху технеция в некоторых звездах (П.Мерил, 1952). Синтез менделевия (А.Гиорсо, 1955). Экспериментальное подтверждение существования нейтрино (Ч.Коэн). Синтез элементов 100 – 114 с использованием пучков ускоренных ионов (Г.Сиборг, А.Гиорсо, Г.Н.Флеров, 1955 – 1995). Точное определение периода полураспада свободного нейтрона, 11,7 мин (П.Е.Спивак, 1959). Протонный распад (В.А.Карнаухов, 1962, Дж.Черны, 1970, С.Хофман, 1982). Получение соединений семивалентных нептуния и плутония (Н.Н.Крот, 1967). «Острова стабильности» (Г.Сиборг, 1971).

Кластерная радиоактивность – испускание ядер ^{14}C ядрами Ra (Х.Роуз, Г.Джонс, 1984). В последующие три года был обнаружен спонтанный распад других ядер с вылетом тяжёлых фрагментов кластеров – ^{24}Ne и ^{28}Mg (f - радиоактивность). Сейчас известны многие другие примеры кластерной радиоактивности, вплоть до испускания ядер кремния. Открыто деление ядер на три и более осколков. В конце 20-го века был обнаружен аномальный распад сильноионизированных атомов, отличающийся от распада нейтрального атома того же элемента. На пути к нейтронной материи получены сильно нейтроноизбыточные ядра (^6H , ^7H и др.). Появились и сообщения об «истинно нейтральных» ядрах – динейтроне и тетранейтроне (специального места в Периодической таблице элементов для них пока не предусмотрено).

За работы, связанных с открытиями в области радиоактивности, получено более десяти Нобелевских премий по физике и химии.

3. СТАТИСТИКА РАСПАДА

Из-за статистического характера квантовых процессов микромира процессы в сфере радиоактивности всегда носят статистический характер. Поэтому радиоактивное превращение - это процесс, которому присущ вероятностный характер. Законы радиоактивного распада и накопления - статистические законы, проявляющиеся лишь для достаточно большого числа радиоактивных ядер. Зарегистрировав один распад нестабильной частицы, мы ничего не узнаем о том, какое время проживет другая такая же частица. И только в результате наблюдения 10000 распадов, мы определим среднее время жизни таких частиц с точностью примерно 1%.

Продemonстрируем принципы статистического анализа явлений микромира на примере закона радиоактивного распада. Мы покажем, что при некоторых предположениях (физически довольно хорошо (но не абсолютно!) обоснованных) вероятность распада определённого числа ядер подчиняется биномиальному распределению, которое при росте числа событий переходит сначала в распределение Пуассона, а затем (при большом числе распавшихся ядер) – в нормальное (гауссовское) распределение. Кроме того, мы покажем, что вероятностный характер распада в первом приближении приводит к требованию экспоненциального убывания количества ядер во времени.

Основные предположения, на основании которых можно найти закономерности, характеризующие вероятностную природу радиоактивного распада, заключаются в следующем.

1. Вероятность $p_{\Delta t}$ распада отдельного ядра за время Δt не зависит от условий, в которых ядро находилось ранее или находится в данное время, а зависит только от размера интервала Δt и для достаточно малых отрезков времени пропорциональна Δt : $p_{\Delta t} = \lambda \Delta t$ (здесь λ — коэффициент пропорциональности – постоянная радиоактивного распада).
2. Вероятность $p^*_{\Delta t}$ того, что одно из N ядер распадется в течение бесконечно малого интервала времени Δt , пропорциональна Δt и наличному количеству ядер: $p^*_{\Delta t} = \lambda N \Delta t$, или, принимая во внимание, что ожидаемое среднее число распадов в единицу времени $\bar{a} = \lambda N$, $p^*_{\Delta t} = \bar{a} \Delta t$.
3. Вероятность того, что за промежуток времени t , малый по сравнению с периодом полураспада, распадется m ядер, не зависит от того, какое количество ядер распалось в предшествующие промежутки времени равного размера.

Первое условие приводит к основному закону радиоактивного распада. Действительно, если вероятность распада отдельного ядра за время Δt определяется условием 1, то вероятность противоположного события (того, что ядро не распадется за это время) равна

$$q_{\Delta t} = 1 - p_{\Delta t} = 1 - \lambda \Delta t \quad (2)$$

Но если ядро не распалось в течение времени Δt , то вероятность того, что оно не распадется в течение второго такого же интервала времени, снова равна $(1 - \lambda \Delta t)$. Вероятность же того, что ядро не распадется ни в

первый, ни во второй интервалы времени, равна произведению этих вероятностей; рассуждая и далее подобным образом, получим

$$\begin{aligned} q_{2\Delta t} &= (1 - \lambda \Delta t)^2; \\ q_{3\Delta t} &= (1 - \lambda \Delta t)^3; \\ &\dots\dots\dots \\ q_{n\Delta t} &= (1 - \lambda \Delta t)^n. \end{aligned}$$

Интервал Δt можно представить как $\Delta t = (t/n)$ (промежуток времени t делится на n неперекрывающихся интервалов размером Δt). Переходя к пределу при $n \rightarrow \infty$, найдем вероятность того, что отдельное ядро не претерпит распада в течение времени t :

$$q_t = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \lambda \frac{t}{n} \right)^n = e^{-\lambda t}. \quad (3)$$

Из определения вероятности следует, что при многократном повторении испытаний отношение числа ядер N_t , не распавшихся за время t , к числу ядер в начальный момент времени N_0 должно колебаться около величины q_t , так что можно записать

$$\frac{N_t}{N_0} \approx e^{-\lambda t}.$$

Мы пришли к интегральной форме закона радиоактивного распада:

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (4),$$

Очевидно, что в силу статистического характера этого закона он должен выполняться лишь приближенно. Экспоненциальный характер закона распада проявляется в результате усреднения случайных отклонений числа распадающихся ядер от теоретически ожидаемого.

Для характеристики скорости распада радиоактивных ядер обычно в литературе используют понятие периода полураспада $T_{1/2}$ - время, в течение которого количество радиоактивных ядер уменьшается вдвое. Для периода полураспада имеем

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0,693\tau \quad (5)$$

где $\tau = 1/\lambda$ - среднее время жизни радиоактивного ядра или нестабильной частицы.

Исходя из условий 2 и 3, можно вывести закон, описывающий статистику распада.

Существуют разные подходы к приспособлению стандартных статистических распределений (биномиального, Пуассона и Гаусса) для описания флуктуаций радиоактивного распада. Ниже мы приведем простейший алгоритм.

Основную проблему сформулируем так: пусть мы имеем N радиоактивных ядер изотопа с известным периодом полураспада (т.е. известной константой распада λ). Какова вероятность того, что в заданный интервал времени распадётся n атомов? Ответ известен: вероятность подчиняется биномиальному распределению. При больших N (малом или большом n) биномиальное распределение переходит в распределение Пуассона, которое при большом N и большом n переходит в распределение Гаусса.

Пусть p – вероятность распада ядра в заданный интервал времени. Тогда вероятность распасться n ядрам и вероятность не распасться $n+1$ ядрам из N , равна $p^n q^{N-k}$. Некоторый другой набор n ядер может распасться с такой же вероятностью. Другие способы получать счет n соответствуют различным

перестановкам меток N ядер. Имеем $\frac{N!}{n!(N-n)!}$ таких перестановок. Так, вероятность распада n ядра из N

$$P(N, k, p) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n q^{N-k} \quad (6)$$

Мы получили биномиальное распределение. При больших N (и при определенных ухищрениях!) оно перейдет в распределение Пуассона.

Сначала воспользуемся законом радиоактивного распада и раскроем смысл p и q .

Обозначим $p(t)$ вероятность того, что ядро, достоверно существовавшее в момент $t = 0$, еще существует в момент t . Тогда величина dp будет вероятностью распада ядра за период между t и $t+dt$. Очевидно, что

$$dp = -\lambda p(t) dt \quad (7)$$

поскольку вероятность распада за промежуток dt равна произведению вероятности λdt распада ядра, достоверно существующего в момент t , на вероятность p того, что ядро в момент t существует. Интегрируя (7) с учетом того, что $p = 1$ при $t = 0$, получим

$$p(t) = e^{-\lambda t}. \quad (8)$$

Соотношение (8) содержит полное описание статистических свойств процесса радиоактивного распада. Согласно (8) для одного ядра вероятность не распасться за время t равна

$$p_0(t) = e^{-\lambda t},$$

а вероятность распасться за время t равна

$$p_1(t) = 1 - e^{-\lambda t}.$$

Для двух ядер, воспользовавшись независимостью их распадов, найдем, что вероятности наблюдать за время t ноль, один и два распада равны соответственно.

$$p_0 = e^{-\lambda t} \cdot e^{-\lambda t} = e^{-2\lambda t}$$

$$p_1 = 2e^{-\lambda t}(1 - e^{-\lambda t})$$

$$p_2 = (1 - e^{-\lambda t})^2.$$

Например, для получения вероятности p_1 надо сначала умножить вероятность $e^{-\lambda t}$ того, что первое ядро не распалось за время t , на вероятность $(1 - e^{-\lambda t})$ того, что второе ядро при этом распадается, а затем полученный результат удвоить, так как возможна ситуация, в которой ядра могут поменяться ролями.

Аналогично для N ядер получим

$$P_0 = e^{-N\lambda t},$$

$$P_1 = Ne^{-(N-1)\lambda t}(1 - e^{-\lambda t}),$$

.....

$$P_n = \frac{N!}{n!(N-n)!} e^{-(N-n)\lambda t} (1 - e^{-\lambda t})^n$$

Обычно число распадов намного меньше полного числа радиоактивных ядер и время измерения мало по сравнению со средним временем жизни изотопа, т.е. справедливы приближения:

$$n \ll N$$

$$\lambda t \ll 1$$

Первое из этих неравенств позволяет в выражении для P_n заменить $N!$ на $N^n(N-n)!$, после чего с помощью второго неравенства получим распределение Пуассона:

$$P_n = \frac{N^n}{n!} e^{-N\lambda t} (e^{\lambda t} - 1) \approx \frac{N^n}{n!} e^{-N\lambda t} (\lambda t)^n = \frac{(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t}. \quad (9)$$

где $n=0, 1, 2, 3, \dots$

В теории вероятности полученное соотношение называется распределением Пуассона.

Замечание. В процессе расчётов мы использовали определение $e = (1 + y)^{\frac{1}{y}}$ и приближение $\frac{N!}{(N-n)!} \approx N^n$.

Посмотрим, как будет зависеть P_n от n при обычно соблюдаемом в экспериментах условии $N\lambda t \gg 1$. При малых n величина P_n очень мала (из-за большого отрицательного показателя в экспоненте). С ростом n начнется увеличение P_n за счет множителя $(N\lambda t)^n$. При $n = N\lambda t$ это увеличение прекратится и сменится падением, так как знаменатель $n!$ будет расти быстрее числителя. Таким образом, P_n представляет собой функцию с максимумом при $n = N\lambda t$, монотонно спадающую по обе стороны от максимума. При этом оно является асимметричным.

Нетрудно убедиться, что, несмотря на сделанные в (9) приближения, сумма всех вероятностей P_n остается равной единице:

$$\sum_{n=1}^{\infty} P_n = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = 1$$

Зная выражение для вероятности $P_n(t)$ того, что за время t распадется n частиц, мы можем вычислять средние активности $\bar{a}(t)$ для любых зависящих от числа частиц величин $a(t)$ по обычной формуле для среднего:

$$\bar{a}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n P_n. \quad (10)$$

Так, для среднего числа ядер $\bar{n}(t)$, распавшихся за время t , получим

$$\bar{n}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} n P_n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = N\lambda t \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(N\lambda t)^{n-1}}{(n-1)!} e^{-N\lambda t} = N\lambda t = \mu. \quad (11)$$

Среднее число ядер, распадающихся в единицу времени, совпадает с максимумом пуассоновского распределения.

Из (11) видно, что активность a определяется формулой

$$a = \frac{\bar{n}}{t} = N\lambda, \quad (12)$$

N — начальное число распадающихся ядер. Независимость активности от времени связана с принятым выше приближением $\lambda t \ll 1$.

Для получения статистических отклонений от средних значений вычислим дисперсию D (второй центральный момент от распределения Пуассона), определяемую формулой

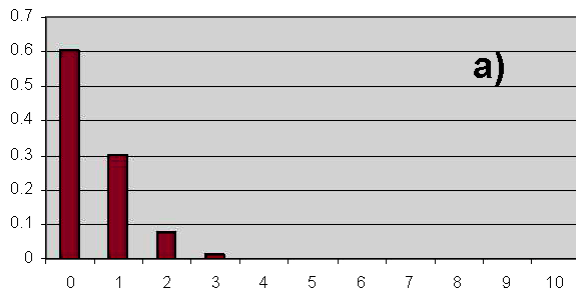
$$D = \overline{(n - \bar{n})^2} = \overline{n^2} - 2\bar{n}^2 + \bar{n}^2 = \overline{n^2} - \bar{n}^2. \quad (13)$$

Величина $\overline{n^2}$ получается из (11):

$$\overline{n^2} = (N\lambda t)^2. \quad (14)$$

Величина $\overline{n^2}$ вычисляется по аналогии с (11):

$$\overline{n^2} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n^2 (N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = e^{-N\lambda t} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{n(n-1)(N\lambda t)^n}{n!} + \frac{n(N\lambda t)^n}{n!} \right\} = \overline{n^2} + \bar{n}. \quad (15)$$



Отсюда для дисперсии в случае распределения Пуассона получается выражение

$$D = \bar{n} = \mu. \quad (16)$$

Стандартное отклонение

$$\sigma = \sqrt{D} = \sqrt{\bar{n}} = \sqrt{\mu}. \quad (17)$$

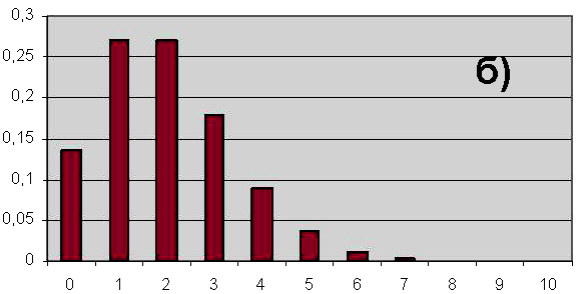
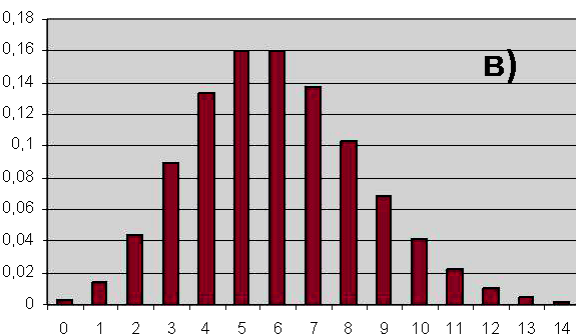


Рис. 6. Распределения Пуассона для $\bar{n} = 0,5$ (а), $\bar{n} = 2$ (б) и $\bar{n} = 6$ (в)



Таким образом, при использовании обозначений: $\mu = N\lambda t = at = \bar{n}$ (μ — математическое ожидание, первый начальный момент от распределения Пуассона, $a = \lambda N$ — радиоактивность, показывающая скорость распада имеющихся ядер) распределение Пуассона

$$P_{\mu}(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (18)$$

характеризуется всего одним параметром μ , представляющим собой среднее число распадов в случае многократного повторения событий.

$$\mu = \bar{n} = \frac{\sum_{i=1}^N n_i}{N} \quad (19)$$

Дисперсия в случае распределения Пуассона равна среднему числу частиц $D = \bar{n}$, стандартное отклонение $\sigma = \sqrt{\bar{n}} = \sqrt{\mu}$

Распределение Пуассона имеет максимум при определенном (наиболее вероятном) значении n , которое мы обозначим n' . Если вычислить среднее значение $\bar{n}$, даваемое распределением Пуассона, то оно всегда будет несколько больше n' ($\bar{n}_0 > n'$). Это распределение несимметрично и им следует пользоваться в тех случаях, когда $\bar{n}$ невелико.

На **Рис.6** показаны распределения Пуассона для случаев $\bar{n} = 0,5$, $\bar{n} = 2$ и $\bar{n} = 6$. Видно, что в случае $\bar{n} = 0,5$ наиболее вероятные значения результатов отдельных измерений $n = 0, 1$. В случае $\bar{n} = 2$ наиболее

вероятны значения $n = 1, 2, 3$. Для малых значений $\bar{n}$ распределение Пуассона асимметрично относительно $\bar{n}_0$. Распределение Пуассона имеет довольно значительную ширину. Так, например, в случае $\bar{n} = 6$ довольно большая вероятность того, что измеренное значение может быть равно от 2 до 10.

На **Рис. 7** показаны кривые распределения Пуассона для $\mu = 1, 5$ и 10 . (Заметим, что в отличие от нормального распределения распределение Пуассона дискретно: величины n могут принимать лишь положительные целочисленные значения. Поэтому правильное изображение вероятностей появления каждого значения n вертикальными отрезками. Однако для наглядности на **Рис. 7** через точки, соответствующие вероятностям P_n , проведены плавные кривые.) Как и в случае предыдущего рисунка видно, что при малых значениях μ распределение Пуассона асимметрично (максимум смещен влево), но по мере роста μ кривые становятся все более симметричными, приближаясь к виду кривой нормального распределения. Практически уже при $\mu = 10$ распределение Пуассона достаточно хорошо аппроксимируется нормальным распределением, оба параметра которого равны μ .

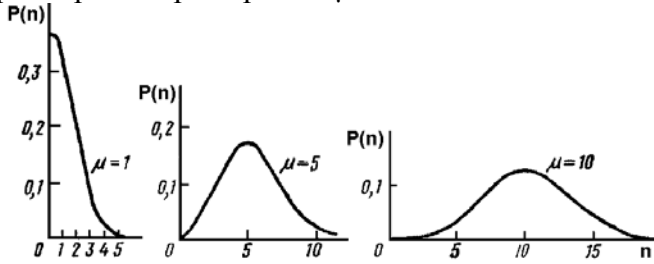


Рис.7. Распределение Пуассона при различных значениях μ .

С увеличением $\bar{n}$ распределение Пуассона становится всё более симметричным относительно $\bar{n}$, а относительная дискретность событий становится практически незаметной. Для больших значений $\bar{n}$ (т.е. при $N\lambda t \gg 1$), распределение Пуассона переходит в нормальное распределение (распределение Гаусса). Для рассматриваемой здесь задачи оно будет выглядеть так:

$$P_n = G(n) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi N\lambda t}} e^{-\frac{(n-N\lambda t)^2}{2N\lambda t}}$$

Для большей ясности, коротко остановимся на функции Гаусса, $G_{X\sigma}(n)$:

$$G_{X\sigma}(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(n-X)^2}{2\sigma^2}} \quad (20)$$

Распределение Гаусса является симметричным, непрерывным и, в отличие от распределения Пуассона, характеризуется двумя независимыми параметрами X и σ . X - среднее число распавшихся атомов, которое мы ожидаем получить в случае многократного повторения измерений. σ - среднее стандартное отклонение. Центр распределения X , совпадающий с его максимумом, принимается за истинное значение измеряемой величины.

Распределение Гаусса (23) нормировано на единицу.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G_{X\sigma}(n) dn = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(n-X)^2}{2\sigma^2}} dn = 1$$

Величина σ в знаменателе экспоненты обеспечивает для более узкого распределения большую высоту в максимуме.

В случае распределения Гаусса ожидаемое среднее значение $\bar{n}$ для большого числа измерений можно вычислить по стандартной формуле

$$\bar{n} = \int_{-\infty}^{+\infty} n G(n) dn = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma^2}} dn = X \quad (21)$$

Этот результат почти очевиден, т. к. при большом числе измерений вследствие симметрии функции Гаусса одинаковое число результатов измерений окажется как больше X , так и меньше X .

В выражениях для распределений Пуассона и Гаусса можно $N\lambda t$ заменить на $\bar{n} = N\lambda t$ и переписать их в более компактном виде

$$P_n \approx \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}}; \quad P_n \approx G(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}} \quad (22)$$

Независимость активности $a = \frac{\bar{n}}{t} = N\lambda$ от времени (напомним, что здесь N - начальное число распадающихся ядер) связана с принятым выше приближением $\lambda t \ll 1$, согласно которому время измерения мало по сравнению с периодом полураспада.

Среднее стандартное отклонение σ^2 определяется соотношением

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (n - \bar{n})^2 G_{X\sigma}(n) dn = \sigma^2. \quad (23)$$

Сравним распределения Гаусса $G_{X\sigma}(n)$ и Пуассона $P_\mu(n)$.

Распределение Гаусса $G_{X\sigma}(n)$ является непрерывным, т.к. величина n может быть непрерывной, в то время как в распределении Пуассона $P_\mu(n)$ величина $n=0, 1, 2, 3, \dots$ дискретна.

Распределение Гаусса $G_{X\sigma}(n)$ определяется двумя параметрами: X — средней величиной и шириной распределения — стандартным отклонением σ , в то время как распределение Пуассона $P_\mu(n)$ определяется единственным параметром $\mu = \bar{n}$, т.к. ширина распределения Пуассона σ автоматически определяется величиной μ ($\sigma = \sqrt{\mu}$).

При увеличении среднего числа отсчетов дискретная природа величины μ в распределении Пуассона $P_\mu(n)$ становится менее существенна, и распределение Пуассона $P_\mu(n)$ хорошо аппроксимируется функцией Гаусса $G_{X\sigma}(n)$.

$$P_\mu(n) \approx G_{X\sigma}(n),$$

при $X = \mu$, $\sigma = \sqrt{\mu}$.

Распределением Гаусса можно пользоваться как удобным приближением к распределению Пуассона при больших $\bar{n}$. Для распределения Гаусса n и оно является симметричным относительно среднего (и наиболее вероятного) n . В распределении Гаусса n можно считать непрерывной переменной. Можно убедиться, что сумма вероятностей, даваемых каждым из распределений, равна единице:

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = 1; \quad \int_0^{\infty} G(n) dn = \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi N\lambda t}} e^{-\frac{(n-N\lambda t)^2}{2N\lambda t}} dn = 1.$$

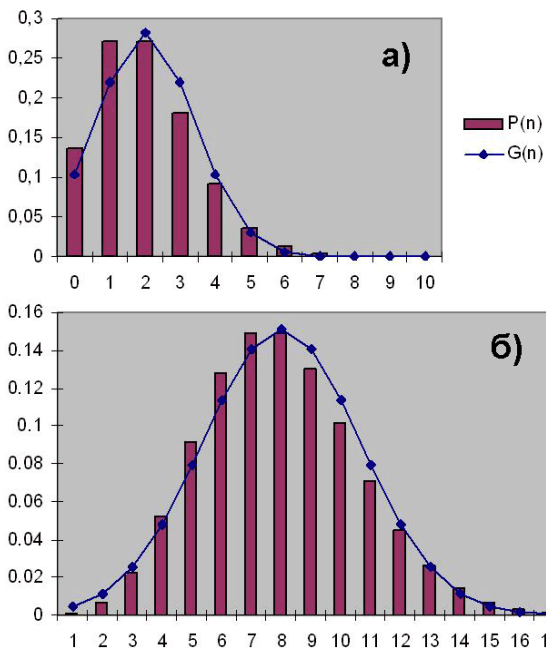


Рис. 8. Сравнение распределений Пуассона $P(n)$ и Гаусса $G_{X\sigma}(n)$ для $\bar{n} = 2$ (а) и $\bar{n} = 7$ (б).

На **Рис. 8** сравниваются распределение Пуассона и распределение Гаусса для двух значений $\bar{n} = 2$ и $X = \bar{n} = 7$. $\sigma = \sqrt{\bar{n}} = 7$. Видно, что уже при достаточно малых значениях $\bar{n}$ распределения Пуассона и Гаусса практически совпадают. Необходимо иметь в виду, что распределения Пуассона и Гаусса совпадают только тогда, когда для распределения Гаусса $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$. В общем случае распределение Гаусса характеризуется двумя независимыми параметрами $\bar{X} = \bar{n}$ и σ . Величина σ может быть как больше $\sqrt{\bar{n}}$, так и меньше $\sqrt{\bar{n}}$.

Итак, по мере роста $\bar{n}$ распределение Пуассона становится все более симметричным относительно $n = \bar{n}$. Если выполнено условие $\sqrt{\bar{n}} \gg 1$ то практически достигается полная симметрия.

При этом вблизи максимума в области "шириной" порядка $2\sqrt{\bar{n}}$ содержится очень большое число

возможных значений n . Кроме того, различие между величиной вероятности P_n для смежных или близких n оказывается очень малым. Например, легко проверить, что при $\bar{k} = 1000$

$$\frac{P_{1000} - P_{995}}{P_{1000}} \approx 0,01$$

Поскольку для распределения Пуассона всегда $\sigma_n^2 = \bar{k}$, то при выполнении условия $\sqrt{\bar{n}} \gg 1$ закон Пуассона переходит не вообще в закон Гаусса, а в такой закон Гаусса, для которого дисперсия равна среднему, то есть

$$G(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}} \quad (24)$$

Замечание. Тот факт, что статистика радиоактивного распада может быть с той или иной точностью аппроксимирована стандартными статистическими распределениями (биномиальным, Пуассона, Гаусса) вовсе не означает, что распад на самом деле идёт по таким законам. Сейчас множится число учёных полагающих, что математическая статистика вообще не применима к описанию микромира. Появились определенные свидетельства того, что экспериментальные распределения актов распада имеют тонкую структуру – общий пик для плотности распределения распадается на несколько составляющих. Ожесточённой критике подвергается и экспоненциальный закон распада, который, как мы видели, выводится при нескольких допущениях, обоснованность которых никто не проверял. Можно ожидать, что рассмотренные выше рассуждения в ближайшее время будут скорректированы, возможно – до полного их отрицания. В разделе Статистика мы постараемся показать, почему распределение Пуассона, скорее всего, к радиоактивному распаду никакого отношения не имеет.

4. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В РАСПАДАХ

При радиоактивном распаде сохраняются следующие параметры:

1. Заряд. Электрический заряд не может создаваться или исчезать. Общий заряд до и после реакции должен сохраняться, хотя может по-разному распределяться среди различных ядер и частиц. Единичный положительный и отрицательный заряды нейтрализуют друг друга. Аналогично, возможно для нейтральной частицы (типа нейтрона) произвести один заряд каждого знака.
2. Массовое число или число нуклонов. Число нуклонов после реакции должно быть равно числу нуклонов до реакции.
3. Общая энергия. Кулоновская энергия и энергия эквивалентных масс должна сохраняться во всех реакциях и распадах.
4. Импульс и угловой момент. Сохранение линейного импульса ответственно за распределение кулоновской энергии среди ядер, частиц и/или электромагнитного излучения. Угловой момент относится к спину частиц.

Спонтанный распад любого объекта физики микромира (ядра или частицы) возможен в том случае, если масса продуктов распада меньше массы первичной частицы. Разность масс первичной частицы и продуктов распада распределяется среди продуктов распада в виде их кинетических энергий. Распады на два продукта и на три или более характеризуются разными энергетическими спектрами продуктов распада. В случае распада на две частицы спектры продуктов распада - дискретные. В случае, если частиц в конечном состоянии больше двух, спектры продуктов имеют непрерывный характер.

Законы сохранения энергии и импульса для распада следует записывать в системе координат, связанной с распадающейся частицей (или ядром). Для упрощения формул удобно использовать систему единиц, в которой энергия, масса и импульс имеют одну и ту же размерность (МэВ). Законы сохранения для данного распада:

$$M_X = M_A + E_A + E_B \quad (25)$$

где X и A материнский и дочерний нуклиды, B – излучение, E_A – энергия отдачи дочернего нуклида, E_B – энергия излучения. Сумма импульсов равна нулю:

$$0 = \vec{p}_A + \vec{p}_B \quad (26)$$

$$p_A = \sqrt{2M_A E_A} = p_B = \sqrt{2M_B E_B} \quad (27)$$

Сумма кинетических энергий продуктов определяется разностью масс

$$E_A + E_B = \Delta M = M_X - M_A - M_B, \quad (28)$$

а отношение кинетических энергий

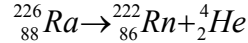
$$\frac{E_A}{E_B} = \frac{M_B}{M_A} \quad (29)$$

Отсюда получаем для кинетических энергий продуктов распада

$$E_A = \frac{\Delta M * M_B}{M_A + M_B}; E_B = \frac{\Delta M * M_A}{M_A + M_B} \quad (30)$$

Таким образом, в случае двух частиц в конечном состоянии кинетические энергии продуктов определены однозначно - решение уравнений для энергии и импульса двух частиц является единственным. Если в конечном состоянии возникает три (или более) продуктов, решение уравнений для законов сохранения энергии и импульса не приводит к однозначному результату. Полученная формула для кинетических энергий продуктов распада применима, например, к α -распадам ядер. Большинство тяжелых ядер с $A > 208$ нестабильны относительно α -распада.

Пример. Рассчитаем кинетические энергии α -частицы и ядра отдачи (радона) в распаде радия.



Разность масс радия и продуктов его распада $\Delta M = M(226,88) - M(222,86) - M(4,2) = \Delta(226,88) + 226 - \Delta(222,86) - 222 - \Delta(4,2) - 4 = \Delta(226,88) - \Delta(222,86) - \Delta(4,2) = (23.662 - 16.367 - 2.424) \text{ МэВ} = 4.87 \text{ МэВ}$

Кинетические энергии:

$$E_\alpha = \frac{\Delta M * M_{\text{Rn}}}{M_\alpha + M_{\text{Rn}}} = \frac{4.87 \text{ МэВ} * 222}{226} = 4.79 \text{ МэВ}; E_{\text{Rn}} = \frac{4.87 \text{ МэВ} * 4}{226} = 0.09 \text{ МэВ}$$

Примером двухчастичного распада является также излучение γ -кванта при переходе возбужденного ядра на низший энергетический уровень.

Пример. Определим энергию γ -кванта и кинетическую энергию отдачи при девозбуждении ядра (^{12}C)*, находящегося в первом возбужденном состоянии с квантовыми числами 2^+ , $E=4.43 \text{ МэВ}$.

Законы сохранения в системе покоя возбужденного ядра имеют вид:

$$M(^{12}\text{C}^*) = M(^{12}\text{C}) + E_C + E_\gamma; p_C = p_\gamma = E_\gamma; E_{\text{exc}}(^{12}\text{C}) = M(^{12}\text{C}^*) - M(^{12}\text{C}) = 4.43 \text{ МэВ} = E_C + E_\gamma;$$

$$E_C = \frac{p_C^2}{2M(^{12}\text{C})} = \frac{E_\gamma^2}{2M(^{12}\text{C})}; E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2M(^{12}\text{C})} = 4.43 \text{ МэВ}$$

Поскольку второй член (энергия отдачи) в последнем уравнении на несколько порядков меньше первого, вместо решения квадратного уравнения удобно применить метод последовательных приближений:

$$E_\gamma^{(1)} \approx 4.43 \text{ МэВ}; E_C^{(1)} = \frac{(4.43)^2}{2 * 12 * 939} = 0.87 * 10^{-3} \text{ МэВ} = 0.87 \text{ кэВ}$$

В данном случае нет смысла уточнять первое приближение для энергии γ -кванта - поправка равна энергии отдачи ядра и она меньше последней значащей цифры в полученном результате для энергии испущенного ядром электромагнитного кванта.

Во всех двухчастичных распадах, проанализированных выше, продукты распада имеют «точное» значение энергии, т.е. дискретный спектр. Однако более глубокое рассмотрение этой проблемы показывает, что спектр даже продуктов двухчастичных распадов не является δ -функцией энергии. Спектр продуктов распада имеет конечную ширину Γ , которая тем больше, чем меньше время жизни распадающегося ядра или частицы:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (31)$$

(Это соотношение является одной из формулировок соотношения неопределенностей для энергии и времени).

Пример. Найдём среднее время жизни ядра ^{12}C в первом возбужденном состоянии, если ширина спектра энергии γ -кванта, излучаемого ядром равна $\Gamma = (10.8 \pm 0.6) * 10^{-6} \text{ кэВ}$ (см. предыдущий пример).

Время жизни низшего по энергии возбужденного состояния 2^+ с энергией $E = 4.43 \text{ МэВ}$

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{\hbar c}{\Gamma c} = \frac{200 * 10^3 \text{ кэВ} * 10^{-13} \text{ см}}{11 * 10^{-6} \text{ кэВ} * 3 * 10^{10} \text{ см} * \text{сек}^{-1}} \approx 6 * 10^{-14} \text{ сек}$$

Ширина уровня в данном случае примерно в 10^9 раз меньше энергии излученного γ -кванта, что и позволяет считать спектр γ -квантов дискретным.

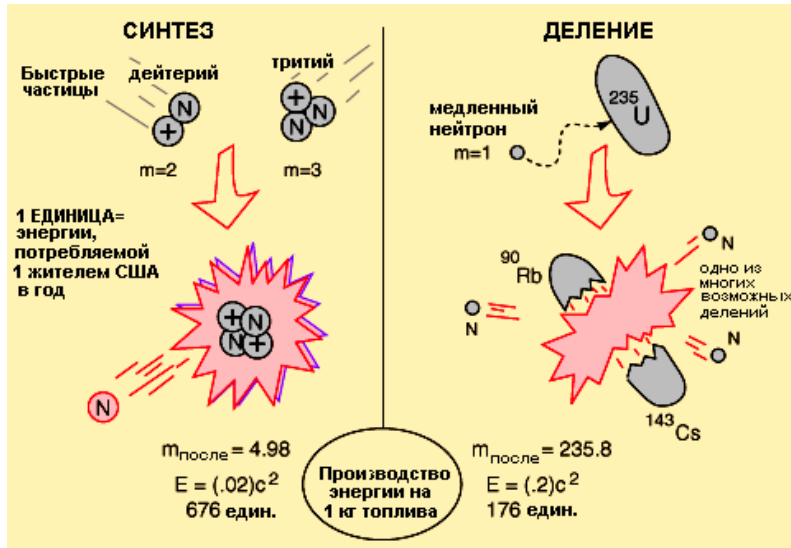


Рис. 9. Сравнение энергетических выходов ядерных реакций синтеза и деления (Для наглядности, энергии выражены в специальных единицах – потребление энергией одним жителем США в год. Видно, что 1 кг термоядерного топлива в течение года обеспечит энергией 676 человек, тогда как 1 кг уранового топлива только 176 человек).

Законы сохранения широко используются и при расчёте энергетических выходов таких важных процессов, как ядерный синтез и деление урана. Некоторые выводы из таких расчётов представлены на **Рис. 9** и **Рис. 10**.

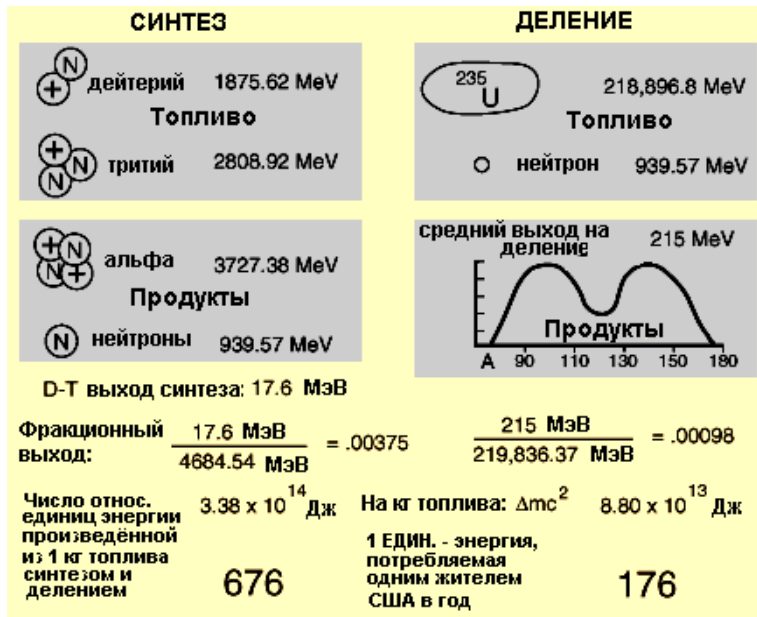


Рис. 10. Некоторые детали расчётов энергетических выходов при ядерном синтезе и делении.

5. РАДИОАКТИВНОСТЬ И ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ТАБЛИЦА ЭЛЕМЕНТОВ

Атомные ядра представляют собой связанные квантовые системы фермионов. Свойства атомных ядер определяются совместным действием сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий. В настоящее время обнаружено ~ 3000 атомных ядер, представляющих собой различные сочетания чисел протонов Z и нейтронов N . По существующим оценкам число атомных ядер может составлять ~ 7500.

В настоящее время Периодическая система элементов внешне имеет законченную форму. Структура её покоится на фундаментальном основании: порядковый номер элемента в Таблице определяется числом протонов в ядре. Внутри Периодической таблицы новых элементов существовать не может и некоторое развитие если и будет, то только в плане синтеза новых сверхтяжёлых элементов.

1. Действительно ли Периодическая таблица начинается с водорода? Возможно ли существование элементов легче водорода и, если возможно, то какими химическими свойствами они обладают?
2. Что произойдёт, если протон в ядре заменить на положительно заряженную частицу в тысячи раз более лёгкую, или в тысячи раз более тяжёлую, чем протон? И что будет, если заменить орбитальный электрон на более лёгкую или более тяжёлую частицу?
3. К каким химическим свойствам приведёт замена частиц с целочисленным зарядом на частицы с дробным зарядом (если таковые когда-нибудь будут открыты)? Где в Периодической таблице будут размещаться такие элементы?
4. Какова химия элементов, ядра которых не содержат протоны, как это имеет место у недавно синтезированных элементов, относящихся к так называемой нейтронной материи (динейтронов, тринейтронов, тетранейтронов и т.д.), у которых вообще нет орбитальных электронов?! Как они будут образовывать молекулу? Где их место в Периодической системе элементов? Именно они составят истинно нулевую группу (группу, оставленную Менделеевым для так и не открытых элементов эфира)?

5. Как далеко простирается Периодическая таблица элементов при движении в сторону увеличения масс? Возможно ли существование стабильных (или хотя бы долгоживущих) сверхтяжёлых ядер (так называемых элементов «второй сотни»)?
6. Где проходят границы стабильности? Как эти границы связаны с типами распада?
7. Совпадают ли Периодические таблицы, построенные для элементов материи и антиматерии? Например, идентичны ли химические свойства водорода и антиводорода, построенного из антипротона и позитрона на его орбите? Гелия и антигелия?

Los Alamos National Laboratory Chemistry Division

Periodic Table of the Elements

element names in blue are liquids at room temperature
 element names in red are gases at room temperature
 element names in black are solids at room temperature

Рис. 11. Периодическая таблица элементов в представлении химического отдела Лосс-аламосской национальной лаборатории (США)

Однако вопросы остались:

1. Вопросы, конечно, интересные...
 Не менее интересны и вопросы, связанные с изотопами элементов:
 1. Сколько изотопов имеется у каждого конкретного элемента? Каково отношение стабильных изотопов к радиоактивным у каждого элемента?
 2. Каким типом распада обладает каждый радионуклид? Возможны ли «экзотические» типы распада (например, кластерный распад с испусканием частиц тяжелее кремния)?
 3. Влияет ли степень ионизации атома и его химическое состояние на время жизни ядра (т.е. на величину его периода полураспада)?
 4. Какие радионуклиды являются родоначальниками известных радиоактивных рядов?

Все эти вопросы так или иначе связаны с явлением радиоактивности. Разработанная недавно техника эксперимента (ускорители частиц на сверхвысокие энергии, новые методы детектирования, переход на пучки радиоактивных ионов), успехи ядерной физики, привели к синтезу новых элементов и изотопов (как сильно нейтроноизбыточных, так и нейтрононедостаточных), к открытию новых типов распада. В результате произошло активное развитие учения о радиоактивности, и стали лучше понятны перспективы развития Периодической таблицы элементов.

Ниже мы коротко остановимся на достижениях в этой сфере.

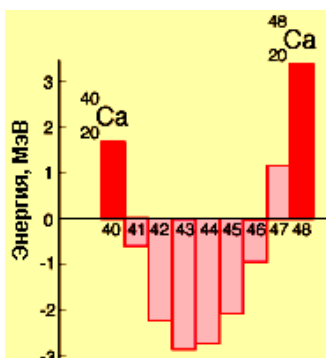
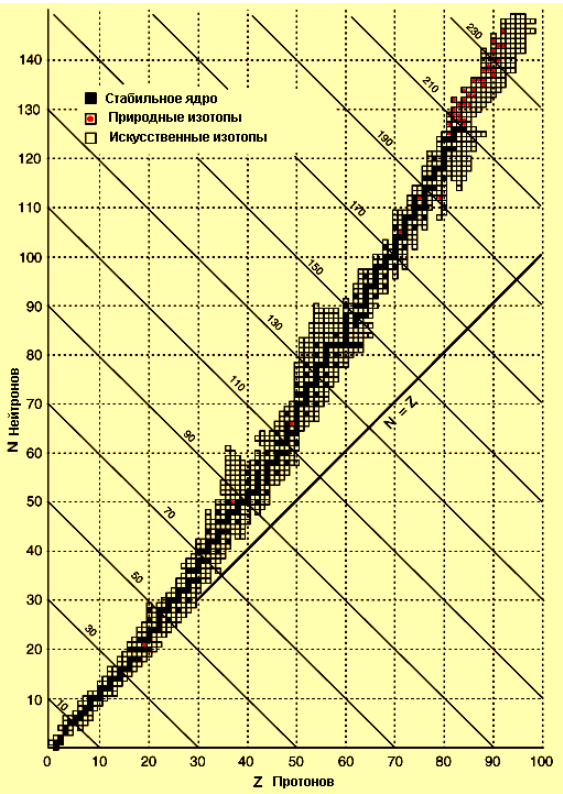


Рис. 12. Энергия связи у различных изотопов.

5.1 Долина ядерной стабильности

Для анализа вопроса, как радиоактивные изотопы распределяются среди известных стабильных, воспользуемся Периодической таблицей элементов. Известно, что почти все элементы с числом протонов $Z \leq 83$ имеют хотя бы один стабильный изотоп

Обычно наибольшее число изотопов наблюдается у элементов с чётными значениями Z , тем более – с магическими числами. На Рис. 12 в качестве примеры приведены значения энергии связи на нуклон для некоторых изотопов кальция. Видно, что энергии связи у изотопов с $N=20$ (дважды магическое ядро) и 28 высоки и положительны (устойчивые изотопы), тогда как у изотопа с $N=23$ энергия связи высока и отрицательна (радиоактивный изотоп).



Некоторые изотопы кальция. Видно, что энергии связи у изотопов с $N=20$ (дважды магическое ядро) и 28 высоки и положительны (устойчивые изотопы), тогда как у изотопа с $N=23$ энергия связи высока и отрицательна (радиоактивный изотоп).

(Наиболее тяжелыми стабильными ядрами являются изотопы свинца ($Z=82$) и висмута ($Z=83$)). Исключение составляют два элемента: технеций ($Z=43$) и прометий ($Z=61$), наиболее долгоживущие изотопы которых имеют периоды полураспада соответственно $T_{1/2}=2.6 \cdot 10^6$ лет и $T_{1/2}=265$ дней.

Рис. 13а Z - N диаграмма известных нуклидов (черные точки – стабильные изотопы, цветные – радиоактивные (с разными типами распада)).

Число изотопов, существующих у каждого элемента, весьма различно, сильно различается и отношение числа радиоактивных изотопов к стабильным у каждого конкретного элемента.

Рассмотрим диаграммы Z - N , т.е. изучим устойчивость изотопов в зависимости от числа протонов и нейтронов в ядре. На Рис. 13а, б и в показаны разные варианты N - Z диаграмма атомных ядер. Стабильные ядра, существующие в природе, – их 273 – на ней представлены черными квадратами.

Стабильность ядер определяется балансом притягивающих ядерных сил между нуклонами: нейтронами (n) и протонами (p), и отталкивающих кулоновских сил, которые действуют между заряженными протонами. Поэтому в ядре осуществляются разного типа взаимодействия – ($n-p$), ($n-n$), ($p-p$). Наиболее сильными являются ($n-p$)-взаимодействия. Наиболее стабильными являются ядра с близким числом нейтронов и протонов, т. к. в них осуществляется максимальное число ($n-p$)-взаимодействий. Чистые ($n-n$)-системы являются нестабильными (за исключением нейтронных звезд, где стабилизирующими силами являются гравитационные силы). Нестабильны и системы, состоящие из малого числа протонов и большого числа нейтронов, и наоборот.

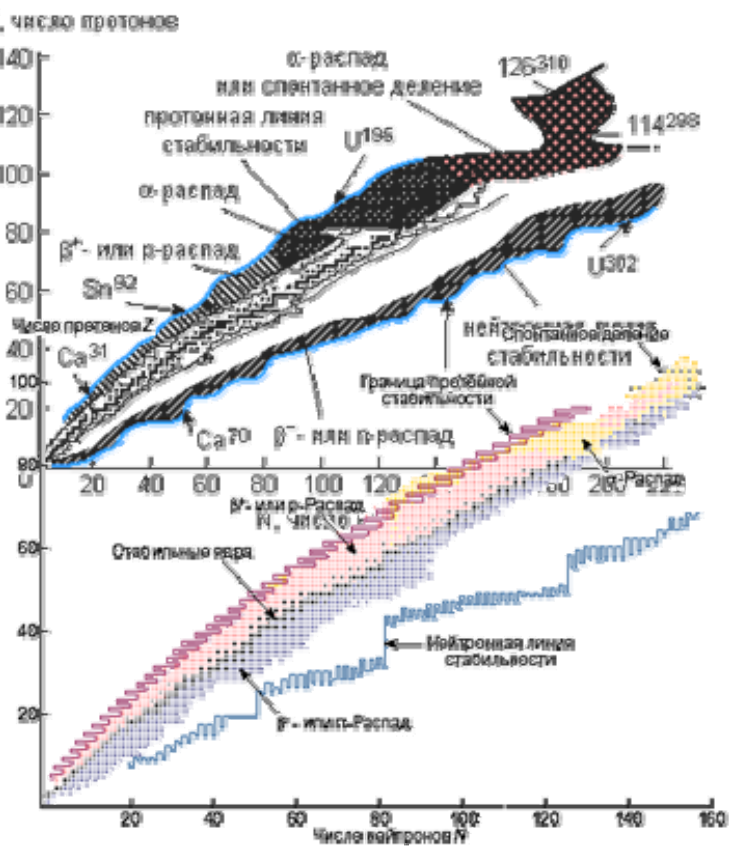


Рис. 13б. Нейтронно-протонная карта изотопов. Черными квадратами представлены ядра стабильные или долгоживущие. Ломаной сплошной кривой представлена область известных ядер, испытывающих электронный распад β^- и β^+ -распады). Двумя сплошными линиями вблизи области α -распада показаны границы известных в настоящее время ядер. Внешние сплошные кривые ограничивают предполагаемую область стабильных ядер. За этими линиями начинается «море» нестабильности. Нижняя линия определяет нейтронную границу стабильности (n -распад), верхняя – протонную (p -распад). Штрихпунктирной линией ограничена ожидаемая область стабильности сверхтяжелых ядер. На границе области стабильности обозначены последние стабильные, еще не синтезированные, изотопы.

Рис. 13в. Границы стабильности изотопов. Стабильные изотопы показаны черными точками, известные радиоактивные – красными, синими, желтыми и

зелеными точками в зависимости от преимущественного типа распада; границы устойчивости, определяемые по капельной модели ядра, показаны сплошной линией. Пустые места на карте означают, что в принципе эти изотопы в будущем могут быть открыты.

Для стабильных ядер характерно вполне определенное значение N/Z , определяемое равновесием ядерных и кулоновских сил в ядре. Легкие стабильные ядра ($A < 40$) имеют приблизительно равные числа нейтронов и протонов. В области более тяжелых ядер отношение числа нейтронов к числу протонов начинает возрастать и достигает величины 1,6 в районе $A=250$. Это изменение легко понять, если учесть короткодействующий характер ядерных сил и возрастающую роль кулоновского взаимодействия протонов с ростом A . Поэтому для ядер с массой больше 40 ($N=Z=20$) кулоновские силы сдвигают линию стабильности в сторону нейтроноизбыточных ядер (больших N). Кулоновские силы также ограничивают область существования тяжелых ядер, для которых короткодействующие ядерные силы не могут компенсировать кулоновские силы отталкивания, и тяжелые ядра с числом протонов $Z > 90$ распадаются путем спонтанного деления с образованием двух более стабильных кусков - осколков деления. Этим же объясняется и то, что ядра тяжелее урана ($Z > 92$) в природе пока не обнаружены.

Тяжелые ядра оказываются энергетически более устойчивыми, если содержат большее число нейтронов N по сравнению с числом протонов Z . С левой стороны от стабильных ядер находятся ядра, перегруженные протонами (протоноизбыточные ядра), справа - ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные ядра). Ядра, сильно перегруженные нейтронами или протонами, обычно называют экзотическими ядрами. Более темным цветом на **Рис. 13а** выделены атомные ядра, обнаруженные в настоящее время.

Пунктирная линия очерчивает область возможного существования атомных ядер. Связанное состояние ядра определяется как состояние, связанное относительно испускания нейтронов или протонов, т.е. считается, что атомное ядро существует, если оно не испускает нуклоны из основного состояния. Линия $B_p=0$ (B_p - энергия отделения протона) ограничивает область существования атомных ядер слева. Линия $B_n=0$ (B_n - энергия отделения нейтрона) - справа. Вне этих границ атомные ядра существовать не могут, так как они распадаются за характерное ядерное время ($\sim 10^{-23}$ с) с испусканием одного или нескольких нуклонов. Если среднее время жизни ядра $\tau < 10^{-22}$ с, то считают, что ядра не существует. Характерные времена жизни для радиоактивных ядер $\tau > 10^{-14}$ с.

Рассчитать границы нуклонной стабильности довольно сложно, т.к. точность, с которой оцениваются энергии связи ядер (несколько сотен кэВ), недостаточна для того, чтобы определить будет ли ядро β - радиоактивным или оно будет распадаться с испусканием нуклона. В первую очередь это относится к границе нейтронной стабильности. Кулоновское взаимодействие протонов делает невозможным существование ядер, сильно перегруженных протонами. Для легчайших ядер граница $B_p = 0$ проходит довольно близко от долины стабильности. Увеличение заряда ядра приводит к увеличению кулоновского барьера и соответственно к увеличению периода полураспада ядра.

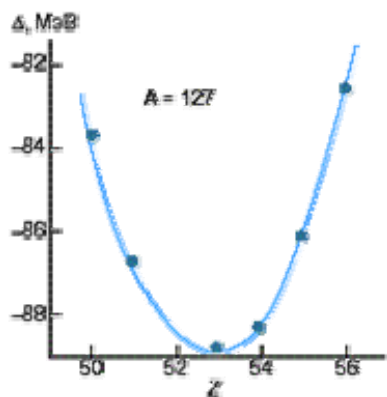
Более подробно границы стабильности относительно разных типов распада представлены на **Рис. 13б**.

У больших ядер нестабильность возникает вследствие конкуренции между притяжением нуклонов ядерными силами и кулоновским отталкиванием протонов. Не существует стабильных ядер с зарядовым числом $Z > 83$ и массовым числом $A > 209$. Но радиоактивными могут оказаться и ядра атомов с существенно меньшими значениями чисел Z и A .

На **Рис. 13в** показана рассчитанная нейтронная и протонная линия стабильности. Ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные) или протонами (протоноизбыточные), расположенные за линией стабильности, являются несвязанными ядрами и распадаются за время 10^{-22} секунды и менее.

Радиоактивные ядра, находящиеся между линиями стабильности, а их около 7000, могут быть синтезированы только искусственно. Число еще неизвестных ядер составляет около 4000 (заштрихованные области на карте изотопов). Пока не удалось приблизиться к линии стабильности в области средних и больших масс ядер ($N > 30$). Для ядер легчайших элементов (изотопов водорода, гелия, лития, бериллия), граница стабильности уже достигнута - синтезированы все стабильные ядра. Если ядро содержит значительно больше протонов, чем нейтронов, то нестабильность обуславливается избытком энергии кулоновского взаимодействия. Ядра, которые содержали бы большой избыток нейтронов над числом протонов, оказываются нестабильными вследствие того, что масса нейтрона превышает массу протона. Увеличение массы ядра приводит к увеличению его энергии.

Область расположения стабильных ядер обычно называют долиной стабильности. Для ядер долины стабильности характерно следующее отношение числа нейтронов к числу протонов:



$$N/Z = 0.98 + 0.015 \cdot A^{2/3}, \quad (32)$$

где $A = N + Z$ – массовое число.

Рис. 14. Зависимость дефекта массы A от Z для изобарных ядер с $A = 127$ нарушается в пользу нейтронов

Как уже упоминалось, радиоактивный распад возможен только в том случае, если сумма масс продуктов будет меньше массы исходного нуклида. Дефект массы определяется как разность между энергией покоя атома $M(Z, N)c^2$ и суммой масс составляющих его нуклонов и тем самым он показывает, как сильно связаны нуклоны в ядре. На **Рис. 14** приведена в качестве примера кривая для изобарных ядер с $A = 127$. Она похожа на кривую, получаемую при поперечном сечении глубокой долины. Изобарное ядро, находящееся на самом дне долины, – это единственное стабильное ядро; ядра, располагающиеся на склонах долины, нестабильны, и они как бы скатываются на ее дно, распадаясь, как правило, с испусканием электрона или позитрона.

Изобарные ядра с $A = 127$ никоим образом не исключительные, дефекты масс для других групп изобарных ядер тоже располагаются на кривых, напоминающих поперечные сечения долин. В самом низу, на дне долины, оказываются стабильные ядра, а вокруг них резко поднимаются горы нестабильных. Чем короче время жизни ядра, тем выше гора, с которой оно скатывается в долину стабильности. В легких ядрах в долине число протонов примерно равно числу нейтронов, и этот факт необходимо отразить введением так называемого члена с симметричной энергией

$$E_{\text{sym}} = \varepsilon (N - Z)^2 / A \quad (33)$$

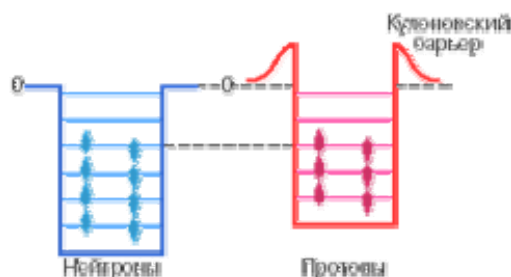


Рис. 15. Схематическое изображение потенциальных ям для протонов и нейтронов в ядре; минимум полной энергии ядра обеспечивается тогда, когда наивысший протонный и нейтронный уровни находятся на одной высоте, примерно на 8 МэВ ниже нулевого уровня

Симметричная энергия возникает вследствие квантовых свойств ядерной материи, а именно в силу того, что и протоны и нейтроны являются фермионами (частицами с полуцелым спином: у протона, нейтрона, и электрона, спин равен $1/2$), то есть для них справедлив принцип Паули. Принцип Паули запрещает находиться фермионам в одном и том же квантовом состоянии. Для ядра это означает, что нуклоны последовательно заполняют дискретные энергетические уровни, образуемые в потенциальной яме ядра аналогично тому, как происходит заполнение электронных уровней в атоме. Так как электрический заряд нуклонов разный, протоны и нейтроны независимо последовательно заполняют свои энергетические уровни. Из-за наличия у протонов кулоновского взаимодействия глубина потенциальной ямы для протонов несколько меньше, чем для нейтронов, как это показано на **Рис. 15**.

Наивысшие протонный и нейтронный уровни должны находиться при одной энергии. Симметричная энергия возникает по той причине, что в силу принципа Паули ядра с большим числом нуклонов имеют и большую среднюю кинетическую энергию, а потому энергетически выгодно ядру иметь равное число протонов и нейтронов. Если в ядре нейтронов будет больше и их наивысший занятый уровень по энергии окажется расположенным выше последнего занятого протонного уровня, то ядро становится нестабильным и путем p -распада внутриядерного нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ перейдет в состояние с меньшей энергией. При β -распаде всегда кроме электрона (или позитрона) испускается также и нейтрино. При распаде нейтрона образуется электронное антинейтрино. При избытке протонов ядро оказывается нестабильным по отношению к позитронному распаду. Если глубины нейтронного и протонного потенциалов одинаковы, как это имеет место в легких ядрах, то числа протонов и нейтронов в ядре должны быть одинаковы, что и наблюдается экспериментально. По мере увеличения Z в силу роста кулоновского отталкивания протонов глубина их потенциальной ямы уменьшается, а значит, в ядре будет больше нейтронов.

В энергии ядра следует учесть также так называемый эффект спаривания. Эксперименты свидетельствуют о наличии дополнительного взаимодействия притяжения, заставляющего два одинаковых нуклона спариваться между собой, образуя состояния с нулевым моментом количества движения. Указанное обстоятельство приводит к тому, что наиболее устойчивы четно-четные ядра (ядра с четным числом протонов и четным числом нейтронов), затем идут нечетные и, наконец, нечетно-нечетные. Причем масса

ядер при последовательном изменении заряда $Z_{\text{на}}$ единицу меняется не плавно, а скачкообразно. Любой непарный нуклон всегда имеет меньшую энергию связи.

5.2 Новые тяжёлые элементы

В настоящее время полагают, что основная часть Периодической таблицы заполнена полностью, и обнаружить внутри её какие-либо новые элементы невозможно. Единственная перспектива – выйти за пределы Таблицы, синтезируя элементы с увеличивающимся числом протонов. Сейчас Периодическая система элементов продолжает развиваться за счёт наработки новых «сверхтяжёлых» элементов.

Все элементы с $Z > 93$ синтезированы искусственно с использованием интенсивных потоков нейтронов или пучков ускоренных тяжелых ионов. Нейтронный метод синтеза новых элементов, использующий потоки нейтронов из реакторов или ядерных взрывов, дал возможность синтезировать новые элементы вплоть до фермия ($Z=100$). Метод этот основан на последовательном захвате нейтронов ядрами урана. Например, ядро ^{238}U поглощает нейтроны, превращается в ядро ^{239}U , которое испытывает электронный распад и превращается в ядро 93-го элемента – ^{239}Np . Если облучение в реакторе проводится достаточно длительное время (год или более), то за это время в образце накопятся ядра не только нептуния, но и следующих за ним элементов. Например, ^{239}Np может в результате электронного распада превратиться в 94-й элемент – ^{239}Pu .

Затем ядро этого элемента захватывает два нейтрона, после чего ^{241}Pu испытывает электронный распад и превращается в ядро 96-го элемента – америция и т.д. Однако ядра тяжелее 100-го элемента – фермия нейтронным методом синтезировать не удалось.

Принципиальное ограничение на синтез новых элементов таким способом связано с существованием других типов распада в цепочке образующихся ядер, например, спонтанного деления, которое разрывает цепочку ядер, образующихся после захвата нейтронов. Восемь элементов, завершающих первую сотню периодической таблицы, были открыты американскими учеными с использованием нейтронного метода.

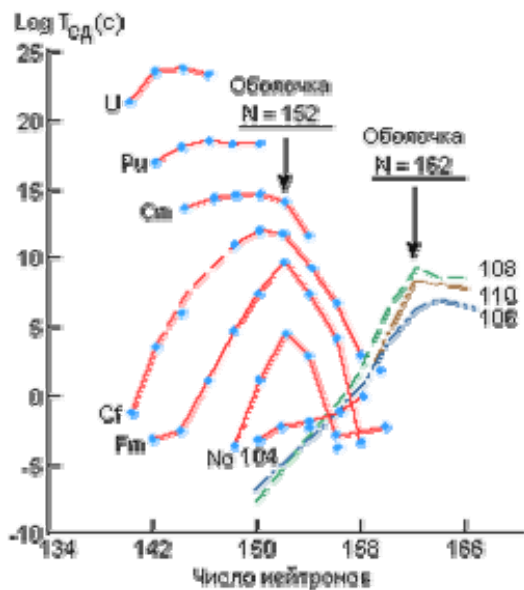


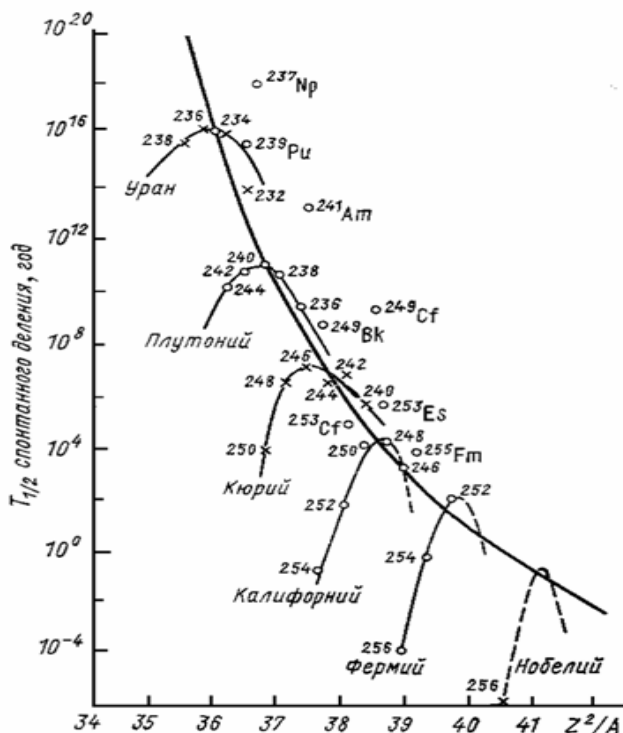
Рис. 16. Зависимость времени жизни изотопов различных элементов по отношению к спонтанному делению ($T_{\text{сд}}$) от числа нейтронов. Пунктиром показаны расчетные кривые для 106, 108 и 110 элементов.

Дальнейшее продвижение в область трансфермиевых элементов стало возможным лишь с появлением ускорителей тяжелых ионов. При слиянии двух ядер может образоваться новое ядро с зарядом, равным сумме зарядов двух ядер. Эти так называемые реакции полного слияния, о которых говорилось выше, были

успешно реализованы на ускорителях тяжелых ионов. Сложность заключалась в том, что новые трансфермиевые ядра имели время жизни порядка секунд (для $Z=101-103$) и оно катастрофически уменьшалось с увеличением порядкового номера элемента (**Рис. 16**).

Рис. 17. Периоды полураспада тяжёлых ядер

Теоретиками было предсказано сильное увеличение стабильности (времени жизни) ядер вблизи магических чисел 114 для протонов и 184 для нейтронов (114-й элемент с числом нейтронов 184). Эти предсказания основывались на оболочечной модели, в которой ядро рассматривается как ряд последовательно заполняемых протонных и нейтронных оболочек. Ядра с замкнутыми оболочками, имеющими число протонов или нейтронов 2, 8, 20, 50, 82, 126, отличаются от своих соседей повышенной стабильностью. Последним известным дважды магическим ядром является изотоп свинца-208 (82 протона и 126 нейтронов). Магическими



числами являются также 114 для протонов и 184 для нейтронов. Изотопы вблизи следующего за свинцом-208 дважды магического ядра 114-298 должны обладать повышенной стабильностью и именно здесь можно ожидать нового увеличения времени жизни сверхтяжелых элементов. Эксперименты обнаружили некоторое увеличение стабильности тяжелых изотопов 106, 108 и 110-го элементов вблизи числа нейтронов, равного 162. **Замечание.** Теоретики сильно поднавали в своих расчетах сверхтяжелых магических ядер. По крайней мере там, куда они указывали, никакого острова стабильности найти не удалось. Ребята забыли учесть релятивистские эффекты. Теперь они предлагают поискать в другом месте. Поживём – увидим, что это за пророки...

В правом верхнем углу $N-Z$ диаграммы расположена интенсивно исследуемая в настоящее время область сверхтяжелых атомных ядер. Открытие и исследование сверхтяжелых атомных ядер с $Z=109-118$ показывает, что в этой области ядер существенную роль в повышении их стабильности играют ядерные оболочки. Достаточно хорошее согласие теоретических расчетов с полученными в последнее время экспериментальными данными (**Рис. 17**) позволяет прогнозировать существование острова стабильности в районе $Z=110-114$ и $N=178-184$. Трудность проникновения на остров стабильности связана с тем, что нет комбинации соответствующих ядер, использование которых в качестве мишени и налетающей частицы позволили бы попасть в центр острова стабильности.

Некоторые изотопы сверхтяжелых элементов представлены на **Рис. 18**. Видно, что большинство имеет периоды полураспада, измеряемые микросекундами. Однако, при приближении к области стабильности время жизни составляет уже секунды, а в районе «магических чисел» периоды полураспада достигают десятков минут.

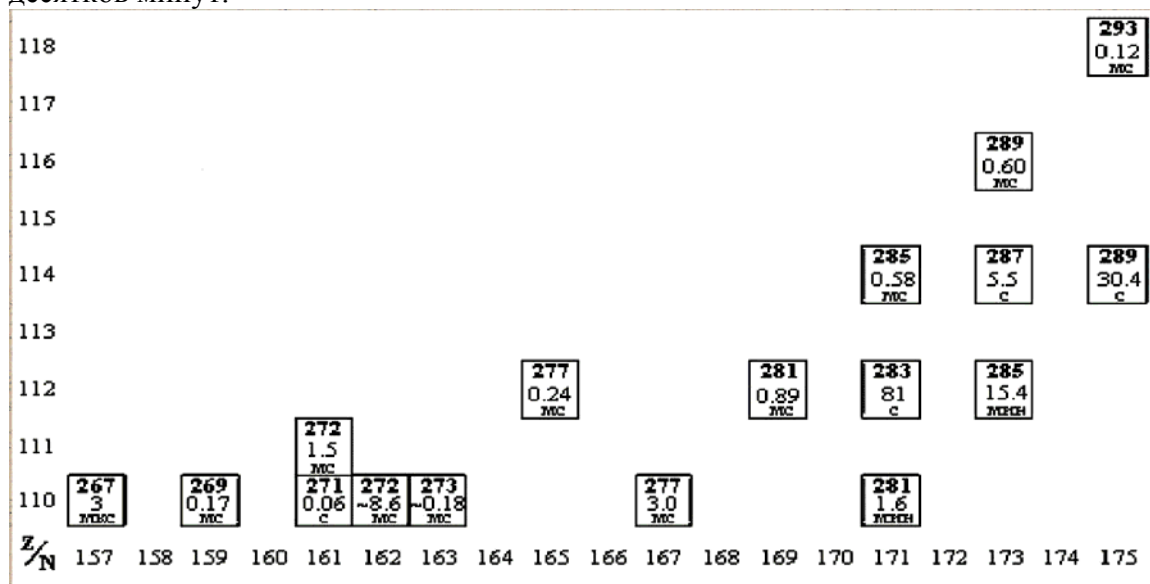


Рис. 18. Дальние трансурановые элементы.

Замечание. Международный Союз чистой и прикладной химии присвоил следующие названия и символы вновь открытым элементам «второй сотни»: 101 – Менделевий, Md; 102 – Нобелий, No; 103 – Лоуренсий, Lr; 104 – Дубний, Db; 105 – Жюлиотий, J; 106 – Резерфордий, Rf; 107 – Борий, Bh; 108 – Ганий (Хассий), Hn; 109 – Майтнерий, M, 110 – дармштадтий, Ds, 111 – рентгений, Rg, 112 – коперникий (коперниций), Cn. Остальные сверхтяжелые элементы (113–118) названий пока не имеют. Из новых элементов самым интересным является 118: если он окажется инертным газом, аналогом радона, то Периодическая система действительно отражает реальность. А если нет, то нет...

5.3 «Доводородные» элементы

Ещё Д.И.Менделеев задумывался над вопросом возможно ли существование в природе элементов легче водорода? Учёных давно интересует вопрос, что произойдёт, если заменить протон на позитрон или гиперон, а электрон – на тяжёлый мезон?

Ответы на эти вопросы сейчас известны: ничего особенного – никаких новых («доводородных») элементов не возникнет, а получится атом водорода!

В попытке продолжить Периодическую таблицу в сторону лёгких элементов первым был получен атом позитрония, в котором две частицы, электрон и позитрон, вращаются относительно друг друга. Позитроний нестабилен – через 10^{-7} или 10^{-10} с (соответственно при антипараллельных и параллельных спинах частиц) происходит аннигиляция e^+e^- . Атомы позитрония вступают в химические реакции (присоединение по ненасыщенным водородным связям, замещение других атомов, окисление и др.) подобно атому водорода. Поэтому позитроний рассматривается как изотоп водорода (подобно протию, дейтерию и тритию).

Замечание. Сравнение позитрония с атомом водорода не совсем точно. Хотя позитроний в целом – система нейтральная (его заряд равен нулю), это не означает, что он не окружен электрическим полем. Поля не было бы, если бы оба заряда располагались в одном месте. В позитронии же заряды находятся на расстоянии примерно $0,2 \cdot 10^{-8}$ см, а потому поле, создаваемое позитроном, не уничтожается полностью полем, которое создается электроном. В результате позитроний может притянуть к себе еще один заряд – электрон или позитрон, и образовать связанную систему, состоящую из трех частиц. Систему, состоящую из двух электронов и одного позитрона, удалось создать в 1980 г. американцу Миллсу. Её назвали отрицательным ионом позитрония. Должен существовать и положительный ион позитрония, аналог иона молекулы водорода, содержащего два протона и один электрон. Но он пока не получен.

В качестве положительно заряженного ядра атома может использоваться не только протон или позитрон, но и любая другая положительно заряженная частица, например, мюон.

Мюон [сокр. мю-мезон] — физически неустойчивая элементарная частица с массой покоя, равной 207 электронных масс, зарядом, равным положительному или отрицательному электрическому заряду и спином $1/2$; время жизни мюона равно $2,2 \cdot 10^{-6}$ с; относится к классу лептонов. Отрицательно заряженный мюон является античастицей по отношению к положительно заряженному мюону, и наоборот.

Положительный мюон способен захватывать на свою орбиту обычный электрон, образуя мюоний, аналог атома водорода.

Мюоний - нестабильная связанная система из положительно заряженного мюона (μ^+) и электрона (e^-), по структуре аналогичная атому водорода. Время жизни мюония около 10^{-6} с. Атомная водородная система, состоящая из положительного мюона в качестве центрального ядра и электрона, является модельным легким аналогом атомарного водорода.

Атом мюония (Mu) по основным параметрам (размер, ионизационный потенциал и т.п.) близок к атому H, отличаясь от последнего массой ($m_{\text{Mu}} \sim m_{\text{H}}/9$). Он вполне аналогичен водороду, например, в твердом теле μ^+ -мезоны занимают такие же положения равновесия, какие заняли бы замедляющиеся в нем протоны. С помощью теории кинетического изотопного эффекта можно оценить разницу в скоростях химических реакций водорода и мюония. Установлено, что при нормальных условиях изотопный эффект незначителен. Тем не менее, есть одно обстоятельство, которое будучи малосущественным для реакций обычных атомов, даже таких легких, как водород, для реакций мюония может приобретать решающее значение - квантово-механический туннельный эффект. По сравнению с предсказаниями классической теории скорость химической реакции значительно возрастает. Для зависимости скорости химической реакции от температуры закон Аррениуса не имеет места: уже при комнатной температуре мы находимся в квантовой области.

Попытки заменить протон на положительно заряженный гиперон (в разы тяжелее протона) также всегда приводят к получению водородоподобного атома.

Второе направление модификации атома водорода – замена орбитального электрона на другую отрицательно заряженную элементарную частицу: мезоны или адроны. Действительно, известно, что μ^- -мезоны, поскольку последние способны замещать электроны в атомах и молекулах, образуя мезоатомы (иногда их называют мюонными атомами).

Мезоатом [см. мез(о)...] — атом, в котором один из электронов замещен отрицательно заряженным мюоном; в мезоатоме мюоны расположены в сотни раз ближе к ядру, чем электроны в обычном атоме. В более широком смысле, мезоатом – атомоподобная система, в которой силы электростатического притяжения связывают положительное ядро с одним (или несколькими) отрицательно заряженными мюонами (мюонный атом) или адронами (адронный атом). Мезоатом может содержать также электроны.

Адроны - элементарные частицы, участвующие в сильном взаимодействии (барионы и мезоны, включая все резонансы).

Барионы - /от греч. - тяжелый/, "тяжелые" элементарные частицы с полуцелым спином и массой, не меньшей массы протона, участвуют во всех известных фундаментальных взаимодействиях; к барионам относятся нуклоны, гипероны и многие из резонансов.

В простейшем мезоатоме – мюонном водороде μ^- вращается вокруг протона. По размерам такой атом в 207 раз меньше обычного атома водорода. Можно сделать еще один шаг и представить себе мезомолекулу – два ядра, соединенные между собой не электроном, как обычно, а мюоном. Например, ион молекулярного дейтерия dde представляет собой два дейтона и общий электрон. Дейтоны находятся в нем на расстоянии порядка двух боровских радиусов.

Свойства мезоатомов мы подробно рассмотрим в отдельной лекции, здесь только укажем, что система протон-мезон обладает всеми химическими свойствами водорода.

Любая комбинация состоящих из двух элементарных частиц (их уже более 300), одна из которых – положительно, а другая - отрицательно заряжена, представляет собой атом водорода. Поэтому, до тех пор, пока заряд частицы будет кратен заряду электрона, мы всегда будем получать элемент водород. (Что будет с химией в случае появления частиц с дробными зарядами неизвестно, поскольку ни одной такой элементарной частицы пока не обнаружено).

5.4 «Экзотические» ядра

Фундаментальная проблема ядерной физики - получение и изучение свойств ядер, находящихся в экстремальном состоянии - экзотических ядер. Эти ядра имеют большой угловой момент («бешено» вращающиеся ядра), высокую энергию возбуждения («горячие» ядра), сильнодеформированные ядра (супер- и гипердеформация, ядра с необычной конфигурацией), ядра с аномально высоким числом нейтронов или протонов (нейтроноизбыточные и протоноизбыточные ядра), сверхтяжёлые ядра с числом протонов $Z > 110$.

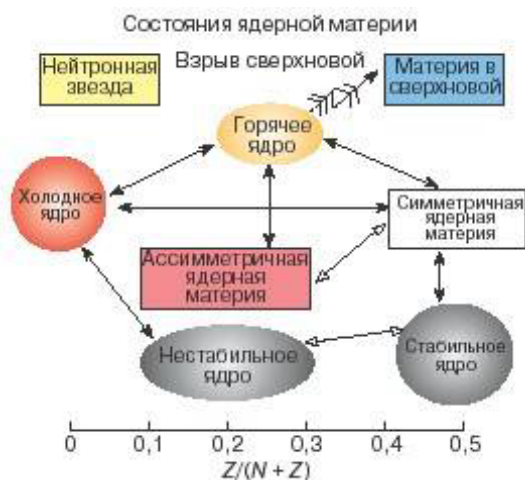


Рис. 19. Схематическое представление состояний ядерной материи в зависимости от соотношения числа протонов (Z) к общему числу нуклонов ($N + Z$) в ядре.

На Рис. 19 схематично показаны состояния ядерной материи в космосе. Первое состояние - симметричная ядерная материя (1). Оно определяется свойствами стабильных ядер - их энергией (E), плотностью распределения нейтронов (N) и протонов (Z), массой (m) и др. Второе состояние - это чисто нейтронная материя, аналогом которой могут быть нейтронные звезды. Оно достигается увеличением нейтронного избытка в ядрах, которые искусственно синтезируются на ускорителях. И, наконец, материя, соответствующая состоянию вещества в сверхновых космических образованиях, характеризующаяся чрезвычайно высокой плотностью ($\sim 10^{12}$ г/см³) и температурой ($\sim 10^9$ градуса). Это состояние материи также моделируется искусственно в ядерных реакциях с ускоренными до высоких энергий ядрами (несколько ГэВ на нуклон).

Для синтеза экзотических ядер используются ускорители тяжелых ионов с энергиями от десятков МэВ до сотен ГэВ. Для того чтобы началась ядерная реакция, энергия ускоренного ядра должна превышать кулоновскую энергию отталкивания двух положительно заряженных ядер, которая обычно составляет несколько десятков МэВ. При энергиях выше кулоновского барьера возможны различные каналы реакции, вероятность которых зависит от энергии ядра-снаряда, от свойств самих взаимодействующих ядер, а также от расстояния, на котором сталкиваются два ядра. При лобовых столкновениях с энергиями ниже порога фрагментации двух ядер (~ 30 МэВ/нуклон), когда происходит полный развал, фрагментация ядер частицы и мишени, в основном протекают реакции полного слияния ядер мишени и бомбардирующего иона с образованием нового составного ядра, имеющего заряд и массу, близкую к сумме зарядов и масс двух взаимодействующих ядер. Это новое составное ядро имеет очень высокую температуру, так как вся кинетическая энергия бомбардирующей частицы переходит во внутреннюю энергию возбуждения нового ядра, и большой угловой момент, то есть большую скорость вращения. В таком состоянии это экзотическое ядро существует всего лишь 10^{-16} секунды и затем переходит в менее экзотическое состояние, «остывая» и уменьшая скорость вращения. Тепловая энергия кипящего ядра сбрасывается из-за испарения нейтронов и заряженных частиц, а энергия вращения - испусканием гамма-квантов. После этого ядро переходит в основное состояние, уменьшая массу на число испарившихся нейтронов, которое может достигать значительной величины (до 18-22 нейтронов). Масса конечного ядра может быть меньше начального составного ядра на 18-22 единицы. При этом возникает новое нейтронодефицитное экзотическое ядро, расположенное на границе ядерной стабильности.

С увеличением энергии бомбардирующего ядра при ее определенном пороговом значении (~ 30 МэВ/нуклон) ядра начинают фрагментировать, то есть раскалываться на множество более легких ядер в широком диапазоне масс, зарядов и температур. В реакциях фрагментации ядер в больших количествах могут образовываться как сильно **нейтроноизбыточные**, так и сильно **нейтронодефицитные** ядра. Избыток и дефицит нейтронов в конечных ядрах зависит от соотношения нейтронов и протонов в бомбардирующем ядре. Например, если использовать пучок изотопа кальция-48 (самый нейтронообогащенный изотоп (20 протонов и 28 нейтронов), встречающийся в природе), то удаётся синтезировать более тридцати новых нейтроноизбыточных ядер, расположенных у самой границы ядерной стабильности - ^{18}B , ^{22}C , ^{23}N , ^{24}O , ^{29}F и др. Граница нейтронной стабильности $B_n=0$ в настоящее время относительно хорошо известна лишь для самых легких ядер.

Граница нейтронной стабильности достигнута для изотопов с $Z=4$ с обнаружением ^{11}Be . На пучке ^{56}Fe был синтезирован самый тяжелый связанный изотоп с $Z=5$ - ^{19}B . В экспериментах на пучках ^{40}Ar и ^{48}Ca с энергией ~ 50 МэВ/нуклон были обнаружены связанные нейтроноизбыточные ядра ^{22}C , ^{23}N , ^{29}F , $^{29,30,32}\text{Ne}$.

Особый интерес представляют легкие нейтроноизбыточные ядра, т.к. для них получено наибольшее отношение N/Z : для ${}^9\text{He}$ $N/Z=3.5$, для ${}^{34}\text{Na}$ - 2.1, а для ${}^{252}\text{Cf}$ - 1.6.

Интригующая ситуация существует со свойствами сверхтяжелых изотопов водорода и гелия. Сначала была обнаружена «гелиевая аномалия», когда стабильность ядер с увеличением числа нейтронов при приближении к линии стабильности не уменьшалась, а даже увеличивалась. Изотоп ${}^8\text{He}$ оказался более связанной системой по отношению к эмиссии одного и двух нейтронов, чем ${}^6\text{He}$, т.е. ядро ${}^8\text{He}$ оказалось более стабильным, чем ядро ${}^6\text{He}$. Такую же зависимость обнаружили и для несвязанных изотопов гелия: ${}^5\text{He}$, ${}^7\text{He}$, ${}^9\text{He}$, ${}^{10}\text{He}$ (например, энергия отделения нейтрона у ${}^7\text{He}$ больше, чем у ${}^5\text{He}$). В системе ${}^{10}\text{He}$ (два протона и восемь нейтронов) был обнаружен резонанс, который свидетельствовал, что это ядро не связано всего лишь на 1 МэВ. Впоследствии такая же аномалия наблюдалась и для тяжелых несвязанных изотопов водорода (${}^6\text{H}$ оказался более стабильным, чем ${}^4\text{H}$), проявляющихся также в виде резонансных состояний.

Замечание. В 2003 появились публикации о синтезе сверхтяжелого изотопа водорода ${}^7\text{H}$ в реакции ${}^8\text{He}(p, {}^2\text{He})$. В отличие от сложившихся представлений, два нейтрона из четырех, входящих в состав нейтронного гало ${}^8\text{He}$, образуют с альфа-частичным остовом ядро ${}^6\text{He}$ в возбужденном состоянии.

Существенную роль в области легких нейтроноизбыточных ядер играют силы n - n спаривания. Как правило, все легкие ядра, по которым проходит граница нейтронной стабильности (за исключением $Z=1$) имеют четное число нейтронов. Так, например, изотоп ${}^{14}\text{Be}$ имеет связанное состояние, в то время как ${}^{13}\text{Be}$ не имеет. Аналогичная ситуация с ${}^{22}\text{C}$ и ${}^{21}\text{C}$. Нестабильными по отношению к испусканию нейтронов являются изотопы ${}^{16}\text{B}$ и ${}^{18}\text{B}$, в то время как ${}^{17}\text{B}$ и ${}^{19}\text{B}$ стабильны.

Исследование свойств ядер, сильнообогащенных нейтронами, позволило обнаружить еще одно интересное явление - существование так называемых «нейтронных гало». Это явление появляется у ядер, находящихся у границы стабильности, таких, как ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$. В этих ядрах было экспериментально обнаружено высокое значение нуклонного радиуса. Оказалось, что у ${}^{11}\text{Li}$ два слабосвязанных нейтрона находятся на большом удалении от основного остова, представляющего из себя ядро ${}^9\text{Li}$. Радиусы этих ядер в несколько раз превышают радиусы соседних ядер. Радиусы ядер обычно выражают в фемтометрах (Фм) (1 Фм равен 10^{-13} см). Так вот, у ядра ${}^{11}\text{Li}$ радиус оказался равным 12 Фм, тогда как для ${}^9\text{Li}$ он равен 2.5 Фм. Необычная структура этих ядер проявляется в увеличении вероятности протекания ядерных реакций с такими ядрами, поскольку она пропорциональна радиусу взаимодействующих ядер.

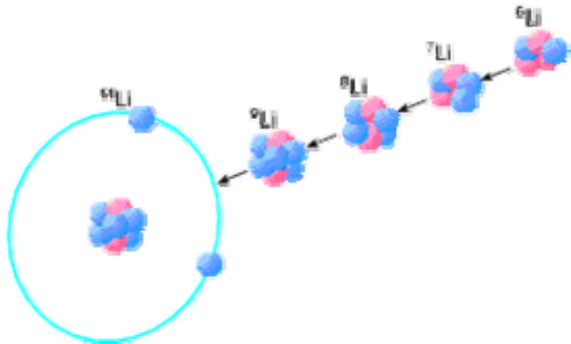


Рис. 20. Схематическое изображение эволюции ядра лития по мере увеличения числа нейтронов

Снова обратимся к легким нейтроноизбыточным ядрам. В стабильных ядрах все нейтроны сильно связаны с ядром, но посмотрим, что происходит по мере увеличения числа нейтронов.

На **Рис. 20** показана в качестве примера эволюция ядра лития. Вначале прибавления нейтронов к стабильному ${}^6\text{Li}$ вплоть до ${}^9\text{Li}$ нейтроны "компактно" укладываются к имеющимся нуклонам. Но на ${}^9\text{Li}$ заканчивается формирование оболочки, и в ${}^{11}\text{Li}$ два нейтрона оказываются намного дальше компактного кора ${}^9\text{Li}$, образуя диффузное облако или гало почти чисто нейтронного вещества. Поэтому изучение свойств таких ядер (${}^8\text{He}$, ${}^{14}\text{Be}$) во вторичных реакциях (взаимодействие такого ядра с обычными ядрами) может существенно расширить наши знания о ядерной материи.

Если обратиться к другому склону долины стабильности, к протоноизбыточным ядрам, то здесь исследователей ждут эффекты, связанные с ролью кулоновской энергии в формировании ядерной материи. Для этих ядер ожидаются новые типы распада, такие, как задержанная эмиссия бета-частиц, протонная радиоактивность и эмиссия кластеров. Мы рассмотрим их в следующей лекции.

В настоящее время исследуется проблема – как проявляются обнаруженные для ядер долины стабильности магические числа в экзотических ядрах. В области ядер $N = 20$ неожиданной оказалась нестабильность дважды магического ядра ${}^{28}\text{O}$ ($Z = 8$, $N = 20$). Исследование распадных характеристик ядер вблизи ${}^{44}\text{S}$ дали первую информацию о существовании деформированных ядер с $N = 28$. Были получены ядра ${}^{45}\text{Fe}$, ${}^{49}\text{Ni}$ с экстремальным отношением N/Z . Получено самое тяжелое дважды магическое самосопряженное ядро ${}^{100}\text{Sn}$ ($Z = N = 50$).

5.5 На пути к нейтронной материи

При рассмотрении Периодической таблицы особо интересен вопрос, где будут располагаться элементы, не имеющие в своём составе протонов. Каковы вообще химические свойства нейтронной материи, т.е. элементам с $Z=0$, не имеющим на своих орбитах электронов. Поэтому химики с напряжённым вниманием следят за успехами физиков, приближающихся к синтезу в земных условиях нейтронной материи.

Исследование нейтроноизбыточных ядер позволяют продвигаться к островкам стабильности, которые предположительно существуют в «море» нестабильности. Первый такой островок может существовать для чисто нейтронных ядер с числом нейтронов около 20. Однако в настоящее время экспериментально синтезировать такие нейтронные ядра невозможно. Пока удалось синтезировать динейтрон ($2n$), тринейтрон ($3n$), тетранейтрон ($4n$). Они оказались нестабильными, однако динейтрон оказался «почти стабилен». Химия тетранейтрона пока не изучена, но это – дело времени (если только эта химия у него существует!).