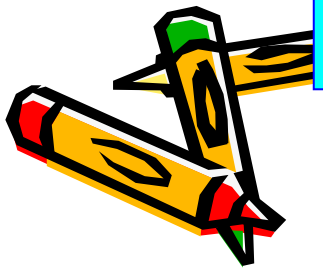
Нейтронные излучения и их детектирование, основанное на сцинтилляционном методе. История и перспективы

Н.З. Галунов

Институт сцинтилляционных материалов НАНУ

1. Нейтроны
2. Источники нейтронов
3. Взаимодействия нейтронов со средой
4. Спектрометрия и регистрация нейтронов, основанные на сцинтилляционном методе

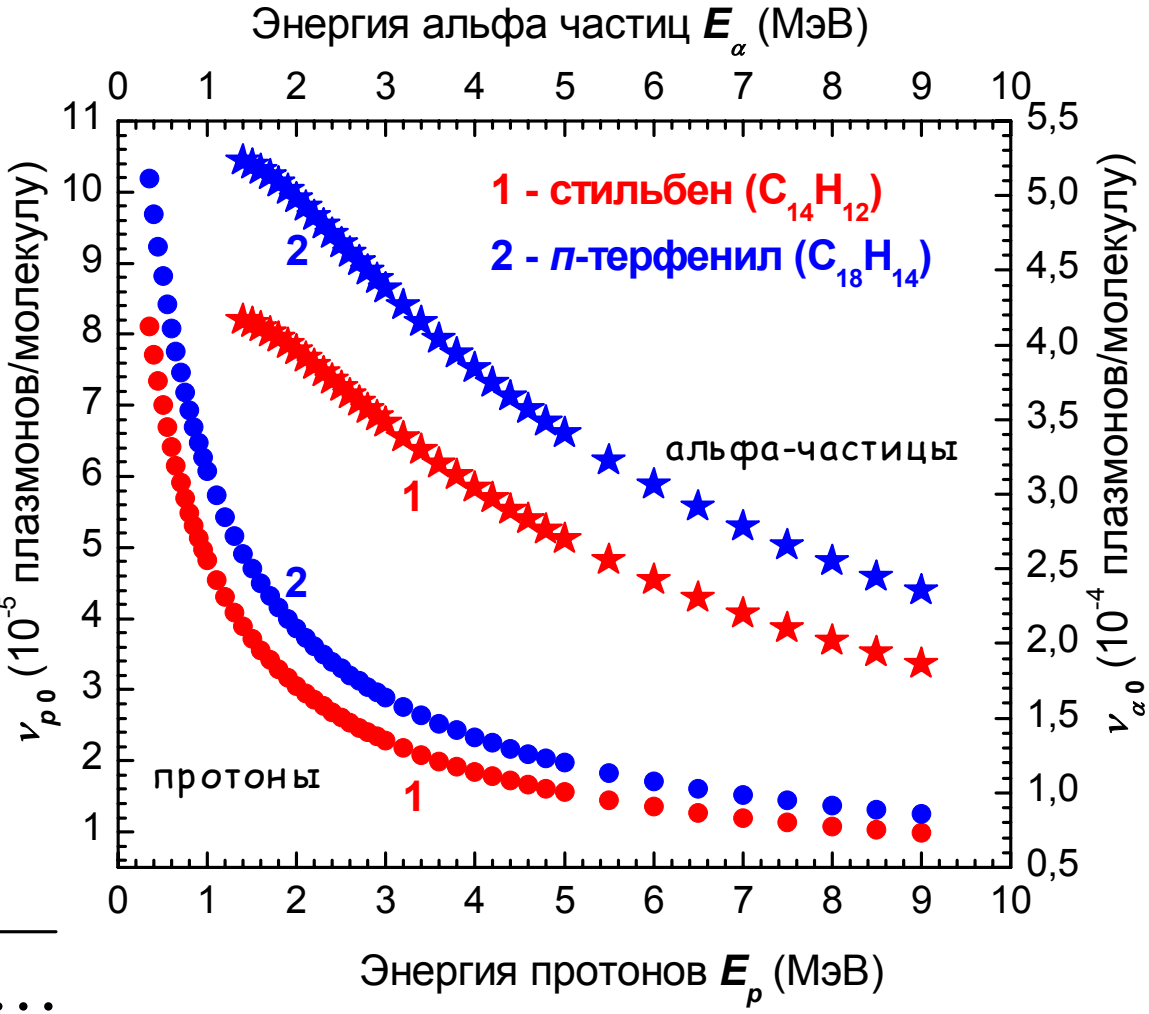


Расчет концентрации плазмонов ν_0, генерируемых протонами и альфа - частицами, для монокристаллов стильбена и *п*- терфенила

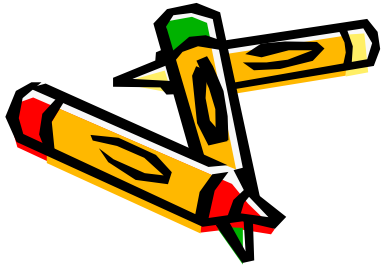
$$\nu_i(t)\big|_{t=0} \equiv \nu_{i0} = \frac{1}{N} \times \frac{E_i}{\Omega} \times \frac{1}{V_i}$$

Энергия генерации плазмона $\Omega \approx 20$ эВ,
N – число молекул вещества в 1 см^3,
V_i – это объем трека для частицы i – го вида с энергией E_i.

$$LY_{XY} = \frac{S_{XY}\,\nu_0}{1 + B\nu_0 + C\nu_0^2 + \ldots}$$



1.Нейтроны



Нейтроны и их характеристики

В 1932 году Чедвик [1] выдвинул гипотезу о существовании новой частицы с малой массой, равной примерно массе протона. Это привело к переименованию открытой им в 1914 году частицы из нейтрона в нейтрино. Новая частица была названа нейтроном.

В 1932 Д.Д. Иваненко и Гейзенберг выдвигают гипотезу о том, что ядра состоят из протонов и нейтронов. При прохождении нейтрона через вещество вероятность экзотермических ядерных реакций [с выделением тепла] растет с уменьшением скорости нейтрона, тормозящегося в среде.

В 1934 Ферми с сотрудниками впервые обнаружили повышения вероятности захвата нейтронов во время их торможения в водородосодержащих средах.

1. Нейтрон (n) (от латинского neuter - "ни тот не другой") — это фундаментальная [элементарная] частица с нулевым электрическим зарядом. Его масса равна 939,5731(27) МэВ/c^2 = 1,675 10^{-24} г, или на 1,293323 (16) МэВ/c^2 больше чем у протона. Его барионное число B = 1 (барион). Спин s_n = 1/2 (фермион). Магнитный момент μ_n = - 1,9μ_B ($\mu_B = e\hbar/2m_pc$).

Нейтроны различных энергий

2. В зависимости от энергии нейтроны принято разделять на:

Нейтроны	Энергия в эВ	Скорость в см/с	Ср. длина волны*, см	Ср. тем-ра, К
Быстрые	> 10^5	> 1.4 10^9	< 10^{-12}	10^{10}
Медленные				
промежуточные	10^4 - 10^5	1.4 10^8	3 10^{-11}	10^8
резонансные	0,5 - 10^4	1.4 10^7	3 10^{-10}	10^6
Тепловые	5 10^{-3} - 0,5	2.2 10^5	2 10^{-8}	300
Холодные	5 10^{-7} - 5 10^{-3}	4,4 10^4	9 10^{-8}	10
Ультрахолодные	< 5 10^{-7}	4,4 10^2	9 10^{-6}	10^{-2}

* $\lambda = h/\sqrt{2mE}$

3. Нейтроны с энергиями 0,1 МэВ – 2МэВ относятся к самым опасным радиоактивным излучателям для человеческого организма. У них (как и альфа – частиц) весовой фактор, определяющий степень вреда наносимого организму человека равен своей максимальной величине 20. Весовой фактор для нейтронов с энергиями от 2 МэВ до 10 МэВ равен 10, для нейтронов с энергиями более 20 МэВ или менее 10 кэВ такой же как и у протонов и равен 5, а для гамма излучений весовой фактор принимается равным единице.

Структура нейтрона

4. Нейтрон состоит из двух *d*- кварков и одного *u*- кварка (*ddu*). Нейтрон наряду с протоном называют нуклоном. Протон состоит из одного *d*- кварка и двух *u*- кварков (*duu*). Т.е. переход между "down" кварком to "up" кварком внутри ядра приводит к реакции (1). Общей характеристикой для подобного типа переходов является ограничение расстояния взаимодействия ≤ 10^{-13}см ("удержание цвета"). Поэтому вероятность реакции (1) для нейтронов находящихся внутри стабильного ядра и для нейтронов бомбардирующих ядра различна.

5. Распад свободного нейтрона со временем τ = 898 (14) с описывается:

$$n \Rightarrow p + e^{-} + \tilde{\nu} \qquad (1)$$

Край энергетического спектра электронов in reaction (1) is 782 keV. Отметим, время жизни нейтрона в связанном состоянии может превышать 10^{32} лет.

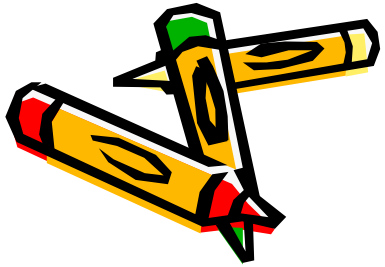
Взаимодействие с протонами и нейтронами

6. Сечения взаимодействий нейтрон-нейтрон и нейтрон-протон практически одинаковы благодаря очень малому различию в массах *d*- и *u*- кварков.

7. Электромагнитное взаимодействие между нейтронами и электронами определяется взаимодействием их магнитных моментов. Оно становиться равным потенциалу ионизации атома (~10 эВ) на расстоянии ~ 10^{-11} см, т.е. меньшем в 10^6 раз чем для заряженной частицы. Поэтому, сечение взаимодействия для такого процесса ~ 10^{-22} $см^2$, что превышает сечение взаимодействия между быстрым нейтроном и ядром (~10^{-24} $см^2$). Тем не менее роль ионизационных потерь при движении нейтрона сквозь среду пренебрежимо мала из-за того, что в нейтрон-электронных взаимодействиях быстрый нейтрон теряет чрезвычайно малую часть энергии (~10 eV).

Основную энергию быстрый нейтрон теряет в ядерных столкновениях (например, в создании **протонов отдачи**).

2. Источники нейтронов



Источники нейтронов

Ядерные реакции:

(α, n) ${}^{A}_{Z}X + {}^{4}_{2}He \Rightarrow {}^{A+3}_{Z+2}X + n + Q$

$\alpha \equiv {}^{4}_{2}He$

${}^{9}_{4}Be + {}^{4}_{2}He \Rightarrow {}^{12}_{6}C + n + 5{,}704\text{МэВ}$

${}^{7}_{3}Li + {}^{4}_{2}He \Rightarrow {}^{10}_{5}B + n - 2{,}790\text{МэВ}$

(d, n) ${}^{A}_{Z}X + {}^{2}_{1}H \Rightarrow {}^{A+1}_{Z+1}X + n + Q$

$d \equiv {}^{2}_{1}H$

${}^{3}_{1}H + {}^{2}_{1}H \Rightarrow {}^{4}_{2}He + n + 17{,}588\text{МэВ}$

${}^{12}_{6}C + {}^{2}_{1}H \Rightarrow {}^{13}_{7}B + n - 0{,}282\text{МэВ}$

(p, n) ${}^{A}_{Z}X + {}^{1}_{1}H \Rightarrow {}^{A}_{Z+1}X + n + Q$

$p \equiv {}^{1}_{1}H;$

${}^{3}_{1}H + {}^{1}_{1}H \Rightarrow {}^{3}_{2}He + n - 0{,}764\text{МэВ}$

$Q = E_{\beta} - Q_{n}; \quad Q_{n} = 0{,}782\text{МэВ}$

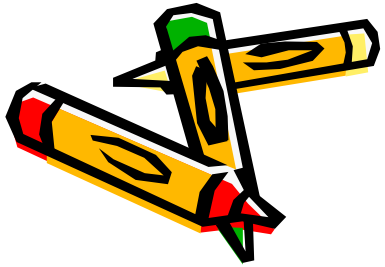
(γ, n) ${}^{A}_{Z}X + \gamma \Rightarrow {}^{A-1}_{Z}X + n + Q$

${}^{9}_{4}Be + \gamma \Rightarrow {}^{8}_{4}Be + n - 1{,}666\text{МэВ}$

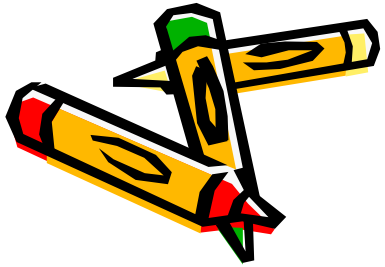
${}^{2}_{1}H + \gamma \Rightarrow {}^{1}_{1}H + n - 2{,}225\text{МэВ}$

Источники нейтронов

1. Радионуклидные (α, n) источники
2. Радионуклидные (γ, n) источники
3. Делящиеся вещества {(f, n) источники}
4. Получение нейтронов с помощью искусственно ускоренных частиц.
5. Исследовательские реакторы



3. Взаимо-действие нейтронов со средой



Типы взаимодействия нейтронов со средой

1. Нейтроны в основном взаимодействуют с ядрами атомов среды

Эти взаимодействия можно разделить на два типа:

(A) Рассеяние. Нейтроны при столкновении с ядрами отдают лишь часть энергии ядрам отдачи. В результате быстрый нейтрон теряет энергию до величин энергии теплового движения молекул и атомов вещества. Он становиться тепловым нейтроном.

(B) Поглощение. Нейтрон поглощается ядром.

1. Образуется продукт реакции в возбужденном состоянии который может излучать фотоны γ- излучения, а после чего стать стабильным либо радиоактивным.
2. Инициируются ядерные реакции приводящие к излучению тяжелых заряженных частичек.

3.1. Рассеяние

В процессе рассеяния нейтрон

1. способен проникнуть во внутрь ядра, что дает следующие ядерные реакции: *(n, γ), (n, p), (n, a), (n, f),* а также неупругое (с поглощением) рассеяние нейтронов *(n, n´);*
2. может при столкновении с ядром претерпеть акт упругого (резонансного) рассеяния $(n, n)_{res}$ что приводит к потере части энергии нейтрона.

Относительная роль каждого из процессов определяется значениями соответствующих микроскопических сечений (σ_i).

Столкновения не изменяют среднюю энергию тепловых нейтронов и при их движении через вещество (*диффузия нейтронов*) они лишь могут поглощаться (σ_A). В среде, где $\sigma_S < \sigma_A$, реакции с нейтронами могут приводить к генерации нейтронов меньших энергий *(n, n´)*, заряженных частиц *(n, p), (n, a), (n, f)*, либо фотонов гамма излучения *(n, γ)*.

Тип и концентрация ядер определяют типы и вероятности (макроскопическое сечение $\Sigma_{ik} = \sigma_{ik} \times N_k$) реакций. Величина Σ_{ik} - это вероятность того, что на отрезке в 1 см при взаимодействии с атомами сорта *k* (концентрация N_k) нейтрон испытает акт рассеяния или будет поглощен в реакции *i*- типа.

Протоны отдачи

1. Упругое рассеяние нейтронов возможно на всех ядрах, но максимально энергия передается протонам отдачи (*n*, *p*).

2. При упругом рассеянии нейтрона, с начальной энергией E_n, на покоящемся ядре массой *A*, создается ядро отдачи с энергией E_r:

$$E_r = \frac{4AE_n}{(A+1)^2}\cos^2\alpha = \frac{2AE_n}{(A+1)^2}(1+\cos\beta) \quad (2)$$

где α и β –углы отдачи в лабораторной центра масс системе соответственно ($\beta = 2\alpha$).

3. В лобовом столкновении с протоном ($A = 1$) может быть передана вся энергия нейтрона ($E_{max} = E_n$), с ядром углерода ($A = 12$) $E_{max} \approx 0.35\ E_n$ и т.д. Для (*n*, *p*) рассеяния, получим

$$E_p = E_n \cos^2\alpha \quad (3)$$

Зависимость (3) выглядит как ступенька в интервале энергий $0 \le Ep \le En$.

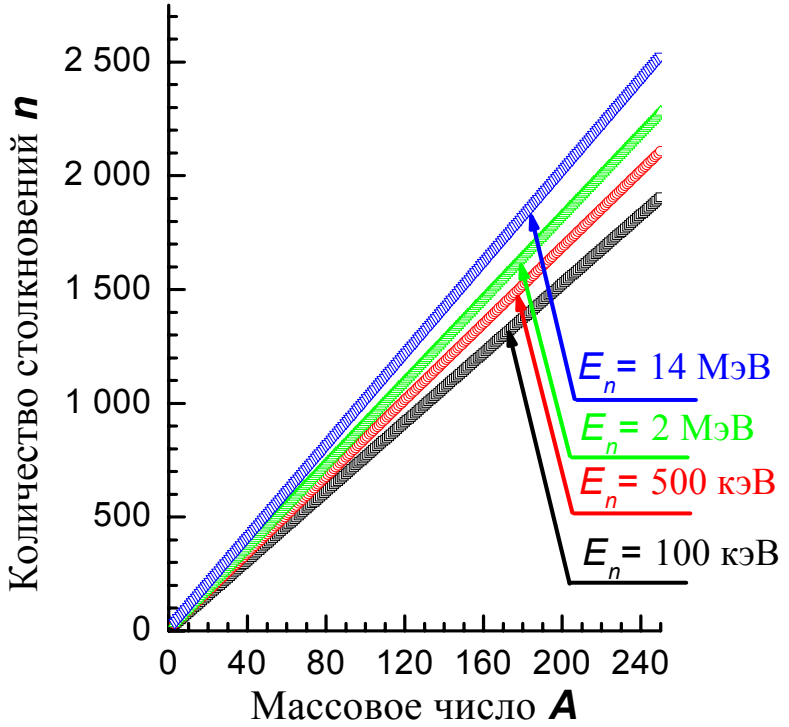
Упругое рассеяние

4. Процесс рассеяния (*n*, *p*) наиболее широко используется для детектирования нейтронов. Он зависит от состава среды.

5. Тепловые нейтроны создаются в результате торможения быстрых нейтронов

На рис. приведено среднее число столкновений *n*, необходимое для торможения быстрого нейтрона с энергией E_n.

Фактически, значение *A*, а не E_n определяет число столкновений *n*.



Среднее время необходимое для появления тепловых нейтронов существенно меняется с изменением *A* данного материала. Это изменение от 10^{-6} с (для воды, водорода) до 10^{-4} с для материалов обладающих большим эффективным *A*.

3.2. Поглощение

Возможен ряд конкурирующих процессов поглощения нейтронов.

(i) Радиационный захват (*n, γ*) ($E_n \leq 0.5$ МэВ, ^{113}Cd {$\sigma = 2\ 10^4$ b}, ^{155}Gd {$\sigma = 5{,}6\ 10^4$ b}, ^{157}Gd {$\sigma = 2{,}5\ 10^5$ b}). Большая часть энергии связи нейтрона в ядре (~6 - 8 МэВ) превращается в *γ*- излучение. Образовавшийся изотоп может быть как стабильным, так и нестабильным. Нестабильное ядро претерпевает β^- или β^+ - переход, что часто сопровождается испусканием дополнительных фотонов *γ*- излучения.

(ii) Генерация протонов (*n, p*) (0,5 МэВ > En > 10 МэВ, или тепловые нейтроны с ^3He {$\sigma = 5{,}3\ 10^3$ b, 0,77 MeV});

(iii) Генерация α- частиц (*n, α*) (0,5 МэВ > E_n > 10 МэВ, или тепловые нейтроны с ^6Li {$\sigma = 940$ b (7,5%), 2.31 MeV}, ^{10}B {$\sigma = 3{,}8\ 10^3$ b (19%), 4.7 MeV});

(iv) Инициируемые нейтронами реакции деления (*n, f*);

(v) Реакции генерации двух или более нейтронов (*n, 2n*), (*n, np*), (*n, 3p*)… ($E_n >$ 10 МэВ);

(vi) Неупругое рассеяние (n, n´) ($E_n \geq 0.5$ МэВ) После проникновения в ядро нейтрон испускается с более низкой энергией.

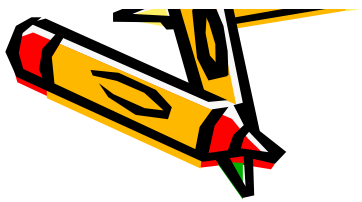
Продукты реакций (ii) - (iv) обладают ионизирующей способностью и могут непосредственно возбуждать сцинтилляции.

Сравнение вероятностей реакций тепловых нейтронов с химическими элементами (для естественной смеси изотопов).

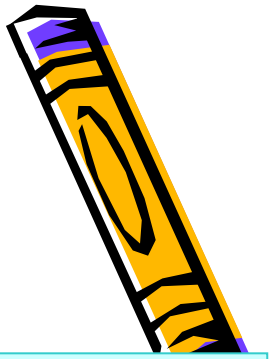
Период	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	
1	$_{1}$H Hydrogen	Элементы, для которых $\sigma_S > \sigma_A$, обозначены зеленым, для которых $\sigma_A > \sigma_S$, обозначены красным, для которых $\sigma_S \sim \sigma_A$, обозначены синим						$_{2}$He Helium	σ_S – сечение рассеяния тепловых нейтронов; σ_A – сечение поглощения тепловых нейтронов
2	$_{3}$Li Lithium	$_{4}$Be Beryllium	$_{5}$B Boron	$_{6}$C Carbon	$_{7}$N Nitrogen	$_{8}$O Oxygen	$_{9}$F Fluorine	$_{10}$Ne Neon	
3	$_{11}$Na Sodium	$_{12}$Mg Magnesium	$_{13}$Al Aluminium	$_{14}$Si Silicon	$_{15}$P Phosphorus	$_{16}$S Sulphur	$_{17}$Cl Chlorine	$_{18}$Ar Argon	
4	$_{19}$K Potassium	$_{20}$Ca Calcium	$_{21}$Sc Scandium	$_{22}$Ti Titanium	$_{23}$V Vanadium	$_{24}$Cr Chromium	$_{25}$Mn Manganese	$_{26}$Fe Iron	$_{27}$Co Cobalt / $_{28}$Ni Nickel
	$_{29}$Cu Copper	$_{30}$Zn Zinc	$_{31}$Ga Gallium	$_{32}$Ge Germanium	$_{33}$As Arsenic	$_{34}$Se Selenium	$_{35}$Br Bromine	$_{36}$Kr Krypton	
5	$_{37}$Rb Rubidium	$_{38}$Sr Strontium	$_{39}$Y Yttrium	$_{40}$Zr Zirconium	$_{41}$Nb Niobium	$_{42}$Mo Molybdenum	$_{43}$Tc Technetium	$_{44}$Ru Ruthenium	$_{45}$Rh Rhodium / $_{46}$Pd Palladium
	$_{47}$Ag Silver	$_{48}$Cd Cadmium	$_{49}$In Indium	$_{50}$Sn Tin	$_{51}$Sb Antimony	$_{52}$Te Tellurium	$_{53}$I Iodine	$_{54}$Xe Xenon	
6	$_{55}$Cs Cerium	$_{56}$Ba Barium	$_{57}$La Lanthanum	$_{72}$Hf Hafnium	$_{73}$Ta Tantalum	$_{74}$W Tungsten	$_{75}$Re Rhenium	$_{75}$Os Osmium	$_{77}$Ir Iridium / $_{78}$Pt Platinum
	$_{79}$Au Gold	$_{80}$Hg Mercury	$_{81}$Tl Thallium	$_{82}$Pb Lead	$_{83}$Bi Bismuth	$_{84}$Po Polonium	$_{85}$At Astatine	$_{86}$Rn Radon	
7	$_{87}$Fr Francium	$_{88}$Ra Radium	$_{89}$Ac Actinium	$_{104}$Rf Rutherfordium	$_{105}$Db Dubnium	$_{106}$Sg Seaborgium	$_{107}$Bh Bohrium	$_{108}$Hs Hassium	$_{109}$Mt Meitnerium

Lanthanides (rare earths)													
$_{58}$Ce Cerium	$_{59}$Pr Praseodymium	$_{60}$Nd Neodymium	$_{61}$Pm Promethium	$_{62}$Sm Samarium	$_{63}$Eu Europium	$_{64}$Gd Gadolinium	$_{65}$Tb Terbium	$_{66}$Dy Dysprosium	$_{67}$Ho Holmium	$_{68}$Er Erbium	$_{69}$Tm Thulium	$_{70}$Yb Ytterbium	$_{71}$Lu Lutetium
Actinides													
$_{90}$Th Thorium	$_{91}$Pa Protactinium	$_{92}$U Uranium	$_{93}$Np Neptunium	$_{94}$Pu Plutonium	$_{95}$Am Americium	$_{96}$Cm Curium	$_{97}$Bk Berkelium	$_{98}$Cf Californium	$_{99}$Es Einsteinium	$_{100}$Fm Fermium	$_{101}$Md Mendelevium	$_{102}$No Nobelium	$_{103}$Lr Lawrencium

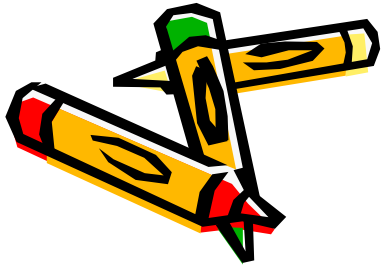
4. Спектрометрия и регистрация нейтронов, основанные на сцинтилля-ционном методе



Детекторы нейтронов



1. Основанные на (n, α), (n, γ) реакции
2. Основанные на определении энергии быстрых нейтронов по протонам отдачи
3. Другие (камеры деления, с ^{3}He …)



4.1. Детектирование тепловых нейтронов

1. Борный счетчик {$^{10}BF_3[B(CH_3)_3]$, $^{10}B(n,\alpha)^7Li$} (E_n < 100эВ)

2. Борные сцинтилляторы {^{10}B, E_γ = 478 МэВ}, {$^{10}B_2O_3$+ ZnS(Ag)}

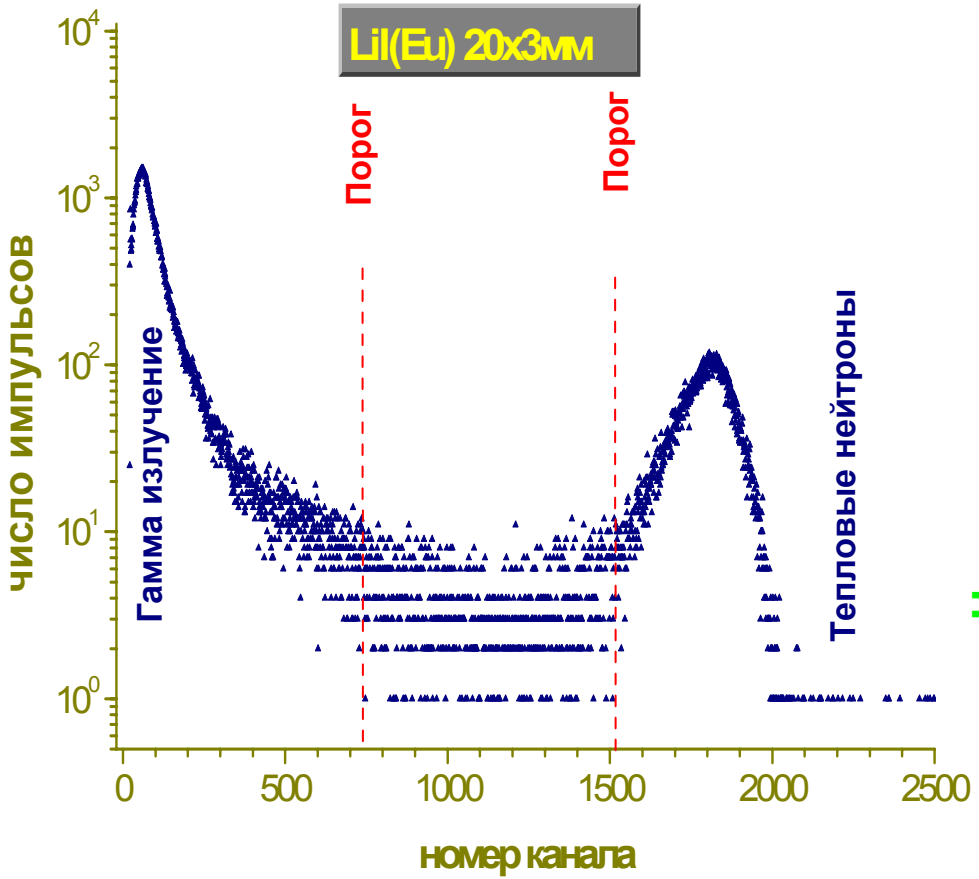
3. Детекторы с ^6LiI {(E_n = 10эВ дает эффективность регистрации 60%) Амплитуда импульса от нейтронов соответствует амплитуде от E_γ = 4,1 МэВ}

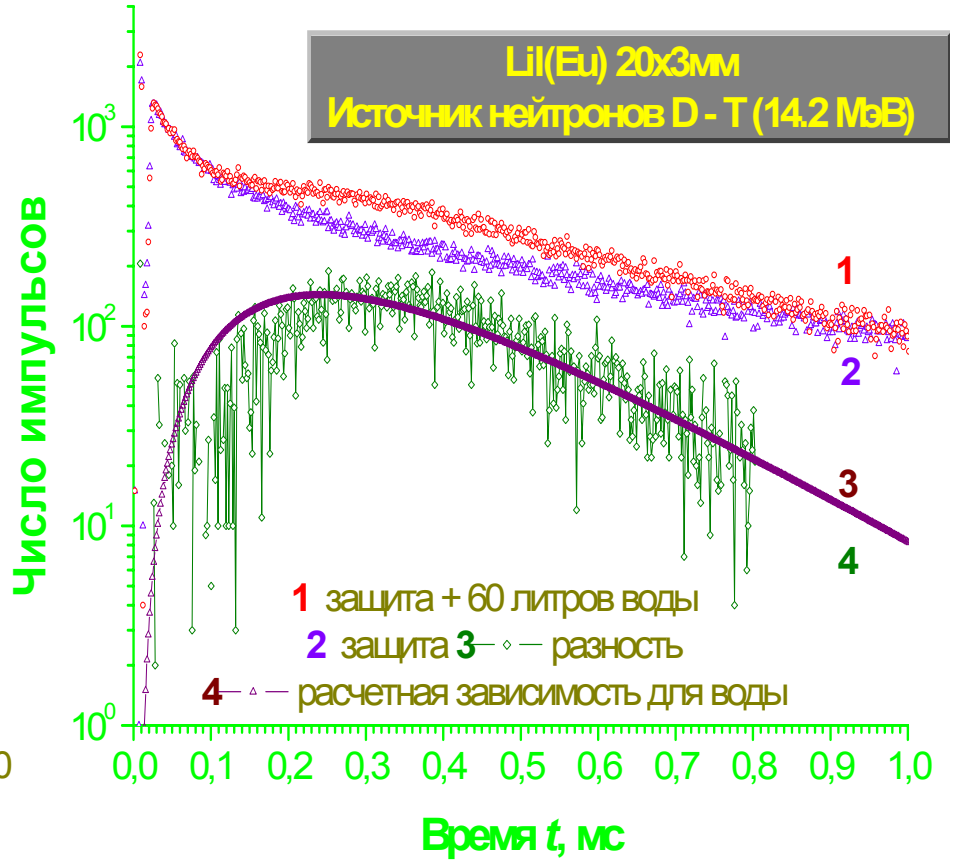
4. Сцинтилляционные стекла {$^6Li_2O$, Al_2O_3, Cl_2O_3, SiO_2, $^{10}B_2O_3$+ ZnS(Ag)…}

5. Детекторы, содержащие Gd (E_e =33 кэВ , E_X = 44 кэВ) {GSO (Gd_2SiO_5) $\tau = 60$нс, GOS (Gd_2O_2S) τ = 4мкс, GPS ($Gd_2Si_2O_7$) τ = 46нс}.

6. Комбинированные детекторы

4.1. Детектирование тепловых нейтронов по (*n*, *a*) реакции

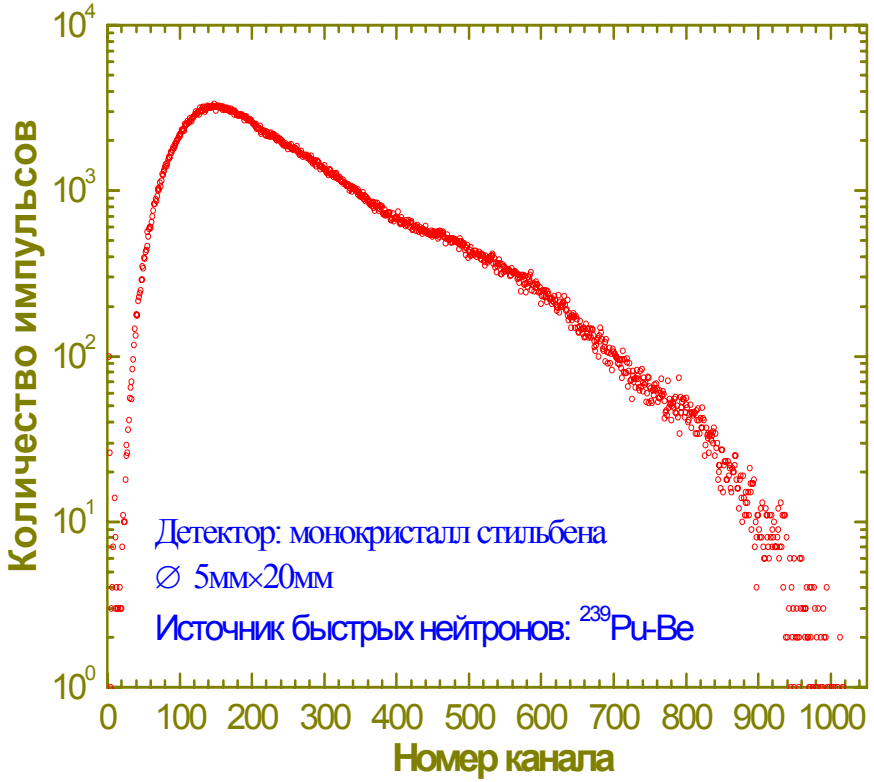




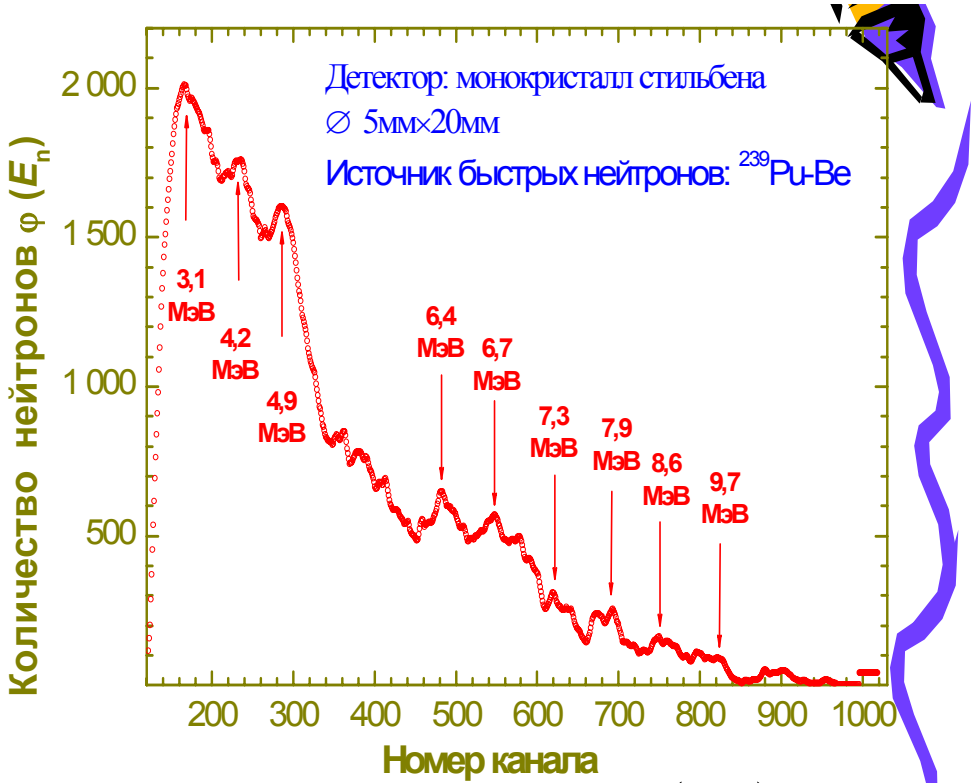
$$\Sigma_{el} = \sum_{i=1}^{j} \Sigma_{el}^{i} = \sum_{i=1}^{j} N_i \, \sigma_{el}^{i}, \quad x = \Sigma_{el} \cdot \nu \cdot t, \quad \Phi = x^2 \exp(-x).$$

4.2. Спектрометрия быстрых нейтронов

Спектр протонов отдачи

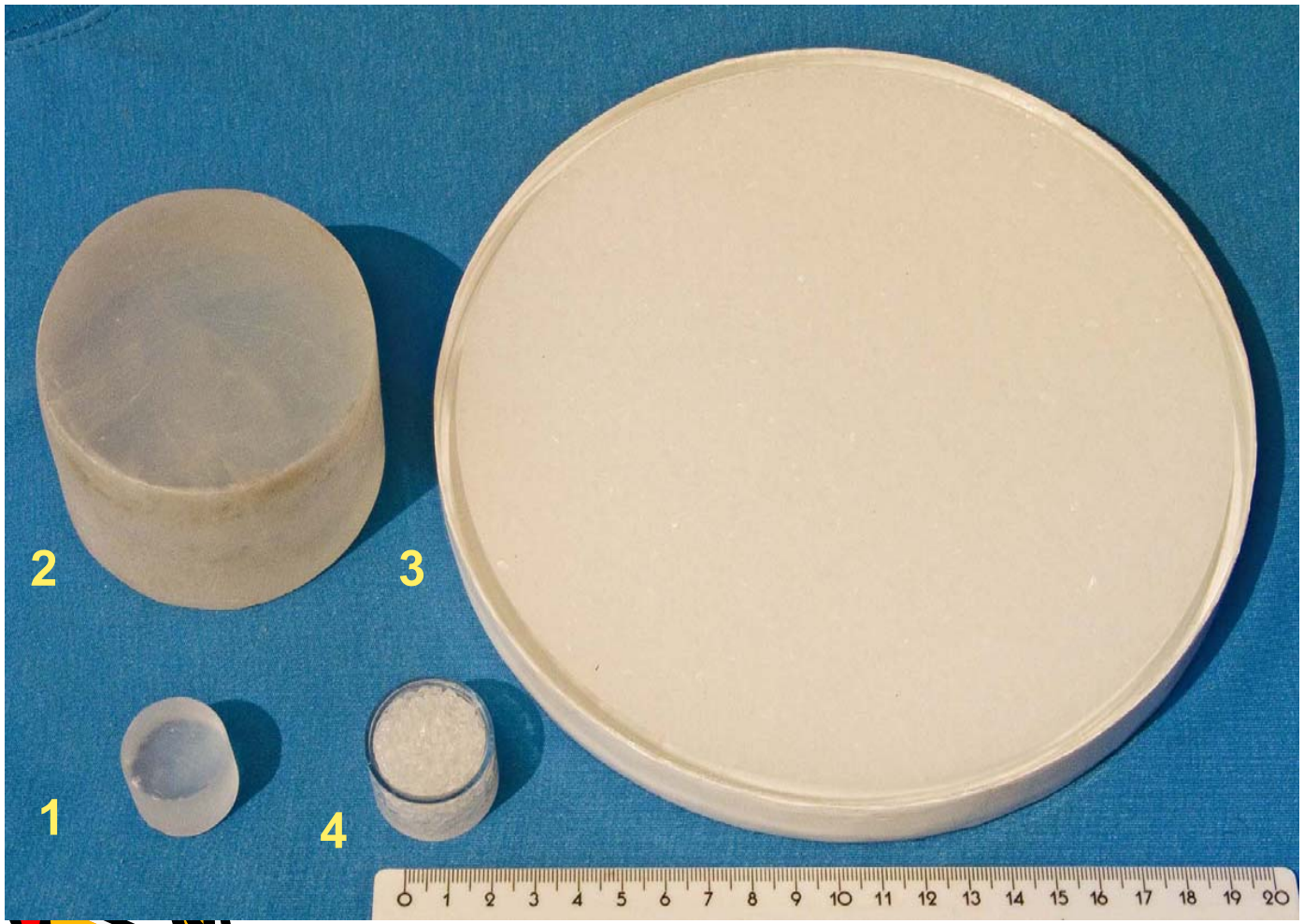


Восстановленный спектр быстрых нейтронов



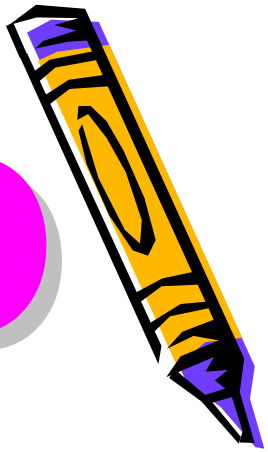
$$\varphi(E_n) = -\frac{E_n}{\varepsilon(E_n)} \times \left.\frac{du(E_p)}{dE_p}\right|_{E_p = E_n}$$

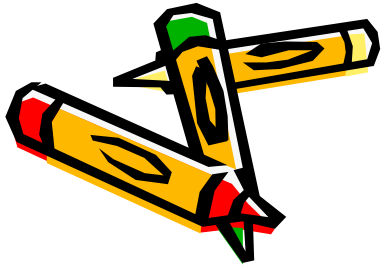
Органические сцинтилляторы для спектрометрии быстрых нейтронов



1- эталонный монокристалл стильбена (Ø25 мм×20 мм)
2- монокристалл *п*-терфенила (Ø80 mm×50 mm)
Композиционные сцинтилляторы на основе гранул стильбена:
3- Ø200мм×20 мм;
4- Ø30мм×20 мм

Спасибо за внимание





Взаимодействие с протонами и нейтронами

8. Радиационный захват нейтронов (*n*) протонами (*p*), т.е. реакция создания дейтрона *(d)*, приводит к излучению гамма- излучения (с энергией E_γ = 2.224 MeV). Для тепловых нейтронов сечение этой реакции ($n + p \Rightarrow d + \gamma$) $\sigma_{n\gamma}$ = 0.311 барн (1 барн = 10^{-24}см^2).

9. Для малых энергий (менее 15-20 МэВ) рассеяние нейтрона на протоне изотропно.

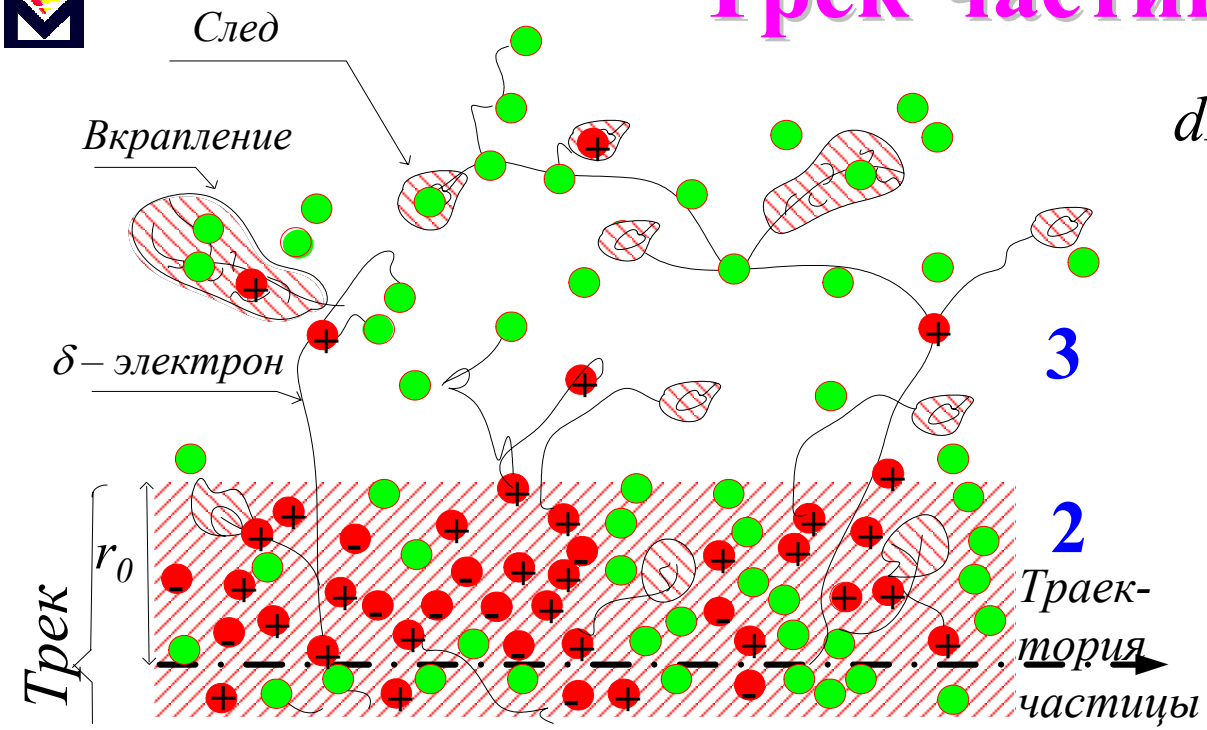
10. Сечение образования бинейтрона (т.е. двух нейтронов как некого связанного состояния) менее 10^{-5}барн.

11. Механизм взаимодействия нейтрона со средой может существенно изменяться с изменением его энергии. Хорошо известно серьезное различие в методах детектирования и материалах детекторов используемых для быстрых и тепловых нейтронов. Для замедления нейтронов с энергией 14 МэВ, 5 МэВ и 1 МэВ до энергии тепловых нейтронов (0.026 эВ) в водородной среде необходимо 20, 19, 18 соударений соответственно, в то время как в тяжелых материалах эта величина может составлять 10^2 – 10^3 соударений.

Процессы приводящие к замедлению нейтронов отмечены зелёным цветом, приводящие к генерации фотонов гамма-излучения, отмечены красным цветом, а те, что приводят к появлению как нейтронов так и фотонов гамма- излучения, отмечены синим цветом.

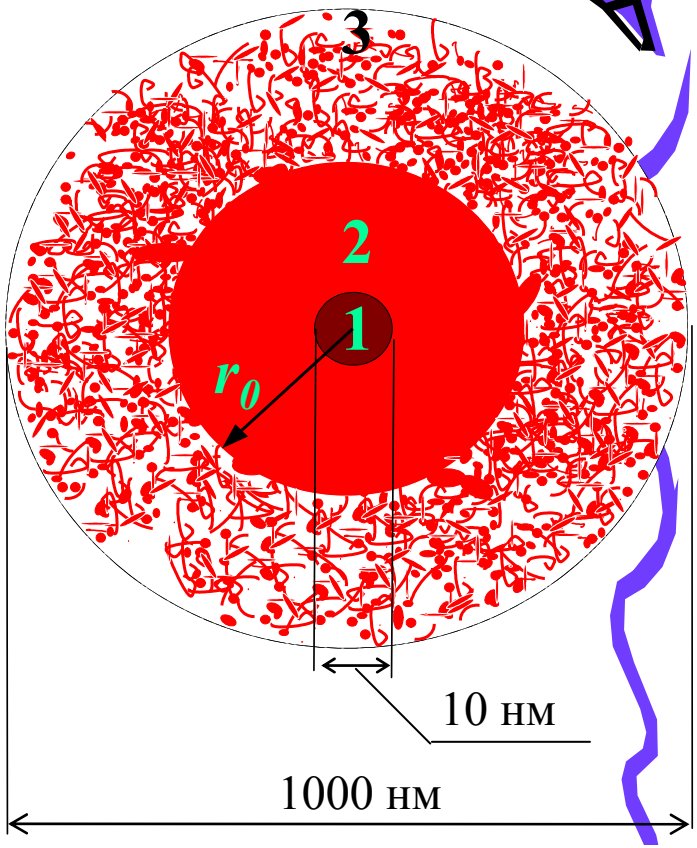
	Медленные нейтроны (E_n < 1 кэВ)	Нейтроны промежуточных энергий (1 кэВ < E_n < 500 кэВ)	Быстрые нейтроны (0.5 МэВ< E_n < 20 МэВ)
Легкие ядра (A < 25)	Потенциальное (упругое) рассеяние		
			Резонансное рассеяние. Реакции (n, p), (n, α), (n, 2n).
Средние ядра (25 < A < 80)	Резонансное рассеяние. Радиактивный захват.		
	Потенциальное рассеяние		Неупругое рассеяние Реакции (n, p), (n, α), …, (n, 2n).
Тяжелые ядра (A > 80)	Радиактивный захват	Неупругое рассеяние	
			Реакции (n, f), (n, 2n).

Трек частицы



$dE/dx = 10^3 \rightarrow 10^{-2}$ МэВ/см

$r_0 = 50 \rightarrow 100$ нм

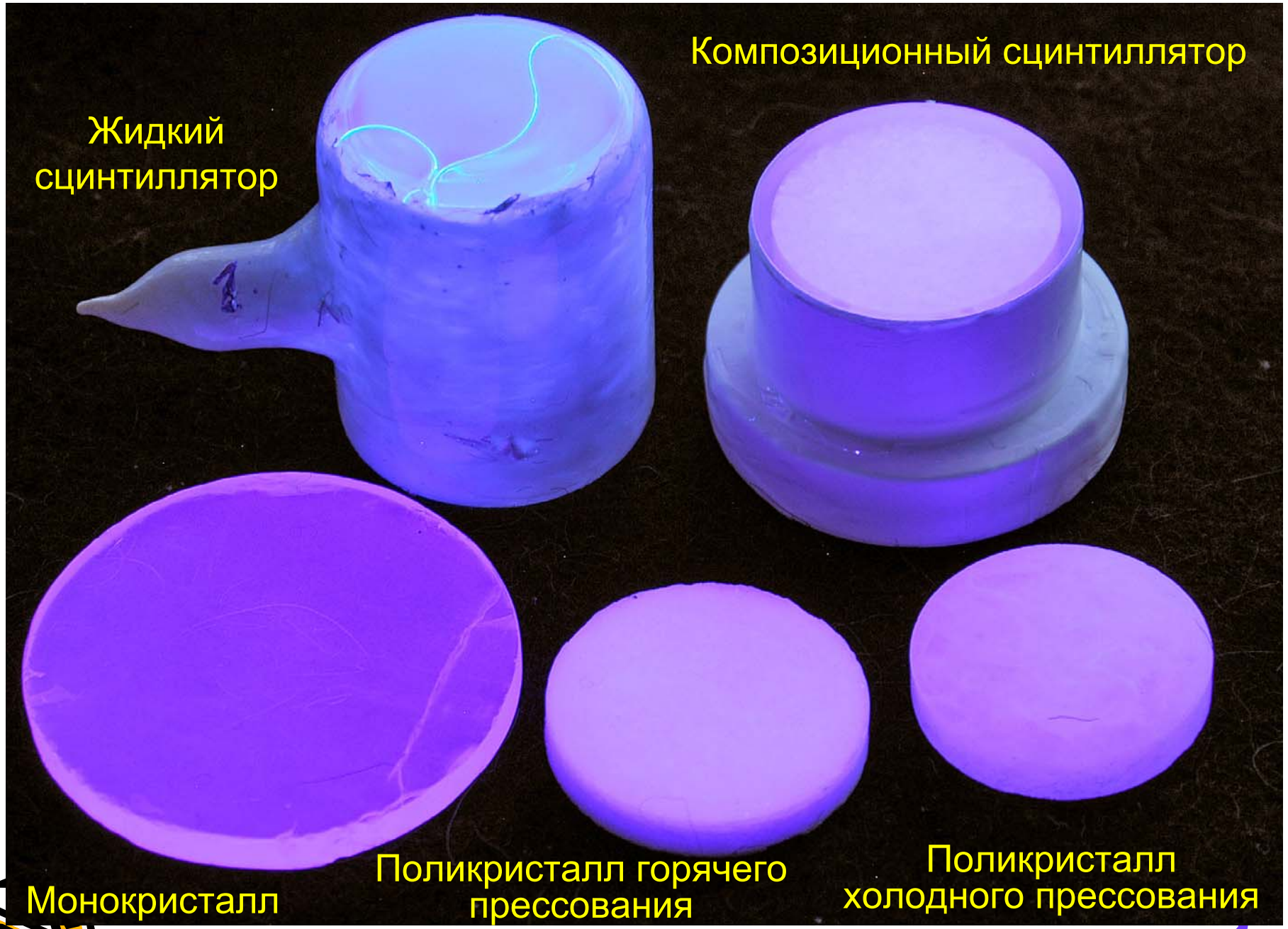


1 – **ядро** трека

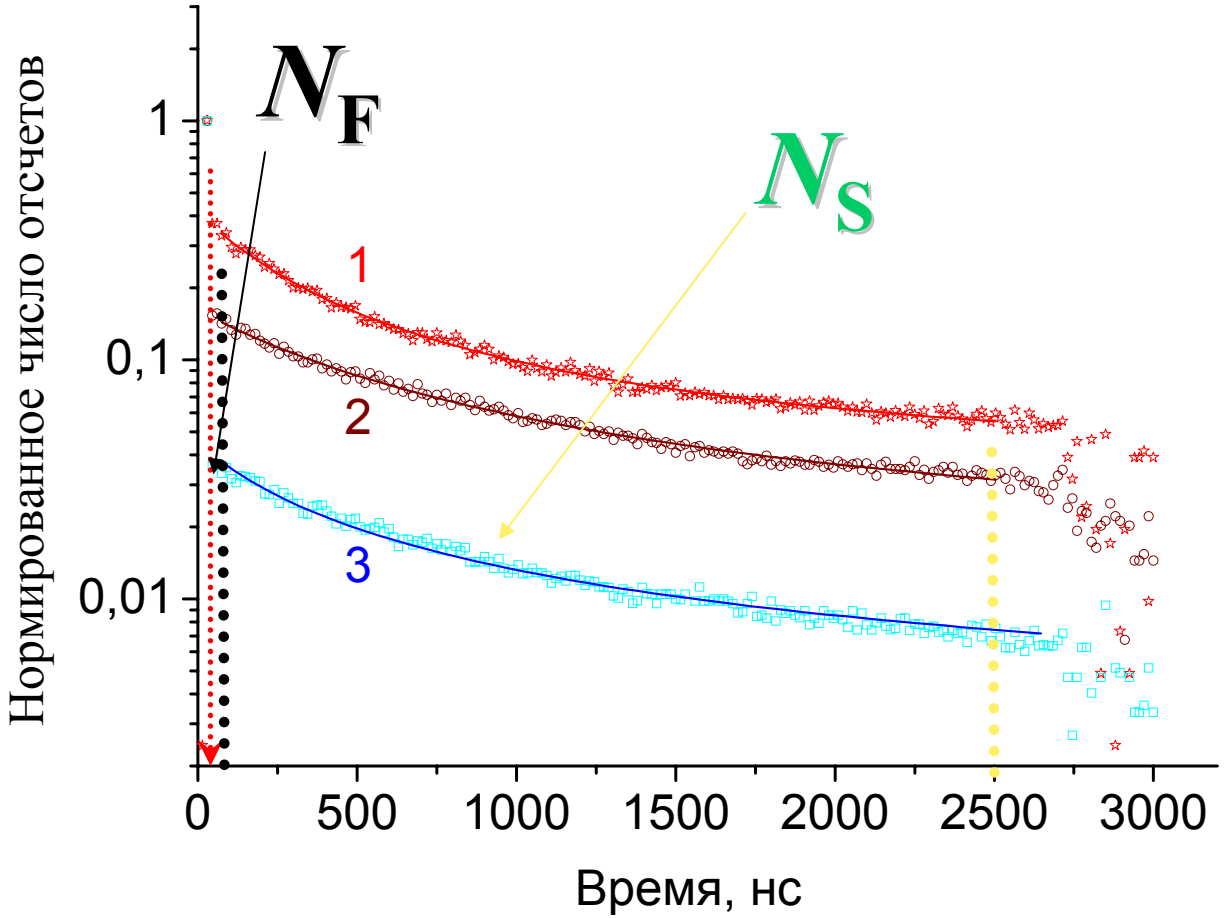
2 – зона **высокой** плотности активации “ореол” трека

3 – зона **низкой** плотности активации

Galunov N.Z., et. al. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*.– 2001,Vol.355.–P.479–490

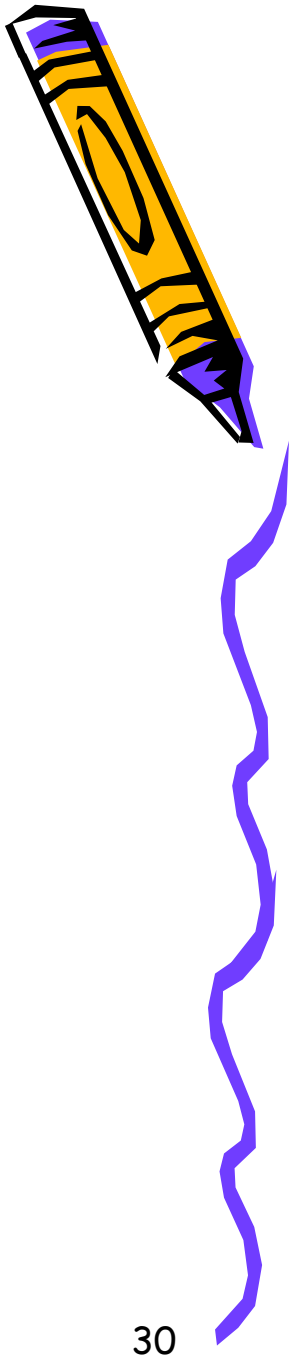

Композиционный сцинтиллятор
Жидкий
сцинтиллятор
Монокристалл
Поликристалл горячего
прессования
Поликристалл
холодного прессования

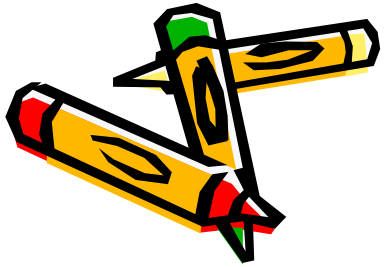
4.2. Спектрометрия быстрых нейтронов. Задержанная радиолюминесценция

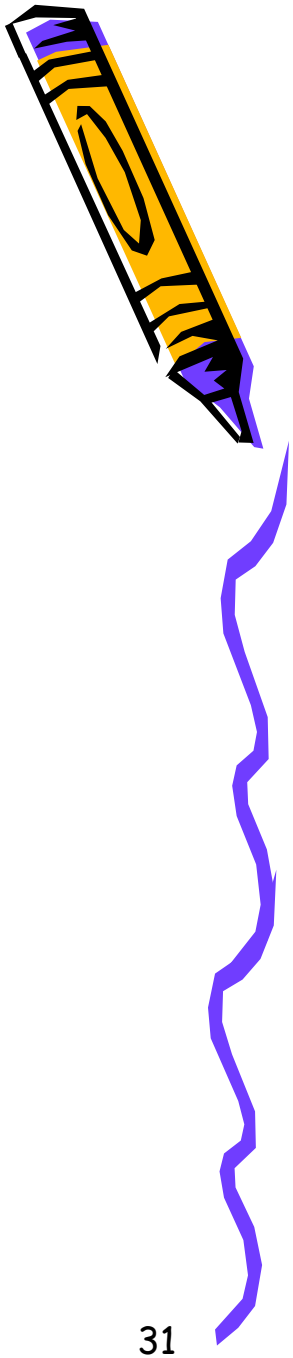


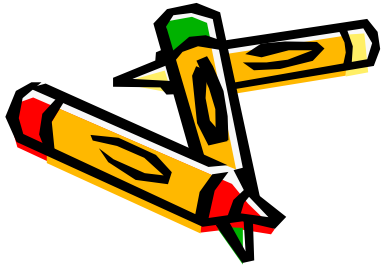
Форма сцинтилляционных импульсов монокристалла стильбена и их аппроксимация для разных видов возбуждения

1) α- возбуждение;
2) возбуждение быстрыми нейтронами;
3) γ- возбуждение





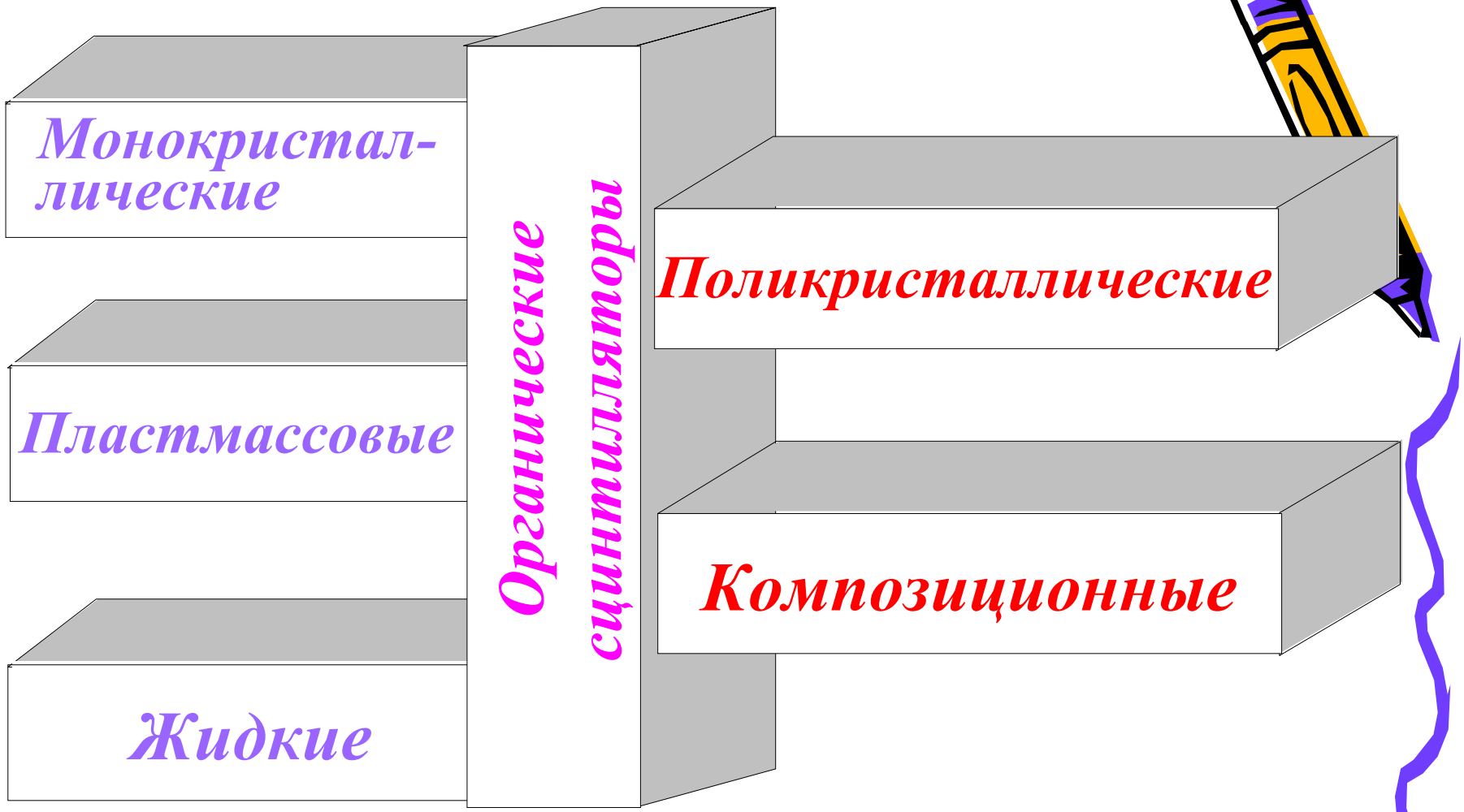




Характеристики ядерных и атомных излучений

Particle	Symbol	Rest-mass (m_0)	Charge (e)	Spin	Lifetime	Decay
Neutrino	ν	0	0	$\frac{1}{2}$	–	–
Electrons						
Electron	e^-	1	−1	$\frac{1}{2}$	–	–
Positron	e^+	1	+1	$\frac{1}{2}$	~ 0·1 nsec (In matter)	$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$
L-Mesons						
μ^+-Meson	μ^+	207	+1	$\frac{1}{2}$	2·15 μsec	$e^+ + 2\nu$
μ^--Meson	μ^-	207	−1	$\frac{1}{2}$	2·15 μsec	$e^- + 2\nu$
π^+-Meson	π^+	273	+1	0	25 nsec	$\mu^+ + \nu$
π^--Meson	π^-	273	−1	0	25 nsec	$\mu^- + \nu$
π^0-Meson	π^0	264	0	0	~ 5 × 10^{-15} sec	2γ
K-Mesons						
K^+-Meson	K^+	967	+1	0	12 nsec	$\pi^+ + \pi^0$, $\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$, etc.
K^--Meson	K^-	967	−1	0	12 nsec	$\pi^- + \pi^0$, $\pi^+ + \pi^- + \pi^-$, etc.
K_1^0-Meson	K_1^0	965	0	0	~ 10^{-10} sec	$\pi^+ + \pi^-$, $\pi^0 + \pi^0$
K_2^0-Meson	K_2^0	965	0	0	~ 10 nsec	$\pi^+ + e^- + \nu$, etc.
Nucleons						
Proton	$p(H_1^1)$	1836 (1·0076 a.m.u.)	+1	$\frac{1}{2}$	–	–
Neutron	$n(n_0^1)$	1·0090 a.m.u.	0	$\frac{1}{2}$	~ 13 min	$p + e^- + \nu$
Heavy ions						
Deuteron	$d(H_1^2)$	2·0142 a.m.u.	+1	1	–	–
Triton	$t(H_1^3)$	3·0165 a.m.u.	+1	$\frac{1}{2}$	12·3 years	$He_2^3 + e^- + \nu$
He^3 nucleus	He_2^3	3·0159 a.m.u.	+2	$\frac{1}{2}$	–	–
α-particle	$\alpha(He_2^4)$	4·0028 a.m.u.	+2	0	–	–
Electromagnetic radiation						
Photon (γ-rays, X-rays etc.)	$h\nu(\gamma)$	–	0	1	–	–

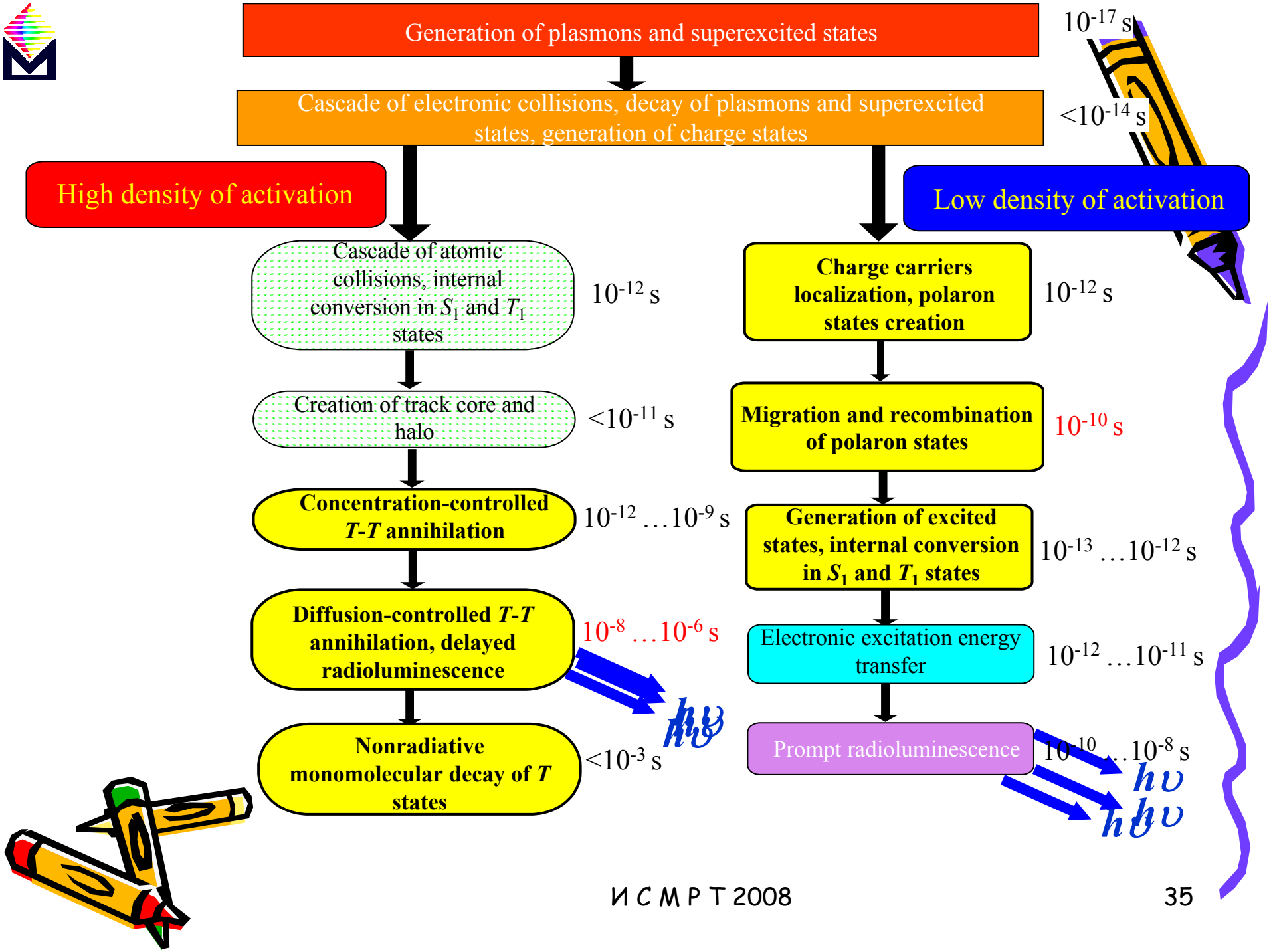
$m_0 = 9{\cdot}1 \times 10^{-28}$ g 1 a.m.u. = $1{\cdot}66 \times 10^{-24}$ g $e = 4{\cdot}80 \times 10^{-10}$ e.s.u.



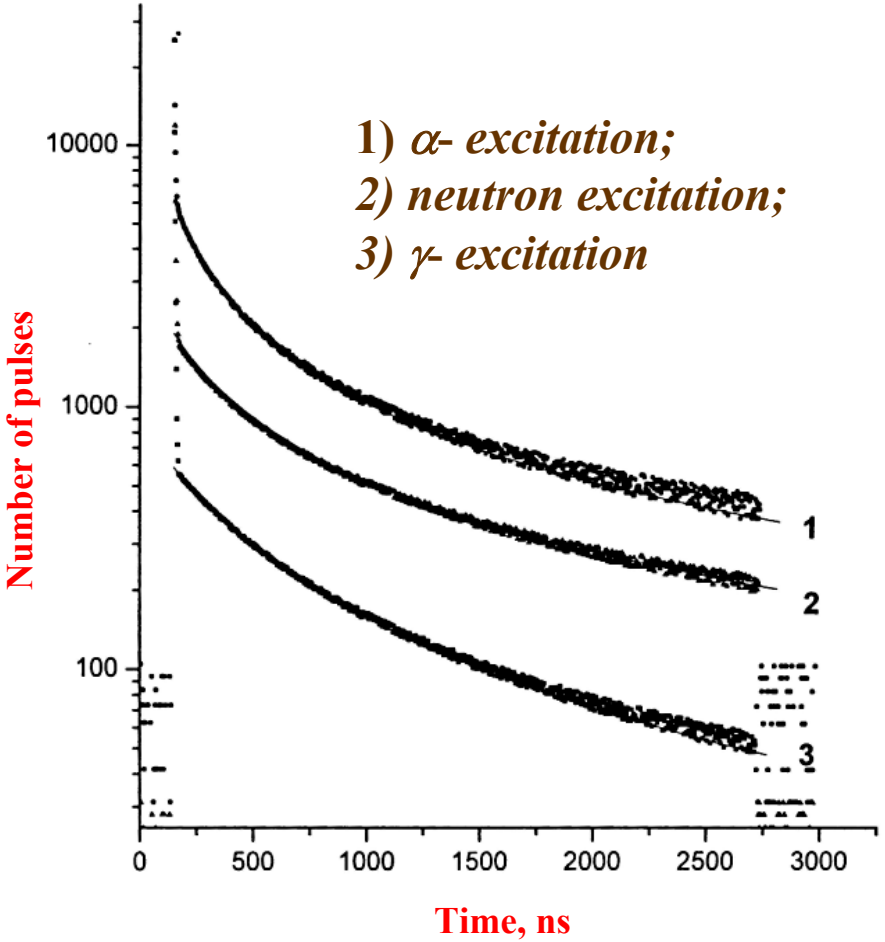
Галунов Н.З., Семиноженко В.П. *Теория и применение радиолюминесценции органических конденсированных сред*. Київ.: Наукова Думка, 1997.

Galunov N.Z., et. al. *Journal of Luminescence*. – 2003. – Vol.102-103. – P.464-468.

Andryushchenko A.Yu., et. al. *Nuclear instruments and Methods in physics research*. 2003. Section A, Vol. A 511, Issue 3 P. 425 - 430


Generation of plasmons and superexcited states
10^{-17} s
Cascade of electronic collisions, decay of plasmons and superexcited states, generation of charge states
<10^{-14} s
High density of activation
Low density of activation
Cascade of atomic collisions, internal conversion in S_1 and T_1 states
10^{-12} s
Creation of track core and halo
<10^{-11} s
Concentration-controlled *T-T* annihilation
10^{-12} …10^{-9} s
Diffusion-controlled *T-T* annihilation, delayed radioluminescence
10^{-8} …10^{-6} s
Nonradiative monomolecular decay of *T* states
<10^{-3} s
Charge carriers localization, polaron states creation
10^{-12} s
Migration and recombination of polaron states
10^{-10} s
Generation of excited states, internal conversion in S_1 and T_1 states
10^{-13} …10^{-12} s
Electronic excitation energy transfer
10^{-12} …10^{-11} s
Prompt radioluminescence
10^{-10} …10^{-8} s
hυ
hυ
hυ

Results of investigation of delayed radioluminescence of organic molecular systems



$$N(t) \approx const \cdot \left(1 + \frac{t}{t_D}\right)^{-k} \qquad (1)$$

$$t_D = r_0^2 / 4D_T \qquad (2)$$

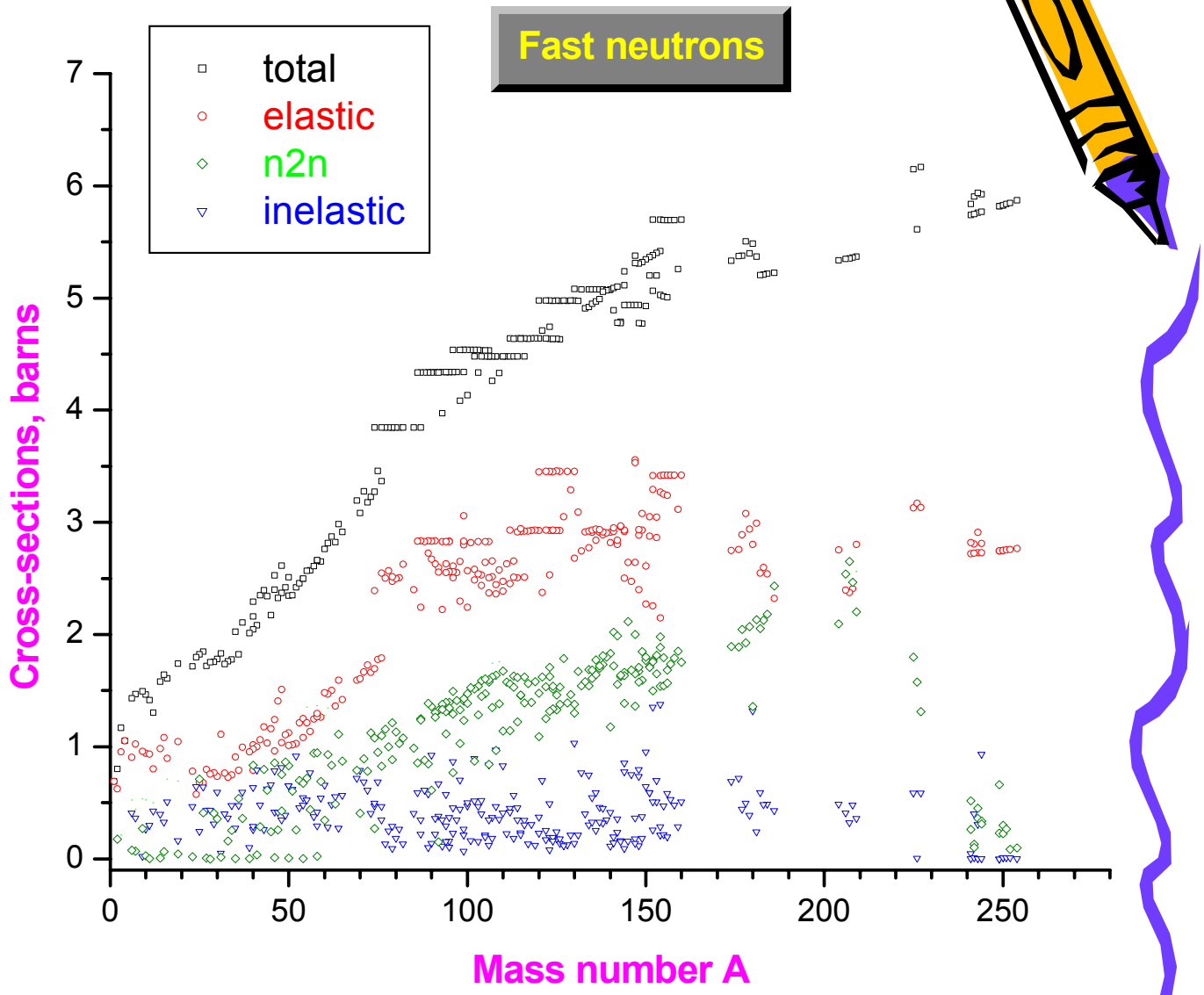
t_D – is characteristic time of diffusive track expansion;

r_0 – is the mean value of cross-section radius of high activation density regions;

k – is a constant.

Delayed radioluminescence pulse curves for stilbene single crystal and their approximations by Eq.(1).

The values of cross-sections of reactions between fast neutrons and elements with different mass number ***A***



Conclusions

The following types of back-scattering radiation can be detected:

1. Fast neutrons They may be obtained from the source (it makes possible the calibration of the irradiation intensity in concrete measurements), as well as from reactions (n, $2n$), (n, $3n$), etc. which are specific for concrete element. Information about characteristics of these processes can be obtained from an energy spectrum of fast neutrons.

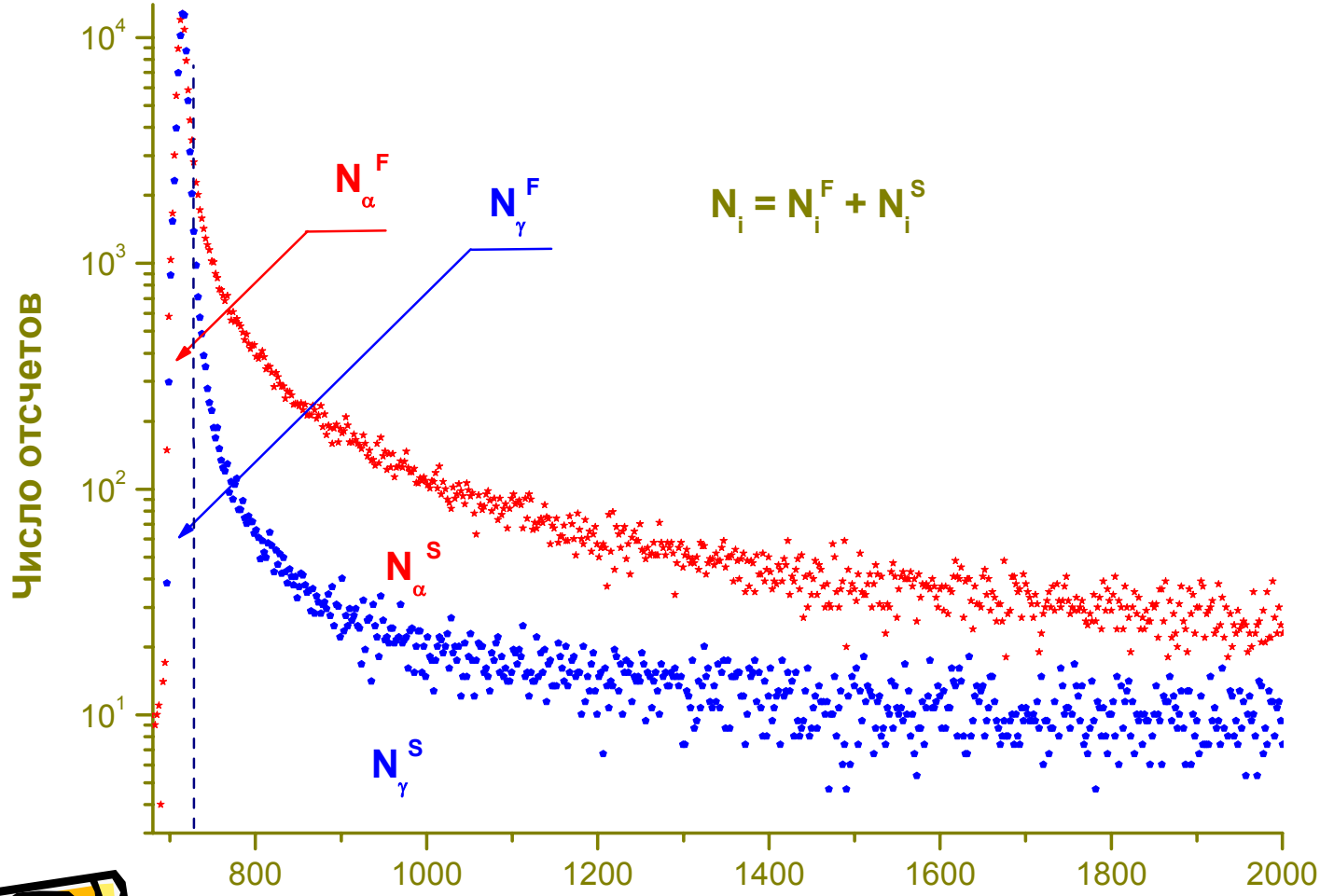
2. Thermo neutrons They can be obtained in elastic scattering of fast neutrons. The mean time delay between the irradiation moment (burst of pulse neutron source) and appearance of back-scattering thermo neutrons increases with A growth. Information about such a process can be obtained from the time distribution of a back-scattering thermo neutron appearance. The same one synchronizing signal for starting the measuring unit and the neutron source has to be used.

3. Photons of gamma radiation They are specific for specific elements, and therefore the set of energies in a gamma spectrum gives direct information about the composition of irradiated medium. Information can be obtained from an energy spectrum of gamma radiation photons.

Conclusions

4. For the theoretical case of chemical investigation of a set of media each of which consists of one element using one of the above mentioned types of measurements may give a good result. For a real situation when an irradiated medium is composed of various elements such a statement would be right only for the case when the presence of a specific element is the aim of investigation and the real chemical composition of medium is not studied.

5. For analysis the chemical composition of a real medium using only one of the methods of analysis may cause the non-single-valued nature of results to be obtained. Only a linking research based on comparison of the results of different studies may provide an authentic analysis of a complex medium.


10^4
10^3
10^2
10^1
Число отсчетов
N_α^F
N_γ^F
$N_i = N_i^F + N_i^S$
N_α^S
N_γ^S
800
1000
1200
1400
1600
1800
2000
Время, нс