

# **Гигантский резонанс в фотоделении ядер: былое и думы**

В.Г.Недорезов

Институт ядерных исследований РАН

# Новые гамма пучки на основе фемтосекундных лазеров

Обратное комптоновское рассеяние

Томсоновское рассеяние

Фемтосекундный лазер с импульсной мощностью около 10 Дж обеспечивает следующие параметры  $\gamma$ -пучка :

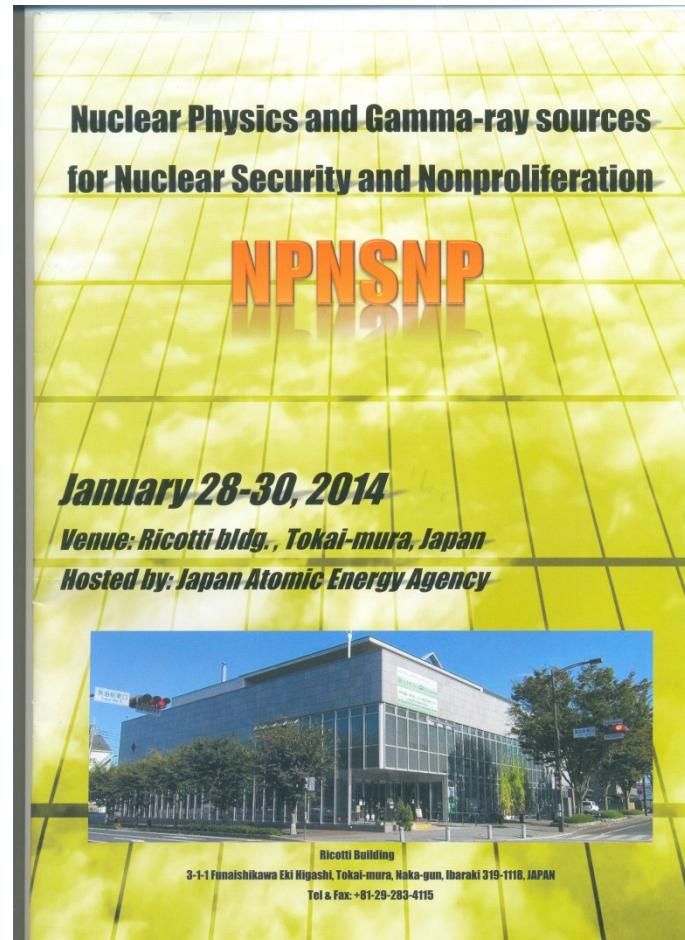
Энергия  $E_\gamma$  до 10 МэВ

Разброс  $\Delta E/E_\gamma$  до  $10^{-5}$

Интенсивность  $N_\gamma$  до  $10^6$   $\gamma/s$

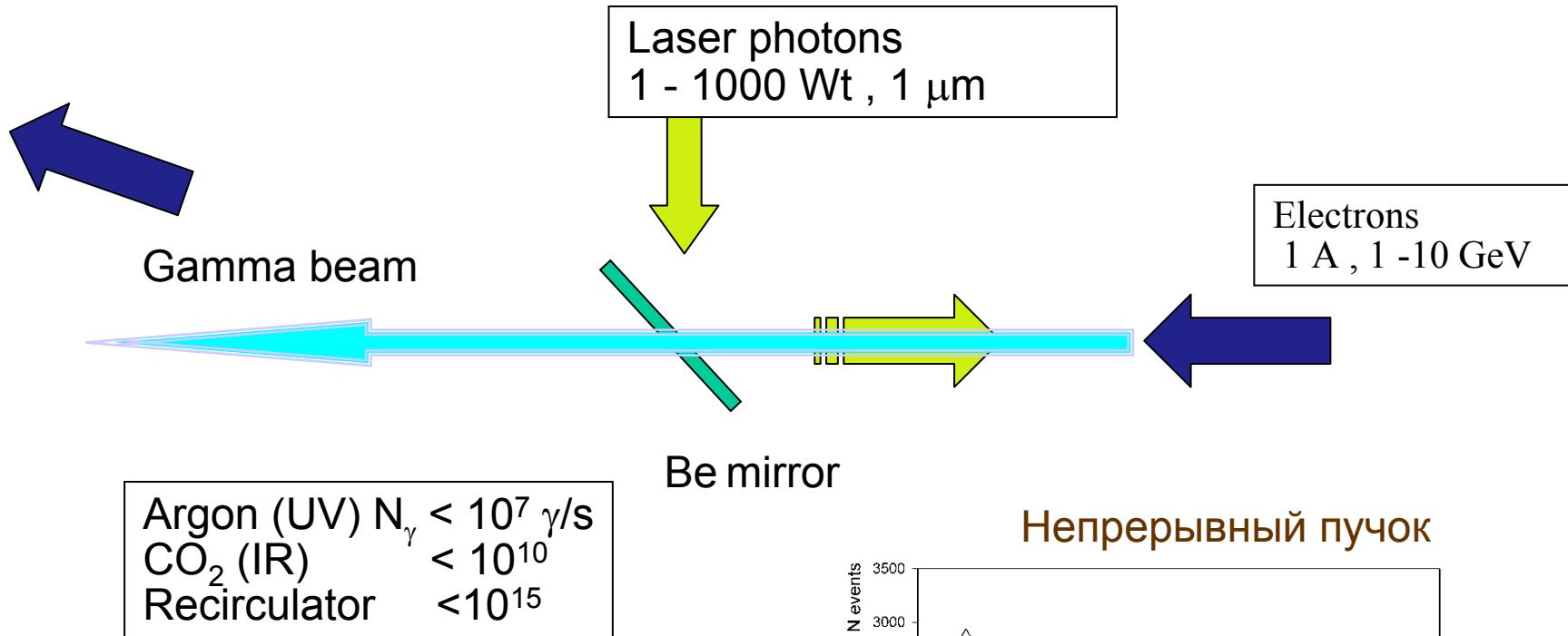
Угол излучения до 1 мрад

Частота повторения до 100 Гц





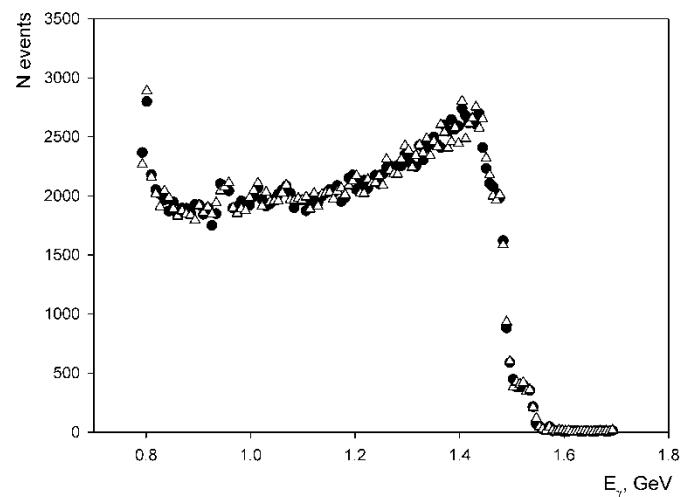
# Compton back scattering technique



$$E_\gamma = 4\gamma^2 \frac{\omega}{1 + n^2 + \lambda}$$

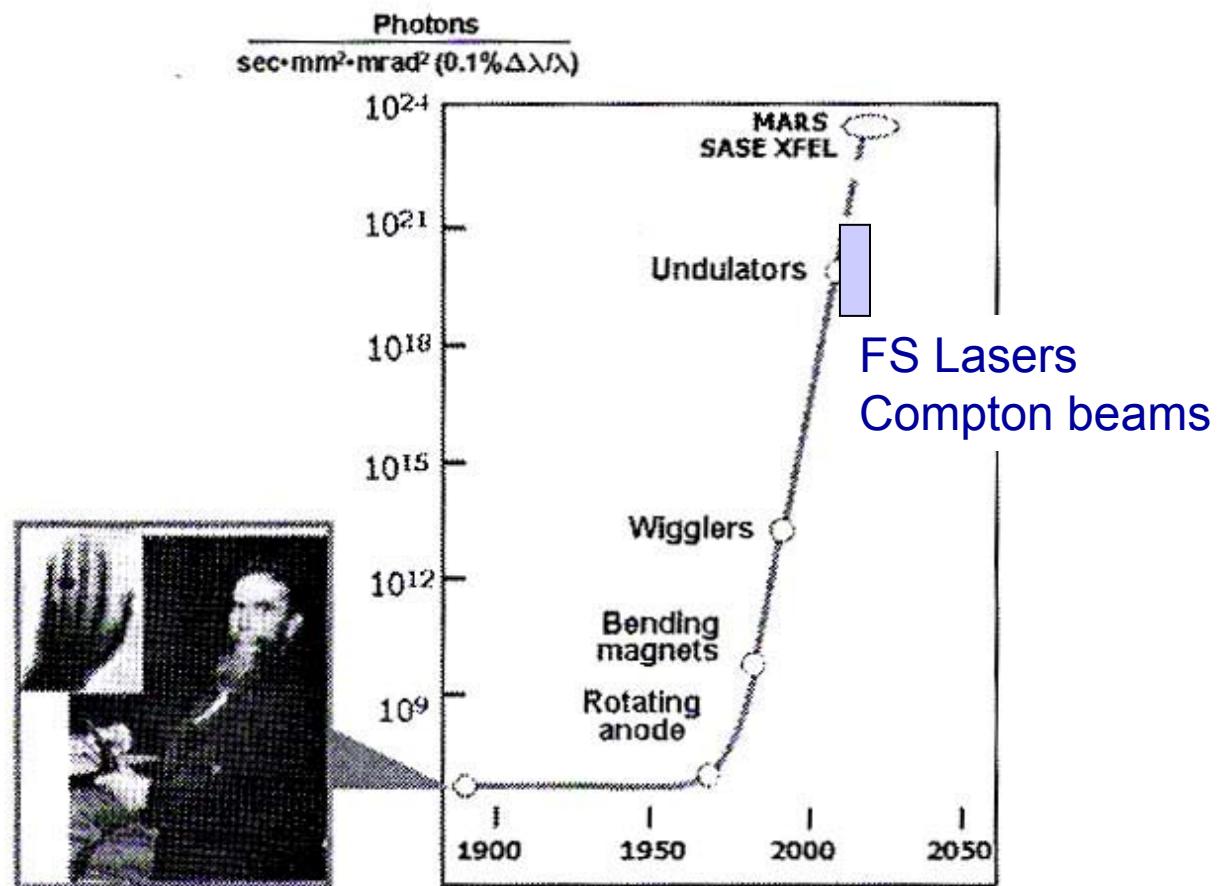
$$n = \theta\gamma, \quad \gamma = E_e/m_e$$

Непрерывный пучок



# Synchrotron radiation at storage rings

## Brightness and total intensity



# Compton back scattering history

1963 – F.Arutunyan, V.Tumanyan. JETF 44 (1963) 6, 2100.  
R.H.Milburn, Phys.Rev.Lett. 10 (1963) 3, 75

1964 – Moscow (Lebedev FIAN) – first experimental evidence

1976 - Frascati (LADONE - ADONE) – photonuclear physics

1984 - Novosibirsk Budker INP (ROKK – 1,2 – VEPP 3,4) meson photoproduction

1988 – Brookhaven BNL (LEGS - NSLS)

1995 – Grenoble (GRAAL – ESRF )

1998 – Osaka (LEPS - Spring-8)

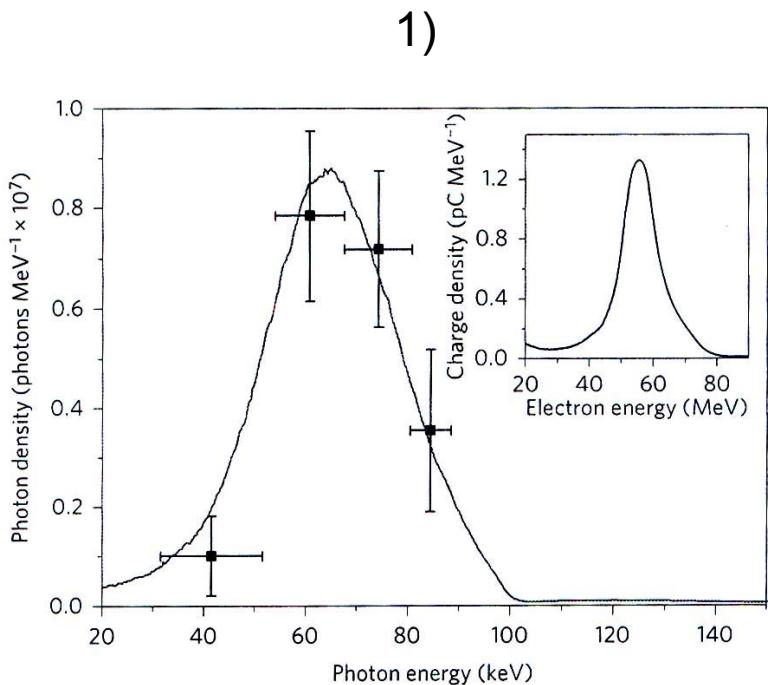
2000 – Duke (HlgS - )

New history: FEMTOSECIND LASER DRIVEN GAMMA SOURCES

**1)  $10^{22}$  ph/s/mm<sup>2</sup>/mrad<sup>2</sup>/0.1% bandwidth, 10 mrad, collimation of 4.5 mrad**

X-ray phase contrast imaging of biological specimens with femtosecond pulses of betatron radiation from a compact laser plasma wakefield accelerator . S. Kneip, C. McGuffey, F. Dollar, M. S. Bloom, V. Chvykov et al. Appl. Phys. Lett. 99, 093701 (2011)

**2)  $3 \times 10^{18}$  photons s<sup>-1</sup> mm<sup>-2</sup> mrad<sup>-2</sup> (per 0.1% bandwidth), 5–15 mrad.** Quasi-monoenergetic and tunable X-rays from a laser-driven Compton light source N. D. Powers, I. Ghebregziabher, G. Golovin, C. Liu, S. Chen, S. Banerjee, J. Zhang and D. P. Umstadter\* Nature photonics letters ( Nov. 2013 ) p.1-4.



2)

A broad synchrotron like spectrum with average photon energy (critical energy) of Ecrit ' 10 keV like ESRF.

# Low-lying “Pygmy” Dipole Resonances and Strength Functions

V. Werner<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, 64289 Darmstadt,  
Germany

Recent investigations into dipole resonances below the neutron separation threshold have focused on characterizing the properties of the so-called Pygmy Dipole Resonance (PDR). Electric dipole excitation strengths around 6–7 MeV are often attributed to this collective excitation mode, which is typically interpreted as an oscillation of a neutron skin versus the proton-neutron core. A complication for experiment is to distinguish such a mode from the low-energy tail of the Giant Dipole Resonance (GDR). The amount of extra PDR strength on top of a GDR tail depends largely on the choice, or the method of extraction of photon strength functions. Whereas most experimental searches for the PDR were performed on spherical nuclei, this presentation will focus on recent experiments on  $^{76}\text{Se}$  [1,2], on the virge of deformation. Absolute cross sections of dipole excited states were determined using bremsstrahlung beams at the S-DALINAC facility at TU Darmstadt. Information on parities and decay paths were obtained at the HIGS facility at TUNL, Duke University.

- [1] N. Cooper *et al.*, Phys. Rev. C **86**, 034313 (2012).
- [2] P. Goddard *et al.*, Phys. Rev. C, accepted.

## Medium effect in the photoexcitation of a cluster in ${}^6\text{Li}$

T. Yamagata<sup>1</sup>, H. Akimune<sup>1</sup>, S. Nakayama<sup>2</sup>, T. Shima<sup>3</sup> and S. Miyamoto<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Konan University, Kobe 658-8501, Japan

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Tokushima, Tokushima 770-8502, Japan

<sup>3</sup>Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, Osaka 567-0047, Japan

<sup>4</sup>Laboratory of Advanced Science & Technology for Industry (LASTI),

University of Hyogo, Hyogo 678-0242, Japan

In the reactions of ( $\text{p},\text{p}'$ ), ( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$ ) and ( ${}^3\text{He}, \text{t}$ ) on the  ${}^{6,7}\text{Li}$  targets, new dipole resonances have been observed at  $Q \sim 30\text{ MeV}$ , i.e. much higher excitation energy than the excitation energies of the giant dipole resonances (GDR's) in the target nuclei.<sup>1)</sup> Based on the comparison of the resonance energies, widths, excitation cross-sections and charged-particle decay-mode of the new resonances with those of the GDR and the spin dipole resonance (SDR) in  ${}^4\text{He}$ , it was concluded that the new resonances are the GDR's and the SDR's of the  $\alpha$  cluster embedded in  ${}^{6,7}\text{Li}$  or their analogs.<sup>2)</sup> In this abstract, we call these new resonances to be the "dipole-excitation of the  $\alpha$  cluster". Though the dipole-excitation of the  $\alpha$  cluster would be strongly observed in photo-nuclear reactions, in the previous investigation of the  ${}^{6,7}\text{Li}(\gamma, \text{n})$  reactions such resonances were not observed.<sup>3)</sup>

( $\gamma, \text{Xn}$ )

In the present work, we investigated the  ${}^6\text{Li}(\gamma, \text{n})$  reaction at a  $\gamma$ -ray energy range of  $E_\gamma = 5\text{-}55\text{ MeV}$  generated via the Compton backscattering of laser photons with relativistic electrons in the storage ring, New SUBARU at the LASTI, University of Hyogo.

The observed excitation function shows two peaks at  $E_\gamma \sim 12$  and  $33\text{ MeV}$ . The former is consistent with the GDR in  ${}^6\text{Li}$ , as mentioned in Ref. 3. The latter may correspond to the dipole-excitation of the  $\alpha$  cluster in  ${}^6\text{Li}$ . The excitation energy of GDR in the  $\alpha$  cluster is higher than that of a free  ${}^4\text{He}$  by about  $5\text{ MeV}$  which suggests that a size of the  $\alpha$  cluster in  ${}^6\text{Li}$  is smaller than that of a free  ${}^4\text{He}$ .

1) S. Nakayama *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 122502; T. Yamagata *et al.*, Phys. Rev. C 69 (2004) 044313.

2) T. Yamagata *et al.*, Phys. Rev C 74 (2006) 014309; ibid. C77 (2008) 021303(R); S. Nakayama *et al.*, ibid. C76 (2007) 021305(R); ibid. C 78 (2008) 014303.

3) S.S. Dietrich and B.L. Berman, Atomic Data and Nuclear Data Tables 38 (1988) 199.



**SOFIA, a next-generation facility for fission yields measurements and fission study.  
First results and perspectives.**

L. Audouin  
*Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, Université Paris-Sud*

SOFIA (Study On Fission with Aladin) is an innovative experimental program on nuclear fission carried out at GSI. Relativistic secondary beams of actinides and pre-actinides are selected by the Fragment Separator (FRS) and their fission is triggered by electromagnetic interaction. The resulting excitation energy is comparable to the result of an interaction with a low-energy neutron, thus leading to useful data for reactor simulations. Both fission fragments are fully identified in charge and mass (a world first) in a new recoil spectrometer, providing precise yields measurements. We will discuss the experimental set-up, present the results of the first experimental campaign of 2012 (during which a large variety of actinides and pre-actinides was studied, especially Np238) and the perspectives.

$(e, e' f)$  -

"Event-by-event control of the excitation energy" - !

$M, Z$ , odd-even effects ||. precise,

## Photodisintegration reactions with linear polarized gamma-ray beam

T. Hayakawa<sup>1</sup>, T. Miyamoto<sup>2</sup>, T. Mochizuki<sup>2</sup>, T. Horikawa<sup>2</sup>,  
T. Amano<sup>2</sup>, K. Imazaki<sup>3</sup>,  
D. Li<sup>3</sup>, Y. Izawa<sup>3</sup>, K. Ogata<sup>4</sup>, S. Chiba<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Japan Atomic Energy Agency, <sup>2</sup>University of Hyogo, <sup>3</sup>Institute for Laser Technolog,  
<sup>4</sup>Osaka University, <sup>5</sup>Tokyo Institute

A candidate of a nuclear reaction to detect hidden nuclear materials is photodisintegration reactions. The (polarized gamma, n) reactions have a chance to detect with high signal-to-noise ratio as nuclear resonance fluorescence. In 1950's, Agodi predicted that the angular distribution of cross sections in ( $\gamma$ , n) reactions with a 100% linearly polarized gamma-ray beam for dipole excitation should be anisotropic and universally described by the simple function of  $a + b \sin(2\theta)$  at polar angle  $\phi=90$  degree. However, there is no experimental data with linear polarized photons except some light nuclei such as deuteron. We have verified experimentally this angular distribution on  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{127}\text{I}$ , and natural Cu using linearly polarized laser Compton scattering gamma-rays at NewSUBARU. We have measured neutron energy using a Time-Of-flight method. We have changed the angle of linear polarized plain of the incident laser. The neutron angular distributions on the three targets can be reduced by the formula predicted by Agodi. We have verified the Agodi's prediction over the wide range region for the first time.

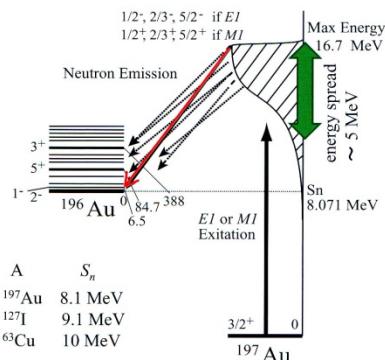
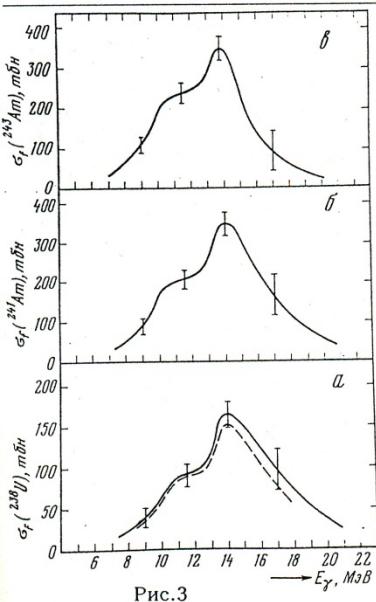


Fig. 1 a schematic view of photodisintegration reactions on Au target.

# Сечения фотоделения и полные сечения фотопоглощения



[9,10] - частичноющая работа.

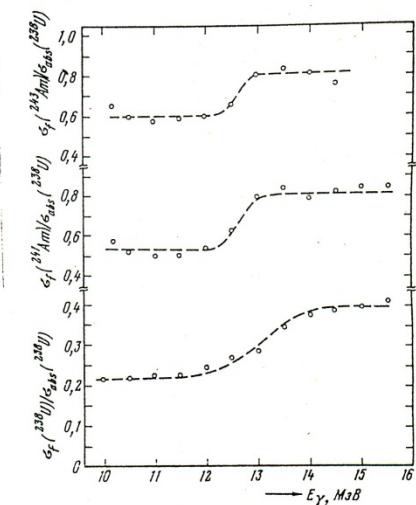


Рис.4  
Делимости ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  в области максимума  $E1$ -гигантского резонанса [9].

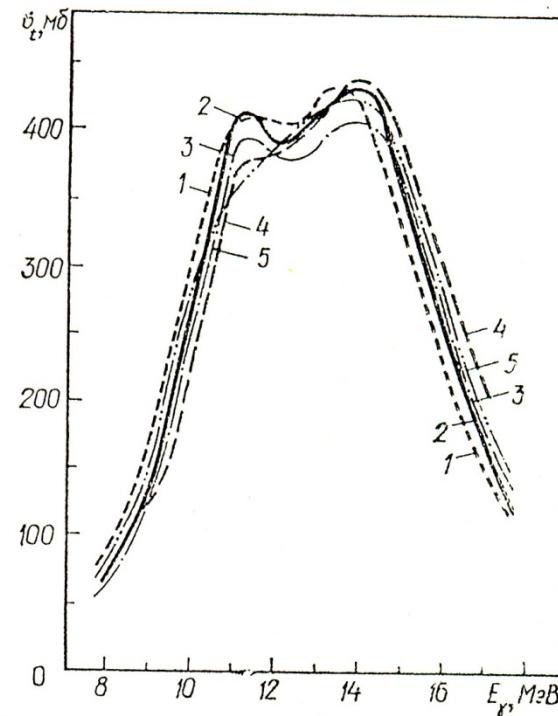
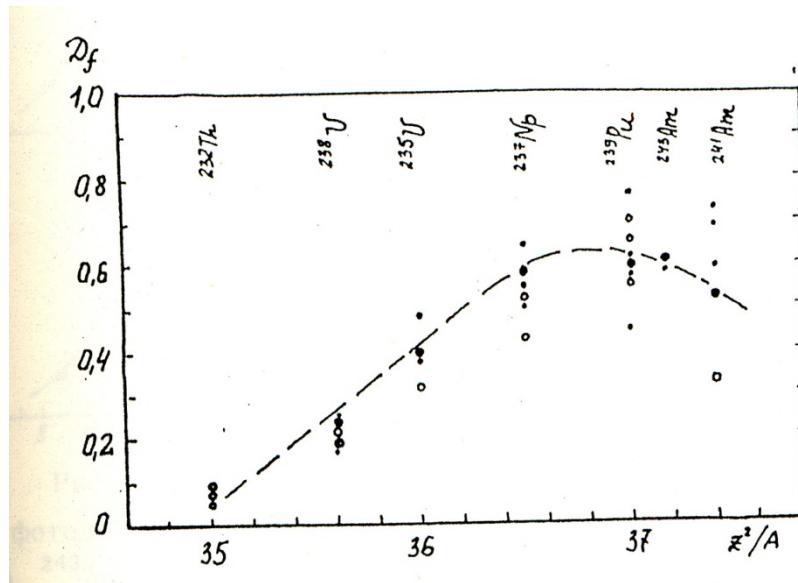


Рис. 2.4. Сечение полного фотопоглощения для ядер с  $Z \geq 90$  в области гигантского ди-польного резонанса:

1 —  $^{235}\text{U}$  [5]; 2 —  $^{238}\text{U}$  [5]; 3 —  $^{238}\text{U}$  [41]; 4 —  $^{287}\text{Np}$  [5]; 5 —  $^{239}\text{Pu}$  [41].

# Нейтронные и делительные ширины



# Делимости

## 2.1.3. Ядра с $Z \geq 90$

Для ядер с  $Z \geq 90$ , обладающих низким порогом деления ( $B_f \simeq 6$  МэВ), сечения фотodelения с увеличением энергии  $\gamma$ -квантов примерно до 20 МэВ и выше становятся близки к полным сечениям фотопоглощения. Согласно статистической модели и многочисленным экспериментальным данным (см., например, [23]) делимость ядер при энергиях возбуждения до 40 МэВ определяется отношением нейтронных ( $\Gamma_n$ ) и делительных ( $\Gamma_f$ ) ширин

$$D_f(E_\gamma) = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} + \frac{\Gamma_n}{\Gamma'_n + \Gamma'_f} \cdot \frac{\Gamma'_f}{\Gamma'_n + \Gamma'_f} + \dots, \quad (2.2)$$

где  $\Gamma'_n$ ,  $\Gamma'_f$  — соответственно нейтронные и делительные ширины ядра, образовавшегося после вылета нейтрона. Расчетная зависимость  $D_f(E_\gamma)$  для ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  показана на рис. 2.2. В рассматриваемой области относительные нейтронные и делительные ширины для тяжелых ядер практически не зависят от энергии возбуждения [23]. Таким образом, независимо от механизма возбуждения при условии, что вся энергия  $\gamma$ -кванта или значительная ее часть уходит на возбуждение ядра, сечение фотопоглощения очень быстро по мере увеличения энергии фотонов приближается к  $\sigma_t$ :

$$\sigma_{\gamma f}(E_\gamma) = \sigma_{\gamma f} + \sigma_{\gamma nf} + \sigma_{\gamma 2nf} + \dots \quad (2.3)$$

С возрастанием энергии фотонов до нескольких сотен мегазлектрон-вольт делению ядер в заметной степени могут предшествовать распады с испусканием быстрых протонов и делимость может уменьшаться за счет снижения  $Z^2/A$ . Оценки, сделанные в работе [21] для ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ , предсказывают  $D_f = 0,7 \div 0,9$  для обоих ядер в зависимости от выбранной модели барьеров деления (при  $E_\gamma = 900$  МэВ). Однако детальные расчеты зависимости делимости ядер от энергии фотонов до сих пор не проведены.

Тем не менее очевидно, что из рассматриваемых выше методов определения полных сечений фотопоглощения измерение сечений фотodelения трансурановых ядер дает наиболее близкое к полному сечению значение, поскольку процесс деления для этих ядер имеет минимальный порог по энергии воз-

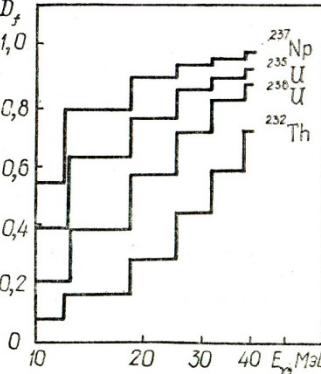


Рис. 2.2. Зависимость делимости разных ядер от энергии возбуждения. Расчет по статистической модели.

# Сечения возбуждения спонтанно делящихся изомеров .

Гангрский Ю.П, и др. Fortsch.Phys. 22,1 (1974) 199.

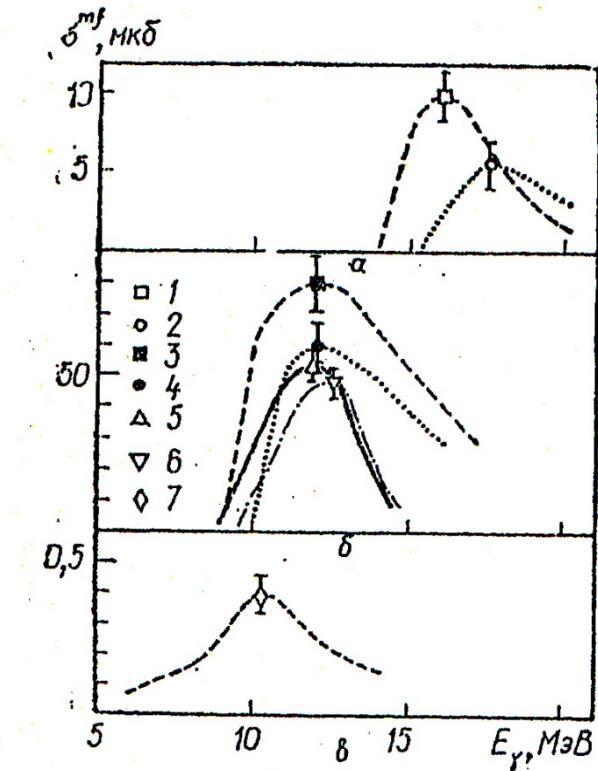
U.Kneisl. U e.a. Fortsch.Phys. 30,2 (1982) 326.

Недорезов В.Г. и др. Nucl.Phys.324,1 (1979) 29.

$\gamma, 2n$

$\gamma, n$

$\gamma, \gamma'$



## Каскадно-испарительная модель

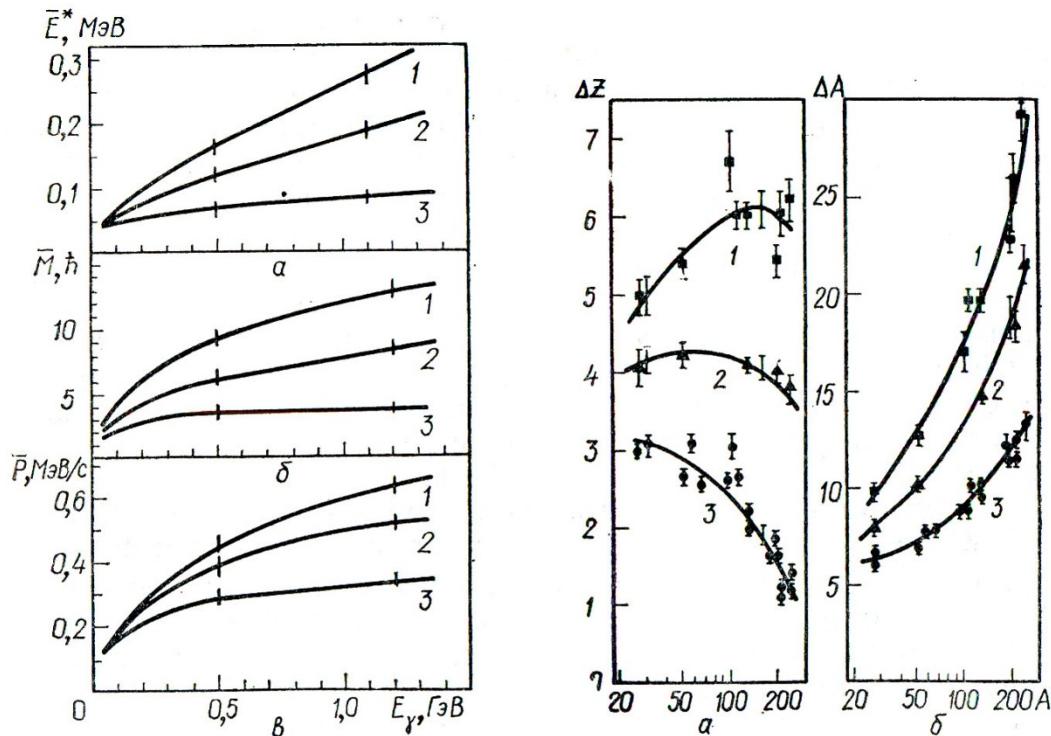


Рис. 3.8. Средние энергии возбуждения  $\bar{E}^*$  (а), угловые моменты  $\bar{M}$  ( $\hbar$ ) (б) и импульсы  $\bar{P}$  (в) для ядер, образовавшихся после окончания каскада в ядрах-мишениях урана (1), рутения (2) и алюминия (3) [63].

Рис. 3.9. Среднее значение изменения заряда  $\Delta Z$  (а), массового числа  $\Delta A$  (в) как функция массы ядра для трех энергий  $E_\gamma$  (1 — 1; 2 — 0,6; 3 — 0,3 ГэВ) [63]. Точки — результат расчета, кривые проведены по точкам визуально.

## Массы осколков

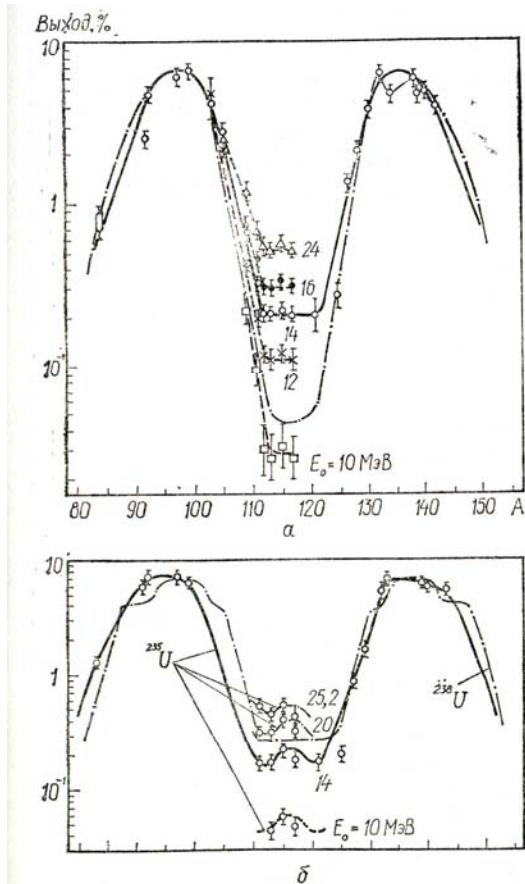


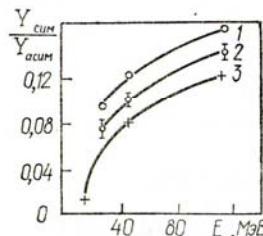
Рис. 3.28. Распределение масс осколков фотоделения ядер  $^{237}\text{Np}$  (а) и  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  (б) при различных максимальных энергиях тормозного спектра примерно от 10 до 15 МэВ [141, 142].

Рис. 3.29. Отношение выходов осколков симметричного и асимметричного делений для различных энергий электронов [143, 144]:

1 —  $^{235}\text{U}$  ( $e, f$ ); 2 —  $^{238}\text{U}$  ( $e, f$ ); 3 —  $\text{U}(\gamma, f)$ .

колоков деления ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  при энергиях фотонов  $E_{\gamma_{\max}} \simeq 25$  МэВ (рис. 3.28). Видно, что с увеличением энергии фотонов вклад симметричной компоненты резко возрастает. Аналогичная зависимость у ядер  $^{237}\text{Np}$ .

В реакциях под действием электронов основные результаты получены Шоттером [143, 144] и Ашенбахом с сотрудниками [120, 145]. В первой работе для регистрации осколков использованы полупроводниковые поверхностно барьерные детекторы, во второй — диэлектрические трековые детекторы, при этом применена зависимость диаметра треков от массы осколков. В первом случае разреше-



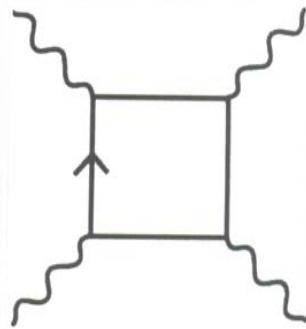
Новые задачи:  
Нелинейные эффекты КЭД в фотоядерных процессах  
Многофотонные обмены.

Фото- и электроделение ядер – актинидов ( $Z\alpha \sim 1$ )

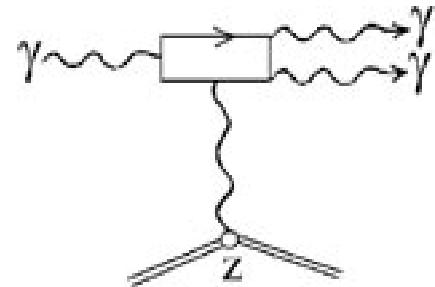
Электромагнитная диссоциация релятивистских ядер :  
максимальные ЕМ поля в лабораторных условиях

Фемтосекундный лазер : релятивистские ЕМ поля

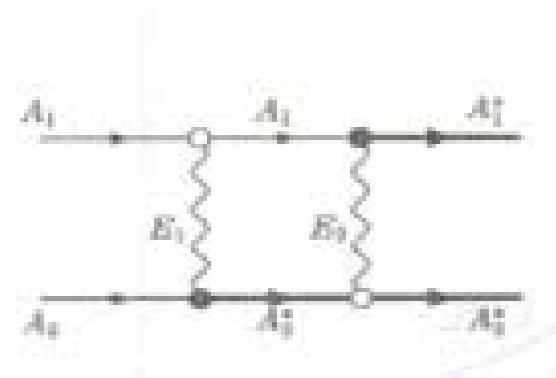
# Нелинейные эффекты КЭД в фотоядерных процессах (ядра – актиниды)



Delbrück



Photon splitting



Coulomb scattering

# Дельбрюковское рассеяние

Материал из Википедии — свободной энциклопедии

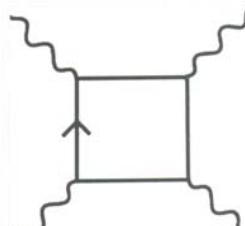
**Дельбрюковское рассеяние**, рассеяние Дельбрюка — рассеяние фотонов на виртуальных фотоах сильного электромагнитного поля (например, на кулоновском поле ядра). Это первый из предсказанных нелинейных эффектов квантовой электродинамики. Дельбрюковское рассеяние, в отличие от комптоновского, не меняет энергии фотона в системе отчёта, в которой векторный потенциал поля в точке рассеяния равен нулю. Дельбрюковское рассеяние может происходить как с сохранением, так и с инверсией спина фотона.

## Содержание

- 1 Механизм
- 2 Сечение рассеяния
- 3 История
- 4 См. также
- 5 Примечания
- 6 Литература

## Механизм

Виртуальный фотон поля (снизу слева) порождает электрон-позитронную пару (левая и нижняя стороны квадрата). Падающий фотон рассеивается на одном из лептонов, после чего тот аннигилирует со своей античастицей, порождая виртуальный фотон.



## Сечение рассеяния

Для фотонов небольших энергий ( $\hbar\omega \ll m_e c^2$ ) сечение рассеяния с сохранением спина<sup>[1]</sup>:

$$d\sigma_{++} = d\sigma_{--} = 1,004 \cdot 10^{-3} (Z\alpha)^4 r_0^2 \cos^4(\vartheta/2) d\Omega$$

а сечение рассеяния с инверсией спина:

$$d\sigma_{+-} = d\sigma_{-+} = 3,81 \cdot 10^{-4} (Z\alpha)^4 r_0^2 \sin^4(\vartheta/2) d\Omega$$

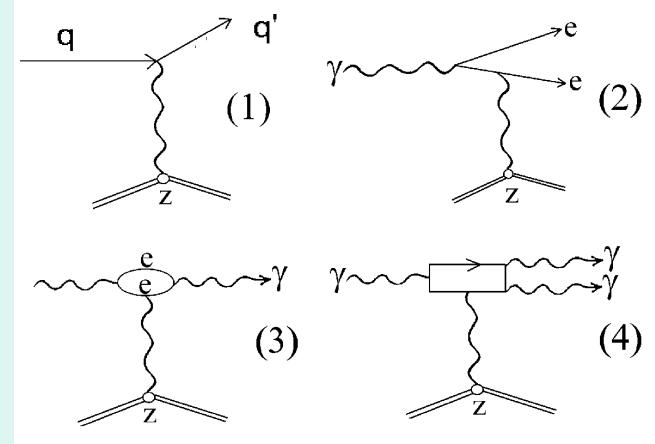
где  $\vartheta$  — угол рассеяния фотона,  $Z$  — зарядовое число атома,  $d\Omega$  — элемент телесного угла,  $r_0 = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e c^2$  — классический радиус электрона.

## Photo and electronuclear processes

The differential cross section of Delbrück scattering for unpolarized photons is given by [4]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (Z\alpha)^4 r_0^2 \{|A^{++}|^2 + |A^{+-}|^2\},$$

where  $r_0$  is the classical electron radius,  $A^{++}$  and  $A^{+-}$  are non-helicity-flip and helicity-flip amplitudes.



Delbrück scattering, Photon splitting in the nuclear field

[Akhmadaliev, G.Y. Kezerashvili, S.G. Klimenko e.a. Phys.Rev.Lett. 89:061802, 2002.]

# Virtual photon spectrum Plane wave Born approximation

$\lambda l$  – multipolarity,  $\alpha = 1/137$

$C_L$  - structure function:

$$C_L = 2(E_e - E_\gamma)/E_e \text{ for } \lambda l = E1,$$

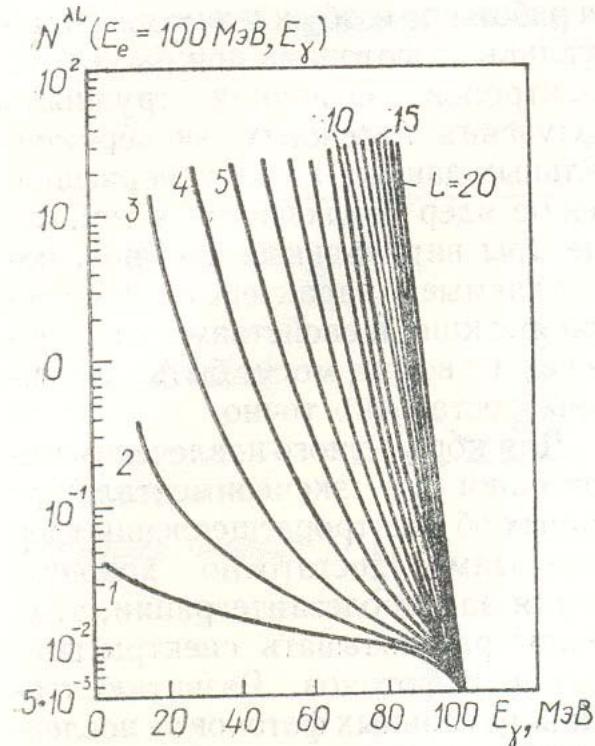
$$C_L = 0 \text{ for } \lambda l = M1,$$

$$C_L = 8/3 [(E_e - E_\gamma)/E_e]^2 \text{ for } \lambda l = E2,$$

$C_L$  depends also on the nuclear size and charge.

[В.Г.Недорезов, Ю.Н.Ранюк. Фотоделение ядер за гигантским резонансом]. Гл.1. «Наукова думка» (1989).]

Z=92



$$N^{\lambda l}(E_e = E_e, E_\gamma) = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \right)^2 \right] x \ln \frac{2E_e(E_e - m_e)}{m_e E_e} - C_L \right\}$$

# Photofission of actinide nuclei with low energy and momentum transfer

## Inelastic Compton scattering ?

## Inelastic e+e- pair production ?

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА  
JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS  
т. 55, вып. 10, 1992

© 1992 г. ИВАНОВ Д.И., КЕЗЕРАШВИЛИ Г.Я.<sup>1</sup>,  
НЕДОРЕЗОВ В.Г., СУДОВ А.С., ТУРИНГЕ А.А.<sup>2</sup>

## СИММЕТРИЧНОЕ И АСИММЕТРИЧНОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР $^{238}\text{U}$ И $^{235}\text{U}$ МЕЧЕНЫМИ ФОТОНАМИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

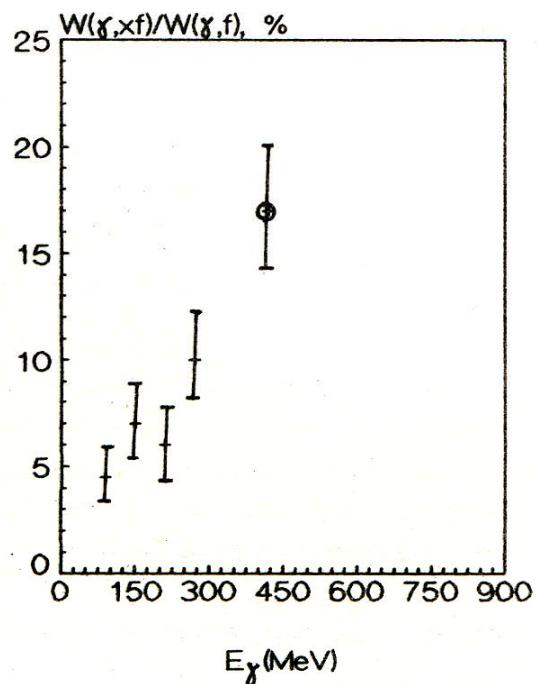
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАН

(Поступила в редакцию 31 марта 1992 г.)

На пучке тормозных фотонов с энергией  $E_{\gamma}^{max} = 2 \text{ ГэВ}$ , меченных в диапазоне  $E_{\gamma} = 60 \div 240 \text{ МэВ}$ , на накопителе электронов ВЭПП-3 ИЯФ СО РАН измерена вероятность симметричного ( $S$ ) и асимметричного ( $A$ ) деления ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ . Показано, что отношение  $S/A$ , измеренное во всем тормозном спектре, составляет  $(32 \pm 2)\%$  и  $(20 \pm 1)\%$  для ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  соответственно, а устредненное по диапазону энергий  $E_{\gamma} = 60 \div 240 \text{ МэВ}$  равно  $(43 \pm 4)\%$  и  $(44 \pm 3)\%$  соответственно. Это означает, по-видимому, что при средних энергиях фотонов, соответствующих квазидейтронному механизму фотопоглощения и фоторождению пионов в области  $\Delta$ -резонанса, большая часть ядер делится из низковозбужденных состояний, образующихся после прохождения внутриядерного каскада.

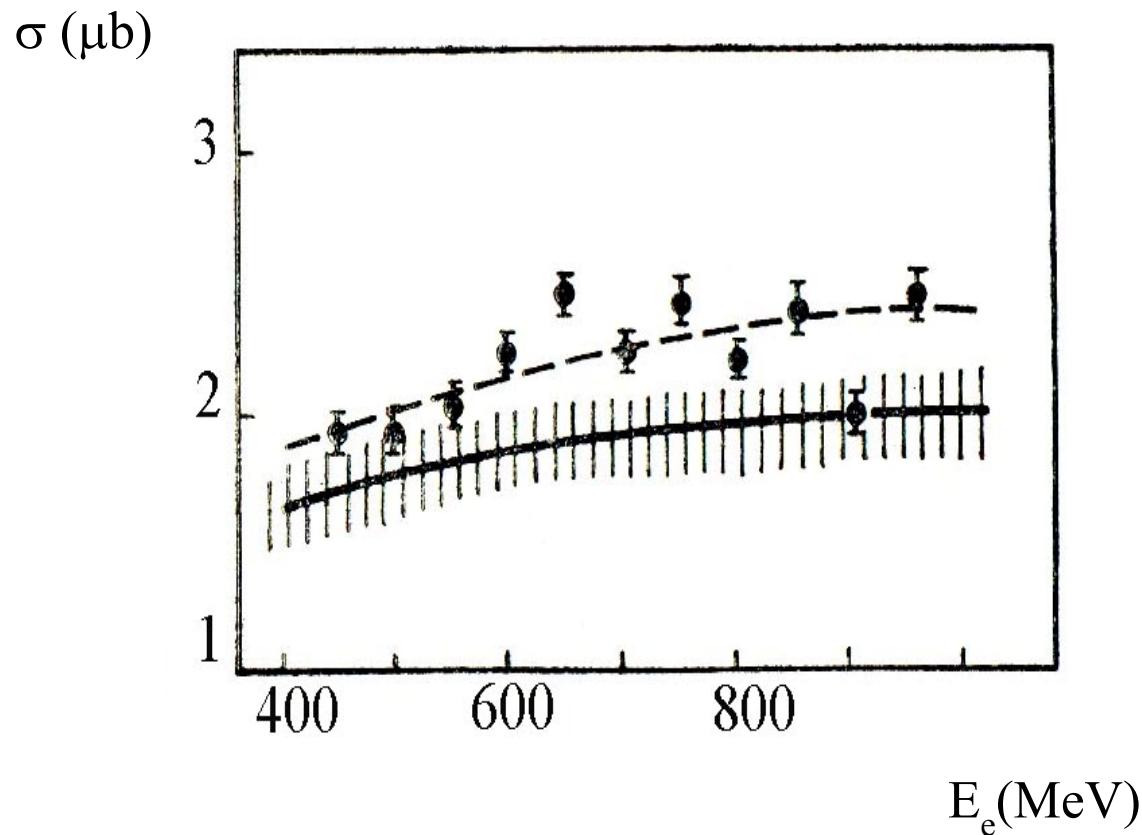
$^{235}\text{U}$  fission:  $S/A = 0.4$  at  $E_{\gamma} = 60 \text{ — } 240 \text{ MeV}$

Coincidence experiment:  
Fission fragments + high energy particle in forward direction



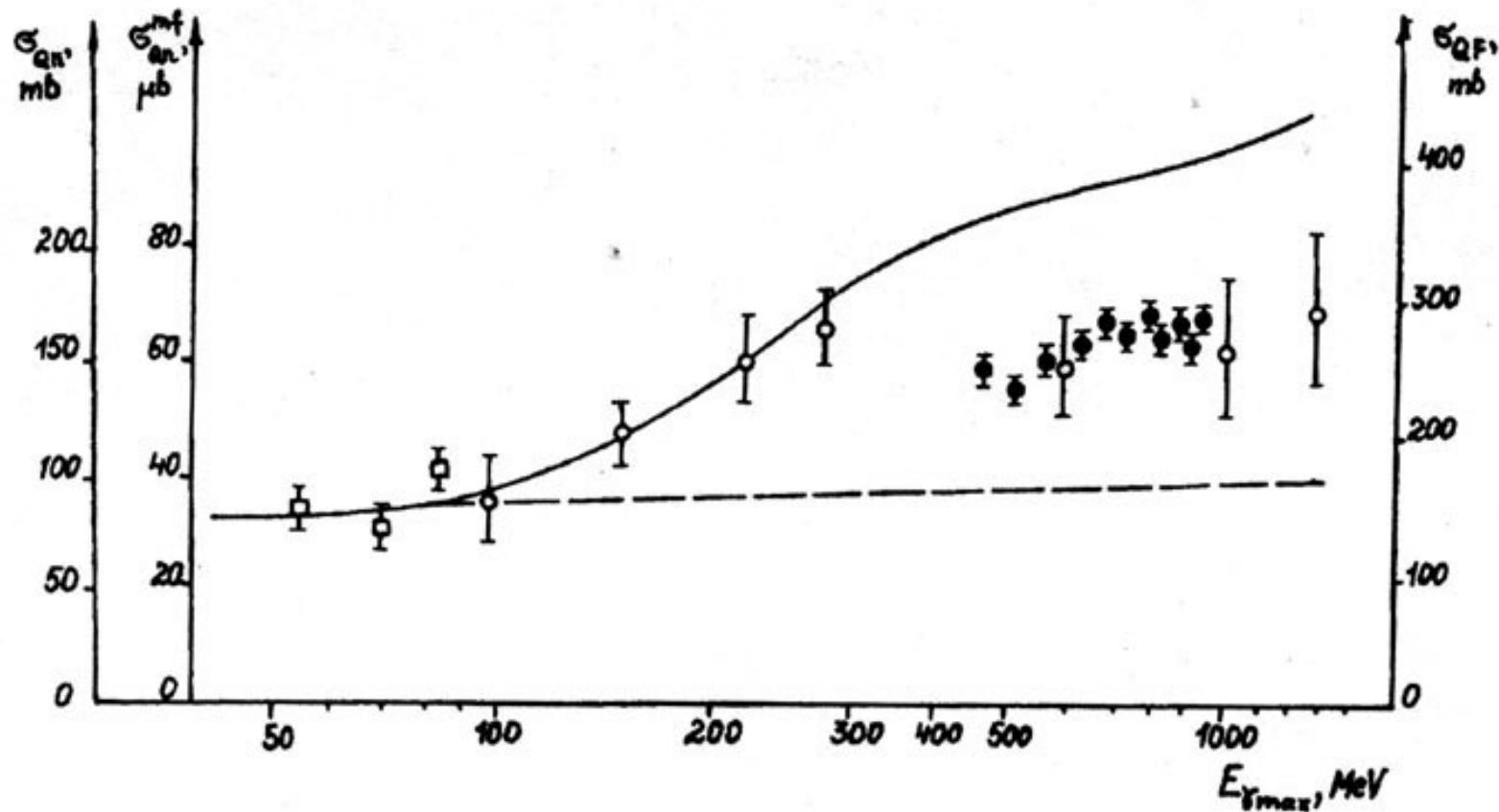
**Fig. 4.** Probability of the  $(\gamma,xf)$  reaction relatively to the total fission yield  $(\gamma,f)$  as function of the tagged photon energy averaged over  $^{238}\text{U}$  and  $^{237}\text{Np}$  nuclei. One point ( ) corresponds to the Compton back scattered photons measurements at VEPP-4 [5].

Cross section of the reaction  $^{243}\text{Am}$  (e, n)  $^{242\text{mf}}\text{Am}$  [1].  
Points are the experimental result, dotted line - the result of approximation.  
The solid curve shows the contribution of the dipole resonance  
with estimated errors.



1. V.L.Kuznetsov, L.E.Lazareva, V.G.Nedorezov e.a. Nucl.Phys. A381 (1982) 1439.

# Electrofission of actinide nuclei Shape Isomers

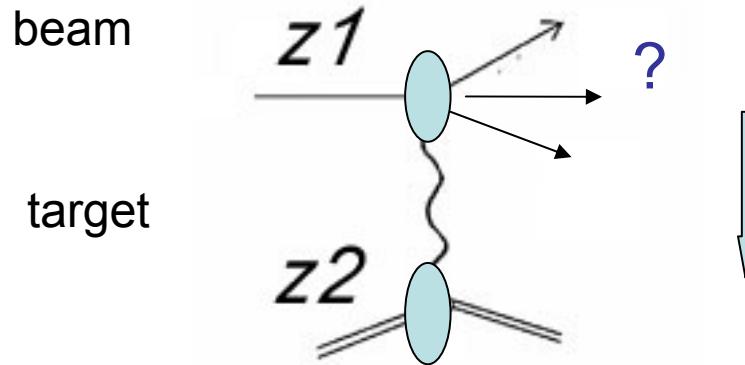


# Фото- и электроделение ядер актинидов: Старые нерешенные проблемы

Вклад процессов с малой передачей энергии и импульса как для реальных, так и виртуальных фотонов

Спектр виртуальных фотонов в инклюзивных сечениях рассеяния электронов

# EM dissociation Multi-photon exchanges



$b > b_{\min} = R_i + R_t$  (incident + target)  
Virtual photon flux

$$F = \frac{Z^2 \alpha}{\pi^2 b^2} \frac{1}{\omega}$$

Virtual photon spectrum (integrated over  $b$ ),  $Z = Z_t$

$$\frac{dn(\omega)}{d\omega} \approx \frac{z^2 \alpha}{\pi} \frac{1}{\omega} f\left(\frac{\omega b_{\min}}{\gamma}\right)$$

[X.Artru e.a. PL 40B (1972) 43]

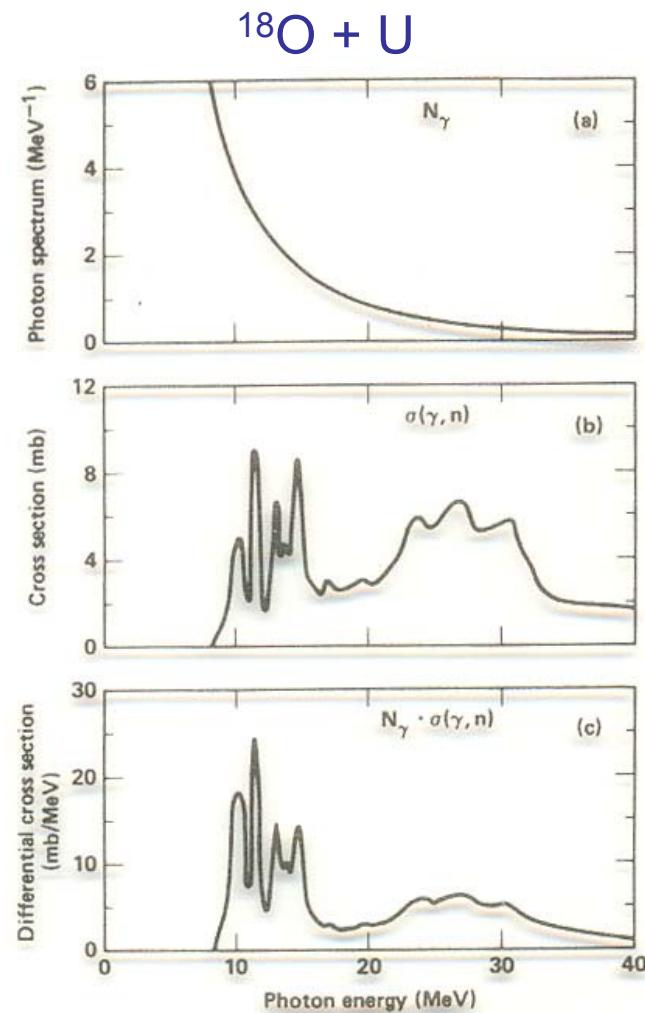
# EM dissociation Experiment

Photoneutron and photofission reactions

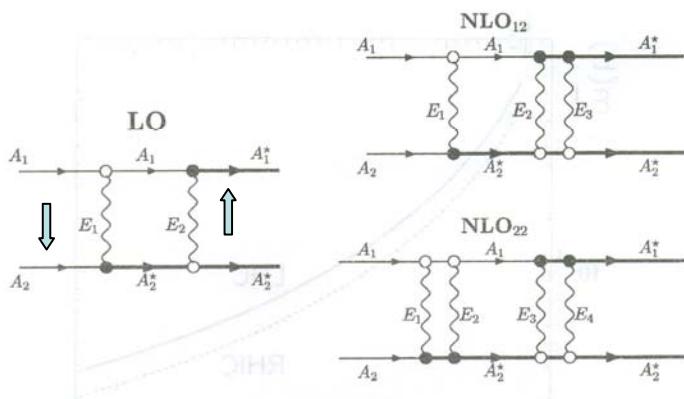
$^{18}\text{O}$  (1.7 GeV/n) +  
Be, C, AL, Ti, Cu, Sn, W, Pb, U

[D.E.Greiner, B.L.Berman e.a.  
Phys.Rev. C24 (1981) 4, 1529.]

S.M.Polikanov e.a. , preprint GSI  
(1980).  
EM - Photofission of 238-U at 1 GeV.

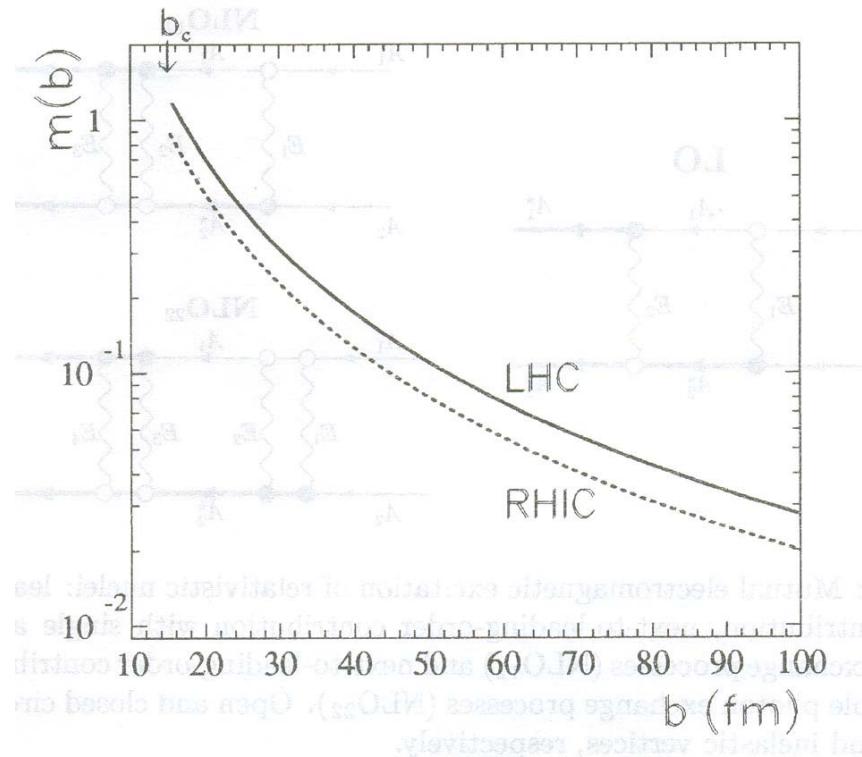


# Average number of virtual photons in Au + Au (RHIK) и Pb + Pb (LHC)



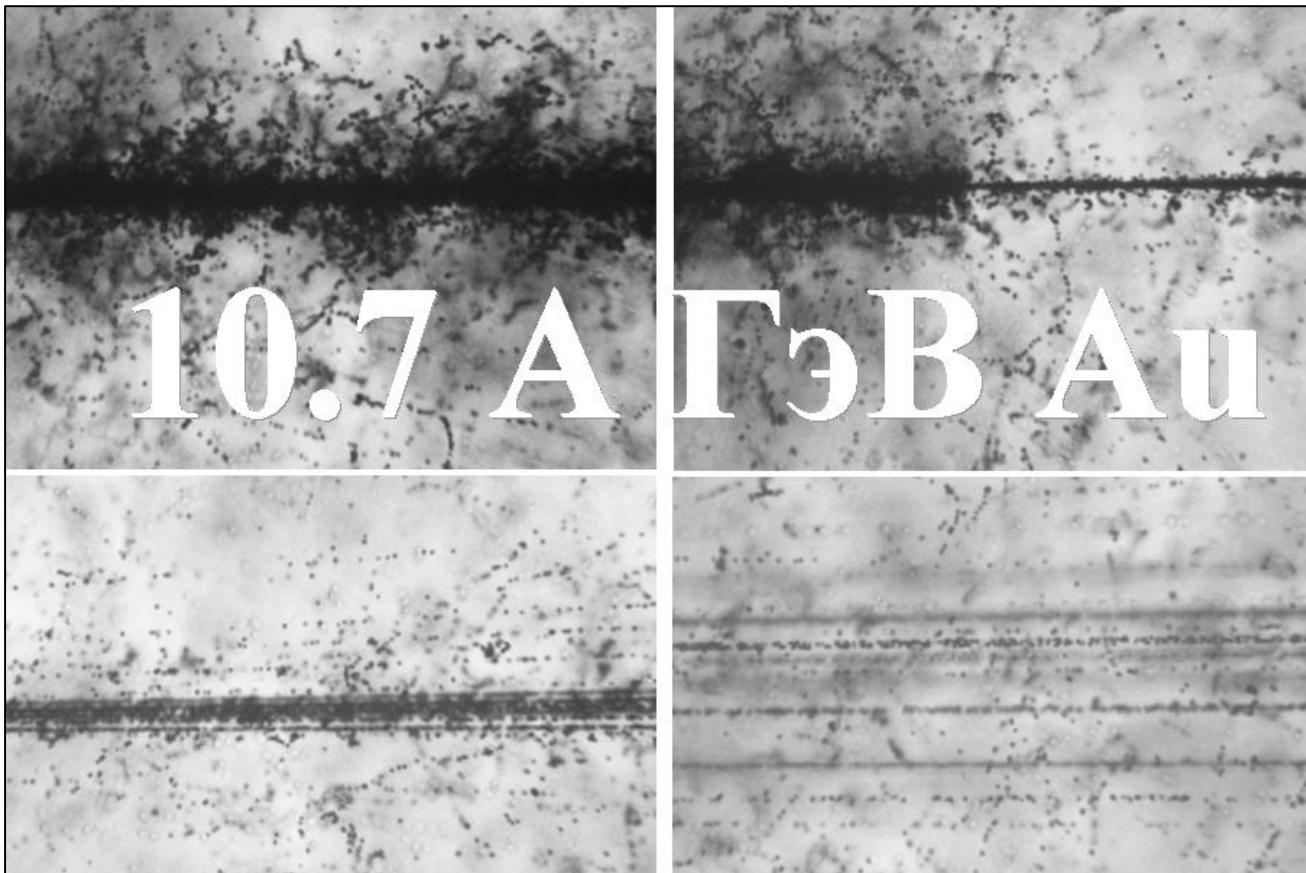
$$\sigma_s^{ED}(\text{LO}) = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} b db P_s(b) = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} b db m_{A_2}(b) e^{-m_{A_2}(b)},$$

$$\sigma_s^{ED}(\text{NLO}_2) = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} b db \frac{m_{A_2}^2(b)}{2} e^{-m_{A_2}(b)}.$$



**b – impact parameter**  
**LO – leading order**

# Multi-fragmentation Multi-photon exchange? In contradiction with experiments with real photons

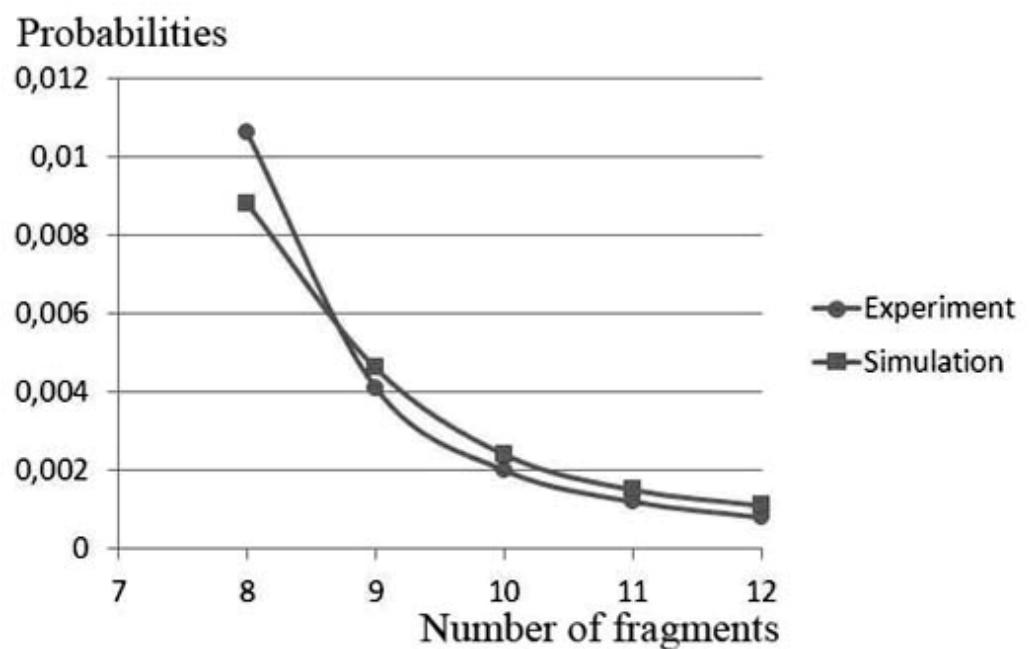


P.Zarubin, EMAX-2009

# Поиск мультифрагментации ядер на пучках фотонов, электронов, протонов

*Probability of  $^{12}C$  decay  
into a given number of  
fragments following the  
absorption of a 700-1500  
MeV photon.*

[V.Nedorezov, I.Pshenichnov,  
A.Turunge, Nucleus – 2013]



# Relativistic electromagnetic fields produced by femtosecond laser

Mourou G., Tajima T., Bulanov S.V. // Review of Modern Physics. 2006. V.78. P.309-371

**Time duration — to  $10^{-15}$  s (femtosecond)**

**Wave packet length — to  $10 \mu\text{m}$  (10 waves)**

**Pulse energy - to 100 J ( $10^{20}$  eV), power - to  $10^{15}$  Wt (petawatt).**

**Focus on radius of  $10 \mu\text{m}$  provides  $W = 10^{20} \text{ Wt/cm}^2$**

**Electric field strength  $E = 10^{12} \text{ V/cm}$**

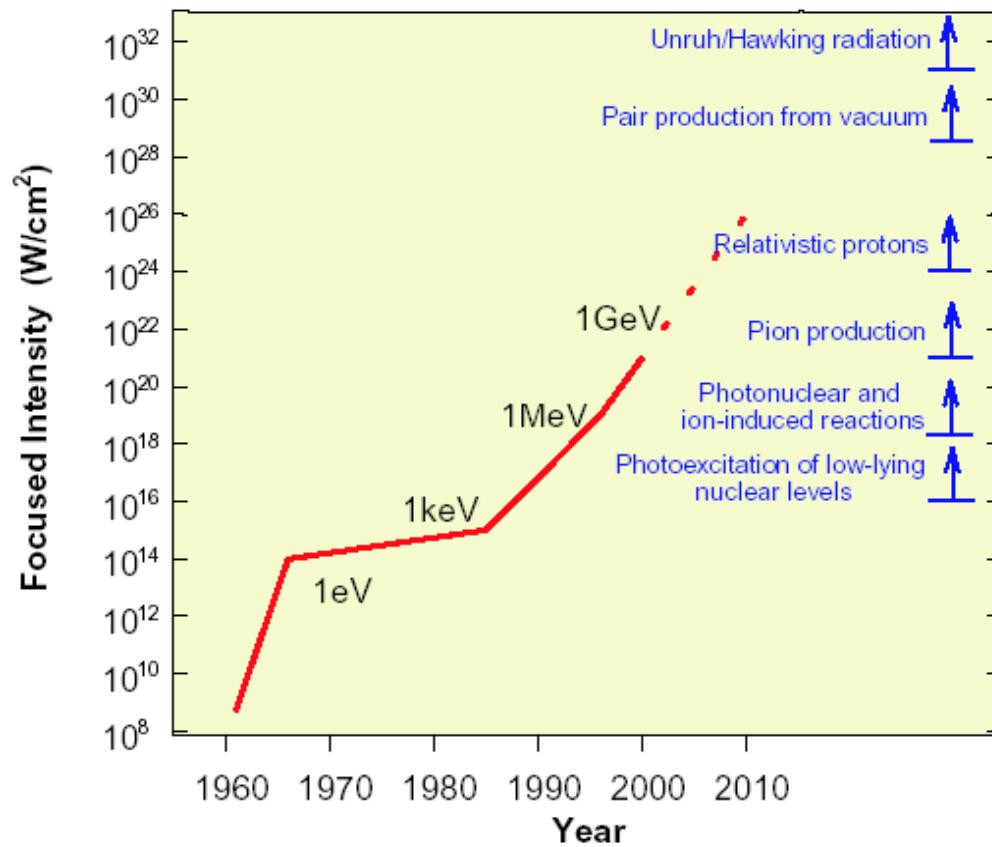
**(For comparison: in the hydrogen field  $E = 10^9 \text{ B/cm}$ , at mica breakdown -  $10^6 \text{ B/cm}$ )**

At  $E \sim 10^{11} \text{ V/cm}$ , respectively  $W \sim 10^{18} \text{ BT/cm}^2$  ( $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ) electron is accelerated to relativistic velocity being closed to the light one. Therefore such field is defined as the relativistic one .

# Nuclear processes initiated by femtosecond laser

A.B.Andreev, B.M.Gordienko, A.B.Savel'ev. Quantum electromnics 31,11. 2001, 941-956

At present time the electron beams above 1 GeV and proton and ion beams above 50 MeV /n are available



# Laser facility ILC MSU (Lomonosov University)

## Reaction chamber

$\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  
 $t = 50 \text{ fs}$ ,  
 $f = 10 \text{ Hz}$ ,  
 $E = 50 \text{ mJ}$ ,  
 $D = 4 \mu\text{m}$ .

$P = 10^{19} \text{ Wt/cm}^2$ ,  
respectively  $E_e \sim 1 \text{ MeV}$ .

Target — Pb



# New photonuclear methods based on femtosecond lasers

K.A. Ivanov<sup>1</sup>, S.A. Shulyapov<sup>1</sup>, A.V. Rusakov<sup>2</sup>, A.A. Turinge<sup>2</sup>, A.V. Brantov<sup>3</sup>, A.B. Savel'ev<sup>1</sup>, R.M. Djilkibaev<sup>2</sup>, V.G. Nedorezov<sup>2</sup>, D.S. Uryupina<sup>1</sup>, R.V. Volkov<sup>1</sup>, V.Yu. Bychenkov<sup>3</sup>

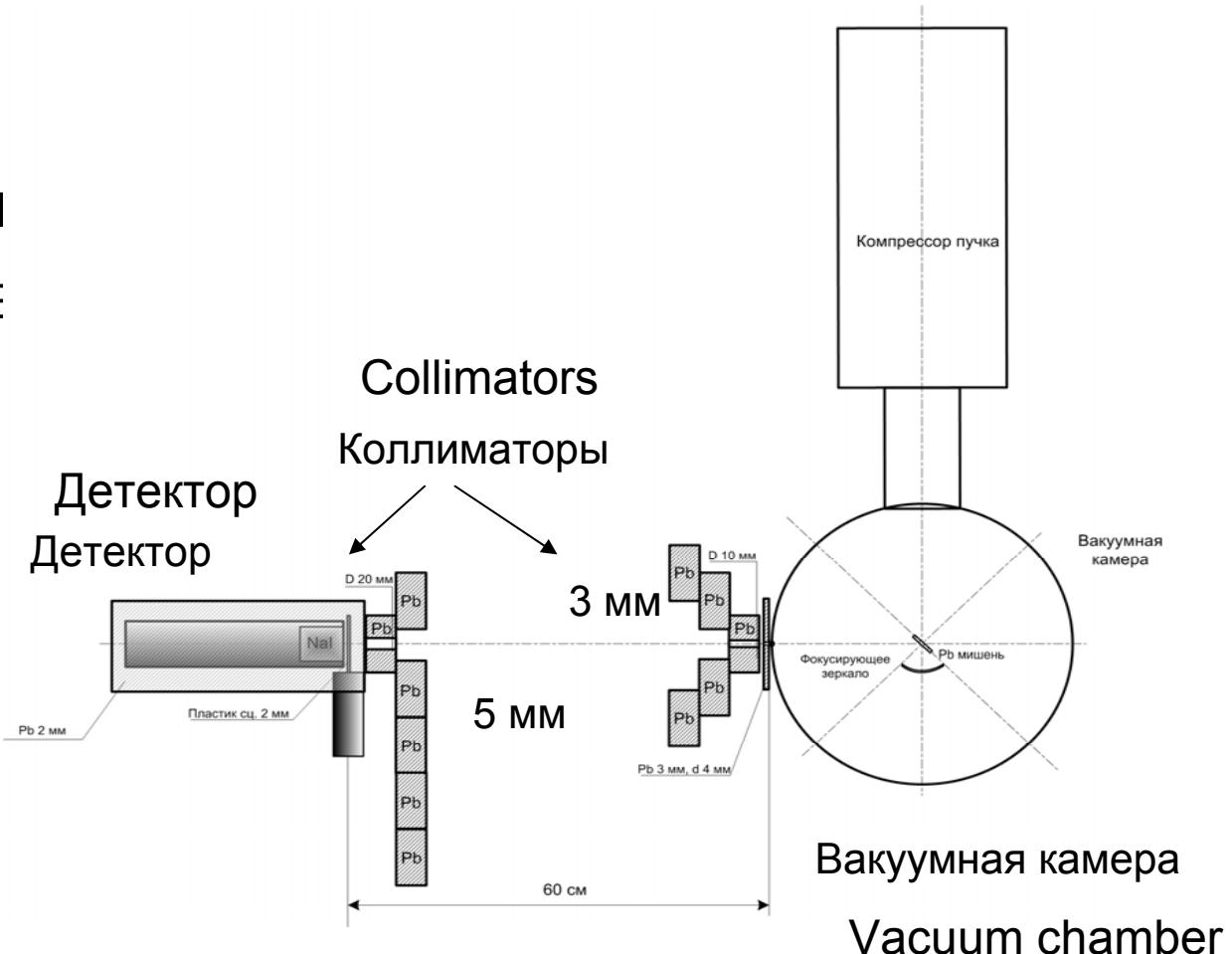
<sup>1</sup> ILC MSU,<sup>2</sup> INR RAS, <sup>3</sup> FIAN

Cherenkov readings (2012) FIAN, Moscow

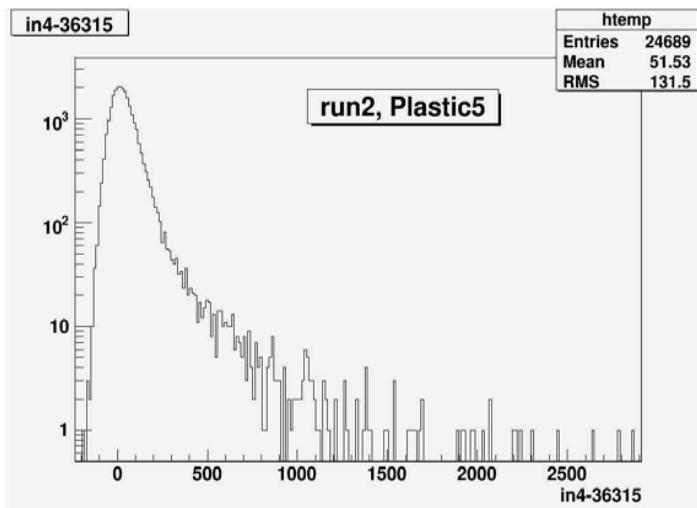
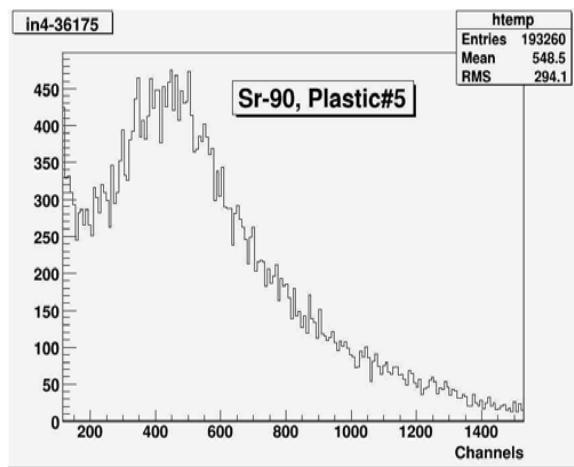
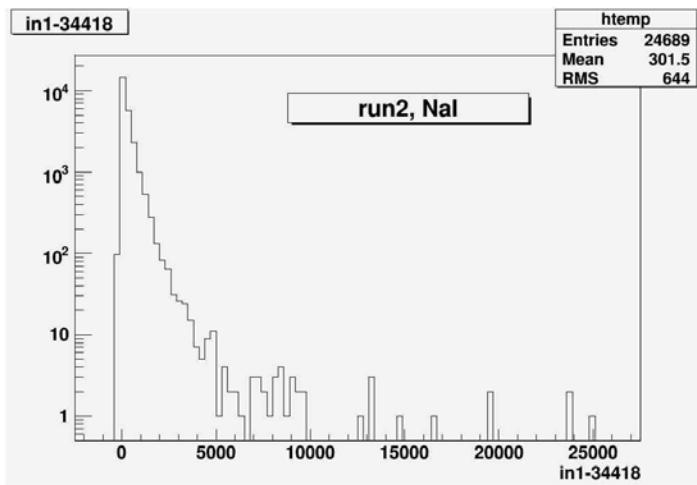
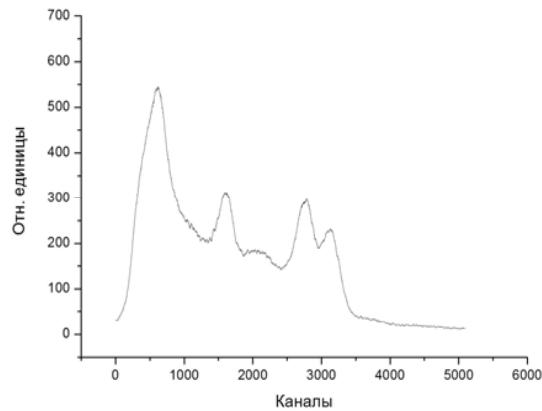
Detector  $\Delta E - E$ :

6 mm plastic scintill

PMT — FE



## Experimental results: $\Delta E$ -E spectra for electrons and gammas with energy up to 5 MeV



# Заключение

Фото и электроделение ядер – актуальная тема для GSI, KEK, Duke university (USA) etc.

Уточнение старых данных по сечениям, массовым и зарядовым распределениям осколков деления, для фиксированной энергии возбуждения.

Новые эксперименты :

- Фотоделение ядер и фото-фрагментация
- ЕМ диссоциация,
- Фотоядерные процессы под действием фемтосекундного лазера?

Новые пучки на основе обратного Комптона дают новые возможности :  
Поляризация фотонов – угловые распределения и спиновые характеристики