объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-86-225

В.Л.Любошиц

О ФОТОРОЖДЕНИИ ПОЗИТРОНИЯ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДРА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1986

I. Вопрос о генерации релятивистских атомов в процессах взаимодействия и распада элементарных частиц подробно обсуждался в ряде работ Неменова и др./I-4/. Как было показано в статье/4/, инклюзивное сечение образования атомов (a^+b^-) выражается через двойное инклюзивное сечение образования свободных заряженных частиц a^+ и b^-, движущихся в одном и том же направлении с очень близкими скоростями (лоренц-факторами), с помощью простой формулы

$$\frac{d^3\sigma_{(a^+b^-)}}{d^3\vec{P}} = (2\pi\hbar)^3\gamma\left|\Psi_{(a^+b^-)}(0)\right|^2\frac{d^6\sigma^{(0)}}{d^3\vec{P}_a\,d^3\vec{P}_b}. \tag{I}$$

Здесь $\vec{P}_a = m_a\vec{P}/M_{(a^+b^-)}$, $\vec{P}_b = m_b\vec{P}/M_{(a^+b^-)}$, $M_{(a^+b^-)}\approx m_a+m_b$, m_a и m_b – массы частиц a^+ и b^- соответственно, γ – лоренц-фактор атома, $\Psi_{(a^+b^-)}(\vec{r})$ – волновая функция связанного состояния, $d^6\sigma^{(0)}/d^3\vec{P}_a d^3\vec{P}_b$ – сечение генерации частиц a^+ и b^-, имеющих одинаковые 4-скорости, вычисленное без учета их взаимодействия в конечном состоянии.

В настоящей работе соотношение типа (I) применяется для вычисления эффективного сечения чисто электродинамического процесса – образования позитрония неполяризованным фотоном в кулоновском поле неподвижного ядра. Из инвариантности относительно зарядового сопряжения следует, что в этом случае в первом неисчезающем приближении по электромагнитной константе рождается только парапозитроний (зарядовая четность С=+I) в состояниях $n\ {}^1S_0$ с главными квантовыми числами n=I, 2, 3...; очевидно, то же самое относится и к атому ($\mu^+\mu^-$).

Заметим, что в пренебрежении отдачей ядра энергия позитрония ε фиксирована и совпадает с энергией первичного фотона ω. В связи с этим сечения $d^3\sigma_{(e^+e^-)}/d^3\vec{P}$ и $d^6\sigma^{(0)}/d^3\vec{P}_+\,d^3\vec{P}_-$, соответствующие рождению позитрония и свободной пары электрон-позитрон, имеют формально сингулярную структуру

$$\frac{d^3\sigma_{(e^+e^-)}}{d^3\vec{P}} = A\,\delta(\omega-\varepsilon), \tag{2}$$

$$\frac{d^6\sigma^{(0)}}{d^3\vec{P}_+\,d^3\vec{P}_-} = B\,\delta(\omega-\varepsilon_+-\varepsilon_-). \tag{3}$$

Чтобы получить соотношение, связывающее экспериментально наблюдаемые дифференциальные сечения фотообразования позитрония и пары электрон – позитрон с близкими импульсами, в формулах (2) и (3) следует произвести соответственно замены $d^3\vec{P} = \frac{1}{c^2}P\varepsilon\,d\varepsilon\,d\Omega$, $d^3\vec{P}_+ = \frac{1}{c^2}P_+\varepsilon_+\,d\varepsilon_+\,d\Omega$ и устранить δ – функции интегрированием по энергиям ε и ε_+. В результате мы можем написать

$$d\sigma_{(e^+e^-)} = \frac{1}{c^2} A p\omega d\Omega, \quad d\sigma^{(0)} = \frac{1}{c^2} B p_+ (\omega - \mathcal{E}_-) d\Omega_+ d^3\vec{p}_-, \quad (4)$$

где $d\Omega$ и $d\Omega_+$ - элементы телесных углов позитрония и позитрона соответственно,

$$p = \frac{1}{c}\sqrt{\omega^2 - (2mc^2)^2}, \quad p_+ = \frac{1}{c}\sqrt{(\omega - \mathcal{E}_-)^2 - (mc^2)^2},$$

m - масса электрона. В случае одинаковых импульсов электрона и позитрона имеем

$$\mathcal{E}_+ = \mathcal{E}_- = \frac{1}{2}\omega, \quad \vec{p}_+ = \frac{1}{2}\vec{p}.$$

Согласно (I), (2) и (3), при $\vec{p}_+ = \vec{p}_-$

$$A = (2\pi\hbar)^3 \gamma \left|\Psi_{(e^+e^-)}(0)\right|^2 B. \quad (5)$$

В итоге приходим к соотношению

$$\frac{d\sigma_{(e^+e^-)}}{d\Omega} = 32\pi^3\gamma\left|\Psi_{(e^+e^-)}(0)\right|^2\hbar^3\left(\frac{d^4\sigma^{(0)}}{d\Omega_+ d^3\vec{p}_-}\right)_{\vec{p}_+=\vec{p}_-=\frac{\vec{p}}{2}}, \quad (6)$$

где $d^4\sigma^{(0)}/d\Omega_+ d^3\vec{p}_-$ - борновское сечение процесса $\gamma + Z \to e^+e^- + Z$, которое описывается известной формулой Бете-Гайтлера (см., например, выражение (30.I.2) в книге[5]). При $\vec{p}_+ = \vec{p}_- = \frac{1}{2}\vec{p}$, $\mathcal{E}_+ = \mathcal{E}_- = \frac{1}{2}\omega$ формула Бете-Гайтлера дает

$$\frac{d^4\sigma^{(0)}}{d\Omega_+ d^3\vec{p}_-} = \frac{Z^2\alpha^3\beta^3\hbar^2c^5}{\pi^2\omega^2}\,\frac{\sin^2\theta}{(1+\beta^2-2\beta\cos\theta)^2(1-\beta\cos\theta)^2}, \quad (7)$$

где Z -заряд ядра, $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ =I/I37 - постоянная тонкой структуры, θ - угол между импульсом фотона и импульсом электрона (позитрона),

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{4m^2c^4}{\omega^2}},$$

v- скорость электрона (позитрона)[x]. Подставляя (7) в (6), получаем

$$\frac{d\sigma_{(e^+e^-)}}{d\Omega} = 32\pi Z^2\alpha^3\beta^3\left(\frac{\hbar c}{\omega}\right)^5\gamma\left|\Psi_{(e^+e^-)}(0)\right|^2\frac{\sin^2\theta}{(1+\beta^2-2\beta\cos\theta)^2(1-\beta\cos\theta)^2}. \quad (8)$$

---

[x] Здесь m- по-прежнему масса электрона. Если речь идет о генерации системы ($\mu^+\mu^-$), то под m следует понимать уже массу μ - мезона.

Здесь

$$\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2} = \frac{\omega}{2mc^2} \quad (9)$$

Известно, что при r =0 волновая функция S -состояния позитрония с главным квантовым числом n принимает значение ([6], §36)

$$\Psi_{(e^+e^-)}(0) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3 n^3}}, \quad a = \frac{2\hbar^2}{me^2}. \quad (10)$$

С учетом (9)-(I0) дифференциальное сечение фотообразования основного состояния позитрония (n =I) в кулоновском поле ядра имеет вид

$$d\sigma_{(e^+e^-)} = \frac{1}{8}Z^2\alpha^6\frac{\beta^3}{\gamma^4}\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2\frac{\sin^2\theta}{(1+\beta^2-2\beta\cos\theta)^2(1-\beta\cos\theta)^2}d\Omega. \quad (11)$$

2. Проинтегрируем формулу (II) по телесному углу. Полное сечение генерации позитрония в основном состоянии имеет вид

$$\sigma_{(e^+e^-)} = \frac{1}{4}\pi Z^2\alpha^6\frac{\beta^3}{\gamma^4}\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2\int_{-1}^{1}\frac{(1-\cos^2\theta)\,d(\cos\theta)}{(1+\beta^2-2\beta\cos\theta)^2(1-\beta\cos\theta)^2}. \quad (12)$$

Легко показать, что

$$I = \int_{-1}^{1}\frac{1-x^2}{(1+\beta^2-2\beta x)^2(1-\beta x)^2}dx = \frac{2}{\beta^3(1-\beta^2)^2}\left(\ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\beta\right). \quad (13)$$

Отсюда

$$\sigma_{(e^+e^-)} = \frac{1}{2}\pi Z^2\alpha^6\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2\left(\ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\beta\right). \quad (14)$$

Очевидно, полное сечение фотообразования позитрония в кулоновском поле ядра, просуммированное по всем S -уровням, составляет

$$\tilde{\sigma}_{(e^+e^-)} = \frac{1}{2}\pi Z^2\alpha^6\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2\zeta(3)\left(\ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\beta\right), \quad (15)$$

где $\zeta(3) = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^3} \approx$ I,202 . При нерелятивистских энергиях позитрония

$$\tilde{\sigma}_{(e^+e^-)} = \frac{1}{3}\pi Z^2\alpha^6\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2\zeta(3)\beta^3, \quad (16)$$

а в ультрарелятивистском пределе

$$\tilde{\sigma}_{(e^+e^-)} = \pi Z^2\alpha^6\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2\zeta(3)\ln\frac{2\gamma}{e}. \quad (17)$$

3. Полученные выше соотношения не учитывают конечных размеров ядра, отдачи ядра и экранирования заряда ядра электронами атомной оболочки. Как и в случае фоторождения свободных электрон-позитронных пар, первые два фактора существенны только при больших передачах импульса и практически не сказываются на величине полного сечения (/7/, §25.5). Действительно, при $\gamma \gg 1$ определяющий вклад в интеграл (I2) вносит область углов $\theta \lesssim 1/\gamma$. Это означает, что при образовании позитрония ядру в основном передаются импульсы $q \lesssim 2mc$, т.е. позитроний рождается на расстояниях от ядра $r \gtrsim \hbar/2mc$. Поскольку радиус ядра $R_я \ll \hbar/2mc$, поле ядра может рассматриваться как поле точечного заряда (/8/, §II). В указанных условиях кинетические энергии отдачи ядра с массой $M_я$ пренебрежимо малы по сравнению с энергией первичного фотона ω:

$$\mathcal{E}_{отд} = \frac{q^2}{2M_я} \lesssim \frac{2(mc)^2}{M_я} \ll \omega. \qquad (I8)$$

Таким образом, эффект отдачи в самом деле не играет роли. Легко видеть, что и в случае фотообразования атома $(\mu^+\mu^-)$ поправки, связанные с отдачей ядра, также очень малы. Вместе с тем влияние конечных размеров ядра для процесса $\gamma + Z \to (\mu^+\mu^-) + Z$ становится уже заметным, так как характерные передачи импульса $q \lesssim 2m_\mu c$, а $\hbar/2m_\mu c < R_я$. Можно, однако, показать, что с учетом конечных размеров ядра полное сечение $\tilde{\sigma}_{(\mu^+\mu^-)}$ по-прежнему описывается формулой типа (I7) с массой m, равной массе μ-мезона (изменяется только аргумент логарифма, см. ниже соотношение (34)).

Что касается экранирования заряда ядра атомными электронами, то пренебрежение этим эффектом законно при условии, что минимальный импульс, переданный ядру,

$$q_{min} = \frac{\omega}{c}(1-\beta) \approx \frac{\omega}{2\gamma^2 c} > \frac{\hbar}{a_э}, \qquad (I9)$$

где $a_э$ – радиус экранирования (в модели Томаса-Ферми $a_э \sim \frac{\hbar^2}{me^2 Z^{1/3}}$). В случае позитрония условие (I9) дает

$$\gamma < \frac{137}{Z^{1/3}}, \qquad (20)$$

что соответствует энергиям $\omega < \frac{140}{Z^{1/3}}$ МэВ; для атома $(\mu^+\mu^-)$ аналогичные ограничения имеют вид

$$\gamma < \frac{137}{Z^{1/3}} \frac{m_\mu}{m_e}, \quad \omega < \frac{6 \cdot 10^3}{Z^{1/3}} \text{ ГэВ}. \qquad (2I)$$

Чтобы учесть влияние экранирования на фотообразование позитрония, в формуле (II) для дифференциального сечения следует произвести замену

$$Z \to Z\left(1 - \mathcal{F}\left(\frac{q^2 a_э^2}{\hbar^2}\right)\right), \qquad (22)$$

где $\mathcal{F}$ – атомный формфактор,

$$q^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 + \beta^2 - 2\beta\cos\theta\right). \qquad (23)$$

Рассмотрим случай полного экранирования заряда ядра электронной оболочкой, когда лоренц-фактор позитрония

$$\gamma \gg \frac{137}{Z^{1/3}}. \qquad (24)$$

При полном экранировании выражение (II) справедливо для углов вылета позитрония

$$\theta > \theta_{min} \sim \frac{\hbar c}{\omega a_э} = \frac{Z^{1/3}}{274\gamma}. \qquad (25)$$

При меньших углах вероятность фоторождения позитрония резко падает. С учетом этого для полного сечения генерации парапозитрония в основном состоянии можно приближенно написать выражение (I2) с заменой верхнего предела интегрирования на $\cos\theta_{min} \approx 1 - \frac{1}{2}\theta_{min}^2$. Принимая во внимание неравенства

$$(1-\beta)^2 \approx \frac{1}{4\gamma^4} \ll \theta_{min}^2 \sim \frac{Z^{2/3}}{(274)^2\gamma^2} \ll 1 - \beta \approx \frac{1}{2\gamma^2} \ll 1, \qquad (26)$$

в результате интегрирования получаем

$$\sigma_{(e^+e^-)} = \frac{1}{2}\pi Z^2 \alpha^6 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \left[\ln\frac{1}{\gamma^2\theta_{min}^2} - 1 + O\left(\frac{1}{\gamma^4\theta_{min}^2}\right) + O\left(\gamma^2\theta_{min}^2\right)\right], \qquad (27)$$

или

$$\sigma_{(e^+e^-)} = \pi Z^2 \alpha^6 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \left[\ln\left(\delta\frac{274}{Z^{1/3}}\right) - \frac{1}{2} + O\left(\frac{137^2}{\gamma^2 Z^{2/3}}\right) + O\left(\frac{Z^{2/3}}{137^2}\right)\right], \qquad (28)$$

где $\delta \sim$ I x). В соответствии с этим формула (I7) для полного сечения фоторождения позитрония в кулоновском поле ядра, просуммированного по всем S-уровням, заменяется на выражение

$$\tilde{\sigma}_{(e^+e^-)} = \pi Z^2 \alpha^6 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \zeta(3) \ln\left(\frac{274\delta}{Z^{1/3}e^{1/2}}\right). \qquad (29)$$

Подставляя в формулу (29) численные значения (α = I/I37, $\zeta(3)$ = I,2, $\hbar/mc$ = 3,86·I0^{-II} см, δ = I), получаем в логарифмическом приближении

$$\tilde{\sigma}_{(e^+e^-)} = 0{,}85 \cdot 10^{-33} Z^2 \left(5{,}1 - \frac{1}{3}\ln Z\right) \text{ см}^2. \qquad (30)$$

Как и в случае образования свободных пар e^+e^-, для учета вклада фоторождения позитрония на атомных электронах правую часть формул (I7), (29) и (30) следует умножить на коэффициент $\left(1 + \frac{K}{Z}\right)$, где параметр $K \lesssim$ I (см. /7/, §26.2).

x) В рамках рассматриваемого логарифмического приближения параметр δ остается неопределенным.

4. Найдем теперь эффективное сечение образования атома ($\mu^+\mu^-$) высокоэнергичным фотоном ($\gamma = \omega/2m_\mu c^2 \gg 1$). Для учета конечных размеров ядра нижний предел интегрирования в формуле (I2) с массой $m = m_\mu$ следует положить равным $\cos\theta_{max} \approx 1 - \frac{1}{2}\theta^2_{max}$, где

$$\theta_{max} \sim \frac{\hbar}{2m_\mu c\gamma R_A}, \quad R_A \sim \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right) A^{1/3}, \tag{31}$$

A – число нуклонов в ядре. Тогда при условии (2I), когда можно пренебречь экранированием, для суммарного сечения фоторождения атома ($\mu^+\mu^-$) в кулоновском поле ядра получим выражение

$$\tilde{\sigma}_{(\mu^+\mu^-)} = \frac{1}{2}\pi Z^2\alpha^6\left(\frac{\hbar}{m_\mu c}\right)^2 \zeta(3)\left[\ln(4\theta^2_{max}\gamma^4) - 1 + O\left(\frac{1}{\gamma^4\theta^2_{max}}\right) + O(\gamma^2\theta^2_{max})\right]. \tag{32}$$

Здесь

$$\gamma^4\theta^2_{max} \sim \frac{m^2_\pi\gamma^2}{4m^2_\mu A^{2/3}} \gg 1, \quad \gamma^2\theta^2_{max} \sim \frac{m^2_\pi}{4m^2_\mu A^{2/3}}. \tag{33}$$

В логарифмическом приближении$^{x)}$

$$\tilde{\sigma}_{(\mu^+\mu^-)} = \pi Z^2\alpha^6\left(\frac{\hbar}{m_\mu c}\right)^2 \zeta(3)\ln\left(\delta\frac{\gamma m_\pi}{m_\mu A^{1/3}e^{1/2}}\right), \quad \delta \sim 1. \tag{34}$$

При полном экранировании, когда $\gamma \gg \frac{137}{Z^{1/3}}\frac{m_\mu}{m_e}$,

$$\tilde{\sigma}_{(\mu^+\mu^-)} = \pi Z^2\alpha^6\left(\frac{\hbar}{m_\mu c}\right)^2 \zeta(3)\ln\left(\delta\frac{137\, m_\pi}{m_e A^{1/3} Z^{1/3}}\right). \tag{35}$$

5. В заключение рассмотрим дифференциальное сечение фотообразования ультрарелятивистского парапозитрония в основном состоянии при малых углах $\theta \ll 1/\gamma \ll 1$. Согласно (II), в этой области углов

$$\frac{d\sigma_{(e^+e^-)}}{d\Omega} = \frac{1}{8}Z^2\alpha^6\frac{1}{\gamma^4}\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2\frac{\theta^2}{(1-\beta)^2[(1-\beta)^2+\theta^2]^2},$$

или

$$\frac{d\sigma_{(e^+e^-)}}{d\Omega} = \frac{1}{2}Z^2\alpha^6\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2\frac{\theta^2}{[(1/2\gamma)^2+\theta^2]^2}. \tag{36}$$

Легко видеть, что при $\theta \ll \frac{1}{\gamma}$ масса виртуального фотона, идущего от ядра, $|\mu| = \sqrt{q^2} \ll m$. В связи с этим формула (36), следующая из более общего выражения (II), может быть также получена с помощью метода Вайцзекера – Вильямса, в рамках которого электромагнитное поле быстро движущегося ядра рассматривается как совокупность почти реальных поперечных фотонов (см. /5/, §33; статьи /I0-I4/). Действительно, в приближении Вайцзекера-Вильямса дифференциальное сечение образования ультрарелятивистской нестабильной частицы А фотоном в кулоновском поле ядра (эффект Примакова/9/) определяется по формуле/I2,I3/

$$\frac{d\sigma^{(A)}}{d\Omega} = 8Z^2\alpha(2s_A+1)\frac{\Gamma_{A\to2\gamma}}{m^3_A}\frac{\hbar^3}{c^4}\frac{\theta^2}{(\theta_0^2+\theta^2)^2}, \tag{37}$$

где s_A – спин частицы А, $\Gamma_{A\to2\gamma}$ – вероятность распада частицы А на два γ-кванта в единицу времени,

$$\theta_0 = \frac{1}{2}\left(\frac{m_A c^2}{\omega}\right)^2 = \frac{1}{2\gamma^2}.$$

В случае парапозитрония в основном состоянии имеем (/5/, §30.6)

$$s_A = 0, \quad m_A = 2m, \quad \Gamma_{A\to2\gamma} = \frac{1}{2}\alpha^5\frac{mc^2}{\hbar}. \tag{38}$$

Подставляя эти значения в правую часть (37), приходим к соотношению (36), которое эквивалентно формуле (5) статьи/I4/.

Автор благодарен С.Мрувчинскому и М.И.Подгорецкому за обсуждение и полезные замечания.

Л И Т Е Р А Т У Р А

I. Биленький С.М., Нгуен ван Хьеу, Неменов Л.Л., Ткебучава Ф.Г. Ядерная физика, I969 , т.I0, с.8I2.
2. Неменов Л.Л. Ядерная физика, I972, т.I5, с.I047 ; Ядерная физика, I972, т.I6, с.I25.
3. Неменов Л.Л. Ядерная физика, I976, т.24, с.3I9.
4. Неменов Л.Л. Ядерная физика, I985, т.4I, с.980.
5. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М., "Наука", I969.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М., "Наука", I973.
7. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М., ИИЛ, I956.
8. Росси Б., Грейзен К. Взаимодействие космических лучей с веществом. М., ИИЛ, I948.
9. Primakoff H. Phys.Rev., 1951, v.81, p.899.
10. Pomeranchuk I.Ya., Shmushkevich I.M., Nucl.Phys., 1961, v.23, p.452.
II. Валуев Б.Н. ЖЭТФ, I96I, т.40, с.I844.

x) В статье/I/ при оценке $\sigma_{(\mu^+\mu^-)}$ использовалась формула из работы Примакова/9/, содержащая неверный численный коэффициент.

12. Halprin A., Andersen C.M., Primakoff H. Phys.Rev., 1966, v.152, p.1295.

13. Faldt G. et al. Nucl.Phys., 1972, v.B41, p.125.

14. Меледин Г.В., Сербо В.Г., Сливков А.К. Письма в ЖЭТФ, 1971, т.13, с.98.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 апреля 1986 года.

Любошиц В.Л. P2-86-225
О фоторождении позитрония в кулоновском поле ядра

На основе соотношения, связывающего эффективные сечения генерации элементарных атомов и составляющих их свободных заряженных частиц, движущихся с почти одинаковыми скоростями /лоренц-факторами/, получены явные выражения для дифференциального и полного сечений фоторождения связанных состояний $/e^+e^-/$ и $/\mu^+\mu^-/$ в кулоновском поле ядра. Проведен учет эффекта экранирования заряда ядра атомными электронами в пределе очень высоких энергий. При ультрарелятивистских энергиях и очень малых углах точная формула для дифференциального сечения фотообразования позитрония в кулоновском поле ядра согласуется с результатом приближенного расчета по методу Вайцзекера - Вильямса.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод автора

Lyuboshitz V.L. P2-86-225
Photoproduction of Positronium in the Coulomb Field of a Nucleus

The explicit expressions for the differential and total cross sections of the photoproduction of the bound states $/e^+e^-/$ and $/\mu^+\mu^-/$ in the Coulomb field of a nucleus are received. We use the relation between an effective cross section of a generation of elementary atom, which is a bound state of two charge particles, and the effective cross section of a generation of these charge particles moving free with almost same velocities (Lorentz-factors). The effect of the screening of the nucleus charge by atom electrons in the limit of very high energies is taking into account. The exact formula for the differential cross section of the positronium photoproduction in the Coulomb field of a nucleus agrees with the result of the approximate calculation by the Weizsäcker - Williams method of equivalent photons at ultrarelativistic energies and very small angles.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986