

«Нейтроника – 2024»

С.М. Бедняков, А.А. Безбородов, Г.М. Михайлов, Н.Ю. Язвинский, М.В. Яровой

Определение реактивности размножающей системы матрично-экспоненциальным методом с учётом пространственно- энергетических эффектов с вероятностной оценкой вклада в погрешность реактивности неточности данных о запаздывающих нейтронах

Графики зависимости $\rho(t)$ на рисунке 1 ниже получены в результате обработки данных с трёх разных детекторов для одного и того же эксперимента, проведенного методом “разгон-сброс.” Точечное приближение.

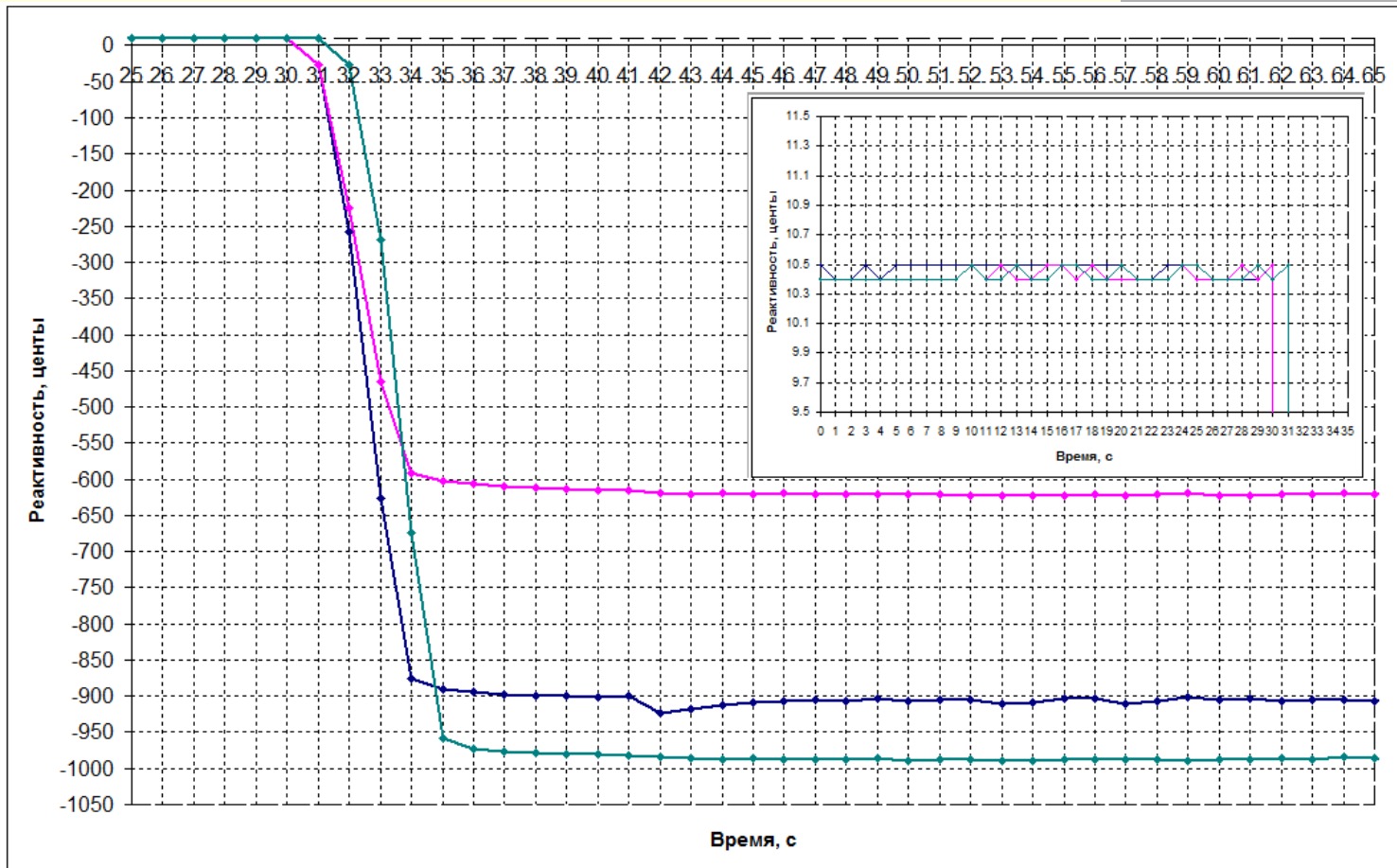


Рис. 1 – Зависимость реактивности от времени. Возмущение размножающей нейтроны системы осуществлялось с 30 по 36 с.

Краткое описание матрично-экспоненциального метода.
Основные используемые формулы. Уравнения. Системы.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dy_1}{dx} = \sum_{j=1}^n a_{1,j} \cdot y_j \\ \frac{dy_2}{dx} = \sum_{j=1}^n a_{2,j} \cdot y_j \\ \dots \\ \frac{dy_n}{dx} = \sum_{j=1}^n a_{n,j} \cdot y_j \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dy_1}{dx} = \sum_{j=1}^n (a_{1,j} \cdot y_j) + q_1 \\ \frac{dy_2}{dx} = \sum_{j=1}^n (a_{2,j} \cdot y_j) + q_2 \\ \dots \\ \frac{dy_n}{dx} = \sum_{j=1}^n (a_{n,j} \cdot y_j) + q_n \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\vec{\dot{Y}} = \widehat{A} \cdot \vec{Y} + \vec{Q} \quad (3)$$

$$\vec{\dot{Y}} = \begin{pmatrix} \dot{N}(t_0) \\ \vdots \\ \dot{C}_n(t_0) \end{pmatrix} \quad \vec{Y} = \begin{pmatrix} N(t) \\ \vdots \\ C_n(t) \end{pmatrix} \quad \vec{Q} = \begin{pmatrix} q_1 \\ \vdots \\ q_n \end{pmatrix} \quad (4)$$

Формулы (продолжение):

$$\vec{Y}_{\text{OH}}(t) = \vec{Y}_{\text{OO}}(t) + \vec{Y}_{\text{CH}}(t) \quad (5)$$

$$\vec{Y}_{\text{OO}}(t) = e^{\hat{A} \cdot t} \cdot \vec{Y}_0 \quad (6)$$

$e^{\hat{A} \cdot t}$ - матричная экспонента;

$\vec{Y}_0 = \begin{pmatrix} N(t_0) \\ \vdots \\ C_n(t_0) \end{pmatrix}$ - вектор функций, задающий начальные условия;

Формулы (окончание):

$$e^{\hat{A} \cdot t} = \hat{E} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\hat{A}^k \cdot (t - t_0)^k}{k!} \quad (7)$$

$$\vec{Y}_{\text{чн}}(t) = -\hat{A}^{-1} \cdot \vec{Q} \quad (8)$$

Система дифференциальных уравнений точечной кинетики:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN(t)}{dt} = \frac{(\rho - \beta_{\hat{y}\hat{o}}) \cdot N(t)}{\Lambda} + \sum_{i=1}^n \lambda_i \cdot C_i(t) + Q \\ \frac{dC_1(t)}{dt} = \frac{\beta_1 \cdot N(t)}{\Lambda} - \lambda_1 \cdot C_1(t) \\ \dots\dots\dots \\ \frac{dC_n(t)}{dt} = \frac{\beta_n \cdot C_n(t)}{\Lambda} - \lambda_n \cdot C_n(t) \end{array} \right. \quad (9)$$

Сравнение ОРУК и МЭКСП при определении подкритического состояния размножающей нейтроны системы:

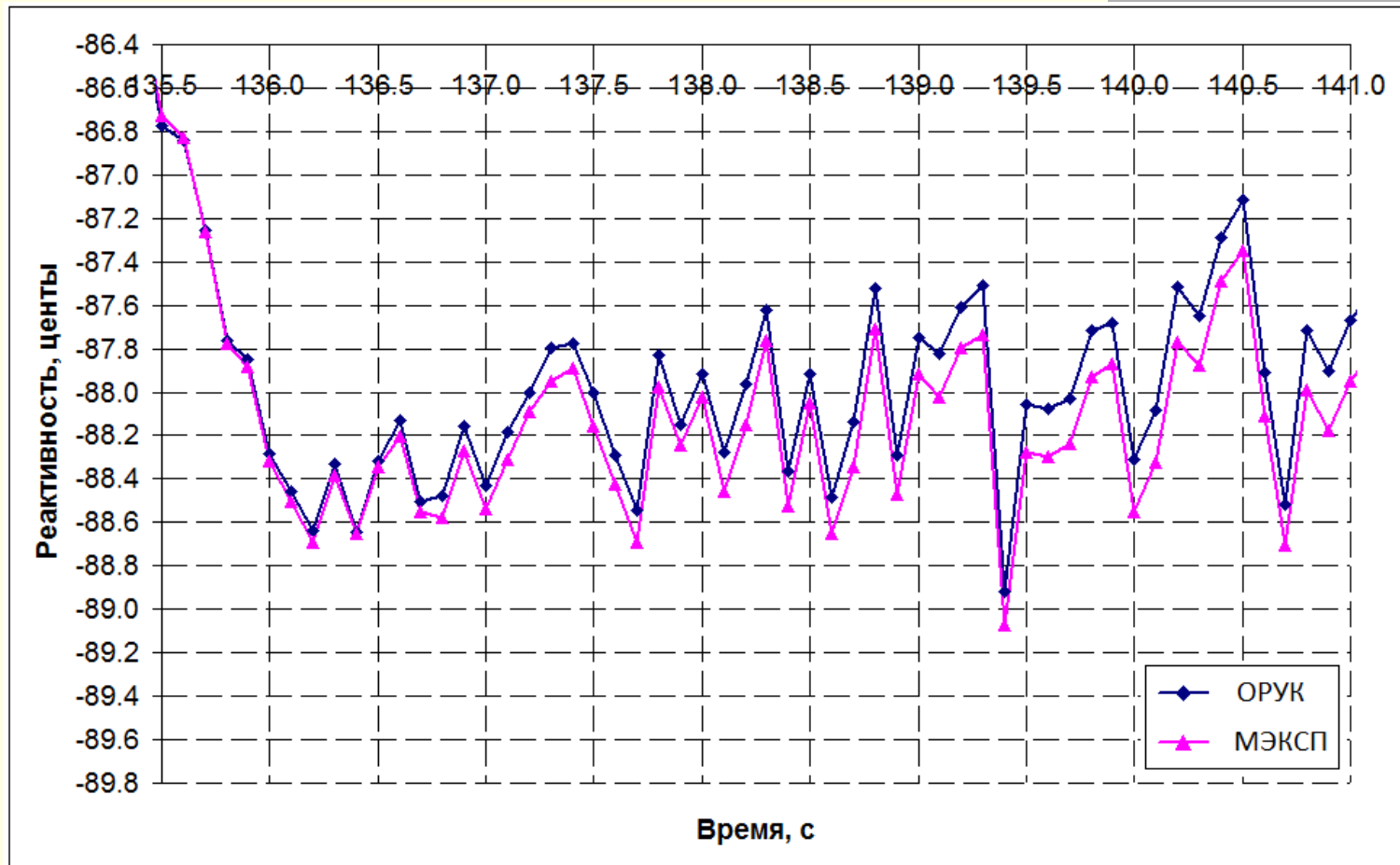


Рис. 2 – Зависимость реактивности от времени. При окончании ввода возмущения в эксперименте на 136,2 с.

Сравнение ОРУК и МЭКСП при определении надкритического состояния размножающей нейтроны системы:

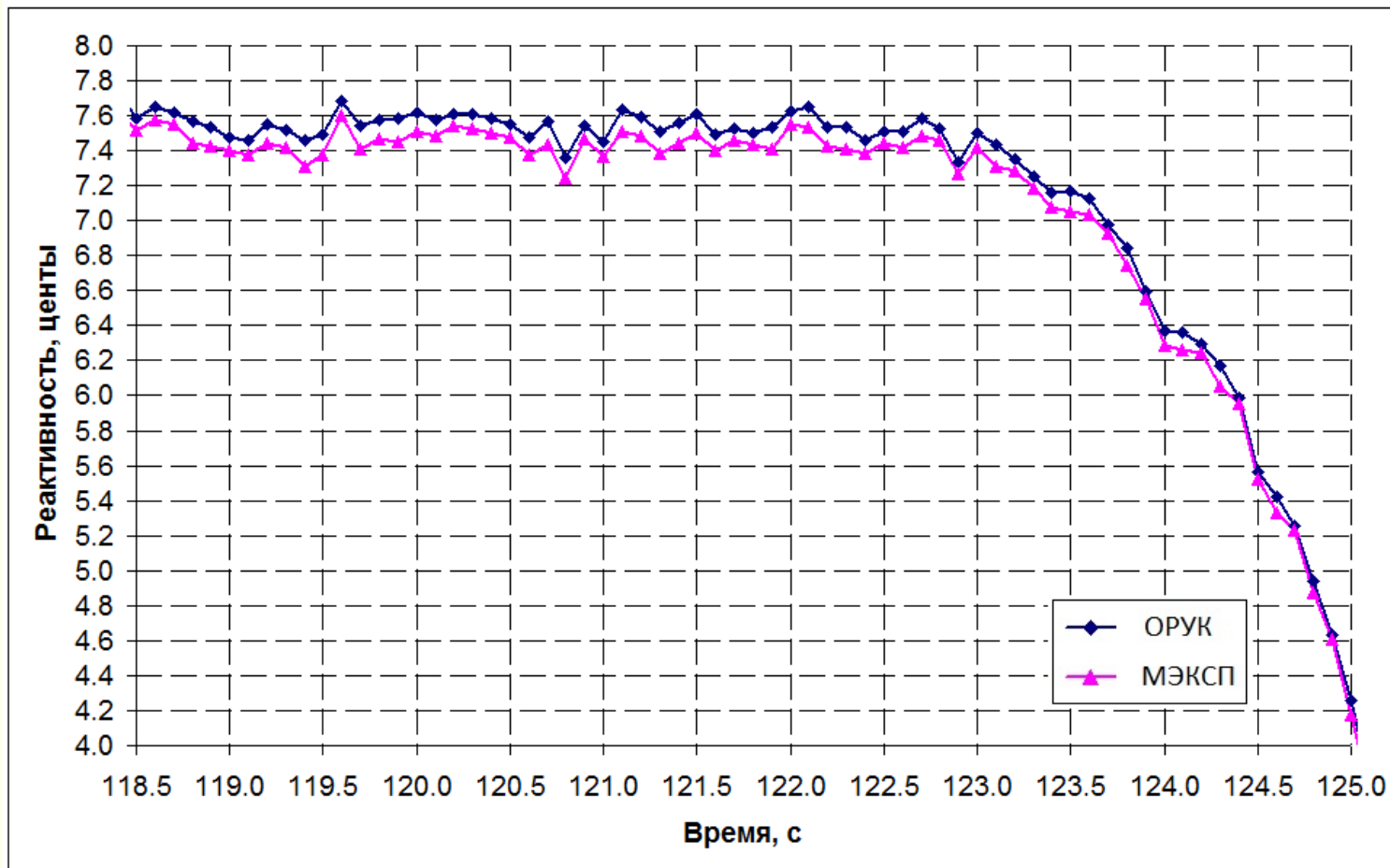
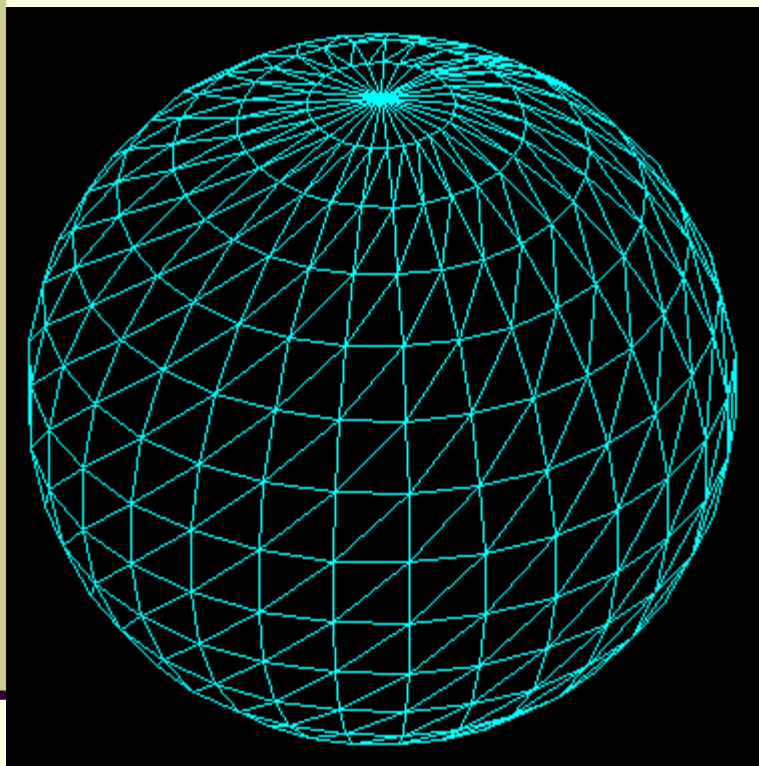


Рис. 3 – Зависимость реактивности от времени. При начале ввода возмущения в эксперименте на 122,2 с.

Краткое теоретическое рассмотрение вопроса учёта пространственно-энергетических эффектов:



1 Окружить сферой.

2 $N_{abs}(t)$ *abs.* – absolute полный, абсолютный

3 $\xi(t)$

4 $N_p(t)$ *p.* – point точка.

$$N_p(t) = N_{abs}(t) \cdot \xi(t) \quad (10)$$

5 Алгебра, **теорема:** Если на некотором интервале $(a;b)$ существуют, определены и непрерывны две функции $f(x)$ и $g(x)$, и не одна из них не равна нулю, то на этом же интервале существует и третья функция $y(x)$, такая что:

$$f(x) = y(x) \cdot g(x) \quad (11)$$

Причём функция $y(x)$ будет **единственной** и непрерывной на интервале $(a;b)$.

Существует единственная функция $\varepsilon(t)$ такая что:

$$N_p(t) = \varepsilon(t) \cdot N(t) \quad (12)$$

Функция $N(t)$ – счёт (ток) детектора нейтронов получается из эксперимента.

Функция $\varepsilon(t)$ исторически получила название эффективность детектора.

Расчёт, лучше сказать подбор функции $\varepsilon(t)$ для эксперимента методом “разгон-сброс”.

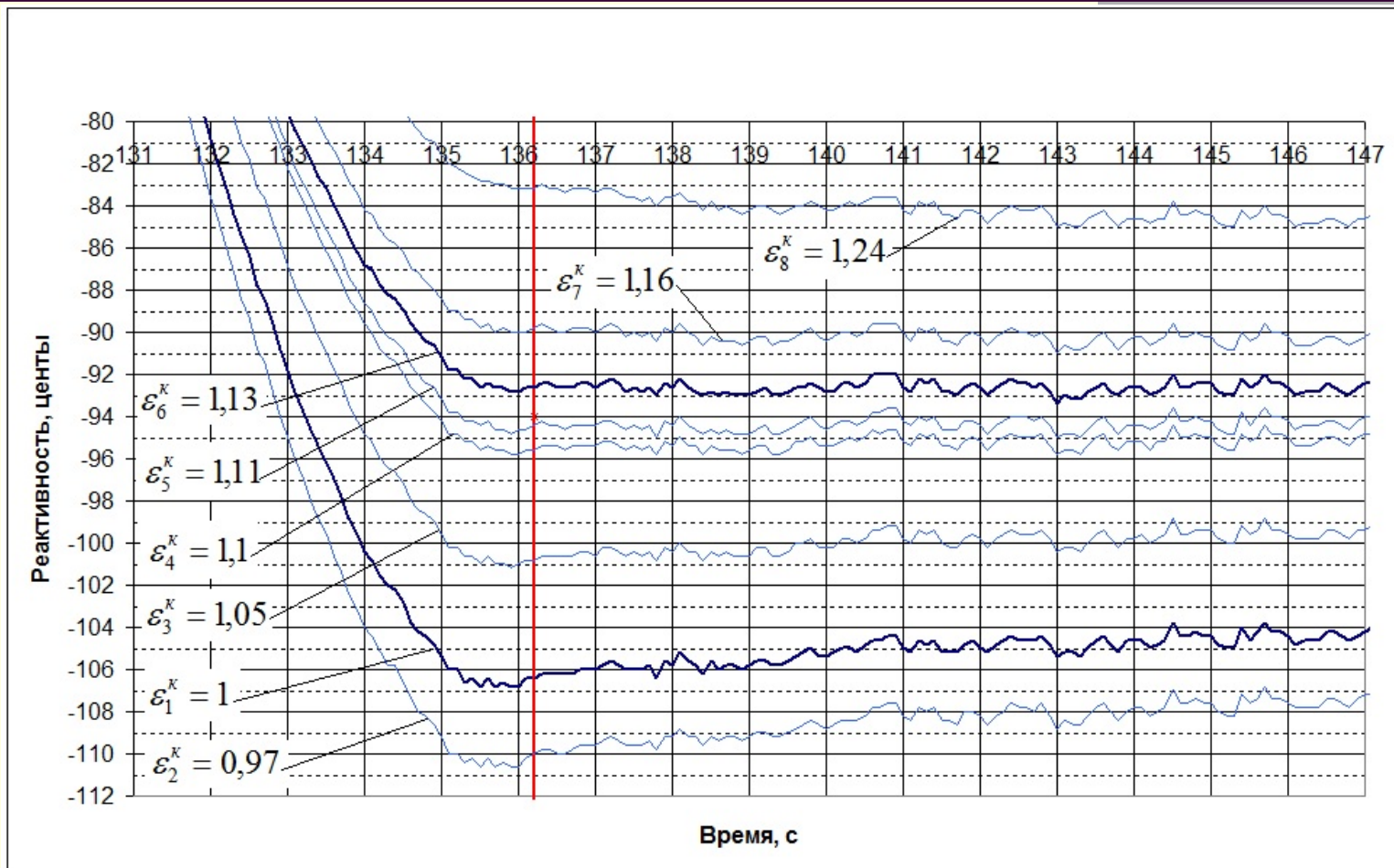


Рис. 4 – Зависимость реактивности от времени. При разных конечных значениях функции эффективности детектора ε_i^κ .

Подкритичность системы, определённая в эксперименте методом “разгон-сброс” тремя детекторами.

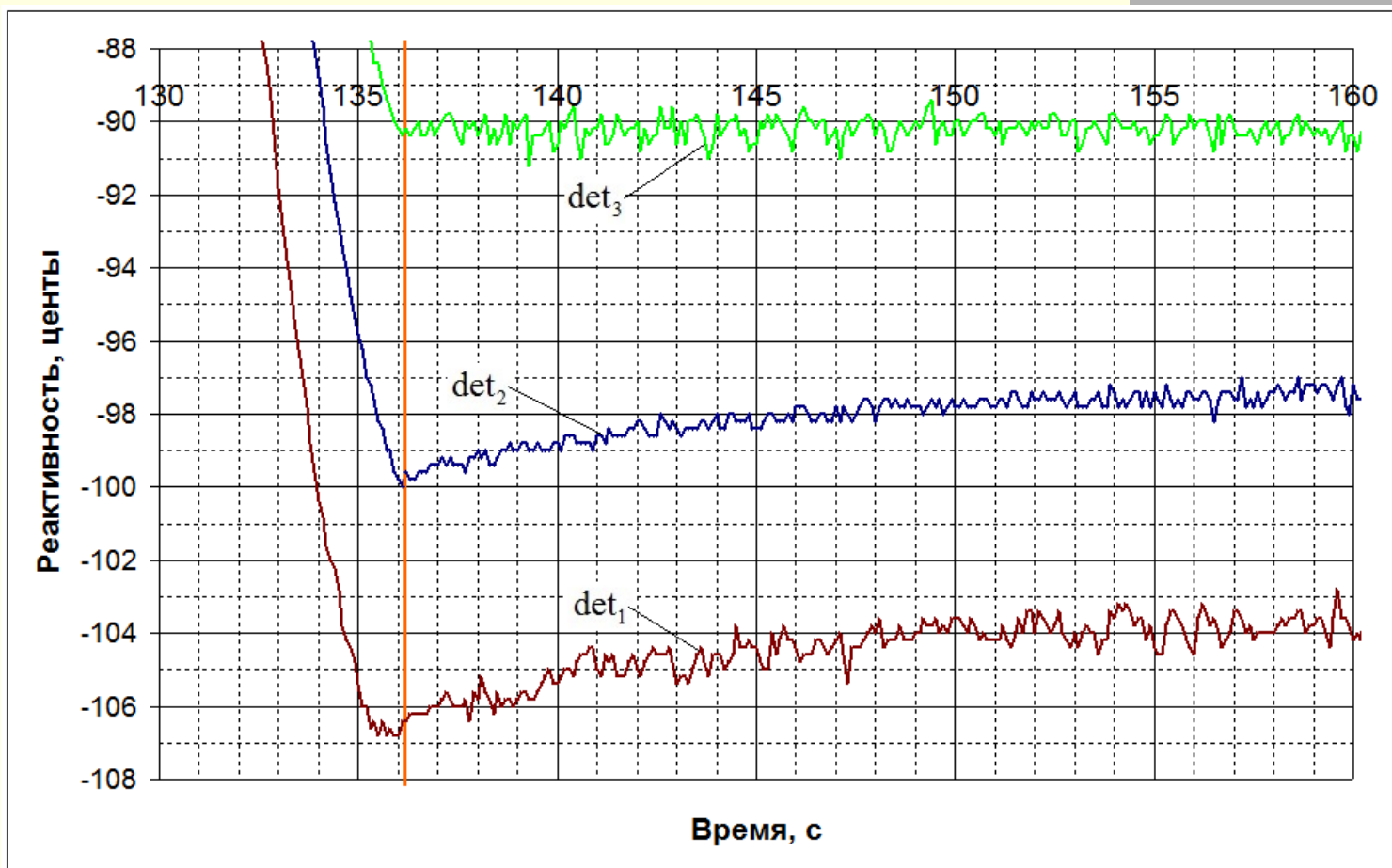


Рис. 5 – Зависимость реактивности от времени, определённая в точечном приближении.

Подкритичность системы, определённая в эксперименте методом “разгон-сброс” тремя детекторами с введёнными поправками на ПЭЭ посредством независимого подбора функции для каждого детектора ϕ_{at}

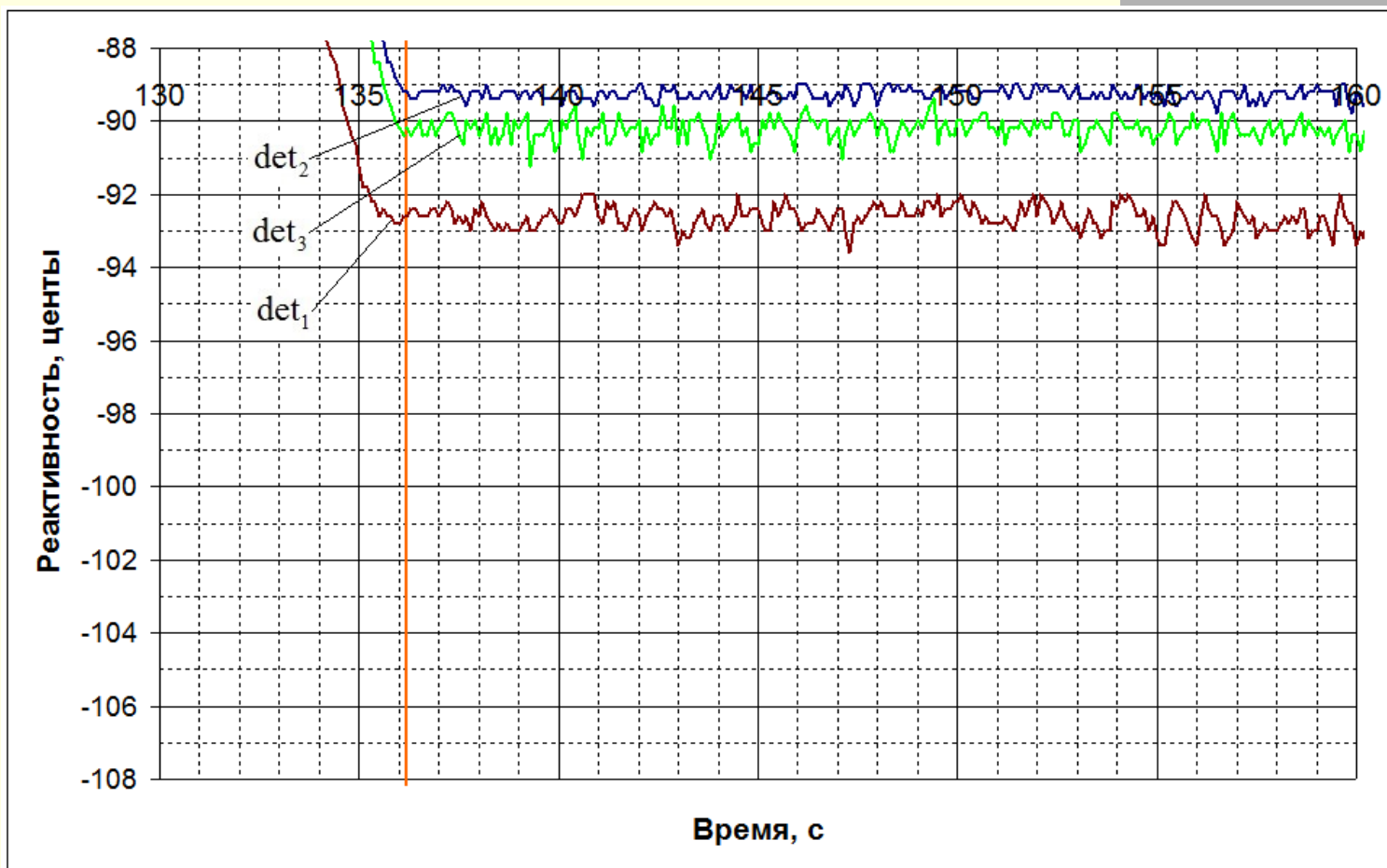


Рис. 6 – Зависимость реактивности от времени, определённая для трёх детекторов с учётом ПЭЭ.

Проведено **5000** расчётов по определению подкритичности системы для одной и той же функции $N(t)$, но с изменяемыми каждый раз λ_i , в пределах $\pm 5\%$.

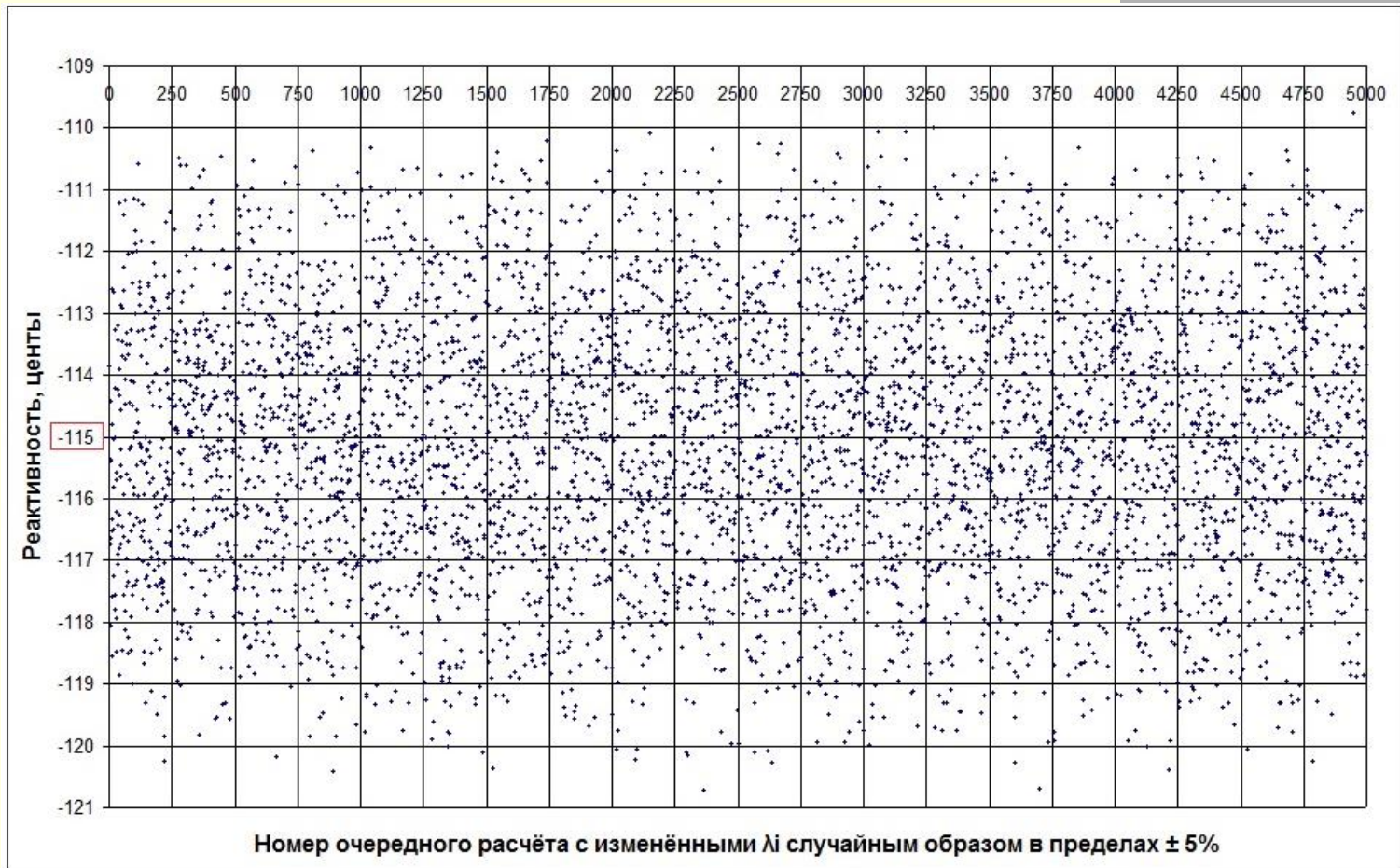


Рис. 7 – Зависимость реактивности (подкритичности) размножающей нейтроны системы от номера расчёта.

Около **79 %** точек из **5000** попадают в интервал реактивности от -112,2 до -117,8 центов. Это около $\pm 2,4 \%$ от математического ожидания в -115,0 центов.

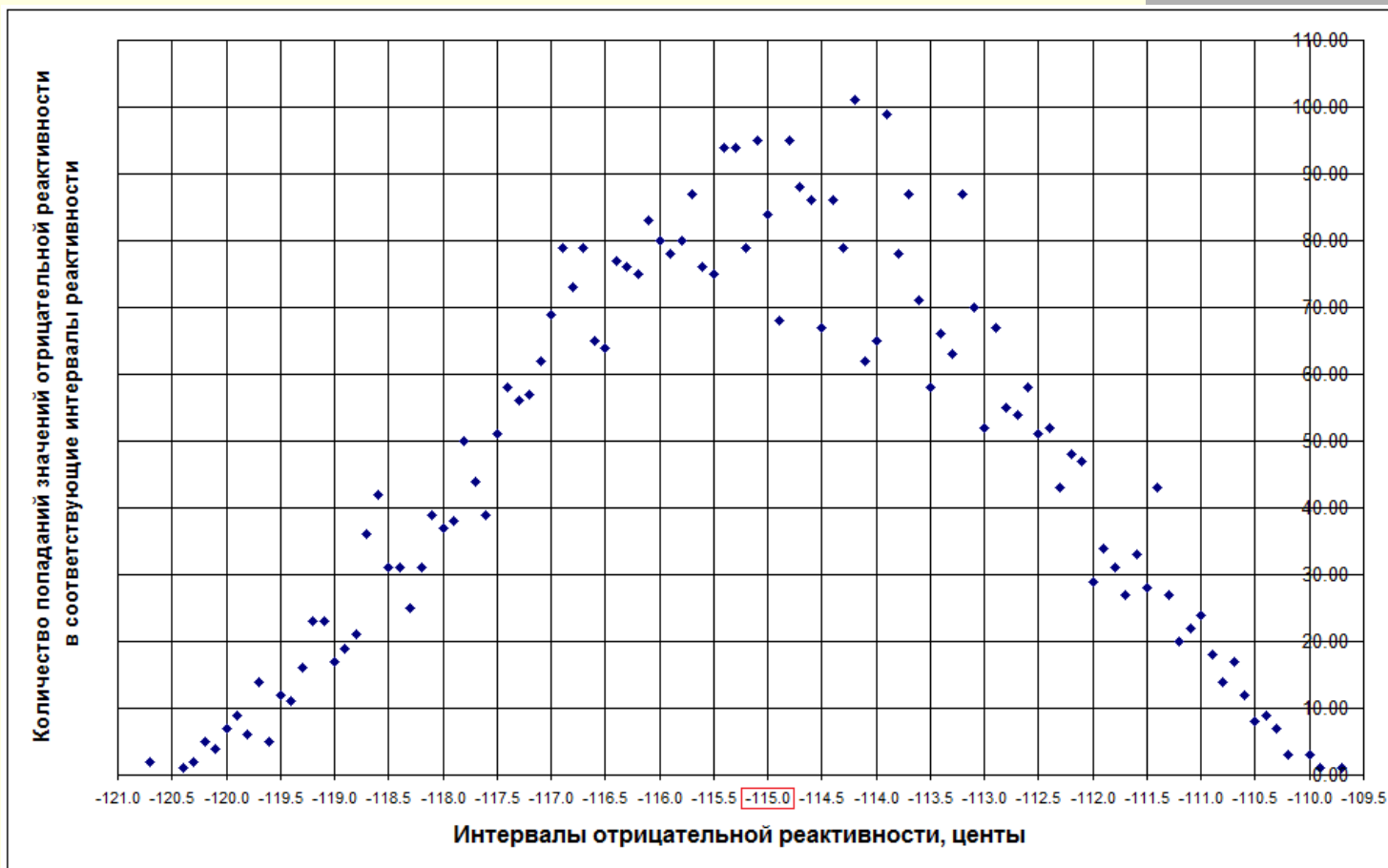


Рис. 8 – Распределение количества попаданий отрицательной реактивности по интервалам реактивности.

Выводы:

1. Проведена адаптация и доработка **матрично-экспоненциального** метода решения систем дифференциальных уравнений к определению **реактивности**, как функции времени размножающей нейтроны системы.

2. Предложен и опробован алгоритм уменьшения влияния ПЭЭ на подкритичность системы, определяемую по методу “разгон-сброс”. Применение алгоритма уменьшило в **5 раз** процент максимального расхождения экспериментальных данных о подкритическом состоянии системы по сравнению с обработкой данных в точечном приближении.

3. Показано, что **5%** неточность данных о запаздывающих нейтронах даёт **3%** отклонение подкритичности системы с вероятностью около **80 %**.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!