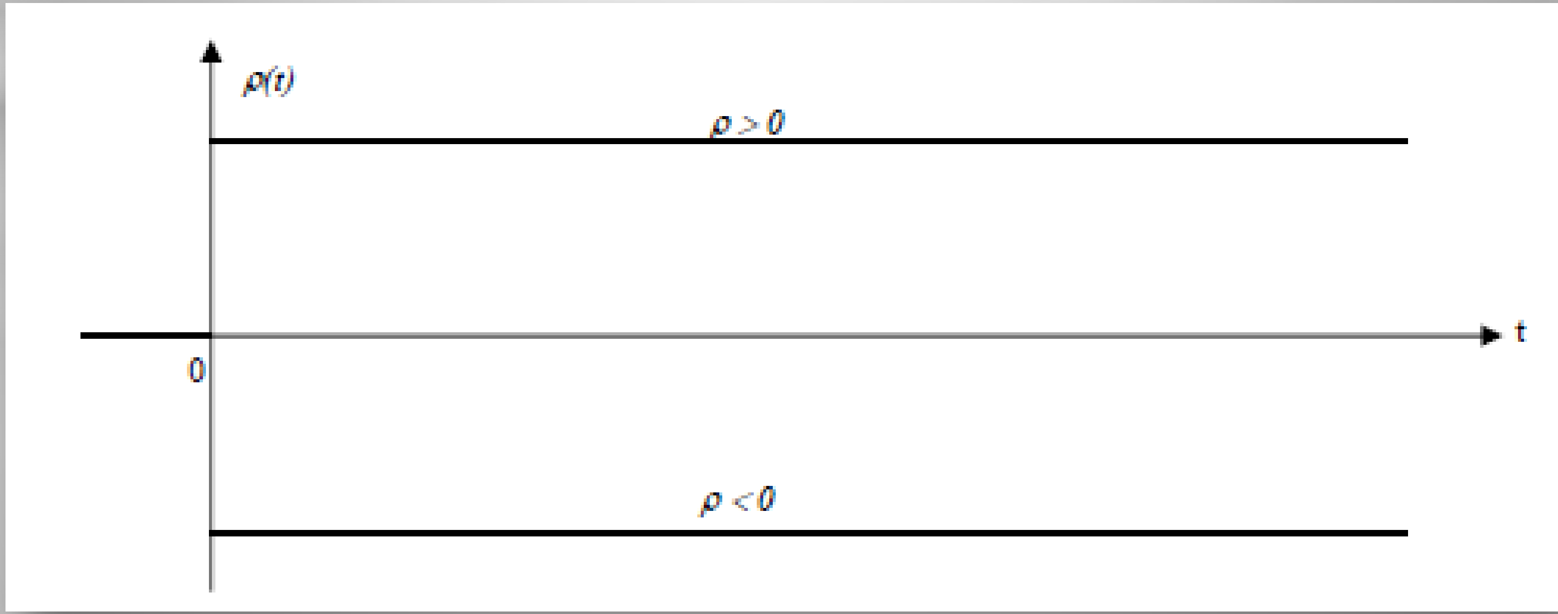
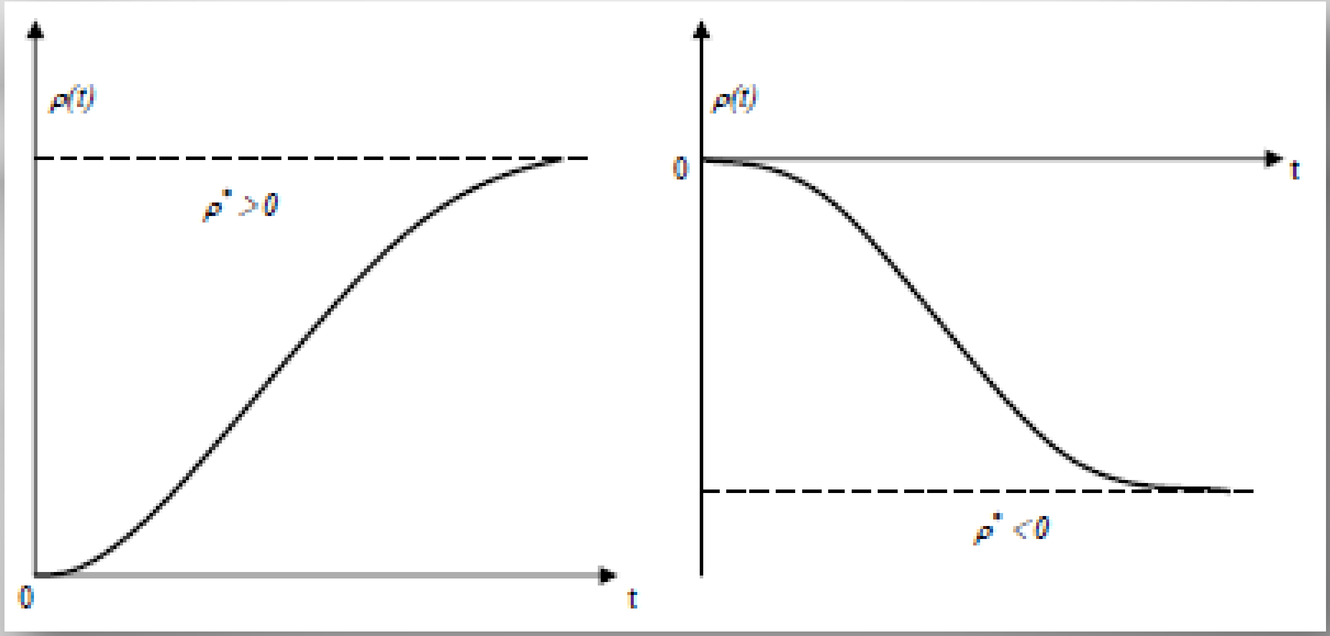
ТЕМА 2: КИНЕТИКА РЕАКТОРА С УЧЕТОМ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Допущения

1. «Холодный» реактор;
2. Точечно-параметрическое приближение;
3. Реактивность первоначально критическому реактору сообщается самым простым и жёстким образом - *мгновенным скачком.*



Характер реального процесса сообщения реактору положительной и отрицательной реактивности во времени за счёт перемещения подвижного стержня-поглотителя в реакторе из критического положения.



1. Система дифференциальных уравнений кинетики реактора с учётом 6 групп запаздывающих нейтронов

$$n(t) = n_{м}(t) + n_{з}(t)$$

$$dn/dt = dn_м/dt + dn_з/dt$$

На основе этого равенства и построен вывод первого из системы дифференциальных уравнений кинетики реактора - уравнения скорости изменения плотности нейтронов в реакторе

1.1 Дифференциальное уравнение скорости изменения плотности нейтронов

Эффективный коэффициент размножения нейтронов в реакторе :

$$k_э = k_э - k_э\,\beta_э + k_э\beta_э = k_э\,(1 - \beta_э) + k_э\beta_э = k_{эм} + k_{эз}$$

Где $k_{эм} = k_э\left(1 - \beta_э\right)$ - *коэффициентом размножения на мгновенных нейтронах;*

$k_{эз} = k_э \cdot \beta_э$ - *коэффициентом размножения на запаздывающих нейтронах*

Избыточный коэффициент размножения на мгновенных нейтронах:

$$\delta k_{\text{эм}} = k_{\text{эм}} - 1 = k_{\text{э}}(1 - \beta_{\text{э}}) - 1 = k_{\text{э}} - 1 - k_{\text{э}}\beta_{\text{э}} = \delta k_{\text{э}} - k_{\text{э}}\beta_{\text{э}} \approx \rho - \beta_{\text{э}}$$

так как при $k_{\text{э}} \approx 1$ величина $\delta k_{\text{э}} \approx \rho$, а $k_{\text{э}}\beta_{\text{э}} \approx \beta_{\text{э}}$

$$\frac{dn_{\text{м}}}{dt} = \frac{\rho - \beta_{\text{э}}}{l} n(t)$$

Скорость изменения плотности тепловых нейтронов, в результате замедления запаздывающих:

C_i – концентрация ядер-предшественников запаздывающих нейтронов.

Скорость распада предшественников $\lambda_i C_i$

Фактически в каждом единичном объеме активной зоны ежесекундно рождается:

$$\lambda_i C_i p_з \varphi$$

$$\frac{dn_з}{dt} = \sum_{i=1}^{6} \lambda_i C_i p_з \varphi = \sum_{i=1}^{6} \lambda_i c_i(t)$$

Где $c_i(t) = C_i p_з \varphi$ - *эффективная концентрация предшественников i-ой группы.*

Таким образом уравнение для скорости изменения плотности нейтронов в реакторе:

$$dn/dt = dn_м/dt + dn_з/dt$$

приобретает вид:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_э}{l} n(t) + \sum_{i=1}^{6} \lambda_i c_i(t)$$

Дифференциальные уравнения скоростей изменения эффективных концентраций предшественников запаздывающих нейтронов шести групп

Логический вид этих шести уравнений одинаков:

dC_i/dt = (скорость генерации предшественников i-ой группы) - (скорость их β-распада)

Если $n(t)$ - плотность тепловых нейтронов в некоторый произвольный момент времени t, то через промежуток времени, равный среднему времени жизни поколения мгновенных нейтронов l плотность нейтронов станет равной:

$$k_э n(t)$$

Эти тепловые нейтроны очередного поколения получены в результате замедления быстрых нейтронов, исходное число которых в единичном объёме активной зоны было равно:

$$k_э n / p_з \phi$$

т. е. рождались эти нейтроны со средней скоростью $k_э n / p_з \phi l$ в каждом см^3 активной зоны за 1 с.

Скорость генерации предшественников i-ой группы составляет

$$k_э n \beta_{эi} / p_з \phi l \quad \text{ядер/см}^3\text{с}$$

В соответствии с известным законом радиоактивного распада скорость β-распада предшественников i-ой группы определяется только наличной в данный момент времени концентрацией их C_i, то есть равна $\lambda_i C_i$.

$$\frac{dC_i}{dt} = k_э \frac{\beta_{эi}}{p_з \varphi l} n(t) - \lambda_i C_i(t)$$

Так как $c_i(t) = C_i\, p_з \varphi$ и $k_э \approx 1$, то:

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_{эi}}{l} n(t) - \lambda_i c_i(t) \qquad (1)$$

- общий вид шести дифференциальных уравнений для скоростей изменения эффективных концентраций предшественников запаздывающих нейтронов 6 групп.

Полная замкнутая система семи дифференциальных уравнений кинетики реактора с учётом запаздывающих нейтронов:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_э}{l} n(t) + \sum_{i=1}^{6} \lambda_i c_i(t) \qquad (2)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_{эi}}{l} n(t) - \lambda_i c_i(t). \qquad i = 1,\ 2,\ \dots,\ 6. \qquad (3)$$

Решение системы ДУ кинетики

$$n(t) = n_o \cdot \exp(\frac{t}{T}) \quad (4)$$

$$c_i(t) = c_{io} \cdot \exp(\frac{t}{T}) \quad (5)$$

где n_o и c_{io} - соответственно величины плотности нейтронов и эффективной концентрации предшественников запаздывающих нейтронов i-ой группы в момент времени t = 0, когда реактор перед сообщением ему реактивности был ещё критичен.

Эти выражения являются решениями системы уравнений кинетики. При подстановке их самих и их производных:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_0}{T} \cdot exp\left(\frac{t}{T}\right) = \frac{n(t)}{T} \qquad (6)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{c_{i0}}{T} \cdot exp\left(\frac{t}{T}\right) = \frac{c_i(t)}{T} \qquad (7)$$

Подставим вначале (7) только в левую часть уравнения (3):

$$\frac{c_i}{T} = \frac{\beta_{эi}}{l} n - \lambda_i c_i, \quad \rightarrow \quad c_i = \frac{\beta_{эi} T n}{l(1 + \lambda_i T)} \tag{8}$$

Далее выражения (8) и (6) подставляются в уравнение (2):

$$\frac{n}{T} = \frac{\rho - \beta_э}{l} n + \sum_{i=1}^{6} \frac{\lambda_i \beta_{эi} T}{1 + \lambda_i T} \cdot \frac{n}{l}$$

Умножив обе части полученного равенства на (*l*/*n*), получаем:

$$\frac{l}{T} = \rho - \beta_э + \sum_{i=1}^{6} \frac{\lambda_i \beta_{эi} T}{1 + \lambda_i T} \tag{9}$$

Если учесть, что

$$\sum_{i=1}^{6} \beta_{эi} = \beta_э$$

то, объединив две суммы в правой части (9) в одну и приведя выражение под знаком суммы к общему знаменателю, несложно получить:

$$\rho = \frac{l}{T} + \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_{эi}}{1+\lambda_i T} \qquad (10)$$

Уравнение (10) по отношению к уравнению (3) является *характеристическим* и называется ***уравнением обратных часов (УОЧ).***

Получена приближённая форма уравнения обратных часов

$$\rho = \frac{l}{T+l} + \frac{T}{T+l}\sum_{i=1}^{6}\frac{\beta_{эi}}{1+\lambda_i T}. \qquad (10a)$$

Уравнение обратных часов

1) *Уравнение обратных часов как характеристическое уравнение системы дифференциальных уравнений кинетики реактора*. Развёрнутый вид уравнения обратных часов:

$$\rho = \frac{l}{T} + \frac{\beta_{э1}}{1+\lambda_1 T} + \frac{\beta_{э2}}{1+\lambda_2 T} + \frac{\beta_{э3}}{1+\lambda_3 T} + \frac{\beta_{э4}}{1+\lambda_4 T} + \frac{\beta_{э5}}{1+\lambda_5 T} + \frac{\beta_{э6}}{1+\lambda_6 T}$$

Алгебраическое уравнение седьмой степени относительно *T*.

УОЧ имеет семь корней. Общее решение системы ДУ кинетики реактора будет не одной экспонентой, *а будет представлять собой сумму семи экспонент, показатели которых определяются величинами этих семи корней уравнения обратных часов:*

$$n(t) = A_0 \exp\frac{t}{T_0} + A_1 \exp\frac{t}{T_1} + A_2 \exp\frac{t}{T_2} + A_3 \exp\frac{t}{T_3} + A_4 \exp\frac{t}{T_4} + A_5 \exp\frac{t}{T_6} + A_6 \exp\frac{t}{T_6}$$

или в более краткой форме:

$$n(t) = A_0 \exp\frac{t}{T_0} + \sum_{i=1}^{6} A_i \exp\frac{t}{T_i}$$

где T_o, T_1, T_2, ... , T_6 - значения семи корней уравнения обратных часов

A_o, A_1, A_2, ... , A_6 - величины постоянных интегрирования, находимые путём подстановки в общее решение конкретных начальных условий.

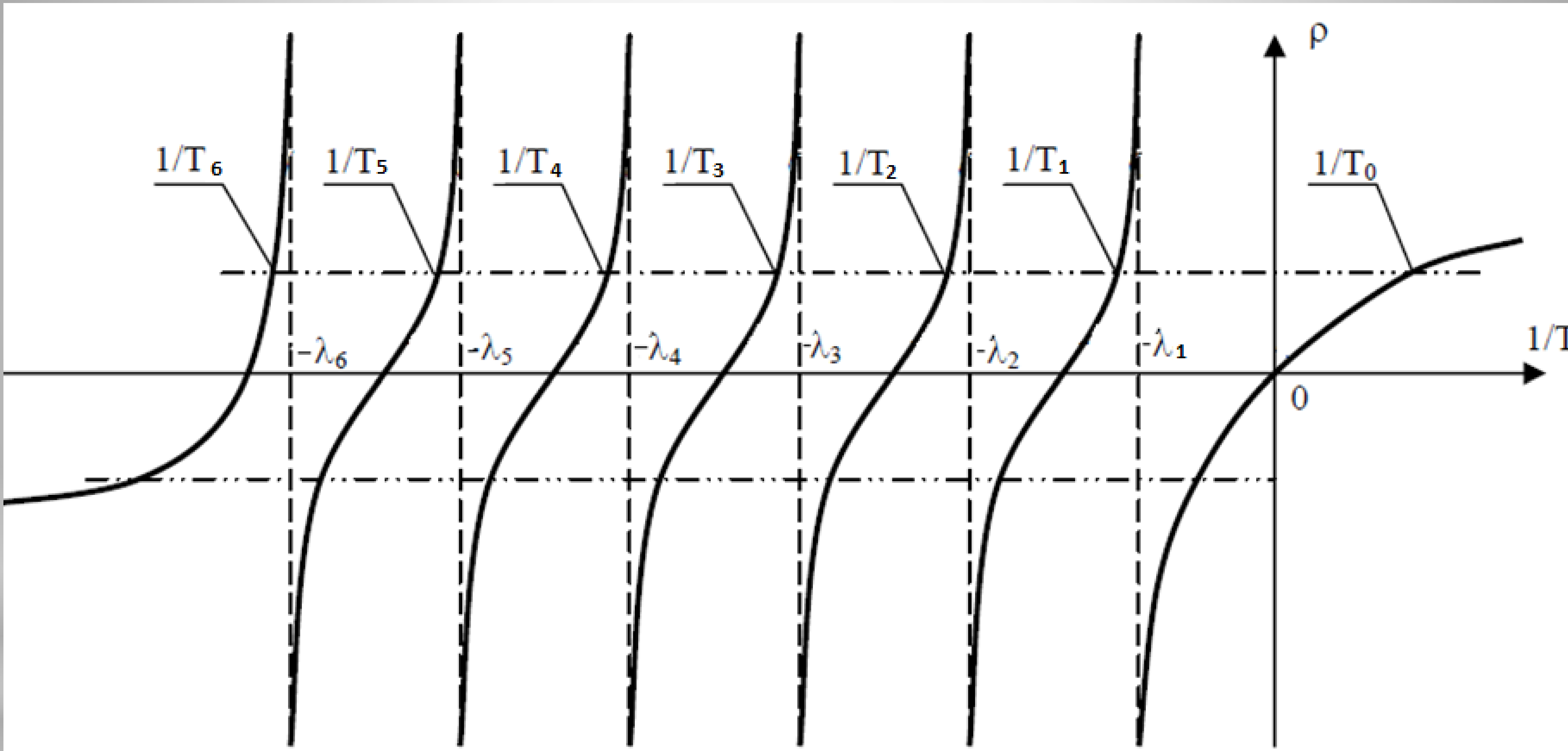


График зависимости корней уравнения обратных часов при положительных и отрицательных реактивностях разной величины

Постоянные интегрирования ($A_o \div A_6$)

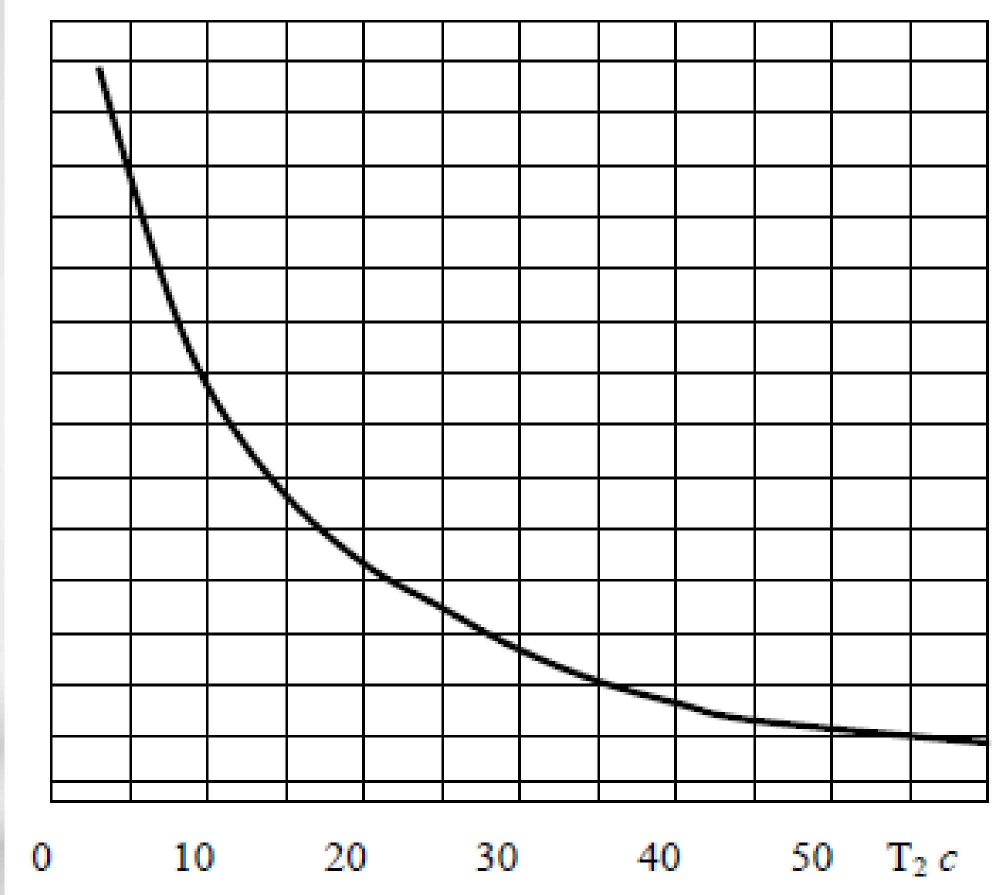
$$A_i = \frac{\rho T_i}{l + \sum_{i=1}^{6} \frac{\lambda_i \beta_{эi} T_i^2}{(1+\lambda_i T_i)^2}}$$

при $\rho>0$: $T_o > 0$ и $A_o > 0$, а остальные корни $(T_1 \div T_6)<0$ и $(A_1 \div A_6) < 0$

при $\rho<0$: все 7 корней $(T_o \div T_6)<0$, а постоянные интегрирования $(A_o \div A_6)>0$

2) Самостоятельное практическое значение решения уравнения обратных часов

Старший корень T_o - *тот самый установившийся период, определяющий “чисто экспоненциальное” изменение плотности нейтронов в реакторе в развитой стадии переходного процесса n(t).*



ρ, %	0.2925	0.2152	0.1745	0.1482	0.1294	0.1152	0.1039	0.0948	0.0872
T_2, c	5	10	15	20	25	30	35	40	45

Две наглядные формы взаимосвязи реактивности реактора ρ и установившегося периода удвоения мощности реактора T_2 , вытекающие из решения уравнения обратных часов.

Уравнение обратных часов для конкретного реактора (с конкретной величиной $β_э$) устанавливает жёсткую однозначную взаимосвязь величин реактивности ρ и установившегося периода T_o (или ρ - с величиной установившегося периода удвоения мощности реактора T_2).

По величине измеренного установившегося периода удвоения мощности можно находить величину сообщённой реактору реактивности, и, наоборот.

Пользуясь приведенными таблицей или графиком, оператор имеет возможность быстро оценить величину реактивности реактора по измеренному периоду удвоения мощности или предсказать величину установившегося периода разгона реактора по величине реактивности, которую он собирается сообщить реактору.

Переходные процессы при сообщении реактору отрицательной реактивности

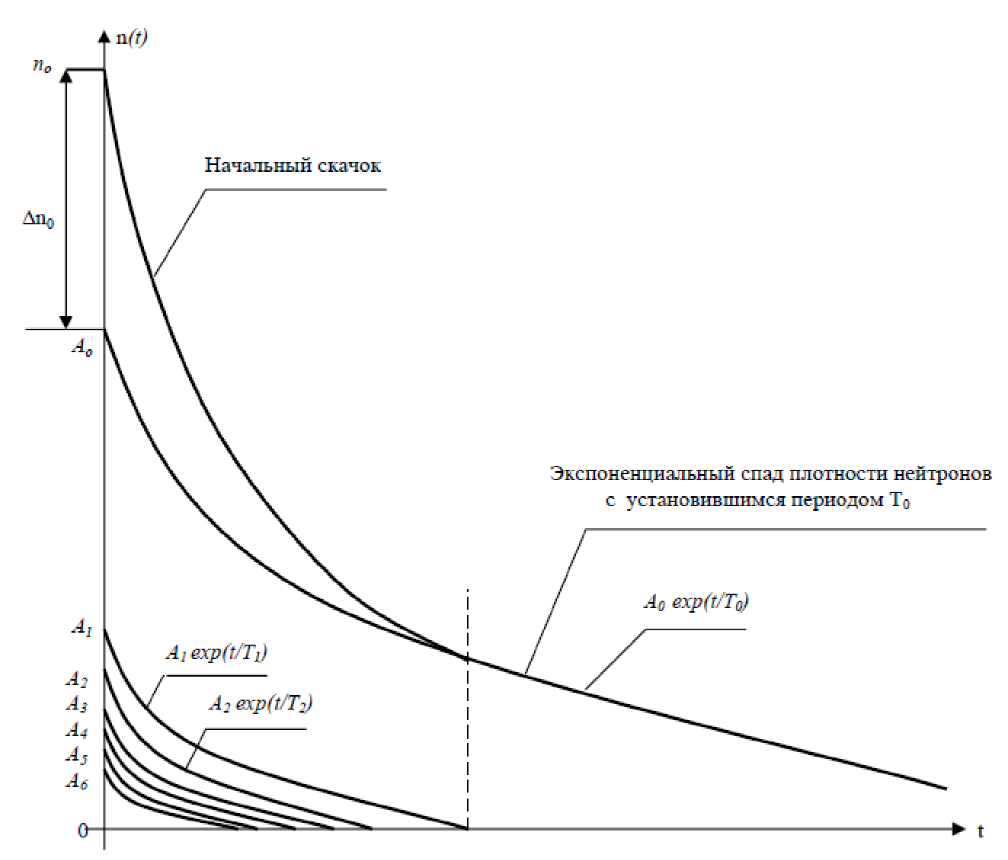
1. Характер переходных процессов n(t) при ρ<0.

При сообщении реактору отрицательной реактивности все семь корней уравнения обратных часов отрицательны. Решение системы дифференциальных уравнений кинетики - алгебраическая сумму убывающих экспонент.

При отрицательной реактивности решение системы дифференциальных уравнений кинетики есть *арифметическая сумма* семи убывающих экспонент.

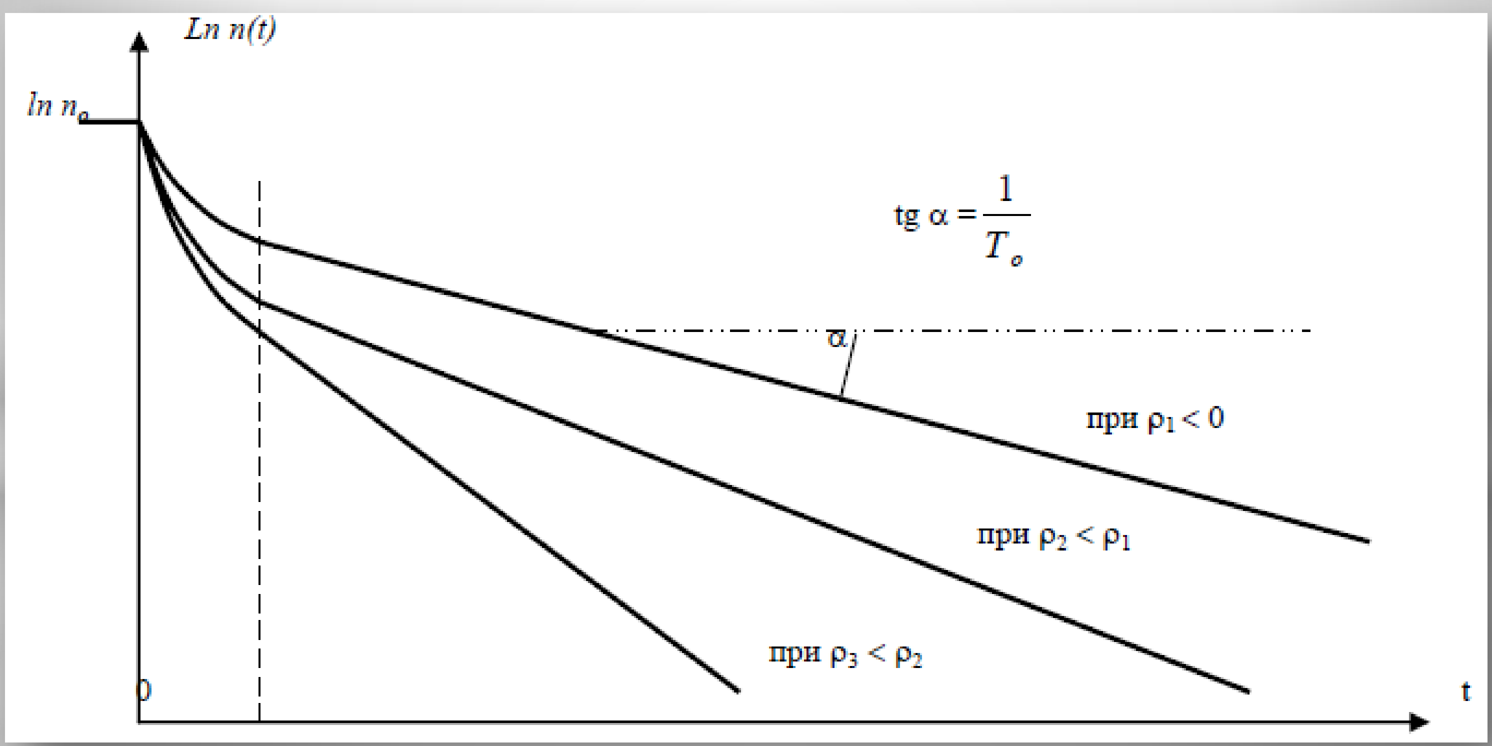
Если обозначать через T_i абсолютную величину корней уравнения обратных часов, то:

$$n(t) = A_0 \exp\frac{t}{T_0} + \sum_{i=1}^{6} A_i \exp\frac{t}{T_i}$$



Экспоненциальные составляющие переходного процесса *n(t)* при скачкообразном сообщении критическому реактору отрицательной реактивности.

Нелинейный характер начальной стадии переходного процесса ещё более наглядно иллюстрируется графиком зависимости, построенным в полулогарифмической системе координат для различных значений отрицательной реактивности.



Качественный вид переходных процессов *n(t)* в полулогарифмической системе координат

При скачкообразном сообщении критическому реактору отрицательной реактивности первыми всегда реагируют на это возмущение мгновенные нейтроны: резко уменьшается скорость генерации и резко возрастает скорость их поглощения.

2. Величина начального скачка при отрицательных реактивностях

Отрицательные реактивности сообщаются критическому реактору не только ради снижения его мощности, но и для выполнения быстрой (аварийной) остановки реактора в случаях возникновения ситуаций, угрожающих перерасти в аварию реактора или какого-либо другого элемента АЭУ. Для этого в реакторе предусматривается аварийная защита.

Величина начального скачка Δn_o равна разности величин начальной плотности нейтронов n_o и постоянной интегрирования A_o старшей экспоненты $A_o\,exp(-t/T_o)$:

$$\Delta n_o = n_o - A_o$$

Истинная величина начального скачка Δn несколько больше, чем величина $(n_o - A_o)$, но даже такое приближение позволяет качественно оценить предельные величины начальных скачков.

Приближенная величина начального скачка есть не что иное как сумма всех постоянных интегрирования, кроме A_o:

$$\Delta n_o = \sum_{i=1}^{6} A_i$$

Зависимость от реактивности величины *относительного начального скачка*:

$$\frac{\Delta n_o}{n_o} = \frac{\sum_{i=1}^{6} A_i}{A_o + \sum_{i=1}^{6} A_i} = \frac{1}{\frac{A_o}{\sum_{i=1}^{6} A_i} + 1}$$

Подставляя сюда общее выражение для постоянной интегрирования A_i, после нескольких простейших преобразований можно получить выражение:

$$\frac{\Delta n_o}{n_o} = 1 - \frac{T_o}{\sum_{i=0}^{6} T_i}$$

Теоретически предельная (наибольшая) величина начального скачка будет иметь место при бесконечно большой по абсолютной величине отрицательной реактивности (то есть при ρ →-∞). Но при этом корни уравнения обратных часов вплотную приближаются к своим асимптотическим значениям:

$$T_o \to -\frac{1}{\lambda_1}; T_1 \to -\frac{1}{\lambda_2}; T_2 \to -\frac{1}{\lambda_3}; T_3 \to -\frac{1}{\lambda_4}; T_4 \to -\frac{1}{\lambda_5}; T_5 \to -\frac{1}{\lambda_6}; T_6 \to -\frac{l}{\delta k_э}$$

Если подставить эти значения в формулу

$$\frac{\Delta n_o}{n_o} = 1 - \frac{T_o}{\sum_{i=0}^{6} T_i}$$

можно получить величину предельного относительного начального скачка при отрицательной реактивности

$$\left(\frac{\Delta n_o}{n_o}\right)_{предельн.} \approx 0.639\,, \text{ или } (\Delta n_o)_{предельн} \approx 63.9\%\, n_o$$

Из этого следует:

«Реактор ***сразу*** остановить нельзя!»

3. Предельный темп снижения мощности реактора после завершения начального скачка

С окончанием начального скачка процесс снижения плотности нейтронов реактора идёт по экспоненциальному закону $n(t) = A_o exp(-t/T_o)$, то есть темп снижения определяется величиной старшего (наибольшего по абсолютной величине) корня уравнения обратных часов T_o.

Предельный темп экспоненциального снижения мощности реактора после начального скачка при сообщении реактору очень большой (по абсолютной величине) отрицательной реактивности определяется установившимся периодом

$$T_{omin} = 1/\lambda_1 = 1/1.263 \cdot 10^{-2} \approx 79.2 \text{ с}$$

С таким периодом идёт β-распад самой долгоживущей группы предшественников запаздывающих нейтронов, и обогнать этот темп плотность нейтронов в реакторе не в состоянии.

Время спада нейтронной мощности реактора до практического нуля с момента окончания начального скачка:

$$5 \cdot 79.2 \approx 400\ с \approx 6.6\ мин$$

Так обстоит дело в гипотетическом случае сообщения критическому реактору *бесконечно-большой величины* отрицательной реактивности. В реальных случаях сообщения реактору более умеренной величины отрицательной реактивности темп снижения мощности по завершении начального скачка будет *ещё более медленным.*

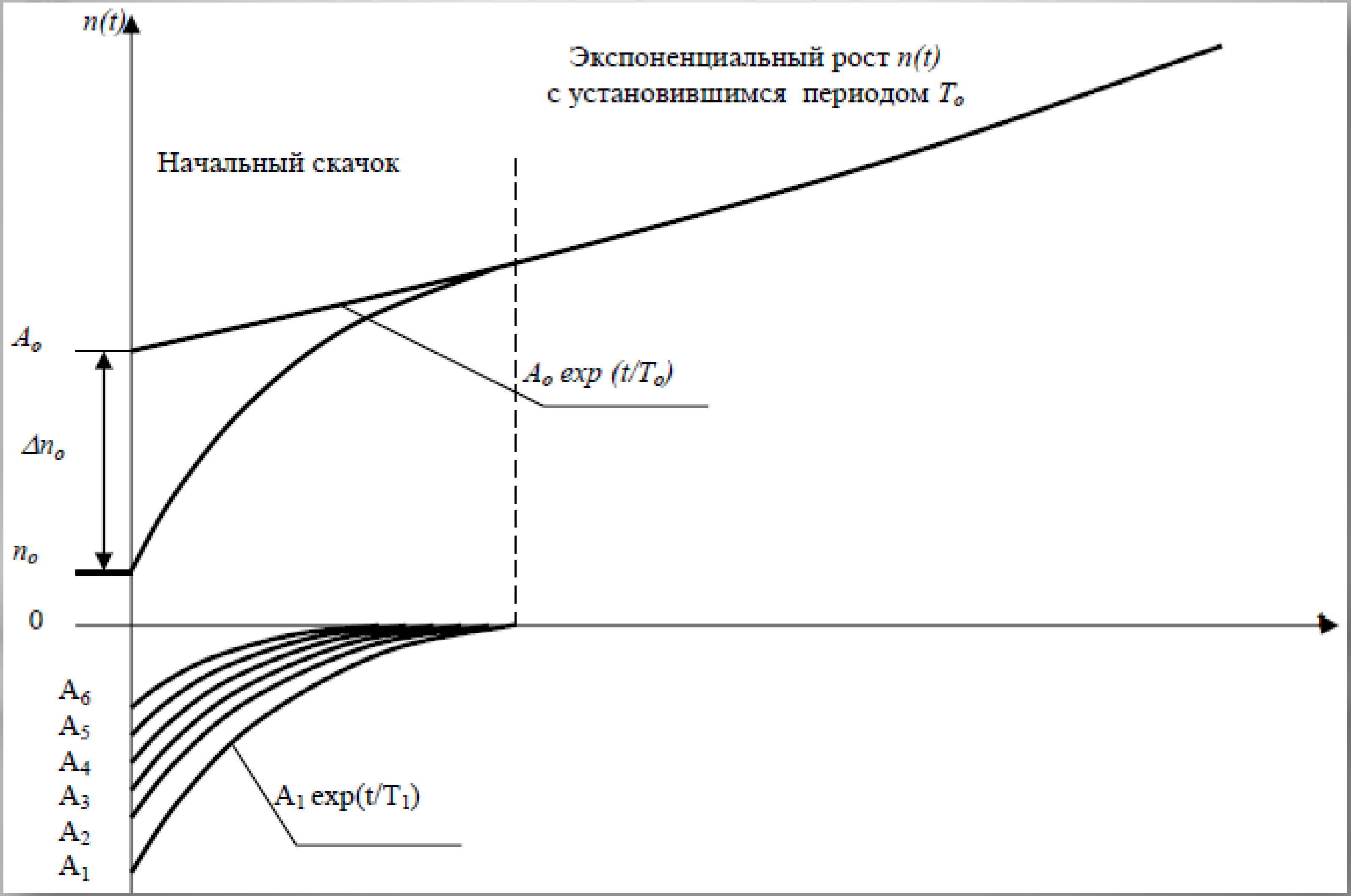
Переходные процессы при сообщении реактору положительных реактивностей

1. Общий характер переходных процессов при ρ>*0*.

Поскольку при ρ>*0* старший корень уравнения обратных часов $T_o>0$ и величина постоянной интегрирования $A_o>0$, а остальные корни $(T_1 \div T_6)<0$ и соответствующие им постоянные интегрирования $(A_1 \div A_6)<0$, то общее решение системы дифференциальных уравнений кинетики реактора для этого случая можно представить в виде:

$$n(t) = A_0 \exp\frac{t}{T_o} - \sum_{i=1}^{6} A_i \exp(-\frac{t}{T_i})$$

Если обозначить через A_i и T_i абсолютные значения соответствующих величин, то алгебраическая сумма положительной возрастающей экспоненты $A_o exp(t/T_o)$ и шести отрицательных убывающих экспонент, по существу, сводится к вычитанию из значений старшей экспоненты сумм значений остальных экспонент.



Переходный процесс *n(t)* при ρ > 0 как геометрическая сумма одной положительной возрастающей и шести отрицательных убывающих экспонент, вытекающая из решения системы дифференциальных уравнений кинетики реактора при положительных реактивностях.

Как и в случае отрицательных реактивностей, переходный процесс *n(t)* и в этом случае имеет две качественные стадии - начального скачка (только в сторону увеличения *n(t)*) и экспоненциального разгона мощности с установившимся периодом T_o, численно равным значению старшего корня уравнения обратных часов.

Сообщение реактору положительной реактивности не делает реактор надкритичным на мгновенных нейтронах, оно приводит лишь к тому, что плотность мгновенных нейтронов устремляется к новому, более высокому стационарному значению.

В процессе роста плотности мгновенных нейтронов возрастает скорость реакции деления и скорость образования предшественников и излучателей запаздывающих нейтронов, а, значит, и скорость генерации самих запаздывающих нейтронов всех групп и начинается экспоненциальный рост общей плотности нейтронов в реакторе на стадии экспоненциального разгона мощности с установившимся периодом.

Как и в случае отрицательной реактивности, величина начального скачка определяется только величиной сообщённой реактору реактивности.

Но есть одно качественное отличие.

Во-первых, величина любой постоянной интегрирования A_i, *а, значит, и величина начального скачка* Δn_o, *с ростом величины положительной реактивности растёт неограниченно, а поэтому весь переходный процесс n(t) при достаточно большой величине положительной реактивности может выродиться в один сплошной гигантский быстропротекающий скачок.*

Наличие начального скачка плотности нейтронов в переходном процессе объясняется в первую очередь быстрым нарастанием плотности именно мгновенных нейтронов, и введение больших положительных реактивностей может стать причиной возникновения ядерной опасности.

Во-вторых, величина старшего корня уравнения обратных часов T_o, *определяющая темп экспоненциального роста мощности после завершения начального скачка при возрастании сообщаемой реактору положительной реактивности имеет горизонтальную асимптоту* $\rho = в_э$.

Это означает, что при достижении величины положительной реактивности $\rho = \beta_э$ величина обратного установившегося периода ($1/T_0$) становится равной бесконечности, а величина самого периода T_0 - равной нулю. То есть реактор наращивает свою мощность теоретически с бесконечной скоростью.

Мгновенная критичность реактора – источник ядерной опасности

Понятие мгновенной критичности реактора является основой для понимания специфической для реакторных установок физической опасности, называемой ***ядерной опасностью***.

Ядерная опасность - опасность возникновения неуправляемого разгона мощности реактора при сообщении ему больших положительных реактивностей.

Ядерная безопасность - состояние реакторной установки и всех обслуживающих её систем, а также комплекс конструктивных, технических и организационных мер, гарантирующие исключение неуправляемого разгона мощности реактора вследствие сообщения ему больших положительных реактивностей.

Коэффициента размножения на мгновенных нейтронах

$$k_э^{м} = k_э(1 - \beta_э) \qquad (1)$$

отношение количеств мгновенных нейтронов рассматриваемого и непосредственно предшествующего ему поколений.

Мгновенной критичностью реактора называют его состояние, в котором он критичен на одних мгновенных нейтронах.

Условие мгновенной критичности реактора:

$$k_э^{м} = 1$$

а мгновенной надкритичности – условие:

$$k_э^{м} > 1$$

В общем случае состояния реактора, когда он критичен или надкритичен на одних мгновенных нейтронах выразится неравенством:

$$k_э^{м} \geq 1 \qquad (2)$$

Подставим в (2) выражение (1):

$$k_э(1 - \beta_э) \geq 1, \quad \text{или} \quad \frac{1}{k_э} \leq 1 - \beta_э, \quad \text{или} \quad 1 - \frac{1}{k_э} \geq \beta_э$$

Но поскольку величина $1 - (1/k_э) = \rho$ *(реактивность реактора), то условием возникновения мгновенной критичности или надкритичности в реакторе будет:*

$$\rho \geq \beta_э$$

Реактор ввергается в состояние мгновенной критичности тогда, когда ему сообщается положительная реактивность величиной, большей или равной величине эффективной доли выхода запаздывающих нейтронов.

Для того, чтобы оценить, сколь невелика та величина положительной реактивности, которая, грубо выражаясь, превращает ядерный реактор в подобие ядерной бомбы, вспомним, что:

- в реакторе с топливом на основе ^{235}U $\beta_э$= *0.0064;*
- в реакторе с топливом на основе ^{239}Pu $\beta_э$=*0.0021;*
- в реальных энергетических реакторах АЭС величина эффективной доли выхода запаздывающих нейтронов в произвольный момент кампании лежит в пределах от 0.0060 до 0.0045, причём в процессе кампании величина $\beta_э$ *снижается.*

Проблема обеспечения ядерной безопасности является самой важной проблемой эксплуатации ядерных энергетических установок. Она накладывает свой отпечаток на все стороны процесса эксплуатации реакторных установок: транспортировка и загрузка в активную зону реактора ядерного топлива, физический пуск реактора, эксплуатационные пуски, режимы работы реактора на мощности, останов реактора, перезарядка активной зоны и многое другое.

Основное ограничение, на базе которого формулируется подавляющее большинство этих требований:

Ни при каких обстоятельствах реактору не должна сообщаться положительная реактивность, близкая к величине эффективной доли запаздывающих нейтронов.

Какую величину реактивности считать *большой*, *а какую – малой?*

Положительные реактивности, сравнимые по величине с эффективной долей выхода запаздывающих нейтронов в реакторе - БОЛЬШИЕ РЕАКТИВНОСТИ.

Реактивности, меньшие величины $\beta_э$ по крайней мере на порядок - МАЛЫЕ РЕАКТИВНОСТИ.

В связи с этим заметим, что величина реактивности реактора, численно равная эффективной доле выхода запаздывающих нейтронов в нём, может служить в качестве естественной и удобной единицы измерения реактивности для любых реакторов.

В отечественной практике эта единица так и называлась: *доля от $\beta_э$; и говорилось, например, что “реактивность равна 0.15 $\beta_э$”. Американцы дали этой единице своё название - доллар, а сотой части этой единицы - цент. То есть по-американски упомянутая величина реактивности звучит как “0.15 доллара” (или «15 центов») и пишется кратко как “ρ= 0.15$” или “ρ = 15 с”.*

Особенности переходных процессов при сообщении реактору малых и больших реактивностей

Малые реактивности

В соответствии с произведенной переоценкой малыми считаем реактивности, удовлетворяющие неравенству $\rho << \beta_э$.

Из взаимосвязи величин реактивности и периода реактора Т, выражаемой уравнением обратных часов

$$\rho = \frac{l}{T} + \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_{эi}}{1 + \lambda_i T}$$

следует, что при малых реактивностях величина периода реактора большая, а это значит, что величина произведения $\lambda_i T \gg 1$, *то есть единицей в знаменателе под знаком суммы можно попросту пренебречь.*

Кроме того, во много раз большая по сравнению с временем жизни мгновенных нейтронов *l величина периода T позволяет пренебречь и первым слагаемым правой части уравнения обратных часов (l/T ≈ 0). Поэтому уравнение обратных часов при малых реактивностях приобретает вырожденный вид:*

$$\rho \approx \frac{1}{T}\sum_{i=1}^{6}\frac{\beta_{эi}}{\lambda_i} \qquad (1)$$

Но так как под знаком суммы остались одни физические константы, то сумма их - тоже физическая константа и

$$\rho \approx \frac{const}{T}$$

Иначе говоря, при малых реактивностях величина периода реактора:

$$T \approx const/\rho \tag{2}$$

практически постоянная величина, обратно пропорциональная величине сообщённой реактору реактивности.

То есть переходный процесс *n(t) при малых реактивностях приближённо представляет собой одну экспоненту с практически постоянной величиной периода. А это значит, что переходные процессы при малых реактивностях протекают практически без стадии начального скачка.*

При малых реактивностях определяющую роль в характере переходных процессов n(t) играют запаздывающие нейтроны.

Формально уравнение обратных часов в случае малых реактивностей вырождается в изначальную формулу для периода реактора, которая была введена при анализе элементарного уравнения кинетики реактора.

Роль константы в формуле (2) играет величина среднего времени жизни одних только запаздывающих нейтронов.

Подставив в (2) значения физических констант и значения величин эффективных долей выхода запаздывающих нейтронов всех групп (применительно к реакторам больших размеров, к которым относятся практически все реакторы АЭС, $\beta_{эi} = \beta_i$), *можно получить:*

$$\rho \approx \frac{0.08335}{T}$$

а для маломощных реакторов с более умеренными размерами активных зон:

$$\rho \approx \frac{0.08335}{T} \chi$$

где *Χ* - величина ценности запаздывающих нейтронов в реакторе.

Большие реактивности

При больших реактивностях период реактора *T* мал. Причём уже при $\rho = 0.7\beta_э$ он настолько мал, что величина произведения $\lambda_i T$ оказывается меньшей единицы более чем на два порядка, то есть этой величиной в уравнении обратных часов можно пренебречь:

$$\rho \approx \frac{l}{T} + \sum_{i=1}^{6} \beta_{эi} = \frac{l}{T} + \beta_э$$

Величина суммарной эффективной доли запаздывающих нейтронов $\beta^{э}=0.0064$ при больших величинах реактивности оказывается *очень малой* сравнительно с величиной *l/T*, поэтому ею также можно можно пренебречь

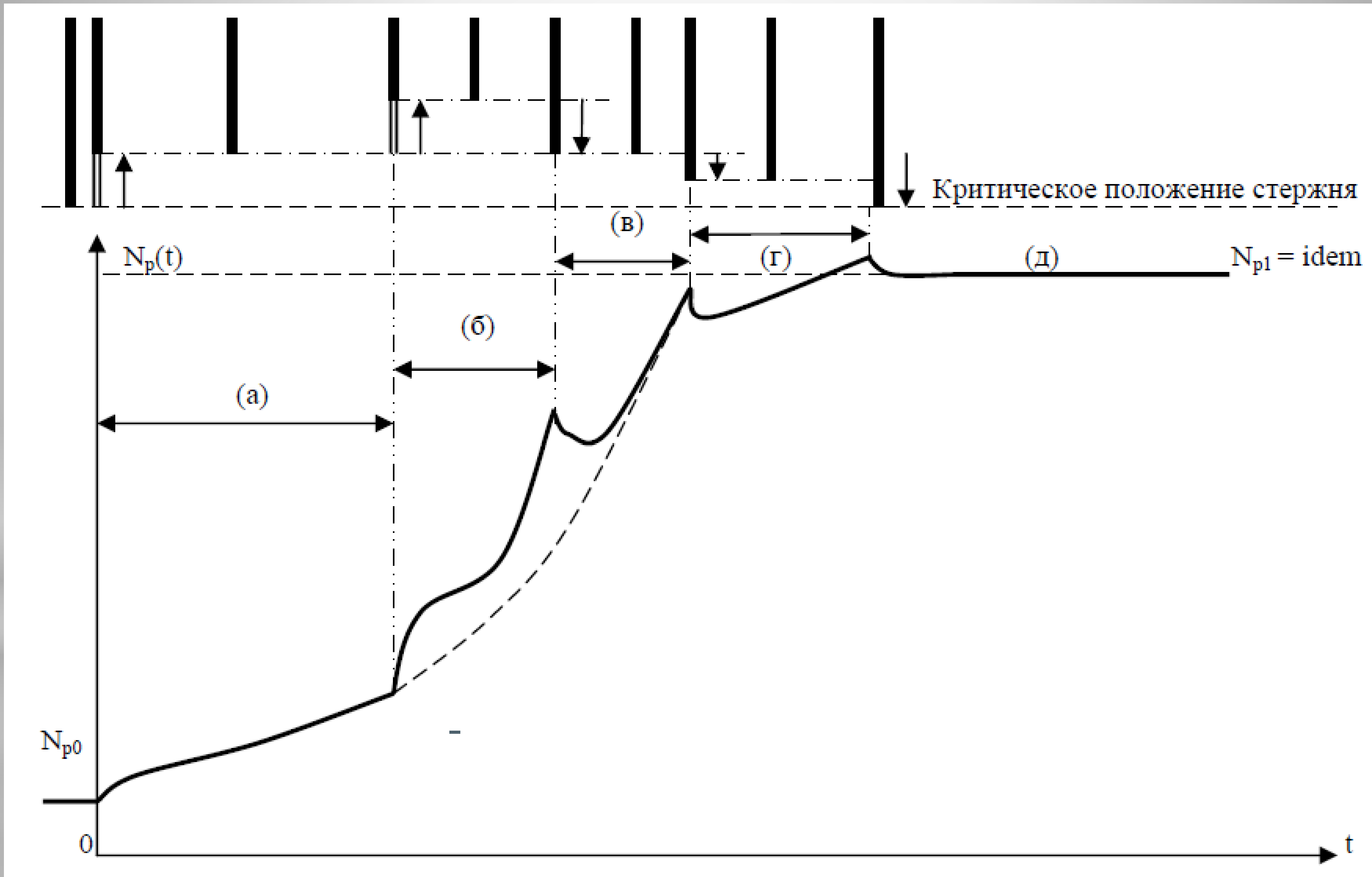
$$\rho \approx \frac{l}{T}$$

При сообщении реактору большой положительной реактивности переходный процесс *n(t)* обусловлен, главным образом, размножением на мгновенных нейтронах; запаздывающие нейтроны при $\rho \geq \beta_э$ перестают играть свою сдерживающую роль в интенсивном развитии переходных процессов.

Как управляют реактором на малых уровнях мощности

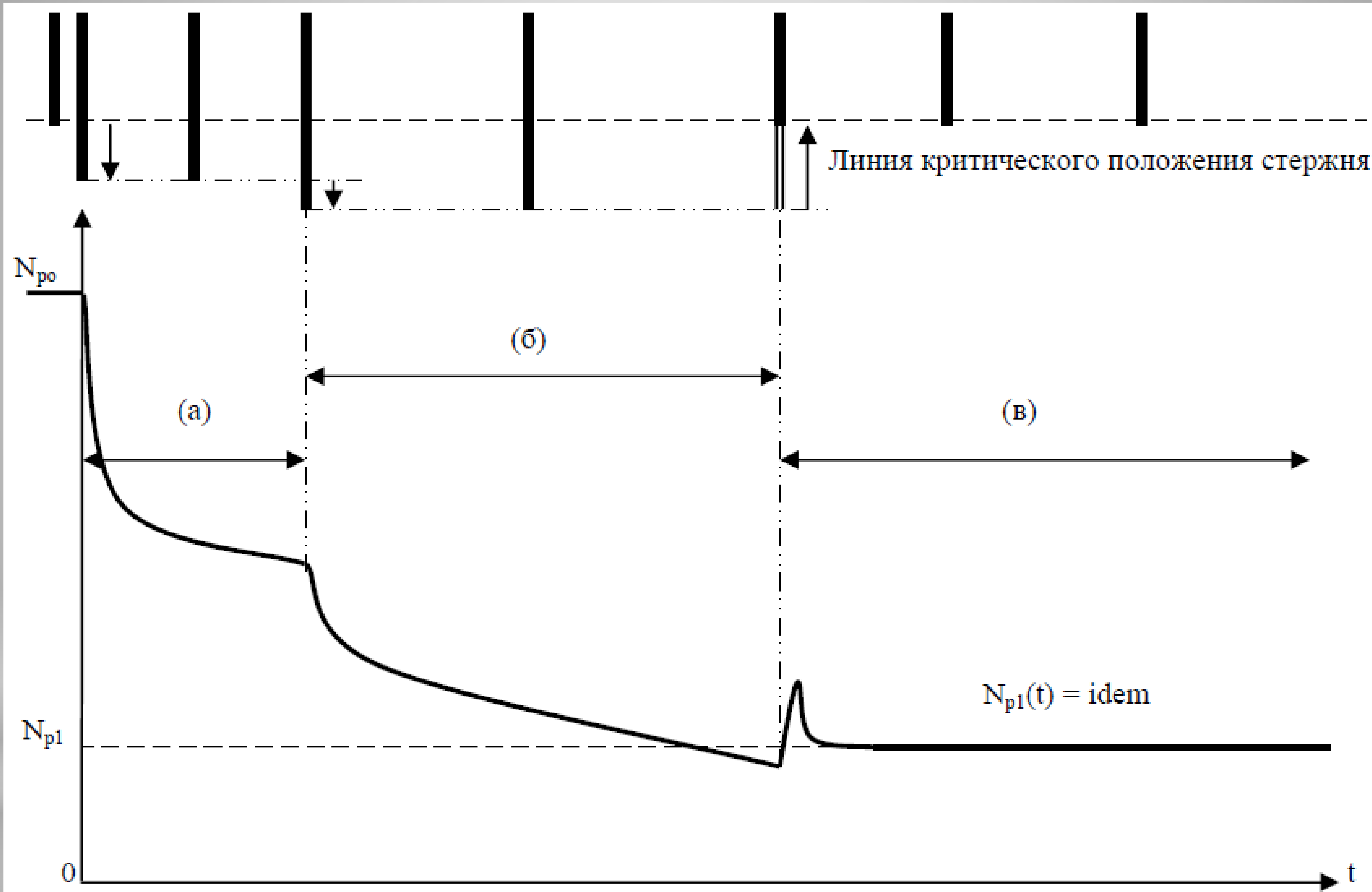
Рассмотрены два случая развития кинетических процессов $n(t)$ в “холодном” реакторе при сообщении ему положительной или отрицательной реактивности.

Несмотря на то, что рассматривалась кинетика идеализированного, “холодного” реактора, выявленные закономерности вполне применимы к управлению реальным реактором на малых уровнях мощности, лежащих в пределах между МКУМ (минимально контролируемым уровнем мощности) и значениями (4 ÷ 5)% от номинального уровня мощности реактора.



Основные операции, выполняемые с помощью подвижных стержней-поглотителей при подъёме мощности реактора, и переходные процессы $N_p(t)$, которые следуют в реакторе в ответ на перемещения поглотителей.

В реакторах типа ВВЭР-1000 допустимая величина периода удвоения мощности реактора при положительных реактивностях, равна 100 с.



Основные операции со стержнями-поглотителями регулирующей группы при снижении мощности реактора и изменения мощности реактора, вызываемые этими перемещениями стержней-поглотителей.

Автоматическая стабилизация мощности реактора

Всё сказанное о технике управления реактором строго справедливо только для “холодного” реактора.

В реальных энергетических реакторах, отличающихся от “холодного” реактора наличием температурных эффектов реактивности, переходные процессы изменения мощности реактора при сообщении реактивности той или иной величины и знака имеют более сложный характер.

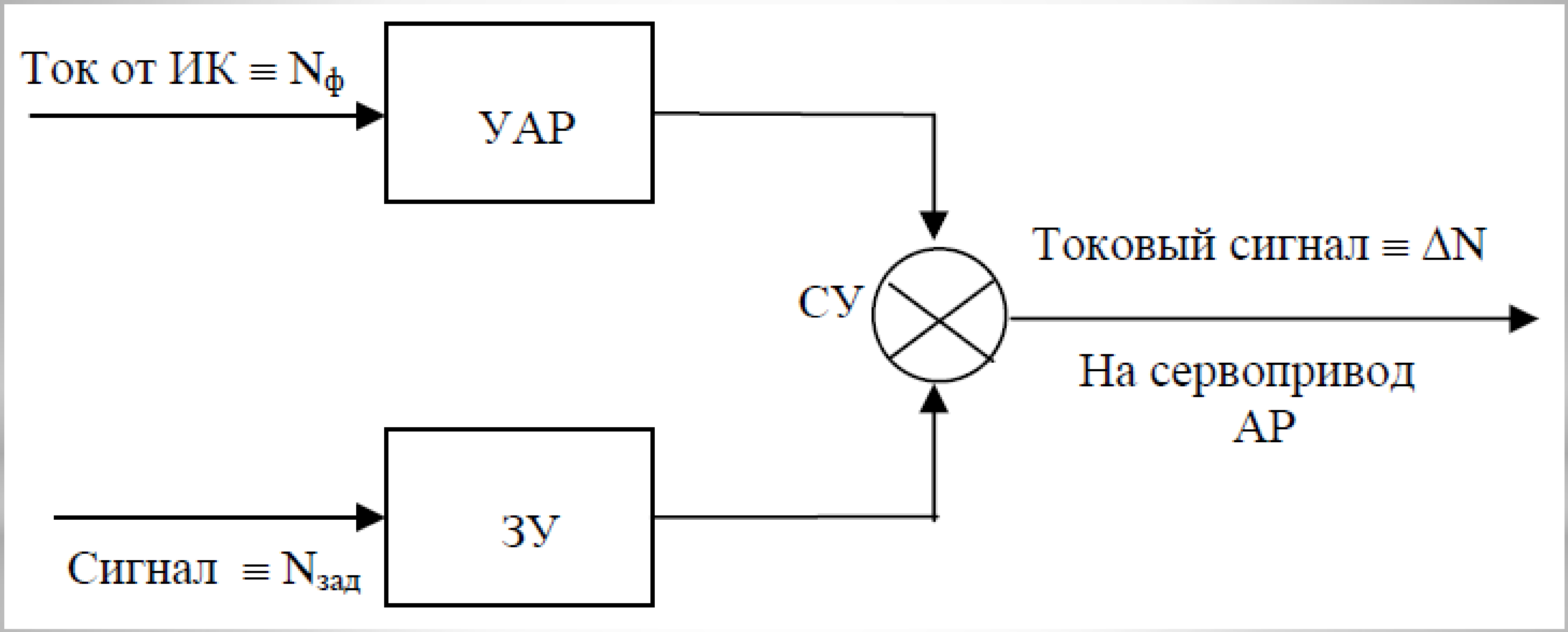
“Холодный” реактор как объект регулирования является объектом *неустойчивым*: любое, даже самое малозаметное, возмущение по реактивности положительного или отрицательного знака заставляет такой реактор либо непрерывно увеличивать его мощность, либо неуклонно снижать её до полной остановки реактора.

Если бы реальный энергетический реактор был лишён уже известного нам отрицательного температурного коэффициента реактивности, он был бы именно таким неустойчивым реактором. Вы сразу можете взять на заметку после сказанного, что реальный энергетический реактор на номинальной (100%-ной) мощности всегда более устойчив, чем на меньших уровнях мощности.

Чем меньше уровень тепловой мощности реактора, тем ближе по свойствам этот реактор к “холодному” (а, значит, неустойчивому) реактору.

Система автоматического регулирования (АР) обычно предусматривает одну или две группы специально выделенных для этой цели подвижных стержней-поглотителей, попеременно работающих в активной зоне.

Каждый канал АР строится по принципу измерения величины разбаланса между фактическим и заданным уровнями мощности реактора, усиления сигнала этого разбаланса и направления его для воздействия на сервопривод группы АР таким образом, чтобы перемещением группы по высоте активной зоны свести разбаланс к нулю.


Ток от ИК ≡ $N_ф$
УАР
Токовый сигнал ≡ ΔN
СУ
На сервопривод АР
ЗУ
Сигнал ≡ $N_{зад}$