

УДК 621.039

Краткие сообщения по физике ФИАН, 2004. №1. с. 5 – 22.

О возможном магнитном механизме уменьшения времени разгона реактора РБМК-1000 на ЧАЭС.

Рухадзе А.А.* , Уруцкоев Л.И.** , Филиппов Д.В.**

Аннотация

В работе показаны существенные противоречия между официальным заключением о причинах взрыва реактора на Чернобыльской АЭС и известными экспериментальными фактами. Период аварийного разгона реактора не удаётся объяснить в рамках существующих представлений о физике работы реактора. Выдвигается гипотеза о возможном магнитном механизме, приведшем к росту коэффициента реактивности реактора в ходе проведения испытаний по выбегу турбогенератора на IV блоке ЧАЭС.

Введение

Настоящая статья направлена на выяснение физического механизма взрыва реактора. Официальные объяснения сложно признать удовлетворительными: во-первых, как будет ниже показано, ряд вопросов остался без ответа, а во-вторых, официальные выводы, основанные на численном моделировании, противоречат экспериментальным фактам и аналитическим оценкам. В данной работе выдвигается гипотеза, что причиной аварии является изменение свойств распада ядер-излучателей запаздывающих нейтронов в ходе «выбега» турбогенератора. Несмотря на кажущуюся малую вероятность такого предположения, ряд ранее необъяснимых наблюдаемых экспериментальных фактов находит в этом случае свое простое и логичное объяснение.

На сегодняшний день, по мнению авторов, не имеет убедительных объяснений следующий ряд наблюдавшихся при Чернобыльской катастрофе фактов:

- Целостность конструкций в шахте реактора;
- Невозможность указать место расположения значительного количества топлива;
- Два взрыва с интервалом в $1 \div 2$ сек.;
- Странное яркое свечение над шахтой реактора после взрыва;
- Нарушение изотопного состава в исследованных образцах топлива, в том числе сдвига в сторону ^{235}U [1, 2];
- Факт притяжения электрических кабелей к паропроводам.

• И главное, механизм разгона реактора: каким образом реактор с высокой степенью выгорания топлива (до 20 МВт·сут/кг) и отравленный ксеноном разогнался за 10 сек. с уровня 200 МВт (6% номинальной мощности) до мощности, превышающей номинальную в десятки раз. Почему стержни аварийной защиты не успели остановить разгон реактора? По проекту, скорость опускания стержней должна была быть достаточной для компенсации любого возможного аварийного разгона реактора на запаздывающих нейтронах, который мог произойти с характерным временем ~ 10 сек. (временем жизни ядер-излучателей запаздывающих нейтронов).

* Институт общей физики РАН

**РЭКОМ, РИЦ «Курчатовский институт»

Однако фактически разгон реактора происходил в три раза быстрее. Мощность 530 МВт зафиксирована приборами на 3-ей секунде [3], на 6-ой секунде зафиксирован сигнал срабатывания АЗ, которая была установлена во время испытаний на уровне 1600 МВт, далее разгон происходил по-видимому значительно быстрее и точная информация о мощности отсутствует. То есть первые 6 сек. мощность увеличивалась каждые 3 сек. в e раз.

Приведенные факты не укладываются в принятую официальную версию [3 – 6], в которой проведен анализ сценария возникновения и развития аварии, основанный на численном моделировании. Согласно этой версии основными причинами аварийной ситуации явились:

- Из-за отравления реактора перед аварией был значительно снижен оперативный запас реактивности до 6–8 стержней, при минимальном разрешенном запасе в 30 стержней; сам по себе факт уменьшения оперативного запаса реактивности, конечно, не приводит к разгону реактора, но создает опасность неустойчивого состояния.
- Появление сильной неоднородности энерговыделения (плотности нейтронов) по высоте реактора вследствие движения вниз стержней аварийной защиты в условиях уменьшенного оперативного запаса реактивности привело к разгону реактора.
- Наличие высокого (по отношению к проектному) положительного парового коэффициента реактивности привело к значительному уменьшению времени развития такой неустойчивости. Паровым коэффициентом реактивности называют α_p – отношение изменения реактивности к изменению объемного содержания пара.

Оценим возможность изменения времени разгона реактора в рамках официальной модели аварии. Интенсивность размножения нейтронов в активной зоне реактора характеризуется коэффициентом размножения нейтронов K_p – это отношение количества нейтронов в одном поколении к их количеству в предыдущем. Избыточной реактивностью ρ называется величина $(K_p - 1)/K_p$. При $\rho = 0$ реактор находится в стационарном режиме, при $\rho < 0$ реакция замедляется, а при $\rho > 0$ – интенсивность реакции нарастает. При распаде ядра небольшая доля β запаздывающих нейтронов испускается ядрами-осколками через достаточно большой промежуток времени (~ 10 сек.). Для различных типов реакторов величина β колеблется от 0.2 до 0.7%, для рассматриваемого реактора РБМК на момент перед аварией $\beta = 0.45\%$. Хорошо известно, что состояние реактора описывается уравнениями кинетики [7]:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{T} n + \sum_i \lambda_i C_i, \quad \frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i n}{T} - \lambda_i C_i, \quad (1)$$

где C_i , λ_i и β_i соответственно – плотность, постоянная распада и доля ядер-излучателей запаздывающих нейтронов i -ой группы (β – среднее значение долей β_i); $T = 10^{-3}$ сек. – время жизни одного поколения мгновенных нейтронов. Для оценок можно пользоваться распространенным приближением одной эффективной группы запаздывающих нейтронов с $\lambda = 0.1 \text{ сек}^{-1}$ [7] и, следовательно, условием $\lambda \cdot T \ll \beta$. Для постоянной реактивности ρ несложно найти собственные решения линейной системы дифференциальных уравнений (1).

Анализируя собственные значения инкремента k соответствующего характеристического уравнения, легко заметить, что именно наличие запаздывающих нейтронов позволяет осуществлять регулирование реактора. Действительно, при малых ρ (а именно $0 < (\beta - \rho) \sim \beta$) из (1) получаем: $k = \lambda \cdot \rho / (\beta - \rho)$, то есть реактор разгоняется с характерным временем ~ 10 сек. – временем

жизни ядер-излучателей запаздывающих нейтронов. При больших значениях реактивности $\rho > \beta$ получаем: $k = (\rho - \beta) / T$, то есть разгон происходит на мгновенных нейтронах с характерным временем, меньшем 0.1 сек. Конечно, функция $k(\rho)$ непрерывна при всех значениях реактивности и может при некотором ρ принять значение $k \sim 3 \cdot \lambda \sim (3 \text{ сек.})^{-1}$, однако, в этой переходной области $\rho \leq \beta$ функция $k(\rho)$ растет очень быстро, то есть фазовый объем начальных условий такого решения мал. Другими словами, решение с $k \sim 3 \cdot \lambda$ неустойчиво в том смысле, что при небольших изменениях реактивности в процессе выбега, такое решение должно перейти на другую экспоненту с значительно отличающимся показателем, но во время аварии рост мощности происходил с постоянным инкрементом в течении двух периодов (6 сек.), что по-видимому говорит об устойчивости наблюдавшегося разгона.

Избыточная реактивность зависит от параметров среды, в том числе и от плотности теплоносителя γ . По вопросу о причинах разгона мощности в [3 – 6] утверждается, что при уменьшении плотности теплоносителя должен наблюдаться сильный рост избыточной реактивности реактора до 5β , (где β – доля запаздывающих нейтронов) – кривая «а» на рис.1 [4]. Там же представлена зависимость, полученная на стадии проектирования, согласующаяся с экспериментальными результатами, полученными в ходе испытаний реактора РБМК–1000 (кривая «б»).

Из сравнения рисунков видно, что ход кривых значительно различается в области малых γ . Расчетная кривая «б» рис.1 подтверждена результатами экспериментальных опытов, в то время как в экспериментальное обоснование расчетной кривой «а» положено единичное событие, произошедшее в 1986 году на IV блоке Чернобыльской АЭС. С научной точки зрения кривая «б» на рис.1 нам представляется более обоснованной. Заметим, что при избыточной реактивности $\rho > \beta$ происходит разгон реактора на мгновенных нейтронах. Следовательно, если приведенная в [4] зависимость $\rho(\gamma)$ «а» является истинной, то реактор можно разогнать, просто вылив весь теплоноситель. Тогда банальная авария в подаче воды должна приводить к неуправляемому разгону реактора на мгновенных нейтронах с периодом меньше 0.1 сек. (т.е. реактор превращается в «атомную бомбу»). Если это действительно так, то дальнейшая эксплуатация реакторов этого типа просто недопустима. Однако мы надеемся, что истинной все же является более разумная зависимость «б» рис.1, полученная конструкторами реактора, которые, будучи людьми аккуратными и ответственными не только рассчитывали, но и проверяли экспериментально все основные параметры системы на различных стадиях выгорания топлива.

По официальной версии [3 – 6] авария развивалась следующим образом: из-за локального увеличения мощности в условиях заниженного оперативного запаса реактивности (6÷8 стержней при минимальном запасе 30 стержней) произошел перегрев теплоносителя. Перегрев вызвал уменьшение плотности теплоносителя, что в свою очередь привело к росту избыточной реактивности – кривая «а» (рис.1). Рост реактивности привел к росту интенсивности реакции и увеличению мощности (выделяемая мощность пропорциональна плотности нейтронов). То есть это привело к развитию неустойчивости плотности нейтронов во времени. Ниже показывается, что время развития такой неустойчивости существенно превышает фактическое время разгона реактора, наблюдавшееся при аварии, даже если принять в качестве исходных данных весьма сомнительную расчетную зависимость «а» (рис.1) коэффициента избыточной реактивности от плотности теплоносителя. Заметим, что кроме парового коэффициента реактивности на динамику

развития неустойчивости оказывают влияние температурный и мощностной коэффициенты, которые приводят к уменьшению скорости роста реактивности [8].

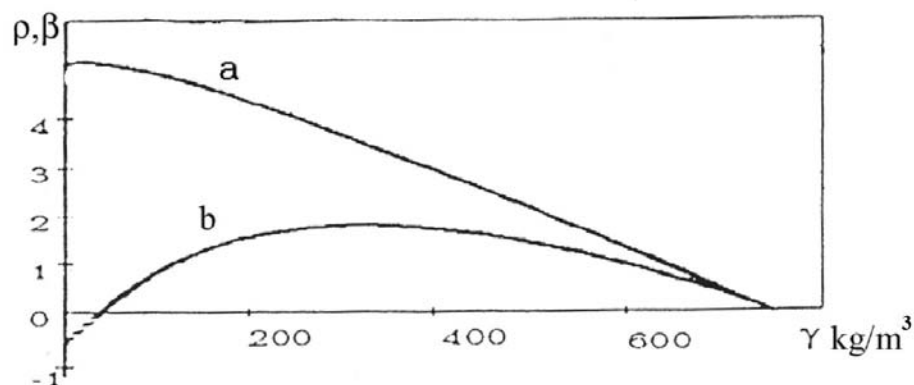


Рис 1. Зависимость избыточной реактивности от плотности теплоносителя в единицах β .

а – расчет после аварии; б – проектный расчет до аварии.

В работе [9] показано, что при аварии разгон реактора РБМК-1000 четвертого энергоблока Чернобыльской АЭС происходил на запаздывающих нейтронах. Аргументация автора [9] основана на показаниях приборов, из которых следует, что первые 6 сек. разгон мощности происходил при неизменном избытке реактивности реактора $\rho \sim 0.5\beta$, причем первые 6 сек. мощность изменялась со временем приближенно по экспоненциальному закону $N = 200 \cdot e^{t/3}$ МВт, с характерным временем 3 сек. Далее разгон происходил по-видимому быстрее, через следующие 4 сек. был зарегистрирован сигнал резкого повышения давления газа в графитовой кладке реактора. Таким образом, по имеющимся фактическим данным разгон мощности реактора в целом продолжался $t \sim 10$ сек. Из этого факта в работе [9] был сделан вывод о том, что разгон реактора происходил с участием запаздывающих нейтронов, поскольку на мгновенных нейтронах он произошел бы примерно в 100 раз быстрее, и проследить его во времени по приборам на пульте управления было бы абсолютно невозможно.

Отсутствие разгона реактора на «мгновенных» нейтронах косвенно подтверждается отсутствием видимых повреждений стенок реактора, так называемой схемы «КЖ» (кожух). Этот факт был установлен в 1990 году сотрудниками «Комплексной экспедиции» ИАЭ, когда с помощью бурения скважин удалось через перископ визуально осмотреть внутреннюю поверхность реактора. Весь внутренний объем реактора оказался пуст, т.е. полностью отсутствовало содержимое реактора. Видимых деформаций и повреждений внутренней стенки реактора отмечено не было, более того, сохранилась даже краска на схеме «КЖ». Визуально было установлено, что лишь в юго-восточном квадранте на внутренней поверхности стенки наблюдались следы копоти. Этот факт ставит под сомнение версию о возникновении пожара в самом реакторе с последующим плавлением топлива. К такому же выводу пришли специалисты, исследовавшие фрагменты топлива [10].

Принимая во внимание все выше перечисленные аргументы, можно прийти к выводу о том, что общепринятый на сегодняшний день сценарий аварии [3, 4] не только не объясняет факты, но и находится с ними в прямом противоречии.

Анализ общепринятого механизма.

В рамках официальной версии причиной роста реактивности считается большой паровой коэффициент. Но в этом случае скорость роста реактивности пропорциональна плотности нейтронов и поэтому нейтронный поток растет значительно медленнее, чем при скачкообразном изменении реактивности, рассмотренном в [7]. Покажем, что даже при завышенной расчетной зависимости $\rho(\gamma)$ – кривая «а» на рис.1, рост мощности реактора в e раз с 200 Мвт до 530 Мвт не мог произойти быстрее, чем за 20 сек., тогда как фактически такой рост произошел за 3 сек.

Предположим, что выполняется завышенная зависимость $\rho(\gamma)$ – кривая «а» на рис.1, в этом случае паровой коэффициент реактивности α_ϕ не превышает:

$$\alpha_\phi = \frac{d\rho}{d\gamma} < \frac{6\beta}{75\%} = 3.6 \cdot 10^{-4} \%^{-1},$$

так как из данных [8] (с.34) следует, что для реактора, вышедшего на стационарный режим перегрузки топлива $\beta=0.0045$. Заметим, что даже в официальной информации [3] указывается меньший коэффициент $\alpha_\phi = 2 \cdot 10^{-4} \%^{-1}$.

По данным конструкторов [8] паропроизводительность реактора при номинальной мощности равна 1.5 т/с, а среднее содержание пара в теплоносителе на выходе 15%, при этом в реакторе находится одновременно не менее 30 т. теплоносителя, а скорость изменения плотности теплоносителя (паросодержания) пропорциональна мощности (плотности нейтронов).

Теплоноситель прокачивается через реактор восемью Главными Циркуляционными Насосами (ГЦН). В соответствии с программой испытаний на 4-ом блоке ЧАЭС четыре из них были запитаны от электрической сети 3-го энергоблока ЧАЭС. Эти четыре ГЦН должны были обеспечить нормальное охлаждение реактора даже при отключении энергоподачи от 4-ого блока, по крайней мере, до момента достижения 50% номинальной мощности, а разгон реактора начался с 6% номинальной мощности.

Если все же предположить, что движение теплоносителя через реактор было по каким-то причинам полностью остановлено (чего быть не могло), то даже в этом крайнем случае скорость изменения реактивности не превысит:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{d\rho}{d\gamma} \cdot \frac{d\gamma}{dt} < \frac{6\beta}{0.75} \cdot \frac{1.5 \text{ т} \cdot \text{с}^{-1}}{30\text{т}} \cdot \frac{W_0}{W_n},$$

где $W_0 = 200$ Мвт – начальная мощность реактора, с которой начался разгон, $W_n = 3200$ Мвт - номинальная мощность. Следовательно, для максимально возможной функции $\rho(t)$ получаем уравнение:

$$\frac{d\rho}{dt} = \alpha \cdot \beta \cdot \frac{n}{n_0}, \quad (2)$$

где $\alpha < 0.025 \text{ сек}^{-1}$, n – плотность, а n_0 – начальная плотность нейтронов. Обратим внимание на то, что уравнение (2) выполняется локально, так как мы воспользовались лишь тем предположением,

что находящийся в замкнутом объеме теплоноситель выпаривается за счет выделяемой тепловой энергии.

Решая систему уравнений (1 – 2) в приближении одной эффективной группы запаздывающих нейтронов, учитывая начальные условия $\rho(0) = 0$, $\rho'_t(0) = \alpha \cdot \beta$ и $\rho''_{tt}(0) = \alpha \cdot \beta \cdot n'_t(0) = 0$, так как разгон начался из стационарного состояния, получаем уравнение:

$$\left(\frac{T}{\beta}\right) \frac{d^2 \rho}{dt^2} + \left(\frac{T\lambda}{\beta} + 1\right) \frac{d\rho}{dt} - \frac{\rho}{\beta} \cdot \frac{d\rho}{dt} - \frac{\lambda \rho^2}{2\beta} = (T\lambda + \beta) \cdot \alpha. \quad (3)$$

В рассматриваемом приближении ($T \cdot \lambda \ll \beta$ и $T \cdot \alpha \ll \beta$) это уравнение имеет точное решение:

$$\sqrt{\frac{2 \cdot \alpha}{\lambda}} \cdot \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{\lambda}{2 \cdot \alpha}} \cdot \frac{\rho}{\beta} \right) - \frac{\alpha}{\lambda} \cdot \ln \left(1 + \frac{\lambda}{2 \cdot \alpha} \left(\frac{\rho}{\beta} \right)^2 \right) = \alpha \cdot t. \quad (4)$$

При временах $t \ll \alpha^{-1} = 40$ сек. несложно записать приближение:

$$n(t) = n_0 \cdot \left[1 + \alpha \cdot t + \left(\frac{3}{2} \alpha^2 + \frac{\lambda}{2} \alpha \right) \cdot t^2 + o((\alpha \cdot t)^2) \right]. \quad (5)$$

Таким образом, в рамках принятых начальных условий рост мощности за первые 10 с. не мог быть больше чем в 1.5 раза. Этот результат согласуется с [7], так как в нашем случае первое время избыточная реактивность растет линейно со скоростью α . Поскольку при аварии реактор разгонялся каждые 3 сек. в e раз, то можно сделать вывод, что даже столь высокий паровой коэффициент реактивности, который взят за основу в [3, 4] – кривая «а» на рис.1 – не мог быть причиной разгона реактора при перегреве теплоносителя.

Учет всех групп запаздывающих нейтронов не изменит полученного результата: рост мощности реактора в e раз с 200 Мвт до 530 Мвт не мог произойти быстрее, чем за 20 сек., тогда как фактически такой рост произошел за 3 сек. Предлагаемые в [3 – 6] численные модели не объясняют скорость разгона мощности реактора. Это порождает сомнения и в правильности расчетов зависимости избыточной реактивности от плотности теплоносителя – кривая «а» на рис.1, которая является завышенной по отношению к проектной кривой «б» [8].

Рассмотрим далее утверждение [3] о разгоне реактора из-за пространственной неоднородности энерговыделения (плотности нейтронов). Во-первых, заметим, что характер взрывной разгерметизации реактора и разлета его конструктивных элементов свидетельствует, скорее всего, о достаточно однородном по объему увеличению плотности нейтронов [11]. Кроме того, уже в классических работах Ферми [12] было показано, что учет пространственной неоднородности при небольшой положительной избыточной реактивности приводит к затуханию высоких сильно неоднородных пространственных гармоник возмущений. При большой реактивности высокие пространственные гармоники растут, по крайней мере, медленнее основной. Действительно, первое уравнение (1) при учете пространственной неоднородности принимает следующий вид [12]:

$$\frac{dn}{dt} = D \cdot \Delta n + \frac{\rho - \beta}{T} n + \sum_i \lambda_i C_i, \quad (6)$$

где $D = L^2 / T$ – коэффициент диффузии нейтронов, T – как и раньше время жизни одного поколения мгновенных нейтронов, L – длина диффузии. Длина диффузии для графита $L \sim 50$ см., для воды ~ 3 см. При поиске собственных решений уравнений (6) в виде $n(t) = \varphi(x,y,z) \cdot f(t)$, учитывая, что на границе реактора можно считать $n = 0$, получаем:

$$\Delta \varphi = -q^2 \varphi, \quad (7)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - (qL)^2 - \beta}{T} n + \sum_i \lambda_i C_i,$$

где q – волновой вектор.

Видно, что учет неоднородности приводит к уменьшению реактивности на величину $(2\pi L/a)^2$, где a – длина волны пространственной гармоника возмущения. Другими словами, в уравнениях кинетики реактора из-за неоднородности пространственного распределения нейтронов появляется «диффузионный член». Он обуславливает сглаживание («размывание») пространственных неровностей плотности нейтронов.

Подытожим вышесказанное:

1. Официальные версии модели аварии противоречат зафиксированным фактам и современным физическим представлениям в следующих пунктах:

- зависимость реактивности от плотности теплоносителя завышена по сравнению с проектной;
- время развития неустойчивости, полученное аналитически из анализа уравнений, даже с учетом завышенной реактивности существенно превышает результаты численного моделирования;
- утверждение о сильной пространственной неоднородности противоречит характеру взрыва; но даже наличие неоднородности приводит к увеличению времени разгона, а не к его уменьшению.

2. До сих пор нет убедительного объяснения причин аварии на ЧАЭС, по-видимому, в рамках современного научного представления это сделать весьма проблематично.

3. Для объяснений столь высокой скорости разгона реактора, по нашему мнению, следует предположить, что при аварии могло проявиться новое физическое явление (или даже комплекс явлений).

Попробуем предложить возможный механизм разгона реактора, не противоречащий приведенным выше фактам.

β^- -распад в связанное состояние.

Несмотря на привычное представление о том, что ядерные процессы значительно отличаются от атомных по временному, пространственному и энергетическому масштабу, в физике известно много примеров тесной взаимосвязи ядерных и атомных явлений.

В работах [13 – 16] строится теория β^- -распада в связанное состояние электрона (при котором β^- -электрон не покидает атом, а занимает свободную орбиту). Обращается внимание [17] на то, что распад в связанное состояние дополнительно увеличивает фазовый объем конечных состояний и, следовательно увеличивает вероятность β^- -распада. В [15, 16] вычислены отношения постоянных распада (вероятностей β^- -распада) в связанное λ_b и в свободное состояние λ_c . Для полностью ионизованных тяжелых атомов при β^- -распадах с малыми энергиями, отношение λ_b/λ_c может достигать огромной величины $10^3 \div 10^4$. То есть наличие свободных электронных орбит может увеличить вероятности β^- -распада ядер в тысячи раз.

Теория β^- -распада в связанное состояние была экспериментально подтверждена в работах [18, 19]. Причем для ^{187}Re [19] полная ионизация уменьшила период полураспада в 10^9 раз ($4.3 \cdot 10^{10}$ лет для нейтрального атома; 33 года для полностью ионизованного ядра).

Расчет отношения вероятностей β^- -распада в связанное и в свободное состояние аналогичен классическому расчету отношения вероятностей К-захвата к вероятности позитронного β^+ -распада [20]. Пользуясь результатами [15, 16, 20] запишем следующее важное утверждение:

- *появление свободной электронной орбиты увеличивает постоянную β^- -распада λ любого разрешенного перехода на величину $\delta\lambda$ (в атомных единицах $\hbar = c = m_e = 1$):*

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{|\Psi_e(R)|^2 \cdot (E-1)^2}{f(Z, E)} \sim \frac{2\pi \cdot (\alpha \cdot Z)^3 \cdot (E-1)^2}{N^3 \cdot f(Z, E)}, \quad (8)$$

где $\Psi_e(R)$ – плотность электронных волновых функций в области ядра, E – энергия перехода, Z – заряд ядра, $f(Z, E)$ – интегральная функция Ферми:

$$f(Z, E) = \int_1^E F(Z, \varepsilon) \cdot \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \cdot (E - \varepsilon)^2 d\varepsilon, \quad (9)$$

$\alpha=1/137$ – постоянная тонкой структуры, N – главное квантовое число свободной орбиты. Второе равенство в (8) получено в приближении водородоподобной орбиты. Пользуясь известным приближением [20], что функция $f(Z, E)$ (9) растет с энергией быстрее, чем E^2 (для $E \gg 1$ можно воспользоваться приближением $f \sim E^5/30$), получаем из (8) оценку (для $N=1$):

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} \sim 60\pi \left(\frac{\alpha Z}{E} \right)^3, \quad (10)$$

Видим, что изменение $\delta\lambda/\lambda$ будет больше для переходов с меньшими энергиями E , то есть для переходов на более высокие (возбужденные) уровни дочернего ядра.

В работах [13 – 19] рассматривается β -распад в связанные состояния на орбиты, освободившиеся в результате ионизации атома. Однако это не единственный способ освободить электронные орбиты. В работах [21, 22] Б.Б.Кадомцев обратил внимание на перестройку атомных электронов в сильном магнитном поле. В [21] показано, что у тяжелых атомов в сильном магнитном поле электроны не стремятся занимать нижние энергетические уровни. То есть атом возбуждается, а ближайшие к ядру электронные орбиты освобождаются для β -распада в связанные состояния. Таким образом можно предположить, что если бы появилось сильное магнитное поле, то оно могло бы открыть дополнительные каналы β -распада в связанные состояния. На наличие сильного магнитного поля возможно указывает факт вырванных из стен электрических проводов. Возможная причина появления такого сильного магнитного поля будет рассмотрена позже, а сейчас рассмотрим, как β -распад в связанные состояния повлияет на долю запаздывающих нейтронов в реакторе.

Влияние изменения свойств распада ядер-излучателей запаздывающих нейтронов на реактивность.

В результате деления ^{235}U образуется большое количество осколков с атомными весами от $A=72$ до $A=160$. Массовые и зарядовые распределения осколков хорошо изучены. Большинство осколков являются нестабильными нейтронно-избыточными ядрами [23, 24]. Часть этих ядер (~ 50 ядер), являющихся источниками запаздывающих нейтронов, распадаются по следующей схеме (рис.2) [24].

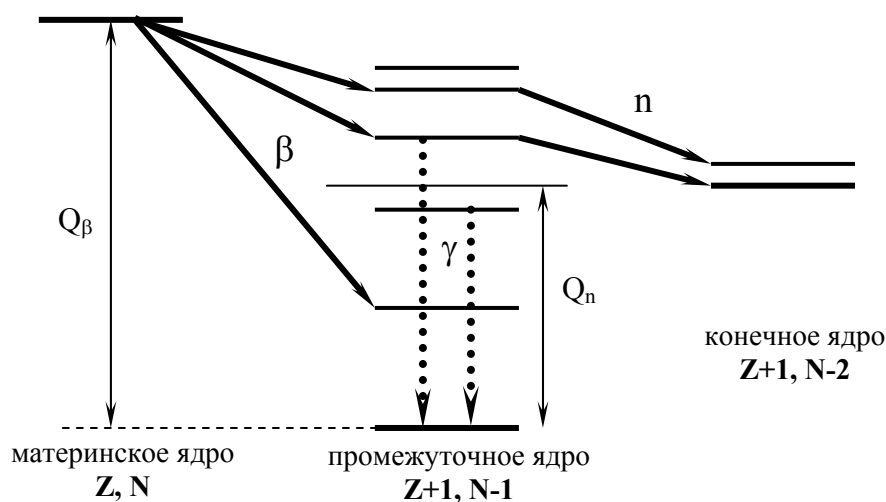


Рис.2 Схема распада ядра-излучателя запаздывающего нейтрона. Q_β – максимальная энергия β -распада, Q_n – энергия связи нейтрона в промежуточном ядре.

При β -распаде материнского ядра (излучателя запаздывающего нейтрона) по каналу с меньшими энергиями β -перехода образуется промежуточное ядро в возбужденном состоянии. При энергии возбуждения большей Q_n – энергии связи нейтрона – промежуточное ядро испускает нейтрон. Испускание нейтрона из промежуточного ядра происходит практически мгновенно, а время «запаздывания» определяется временем жизни материнского ядра. Заметим, что доля

запаздывающих нейтронов определяется β -распадами с малыми энергиями, их интенсивность для всех ядер-излучателей запаздывающих нейтронов не превышает 10% [24].

Для большинства промежуточных ядер энергия отделения нейтрона составляет $Q_n \sim 5-7$ МэВ. Следовательно, так как энергия β -распада, приводящего к рождению нейтрона $Q_\beta - Q_n$ существенно меньше Q_β , то из оценки (10) видно, что при возникновении каналов распада в связанное состояние отношение $\delta\lambda_n/\lambda_n$ для нейтронного канала, идущего с малыми энергиями E будет существенно превышать $\delta\lambda_\beta/\lambda_\beta$ безнейтронного распада на низкие уровни:

$$\frac{\delta\lambda_n}{\lambda_n} > \frac{\delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta}. \quad (11)$$

Доля запаздывающих нейтронов β пропорциональна отношению:

$$\beta \propto \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta}.$$

Несложно получить, что относительное изменение доли запаздывающих нейтронов составляет:

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\lambda_\beta}{\lambda} \cdot \left(\frac{\delta\lambda_n}{\lambda_n} - \frac{\delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta} \right) > 0,$$

где $\lambda = \lambda_n + \lambda_\beta + \delta\lambda_n + \delta\lambda_\beta$. Следовательно:

- *появление свободной электронной орбиты атома-излучателя запаздывающих нейтронов приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов!*

В уравнениях (6) учитывались концентрации только тех ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, которые испытали распад по нейтронному каналу, а осколки, испытавшие β -распад без излучения нейтрона, считались потерянными для процесса цепной реакции. Фактически те нейтроны, которые привели к образованию осколков, испытавших безнейтронный β -распад учитывались в увеличении потерь, то есть в уменьшении реактивности ρ .

Известно [24], что количество распадов с рождением нейтронов составляет не более $\nu_n \sim 10\%$ общего числа β -распадов ядра-излучателя запаздывающих нейтронов. В стационарном режиме работы реактора, так как доля запаздывающих нейтронов $\beta \sim 5 \cdot 10^{-3}$, постоянная распада ядер-излучателей $\lambda \sim 0.1 \text{ сек}^{-1}$, время жизни мгновенных нейтронов $T \sim 10^{-3} \text{ сек}$, из (1) получаем концентрацию всех ядер-излучателей запаздывающих нейтронов (включая и те ядра, которые испытают распад без рождения нейтрона):

$$C = \nu_n^{-1} \cdot \frac{\beta}{\lambda T} \cdot n \sim \nu_n^{-1} \cdot 50 \cdot n \sim 500 \cdot n,$$

то есть количество ядер-излучателей запаздывающих нейтронов более чем на два порядка превышает количество мгновенных нейтронов.

В реакторе постоянно находится огромное количество ядер-осколков, способных излучить нейтроны. Следовательно, нарушение в физике распада ядер-излучателей запаздывающих нейтронов может привести к значительным изменениям плотности нейтронов.

Для анализа поведения реактора при изменении постоянных β -распада λ запишем уравнения кинетики (1) в приближении одной группы запаздывающих нейтронов с учетом всего количества ядер-излучателей запаздывающих нейтронов (включая и те, распад которых не привел к образованию нейтрона):

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{T} n + \lambda_n \cdot C, \quad \frac{dC}{dt} = \frac{\beta_t \cdot n}{T} - (\lambda_n + \lambda_\beta) \cdot C, \quad (12)$$

где n – плотность нейтронов, ρ – реактивность реактора, β – доля запаздывающих нейтронов, $T = 10^{-3}$ сек. – время жизни одного поколения мгновенных нейтронов, C – плотность ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, включая и те ядра излучатели, которые испытали β -распад без рождения нейтрона; λ_n – постоянная β -распада с рождением нейтронов, λ_β – постоянная β -распада без рождения нейтронов, $\beta_t = \beta \cdot (\lambda_n + \lambda_\beta) / \lambda_n$ – доля всех рождающихся ядер-излучателей запаздывающих нейтронов.

Рассмотрим поведение реактора, работающего в стационарном режиме, то есть с реактивностью $\rho=0$, причем реактивность по мгновенным нейтронам $\rho_{\text{мгн}} = -\beta_b$ остается постоянной (β_b – начальная доля запаздывающих нейтронов). Рассмотрим изменение $\lambda_\beta \rightarrow (\lambda_\beta + \delta\lambda_\beta)$ и $\lambda_n \rightarrow (\lambda_n + \delta\lambda_n)$, удовлетворяющее условию (11). Считая, что изменение происходит мгновенно (за время $\ll T$), из (12) получаем уравнение:

$$\frac{d^2 n}{dt^2} + \left[\frac{\beta_b}{T} + \lambda \right] \cdot \frac{dn}{dt} - \frac{\beta_b}{T} n \cdot \left[\delta\lambda_n \cdot \frac{\lambda_\beta}{\lambda_n} - \delta\lambda_\beta \right] = 0, \quad (13)$$

где $\lambda = (\lambda_n + \lambda_\beta + \delta\lambda_n + \delta\lambda_\beta)$, которое в первом порядке по $\delta\lambda$ описывает неустойчивость с инкрементом:

$$k = \lambda_\beta \cdot \left(\frac{\delta\lambda_n}{\lambda_n} - \frac{\delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta} \right) \cdot \left(1 + \frac{\lambda \cdot T}{\beta_b} \right)^{-1}. \quad (14)$$

Из [24] известно, что основной вклад в рождение запаздывающих нейтронов дают осколки $Z \sim 35 \div 37$. Для безнейтронного канала энергия перехода $E_\beta \gg E_n \sim 1$ (в единицах энергии покоя электрона). Пользуясь очень грубой количественной оценкой (10), учитывая $T \cdot \lambda \ll \beta_b$, получаем:

$$k \sim \lambda \cdot \frac{\delta\lambda_n}{\lambda_n} \sim \lambda \cdot 60 \pi \left(\frac{\alpha \cdot 35}{1} \right)^3 \sim \pi \cdot \lambda \sim 0.3 \text{ s}^{-1}, \quad (15)$$

то есть при наличии распада в связанное состояние время увеличения мощности в e раз может быть ~ 3 сек. Конечно, это грубая оценка, но ее совпадение с периодом разгона реактора при аварии на ЧАЭС вряд ли является простым совпадением.

Итак, рассматриваемый механизм развития аварии сводится к следующему:

- воздействие сильного магнитного поля на активную зону реактора приводит к искажению электронных оболочек ядер-излучателей запаздывающих нейтронов с образованием свободных электронных орбит вблизи ядра;
- это делает возможным β^- -распад в связанное состояние, что приводит к увеличению постоянной распада $\lambda \rightarrow \lambda + \delta\lambda$;
- при этом относительное увеличение вероятности распадов на возбужденные уровни, приводящих к излучению нейтрона $\delta\lambda_n/\lambda_n$ существенно превышает $\delta\lambda_\beta/\lambda_\beta$ безнейтронных каналов распада;
- следовательно возрастает β – доля запаздывающих нейтронов,
- что в активной среде приведет к разгону реактора.

То есть в отличие от официальной версии [3] не реактивность увеличивается до 5β («а» на рис.1), а увеличивается сама доля запаздывающих нейтронов, то есть величина β .

Заключение.

Возникает резонный вопрос, что могло явиться причиной изменения свойств β -распада ядер-излучателей запаздывающих нейтронов в реакторе ЧАЭС? При испытаниях 26.04.86г. 8-ой турбогенератор был отключен от подстанции и служил источником тока для собственных нужд 4-го энергоблока ЧАЭС. Следует отметить, что первоначальная мощность выбегающего турбогенератора составляла 30 МВт, а сам выбег проходил ~ 40 сек и при случайном коротком замыкании одного из элементов электрической цепи могли возникнуть условия, схожие с экспериментальными условиями в работах [25, 26]. Наблюдающееся в экспериментах [25, 26] «странное излучение», по-видимому, вызвано электровзрывом металлической фольги в жидкости.

В работах [25, 26] для объяснения экспериментально наблюдаемых явлений в качестве рабочей гипотезы было высказано предположение об образовании магнитных монополей Лошака [27] (отличных от монополей Дирака) в момент паузы тока, возникающей при электровзрыве металлической фольги в жидкости. С точки зрения авторов работы [25] на основе выдвинутой гипотезы возможно объяснить регистрируемые с помощью ядерных эмульсий аномальные треки, наблюдающуюся трансформацию ядер и сдвиг мессбауэровских спектров ^{57}Fe . Основания для приписывания «странному излучению» магнитной природы заключаются в том, что во-первых форма треков меняется в зависимости от приложенного внешнего поля; во-вторых треки наблюдаются на расстоянии ~ 2 -х метров от установки, а электрически-заряженные частицы не могли пролететь такое расстояние в воздухе.

Обратим внимание на то, что в качестве гипотезы в работах [25, 26] рассматривается магнитный монополь Ж. Лошака [27] существенно отличающийся от известного магнитного монополя Дирака. Магнитный монополь Лошака возникает как следствие решения уравнения Дирака. Уравнение Дирака – уравнение, описывающее релятивистскую частицу со спином $\frac{1}{2}$ в электромагнитном поле. Лошак показал, что существуют две и только две фазовые калибровки решений уравнения Дирака, так как две и только две матрицы из 16 матриц базы Клиффорда одинаково коммутируют со всеми остальными: это единичная матрица и псевдоскалярная

матрица $\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$ (I – единичная двумерная матрица). Единичная матрица определяет стандартную калибровку, приводящую к уравнению электрона. Матрица γ_5 определяет другую калибровку:

$$\Psi \rightarrow \exp\left(i \frac{e}{\hbar c} \gamma_5 \phi\right) \Psi, \quad V_\mu \rightarrow V_\mu + \partial_\mu \phi,$$

(V_μ – псевдопотенциал электромагнитного поля), которая приводит к уравнению для безмассовой частицы:

$$\gamma_\mu \nabla_\mu \Psi \equiv \gamma_\mu \left(\partial_\mu - i \frac{g}{\hbar c} \gamma_5 V_\mu \right) \Psi = 0.$$

Лошак показал, что решение указанного уравнения удовлетворяет правилам СРТ-симметрии Кюри для магнитного монополя. Заметим, что монополю Дирака этим правилам симметрии не удовлетворяет. Псевдоскалярность магнитного поля содержится в выражении заряда не через постоянную g , а через зарядовый оператор $G = g\gamma_5$ [27]. Представление Вейля уравнения Дирака диагонализует матрицу заряда G с собственными значениями g и $-g$, которые соответствуют двум собственным решениям; причем пространственная симметрия P обменивает эти два собственных решения (антимонополь – это образ монополя в «зеркале»).

Магнитный заряд, введенный Лошаком является лептоном, т.е. участником электро-слабых взаимодействий. Так как указанное уравнение монополя при нулевом магнитном заряде g совпадает с уравнением нейтрино, магнитный монополю Лошака может быть трактован как магнитно-возбужденное состояние нейтрино.

Такой монополю является безмассовым (или почти безмассовым), т.е. очень легким (с энергетической точки зрения) и может быть рожден при электромагнитных явлениях [25, 26]. Возможно (хотя это лишь гипотеза), что именно образовавшиеся в результате электровзрыва фольги магнитные заряды своим магнитным полем приводят к изменению физики распада ядер через искажение электронных оболочек. Эта гипотеза может объяснить наблюдаемое в [26] нарушение векового равновесия тория-234.

Если предположить, что магнитные монополи могли по каким-то причинам образоваться в момент выбега турбогенератора при испытаниях на ЧАЭС, то тогда они могли попасть в паропроводы, проходящие через турбогенератор. Поскольку кислород является парамагнетиком, то магнитные частицы могли образовать с кислородом так называемые «связанные состояния» и двигаться по паропроводам вместе с паром, как по волноводам. Расположенные рядом электрические кабели должны были бы притягиваться к «магнитному току», образованному монополями, движущимися по паропроводам. Попав в реактор, магнитные монополи могли повлиять своим сильным магнитным полем на электронные оболочки ядер-излучателей запаздывающих нейтронов. Это могло привести, как обсуждалось выше, к увеличению доли запаздывающих нейтронов и, следовательно, к росту реактивности. Возникновение двух последовательных взрывов в районе реактора в момент аварии, в рамках рассматриваемого

механизма, находит логичное объяснение, если учесть существующее различие в длине трубопроводов от машзала к северным и южным барабан-сепараторам.

Конечно, на сегодняшний день это только гипотеза, однако любая гипотеза имеет право на существование, если она объясняет некоторые факты, не укладывающиеся в рамки существующих представлений.

Авторы хотят отметить заслугу член-корреспондента РАН Кружилина Г.Н., чья пионерская работа [9] послужила отправной точкой размышлений над механизмом разгона реактора.

Литература:

1. Кузьмина И.Е., Лобач Ю.Н. Ядерное топливо и особенности формирования аэрозолей в объекте «Укрытие». Атомная энергия, 1997. т.82. №1. с. 39.
2. Собонович Э.В., Чебаненко С.И. Изотопный состав урана в почвах ближней зоны ЧАЭС. ДАН, 1990. с. 885.
3. Информация об аварии на Чернобыльской АЭС и ее последствиях, подготовленная для МАГАТЭ. Атомная энергия 1986. т.61. №5. с. 302.
4. Адамов Е.О., Вазингер В.В., Василевский В.П. и др. Оценка качественных эффектов возможных возмущений во время аварии на ЧАЭС. – В сб.: Первая международная рабочая группа по тяжелым авариям и их последствиям. М.: Наука, 1990.
5. Адамов Е.О., Василевский В.П., Ионов А.И. и др. Анализ первой фазы развития аварийного процесса на четвертом блоке Чернобыльской АЭС. Атомная энергия, 1988. т. 64. №1. с. 24.
6. Афанасьева А.А., Федосов А.М., Дондерер Р. и др. Анализ аварии на Чернобыльской АЭС с учетом разрушения активной зоны. Атомная энергия, 1994. т. 77. №2. с. 87.
7. Шульц. М Регулирование энергетических ядерных реакторов. М.: ИЛ, 1957. с. 29 – 70.
8. Доллежалъ Н.А., Емельянов И.Я. Канальный ядерный энергетический реактор. М.: Атомиздат, 1980. с.22 – 23, 34, 50, 96 – 97.
9. Кружилин Г.Н. О характере взрыва реактора РБМК-1000 Чернобыльской АЭС. ДАН, 1997. т. 354. № 3. с. 331.
10. Андерсон Е.Б., Бураков Б.Е., Пазухин З.М. Плавилось ли топливо 4-го блока Чернобыльской АЭС. Радиохимия, 1992. №5, с. 155.
11. Киселев А.Н., Сурин А.И., Чечеров К.П. Послеаварийное обследование реактора 4-го энергоблока Чернобыльской АЭС. Атомная энергия, 1996. т. 80. №4. с. 240.
12. Ферми Э. Научные труды т.2. М.: Наука, 1972. с. 316 – 326.
13. Bahcall J.N. Theory of bound-state beta decay. Phys. Rev., 1961. v. 124. №2. p. 495.
14. Takahashi K., Yokoi K. Nuclear β -decays of highly ionized heavy atoms in stellar interiors. Nucl. Phys., 1983. v. A404. p. 578.
15. Takahashi K., Boyd R.N., Mathews G.J., Yokoi K. Bound-state beta decay of highly ionized atoms. Phys. Rev., 1987. v. C36. №4. p.1522.
16. Баткин И.С. К вопросу о β -распаде в связанные состояния. Известия АН СССР, сер. Физ., 1976. т. 40. №6. с. 1279.
17. Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л. Захват виртуальных позитронов ядрами сильноионизированных атомов, как новый вид естественной радиоактивности. – в сб. Естествознание, экономика, управление. Самара, 2002. №3. с.103.

18. Jung M., Bosch F., Beckert K., et al. First observation of bound-state β^- decay. Phys. Rev. Lett., 1992. v. 69. №15. p.2164.
19. Bosch F., Faestermann T., Friese J., et al. Observation of bound-state β^- decay of fully ionized ^{187}Re : $^{187}\text{Re} - ^{187}\text{Os}$ cosmochronometry. Phys. Rev. Lett., 1996. v. 77. №26. p. 5190.
20. Престон М. Физика ядра. М.: Мир, 1964. с. 388 – 403.
21. Кадомцев Б.Б. Тяжелый атом в сверхсильном магнитном поле. ЖЭТФ, 1970. т.58. №5. с. 1765.
22. Кадомцев Б.Б., Кудрявцев В.С. Вещество в сверхсильном магнитном поле. ЖЭТФ, 1972. т. 62. №1. с. 144.
23. Физические величины. Справочник под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е. З. М.: Энергоатомиздат, 1991.
24. Гангрский Ю.П., Далхсурен Б, Марков Б.Н. Осколки деления ядер. М.: Энергоатомиздат, 1986.
25. Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. Экспериментальное обнаружение «странного» излучения и трансформации химических элементов. Прикладная физика, 2000. №4. с. 83.
26. Волкович А.Г., Говорун А.П., Гуляев А.А., Жуков С.В., Кузнецов В.Л., Рухадзе А.А., Стеблевский А.В., Уруцкоев Л.И. Наблюдение эффектов искажения изотопного соотношения Урана и нарушения векового равновесия Тория-234 при электровзрыве. Краткие сообщения по физике ФИАН, 2002. №8. с. 45.
27. Лошак Ж. О возможности легкого, лептонного магнитного монополя, способного влиять на слабые взаимодействия. Прикладная физика, 2003. №3. с. 10.