

11. Изменение на изотопния състав - изгаряне и възпроизводство на ядреното гориво.**Шлаковане на реактора. Дълбочина на изгаряне, единици, проектни и реализирани стойности****1. Изгаряне на горивото**

За поддържане на мощност 1 W в реактора са нужни около $3 \cdot 10^{10}$ деления в секунда. Тъй като само около 80 % от погълнатите в горивото неутрони водят до делене, то скоростта на *унищожаване* на делящия се материал в реактор с мощност 1 W е приблизително $3.75 \cdot 10^{10}$ ядра в секунда. Прости пресмятания показват, че един ядрен енергоблок с електрическа мощност 1000 MW при к.п.д. 30 % изгаря около 2.8 g делящ се материал в минута, а за една година - около 1.5 тона.

Изгарянето на такова количество гориво и съответното образуване на фрагменти от деленето и други продукти от залавянето на неутрони има значителен ефект върху ядрените характеристики на реактора.

2. Възпроизводство на ядреното гориво

При един акт на делене на ^{235}U се изпускат около 2.5 неутрона, от които само един е нужен за поддържане на верижната реакция. Останалите се губят поради поглъщане в реакторната среда и утечки. Тъй като ядреното гориво съдържа напр. 3% ^{235}U и 97% ^{238}U , част от неутроните се залавят от ядрата на ^{238}U , при което се образува (след две бързи β -разпадания) ^{239}Pu с голямо сечение за делене с топлинни неутрони. От ^{239}Pu след две неутронни залавяния се образува делящият се ^{241}Pu .

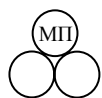
В резултат на това в процеса на изгаряне на първоначалното гориво се натрупва ново и продължителността на кампанията ефективно нараства. За мярка на възпроизводството на ядреното гориво се използва *коефициентът на възпроизводство* КВ:

$$\text{КВ} = [\text{скорост на образуване на } ^{239}\text{Pu} \text{ и } ^{241}\text{Pu}] / [\text{скорост на изгаряне на } ^{235}\text{U}, ^{239}\text{Pu} \text{ и } ^{241}\text{Pu}]$$

или

$$\text{КВ} = [\text{маса на създадените } ^{239}\text{Pu} \text{ и } ^{241}\text{Pu}] / [\text{маса на разделили се } ^{235}\text{U}, ^{239}\text{Pu} \text{ и } ^{241}\text{Pu}]$$

КВ зависи на първо място от началното обогатяване на горивото с ^{235}U и от неутронния спектър в реактора. КВ нараства с намаляване на началното обогатяване и с увеличаване на средната енергия на неутроните в горивната област. Първият ефект се дължи на отношението на макроскопичните сечения на залавяне на неутрони в ^{238}U и в делящия се материал



Изменение на изотопния състав на ядреното гориво. Дълбочина на изгаряне

НФП-
440,1000

(основно ^{235}U) Σ_c^8/Σ_c^5 . Вторият ефект се дължи на факта, че залавянето на неутрони от ^{238}U става основно в резонансната енергетична област, а от ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu - в топлинната. Следователно отношението σ_c^8/σ_c^5 нараства с повишаване на средната енергия на неутроните. При реакторите от типа ВВЕР тя зависи от уран-водното отношение и от диаметъра и стъпката на горивните елементи, които са конструктивно фиксирани. Обогащаването зависи от конструкционните особености, но и от режима на експлоатация на реактора, поради което може да се разглежда като резерв за повишаване на КВ.

КВ се влияе също така от неутронния баланс в елементарната реакторна клетка и от пространственото разпределение на неутронния поток в реактора. КВ намалява с увеличаването на концентрацията на конкуриращи поглътители на неутрони. От гледна точка на експлоатацията и управлението на реактора това е на първо място разтворимият поглъtitел (^{10}B) в забавителя и за това стремежът е неговата концентрация да се минимизира. Възпроизводството на ядреното гориво в реактора нараства със средната дълбочина на изгаряне, която от своя страна се увеличава с изравняване на разпределението на неутронния поток. Следователно при избор на схема на презареждане се търси минимална неравномерност на енергоотделянето и критична концентрация на борна киселина.

Коефициентът на възпроизводство на топлинните реактори с гориво на основата на ^{235}U е по-малък от единица и за свежо гориво може да се оцени грубо чрез изрази:

$$\begin{aligned} \text{КВ} &= \Sigma_a^8 \Phi / \Sigma_a^5 \Phi \\ &= N^8 \sigma_a^8 \Phi_{th} / N^5 \sigma_a^5 \Phi_{th} + (1-p) \epsilon \eta^5 N^5 \sigma_a^5 \Phi_{th} / N^5 \sigma_a^5 \Phi_{th} \\ &= (1-c_s) \sigma_a^8 / c_s \sigma_a^5 + (1-p) \epsilon \eta^5 \end{aligned}$$

Σ_a^8 и Σ_a^5 са еднотруповите макроскопични сечения за залавяне на неутрони от ^{238}U и ^{235}U съответно, Φ е еднотруповият неутронен поток. Тъй като в хетерогенните реактори е съществено резонансното залавяне на неутрони от ^{238}U , $\Sigma_a^8 \Phi$ е представено по следния начин:

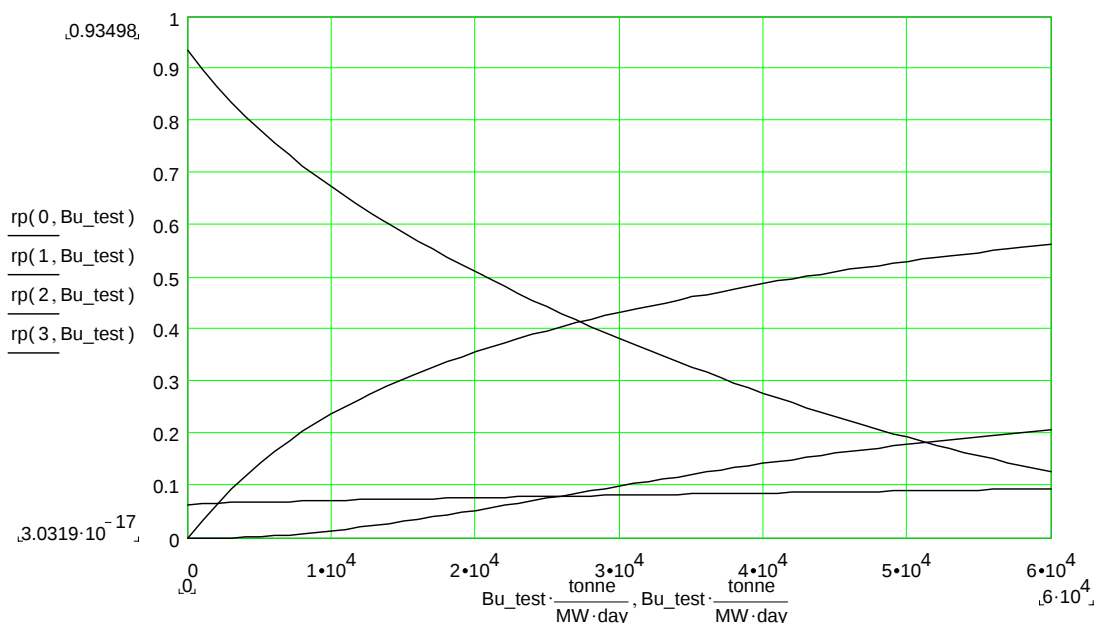
$$\Sigma_a^8 \Phi = N^8 \sigma_a^8 \Phi_{th} + (1-p) \epsilon \eta^5 N^5 \sigma_a^5 \Phi_{th}$$

N^8 е ядрената концентрация на ^{238}U , σ_a^8 е сечението за залавяне на топлинни неутрони, а Φ_{th} е потокът на топлинните неутрони. Скоростта на резонансно залавяне е представена чрез множителите на k_∞ . Скоростта на генерация на бързи неутрони от делене на ^{235}U е

$\varepsilon \eta^5 N^5 \sigma_a^5 \Phi_{th}$, където $\eta^5 \equiv \nu \sigma_f^5 / \sigma_a^5$ е броят на изпускните неутрони при поглъщане на топлинни неутрони от ^{235}U , а ε е коефициентът на размножение с бързи неутрони (поради делене на ^{238}U с бързи неутрони). Скоростта на залавяне на забавящите се неутрони в резонансната област е $(1-p)\varepsilon \eta^5 N^5 \sigma_e^5 \Phi_{th}$, където p е вероятността за избягване на резонансно залавяне. Така $\Sigma_a^8 \Phi$ се представя само чрез сеченията и потока в топлинната област и става пряко сравнимо с $\Sigma_a^5 \Phi \equiv N^5 \sigma_a^5 \Phi_{th}$ (тъй като залавянето на неутрони от ^{235}U става практически само в топлинната област).

Например, ако $\sigma_a^8 \approx 1.6 \text{ b}$, $\sigma_a^5 \approx 582 \text{ b}$, $\eta^5 \approx 2.068$, $\varepsilon \approx 1.02$, $p \approx 0.8$, то при $c_5 = 0.03$ се получава $\text{KB} \approx 0.09 + 0.42 = 0.51$. Реалните стойности за ВВЕР са от този порядък. Вижда се, че приносът на втория член е много по-голям от този на първия. От определението за KB следва, че той зависи от дълбочината на изгаряне и се мени в хода на кампанията. Изменението не е особено голямо и се дължи на по-големите стойности на η и σ_a на ^{239}Pu в сравнение с ^{235}U . В началото на кампанията KB намалява, тъй като натрупващият се ^{239}Pu подобрява размножаващите свойства на горивото, което е равносилно на увеличаване на обогатяването на горивото. По-нататък концентрацията на ^{239}Pu достига насищане (поради едновременното му изгаряне) и ефективното обогатяване започва да намалява, при което KB нараства.

На Фиг.11.1 са показани пресмятания за изгарянето и изменението на нуклидния състав на ядреното гориво за реактори ВВЕР.



Фиг.11.1. Принос от ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu в енергоотделянето по време на експлоатация като функция на дълбочината на изгаряне. ^{235}U – непрекъснатата линия, ^{238}U – пунктирна линия, ^{239}Pu – тире, ^{241}Pu – точка, тире.

Качествена оценка на процеса на изгаряне и възпроизводство на делящия се материал може да се направи по следния начин. Нека Σ_b е ефективното еднотрупово макроскопично сечение за образуване на плутоний от ^{238}U и то се приеме за постоянно (поради високата концентрация на ^{238}U , която остава практически постоянна). Приема се, че σ_a е ефективно еднотрупово сечение за залавяне на неутрони от делящите се нуклиди, което също остава постоянно (на практика то нараства с натрупването на плутоний). Ако концентрацията на делящ се материал е $N_f(t)$, то $KB(t) = \Sigma_b \Phi(t) / (N_f(t) \sigma_a \Phi(t))$, където $\Phi(t)$ е еднотруповият неутронен поток. При тези предположения уравнението на баланса на $N_f(t)$ е:

$$dN_f(t) / dt = \Sigma_b \Phi(t) - \sigma_a N_f(t) \Phi(t)$$

Неговото решение е:

$$N_f(t) = N_f(0) \cdot KB(0) \cdot (1 - \exp(-\sigma_a \int_0^t \Phi(t) dt)) + N_f(0) \cdot \exp(-\sigma_a \int_0^t \Phi(t) dt)$$

$N_f(0)$ и $KB(0)$ са началната концентрация на делящ се материал (обогащаването) и началният коефициент на възпроизводство. $\int_0^t \Phi(t) dt$ е експозицията на горивото.

Първият член отдясно отчита натрупването на нов дялящ се материал и изгарянето на образуващата се горивна смес, а вторият - изгарянето на началния дялящ се материал. След достатъчно дълго време началното гориво изгаря напълно, а $N_f(t)$ достига равновесна стойност $N_f(0).KB(0)$ - например $0.51.N_f(0)$ в разгледания по-горе случай.

Важно е да се отбележи, че при $KB < 2$ $N_f(t)$ намалява монотонно, но при определени условия концентрацията на плутоний $N_{Pu}(t)$ има *максимум*. Ако целта е да се натрупва плутоний, не трябва да се преследва максимална дълбочина на изгаряне, а напротив - честа смяна на горивото, съчетана с максимално използване на неутроните от делене. Такива условия има в каналните графитови реактори от типа РБМК, но не и в реакторите ВВЕР.

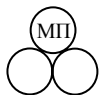
3. Аспекти на управлението на реактора, свързани с изгарянето

При проектирането на ядрения реактор възникват проблеми със съпоставима сложност в сферите на металургията (производство на гориво; радиационни увреждания), химията (корозия; масов пренос; преработка на горивото), топлопредаването (през междините между напуканото окисно гориво и обвивката на ТОЕ и между обвивката и топлоносителя в условия, близки до криза на топлообмена; при случайни - даже катастрофални - повишения на мощността), хидродинамиката, машиностроенето (привод на органите за управление; дистанционни механизми за презареждане и управление), електротехниката и измерителната техника (задвигване на помпите, привод на СУЗ; системи за безопасност, контрол и сигнализация, свързани с разпределението на енергоотделянето в активната зона и радиационните полета в енергоблока).

Неутронно-физичните аспекти на конструирането и експлоатацията на реактора са в две основни направления - експлоатацията на ядреното гориво и управлението на реактора.

Експлоатация на горивото

Въпреки че съвременните енергетични реактори на топлинни неутрони не могат да произвеждат дялящ се материал в количества, превишаващи консумацията, в тях се създават големи количества плутоний за сметка на ^{238}U . При проектирането на съвременните енергетични реактори се вземат мерки за увеличаване на коефициента на възпроизводство. За конструкционен материал и обвивка на горивото се използва цирконий поради малкото му сечение за поглъщане на неутрони, а схемите за презареждане се избират така, че: 1) да се изравни разпределението на енергоотделянето (за да може от всеки горивен елемент да се извлече максималната допустима от условията на топлообмена мощност) и 2) да се



Изменение на изотопния състав на ядреното гориво. Дълбочина на изгаряне

НФП-
440,1000

минимизира концентрацията на управляващи поглътители на неутрони по време на кампанията (за да не се губят неутрони, които иначе биха се погълнали от ^{238}U).

Много прецизни пресмятания по разгледаните вече модели са нужни за оптимизиране на схемата за презареждане така, че да се постигне и поддържа желаното поле на енергоотделянето в процеса на изгарянето. Полето на енергоотделянето може да се изменя чрез вариране на количеството на забавителя в различните участъци на активната зона, чрез въвеждане на поглътители на неутрони на определени места в зоната, или чрез вариране на обогатяването на горивото в активната зона. Тъй като първият метод създава конструкционни и топлотехнически затруднения, а вторият метод намалява коефициента на възпроизводство, широко се прилага третият подход. Традиционна е схемата на подреждане на горивото в концентрични зони с различни начални обогатявания. Касетите с най-високо обогатяване се подреждат по периферията, за да компенсират спадането на енергоотделянето поради утечките на неутрони, а в центъра на АЗ, където енергоотделянето би било най-високо поради липсата на радиални утечки, се разполагат касетите с най-ниско обогатяване. Зоните са малко на брой - например три, а началните обогатявания се избират така, че при едно презареждане годишно касетите от външната зона да престоят в реактора три години, като при всяко презареждане се преместват с една зона навътре. Така при всяко презареждане около една трета от касетите се заменят с касети от най-високото обогатяване. Тъй като зоните (по причини, свързани с икономиката на производството на ядрено гориво) са малко на брой, по тази схема не може да се постигне достатъчно добро изравняване на енергоотделянето. Налага се въвеждане на локални изгарящи поглътители в периферните касети и добавяне на разтворим поглъtitел в забавителя. По-нова е така наречената "шахматна схема" на подреждане на касетите с различни начални обогатявания или дълбочини на изгаряне, при която се редуват касети с по-добри размножаващи свойства с касети с по-лоши размножаващи свойства. По този начин се постига доста нисък коефициент на неравномерност на енергоотделянето в рамките на една касета при запазване на почти постоянен в хода на кампанията коефициент на неравномерност между различните касети. При ежегодните презареждания касетите се преместват последователно в позиции, изискващи все по-малки начални обогатявания.

Реалните схеми на зареждане на реакторите ВВЕР са комбинация от споменатите два подхода. Избирането на оптималната схема за презареждане изисква прилагане на методите за пресмятане на НФХ на АЗ с голяма изобретателност и опит.

4. Дълбочина на изгаряне на ядреното гориво

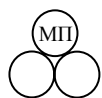
4.1. Дълбочината на изгаряне е величина, която характеризира отделената енергия на единица маса тежък метал. Тази величина е пряко свързана с намалението на количеството на делеящия се тежък метал при изгаряне на горивото и натрупване на шлаки и трансурани. За реакторното гориво много често се използва една друга мярка за дълбочината на изгаряне - *мегават-денонощие на тон гориво* (MWd/t). Тя се основава на съответствието между експозицията на горивото и пълната освободена в резултат на това енергия от делене. В днешно време е прието за целите на това определение под "гориво" да се разбират *тежките* елементи U, Pu, Th и т.н. Тоест, ако горивните елементи се състоят от UO_2 , под "тон гориво" се разбира само масата на урана. В чуждата литература единицата за "тон (тонове), килограм гориво" се нарича "tonnes heavy metal – tHM, kgHM".

Единиците за дълбочината на изгаряне са:

- отделена енергия на единица маса от горивото;
- натрупани продукти на делене (шлаки) на единица маса на горивото.
- брой разделили се ядра в кубичен сантиметър;
- относително изгаряне на тежките елементи в проценти;

Най-често се използва величината отделена енергия на единица маса - MWd/kgU или GWd/tU и количество шлаки на единица маса (kgHM).

При работа на ядрен реактор енергията се получава основно от деленето на ^{235}U , (6-9)% от деленето на ^{238}U и от деленето на натрупаните ^{239}Pu , ^{241}Pu , приносът на които се увеличава с продължителността на работа на реактора. Ефективната енергия на делене за тези 4 изотопа е дадена в следната таблица:



Изменение на изотопния състав на ядреното гориво. Дълбочина на изгаряне

НФП-
440,1000

Таблица 11.1. Ефективна топлинна енергия, свързочна енергия отделена под формата на гама-лъчи при залавяне на освободените при делене неутрони минус 1, пълна ефективна топлинна енергия Q_i освободена на едно делене от делящ се нуклид i , и съответното стандартно отклонение ΔQ_i , MeV [ISO 10645].

Делящ се нуклид	Q_{eff}	Q_c	$Q = Q_{\text{eff}} + Q_c$	ΔQ
^{235}U	193.5	8.7	202.2	± 0.5
^{238}U	194.6	10.9	205.5	± 1.0
^{239}Pu	199.7	11.5	211.2	± 0.7
^{241}Pu	201.8	11.9	213.7	± 0.7

Q_{eff} е ефективната топлинна енергия, получена от едно ядрено делене

Q_c е ефективната топлинна енергия, освободена от залавяния на неутрони, които не предизвикват ядрено делене, основаваща се на средна енергия на залавяне 6.1 MeV, която е типична за леководни реактори.

В таблица 11.2 е дадена връзката между дълбочина на изгаряне и шлаки на килограм уран в зависимост от дълбочината на изгаряне като са използвани стойностите от четвъртата колона на таблица 11.1. Приносите в енергоотделянето за различните нуклиди за реактори ВВЕР са определени с програми за пресмятане на характеристиките на активната зона.

Таблица 11.2. Връзка между дълбочина на изгаряне MWd/kgU и шлаки g/kgU за реактори ВВЕР

Дълбочина на изгаряне MMWd/kgU	Принос на отделните нуклиди				Шлаки g/kgU
	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu	
0	0.96	0.06	0	0	1.041
10	0.67	0.07	0.23	0.03	1.030
20	0.52	0.08	0.36	0.04	1.026
30	0.38	0.08	0.43	0.11	1.015
40	0.27	0.08	0.49	0.14	1.010

Приблизително може да се приеме, че връзката между MWd/kg е: 1 MWd/kgU е равна на 1.03 g/kgU. Често се използват единиците GWd/tU, тогава 1 GWd/tU е равна на 1.03 kg/tU

4.2. Измерване на дълбочината на изгаряне

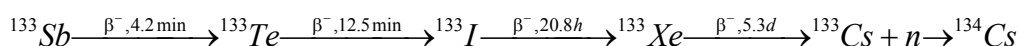
Дълбочината на изгаряне се изчислява при пресмятането на неутронно-физичните характеристики. Освен чрез изчисление дълбочината на изгаряне може да се измери. Измерването на дълбочината на изгаряне има значение за контрол на състоянието на горивото и сравнение с теоретичните пресмятания.

Измерване на дълбочината на изгаряне чрез гама-спектроскопия

Работили касети може да се изследват с полупроводникови детектори в гореща камера или в БОК. По интензитетите на гама-линиите се съди за активността на търсения изотоп.

Абсолютните измервания са много трудни, поради което за дълбочината на изгаряне се съди по отношението на активностите на някои нуклиди. Подходяща двойка нуклиди са ^{137}Cs и ^{134}Cs .

^{137}Cs е директен продукт на делене, докато добивът на ^{134}Cs е нула. ^{134}Cs се получава след залавяне на неутрон от ^{133}Cs . Прекият добив на ^{133}Cs също е 0, ^{133}Cs се получава след серия от бета-разпадания от ^{133}Sb (веригата на разпадане е опростена - не са включени някои изомерни състояния):

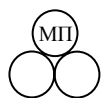


За получаването на ^{133}Cs е необходимо време - реакторът трябва да е работил поне няколко седмици. При много кратко време на работа на реактор или при ядрен взрив не се получава ^{133}Cs .

Натрупването на ^{137}Cs е пропорционално на интегралния неутронен поток (флуенс) Φt , добива на ^{137}Cs при делене на уран и количеството ^{235}U в активната зона. Уравнението, описващо натрупването на ^{137}Cs , е:

$$dC_7/dt = Y_7 U_5 \sigma_f \Phi - \lambda_7 C_7 - C_7 \sigma_{7\gamma} \Phi \quad (4.2.1.)$$

C_7 е броят ядра на ^{137}Cs в 1 cm^3 , U_5 е броят ядра на ^{235}U в 1 cm^3 , Φ е неутронният поток, $n/(\text{cm}^2.\text{s})$, σ_f е сечението за делене на ^{235}U , Y_7 е кумулативният добив на ^{137}Cs , λ_7 е константата на разпадане на ^{137}Cs , $\lambda_7 = 0.693/T_{1/2}$, $\sigma_{7\gamma}$ е сечението за радиационно залавяне на неутрони от ^{137}Cs ("изгаряне" на ^{137}Cs). Първият член в уравнението описва натрупването на



Изменение на изотопния състав на ядреното гориво. Дълбочина на изгаряне

НФП-
440,1000

^{137}Cs от делене, вторият и третият описват загуби от радиоактивно разпадане и радиационно залавяне на неутрон.

Натрупването на ^{133}Cs и ^{134}Cs се описва от аналогични уравнения:

$$\begin{aligned} dC_3/dt &= Y_3 U_5 \sigma_f \Phi - C_3 \sigma_{3\gamma} \Phi \\ dC_4/dt &= C_3 \sigma_{3\gamma} \Phi - \lambda_4 C_4 - C_4 \sigma_{4\gamma} \Phi \end{aligned} \quad (4.2.2)$$

За да се разбере принципът на оценката чрез отношението на активностите на двата цезиеви изотопа и за приблизителни оценки, в (4.2.1) може да се пренебрегнат изгарянето и разпадането на ^{137}Cs . За началния период на работа на горивото може да се допусне същото и за ^{134}Cs ($T_{1/2} = 2.07$ г.). При тези предположения:

$$\begin{aligned} C_7(t) &\approx Y_7 U_5 \sigma_f \Phi t \\ C_4(t) &\approx \sigma_{3\gamma} (Y_3 U_5 \sigma_f \Phi t) \Phi t = \sigma_{3\gamma} Y_3 U_5 \sigma_f (\Phi t)^2 \end{aligned} \quad (4.2.3)$$

или натрупването на ^{137}Cs е пропорционално на Φt , докато натрупването на ^{134}Cs е пропорционално на $(\Phi t)^2$. Квадратичната зависимост отразява двустъпалността на процеса - делене и радиационно залавяне на неутрон.

Изгарянето BU е пропорционално на $U_5 \sigma_f \Phi t$ или:

$$BU \cong U_5 \frac{C_4}{C_7} \frac{\sigma_f}{\sigma_{3\gamma}} \frac{Y_7}{Y_3} \quad (4.2.4)$$

Ако се премине от концентрации към активност:

$$BU \cong U_5 \frac{\lambda_7}{\lambda_4} \frac{A_4}{A_7} \frac{\sigma_f}{\sigma_{3\gamma}} \frac{Y_7}{Y_3} \quad (4.2.5)$$

Крайният израз за оценка на дълбочината на изгаряне е:

$$BU \cong 16 \frac{A_4}{A_7} \quad (4.2.6)$$

където A_4 и A_7 са измерените активности.

Едно от предимствата на експерименталната оценка на дълбочината на изгаряне по отношението на активностите на двата цезиеви изотопа се дължи на близките по енергии гама-лъчи, по които се измерват относителните активности:

^{137}Cs		^{134}Cs	
E_γ , keV	%/разпадане	E_γ , keV	%/разпадане
661.6	84.6	569.2	11.5
		604.6	57.5
		795.8	57.5
		801.8	8.6
		1038.4	2.3

Близките по енергии гама-линии опростяват изчисленията, тъй като се самопоглъщат еднакво в източника (касетите) и поради приблизително еднаквата ефективност за регистрация от детектора.

ТОЕ за реакторите ВВЕР-1000 са разположени в триъгълна решетка в десет реда. При регистрацията на дълбочината на изгаряне по цезий гама-лъчението регистрирано от детектора е главно от първите 2-4 реда.

Недостатък на метода е миграцията на изотопите-предшественици - главно на ^{134}Cs (I, Xe). Миграцията на нуклиди зависи от температурата и за реактори от типа ВВЕР миграцията не внася особена грешка при определяне на дълбочина на изгаряне по височина. За да се избегне ефектът от миграция се използва отношението на изотопи, предшествениците на които имат по-малка възможност да мигрират - ^{154}Eu и ^{137}Cs .

Измерване на дълбочината на изгаряне по неутронно лъчение

Спонтанното делене от натрупаните трансурани е основният източник на неутрони за работил реактор (виж "Остатъчно топлоотделяне на ОЯГ"). За дълбочина на изгаряне над 15 MWd/kgU най-интензивен източник е ^{244}Cm , като неутроните, излъчени от ^{244}Cm , са повече от сумата от всички останали източници - ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , ^{242}Cm .

За дълбочина на изгарянето над 15 MWd/kgU съществува следната емпирична зависимост между дълбочината на изгаряне и интензитета на неутронното лъчение:

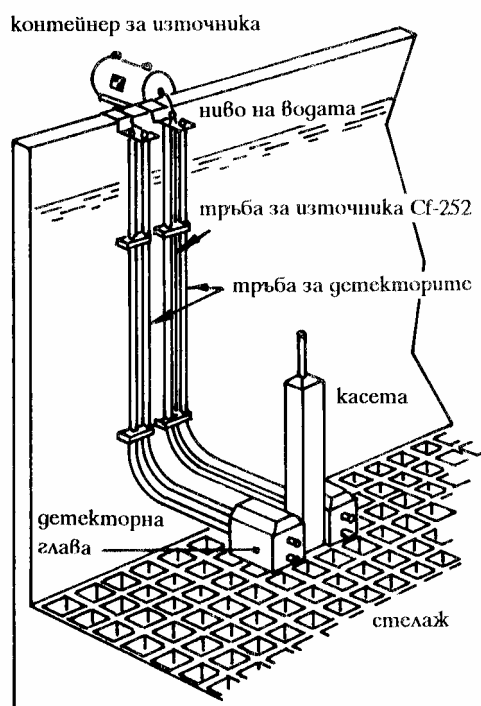
$$I(t) \approx BU^{4.1} \exp(-\lambda_{244}t)$$

където λ_{244} е константата на разпадане на ^{244}Cm ($T_{1/2} = 18.1$ г.), t е времето на отстояване на горивото.

На Фиг. 11.2 е показана система за контрол на дълбочината на изгаряне на гориво в БОК или ХОГ. Освен детектор на неутрони от едната страна на касетата, от другата страна

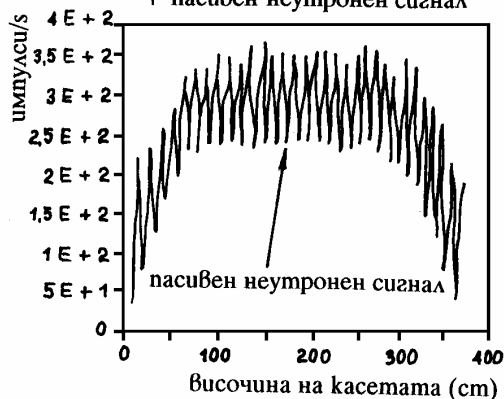
на касетата има канал, по който се придвижва до касетата неутронен източник. Неутронното лъчение се измерва с източник (Фиг.11.3) и без източник на определено място от касетата или по височината на касетата. Смисълът на измерването с източник е, че касетата усилва лъчението от източника няколко пъти, тъй като горивото с водата е подкритична система с коефициент на усилване пропорционален на $1/(1-K)$. Дълбочината на изгаряне е величина, обратно пропорционална на усилването от касетата.

Освен детектор за неутрони, такива системи включват и йонизационна камера за гама-лъчи за оценка на времето на отстояване, тъй като гама-лъчението спада с времето на отстояване по степенен закон $t^{-0.2}$.



Фиг. 11.2. Система за измерване на дълбочината на изгаряне по неутронно лъчение в БОК или ХОГ под вода.

сумарен сигнал: неутронен отклик (активен метод)
+ пасивен неутронен сигнал



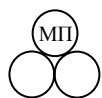
Фиг. 11.3. Интензитет на неутронните лъчения по височина на касета без и с неутронен източник.

ВЪПРОСИ И ЗАДАЧИ

1. Приблизително колко енергия се отделя при разделянето на едно ядро на тежък елемент?
2. Колко ядра се делят за отделяне на 1 J енергия?
3. Колко тежък метал се дели за една година работа на 1000 MW(e) реактор?
4. Какво характеризира величината “дълбочина на изгаряне”?
5. Има ли връзка между отделена енергия на единица маса ТМ и количество шлаки на единица маса?
6. Какво означава “коефициент на възпроизводство”?
7. Какви изотопи се образуват при възпроизводство на ядрено гориво? В следствие на каква реакция?
8. Ако началното обогатяване на горивото е 4 %, коефициентът на възпроизводство е 0.6, а дълбочината на изгаряне е 10 MWd/tU, пресметнете обогатяването на горивото с делящ се нуклид

Упътване:

При средна енергия 200 MeV на един акт на делене на делящия се нуклид (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) за достигане на тази дълбочина на изгаряне са нужни 10 MWd/200 MeV деления, или $10.60.60.24/(200.1.6.10^{-19}) = 2.7.10^{22}$ деления. Приемаме, че масата на едно делящо се ядро е



**Изменение на изотопния състав на ядреното гориво.
Дълбочина на изгаряне**

НФП-
440,1000

238. Масата на $2.7 \cdot 10^{22}$ разделили се ядра е $(2.7 \cdot 10^{22} / 0.6 \cdot 10^{24}) \cdot 238 = 10.7$ g. При начално обогатяване 4 % в един килограм уран има 40 g ^{235}U . При нулев коефициент на възпроизводство концентрацията на останалия неразделил се дялящ се нуклид би била $(40 - 10.7) = 29.3$ g/kg, или 2.93 %. При $K_B = 0.6$ на всеки 10 разделили се ядра се образуват 6 дялящи се, или 6.42 g при изгарянето на 10.7 g. Следователно чистото намаляване на дялящия се материал е $10.7 - 6.42 = 4.28$ g. В горивото остават $(40 - 4.28) = 35.72$ g/kg или 3.57 %.

9. Как зависи коефициентът на възпроизводство

а) от началното обогатяване?

б) от концентрацията на разтворим бор?

в) от дълбочината на изгаряне?

10. Какво е необходимо за да се достигне коефициент на възпроизводство $K_B \geq 1$ за реактори с топлинни неутрони?

11. Ако при попадане на неутрон в единица обем гориво се образуват Σ_b ядра дялящ се нуклид, съставете уравнение на баланса на броя на ядрата дялящ се нуклид в единица обем $N_f(t)$.

Упътване:

За време dt в единица обем се образуват $\Sigma_b \Phi$ дялящи се ядра и изчезват $\sigma_a N_f \Phi$ дялящи се ядра. Следователно:

$$\frac{dN_f(t)}{dt} = \Sigma_b \Phi - \sigma_a \Phi N_f(t)$$

Или:

$$d[N_f(t) \exp(\sigma_a \Phi t)] = \Sigma_b \Phi \exp(\sigma_a \Phi t)$$

След интегриране от 0 до t :

$$N_f(t) \exp(\sigma_a \Phi t) = N_f(0) + \frac{\Sigma_b \Phi}{\sigma_a \Phi} [\exp(\sigma_a \Phi t) - 1]$$

$$N_f(t) = N_f(0) \exp(-\sigma_a \Phi t) + \frac{\Sigma_b \Phi}{\sigma_a \Phi} [1 - \exp(-\sigma_a \Phi t)]$$

Това може да се запише като:

$$N_f(t) = N_f(0)\{\exp(-BU) + KB(0)[1 - \exp(-BU)]\}$$

$BU \equiv \sigma_a \Phi t$ е дълбочината на изгаряне.

Коефициентът на възпроизводство ще бъде:

$$KB(t) = \frac{\Sigma_b \Phi}{N_f(t) \sigma_a \Phi} = \frac{\Sigma_b \Phi}{\sigma_a \Phi} \frac{1}{N_f(0)\{\exp(-BU) + KB(0)[1 - \exp(-BU)]\}}$$
$$= \frac{KB(0)}{\{\exp(-BU) + KB(0)[1 - \exp(-BU)]\}}$$

От този съвсем опростен модел се вижда, че той ще нараства с изгарянето. Не е вярно обаче, че ще достигне единица. В модела не са отчетени изменението на σ_a и Σ_b с дълбочината на изгаряне.