

رسالة محمد



دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای

پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک هسته‌ای

# بررسی نوسانات زنون و ساماریوم در نیروگاه اتمی بوشهر و مقایسه‌ی نتایج آن با نتایج تجربی

نگارنده : محمد رحمانیان

استاد راهنما :

دکتر حسین توکلی عنبران

بهمن ۱۳۹۵

به نام خداوند بخشنده‌ی مهربان

سوگند به عصر و زمان

همانا انسان‌ها در خسران و زیانند

مگر کسانی از ایشان که ایمان آورده و عمل نیک انجام داده‌اند و یکدیگر را به حق (حق گفتن و عمل کردن) سفارش نموده و به صبر و شکیبایی توصیه کرده‌اند.

سوره‌ی مبارکه عصر

با سلام و صلوات بر ارواح پاک و مطهر شهدای راه علم و حق

با نهایت احترام این مجموعه را به روح پرفتوح ایشان تقدیم می‌کنم، کسانی که رفتند تا ما امروز با صلابت و افتخار بر فراز قله‌های علم و دانش پای بگذاریم.

سپاس خدای راکه سخنوران، دستودن او بماند و شمارندگان، شمردن نعمت های او ندانند و کوشندگان، حق او را گزارش ندهند. و سلام و دور بر محمد و خاندان پاک او، طاهران معصوم، هم آنان که وجودمان و مدار وجودشان است؛ و نفرین پیوسته بر دشمنان ایشان تار و زرتا خیز...

پروردگار عزیزانی دارم نه می توانم موایشان راکه در راه عزت من سفید شد، سياه کنم و نه برای دست های پینه بسته شان که شمره تلاش برای افتخار من است، مرهمی دارم.

به پاس تعبیر عظیم و انسانی شان از کلمه ایثار و از خودگذشتگی

به پاس حافظه سرشار و گرمای امید بخش وجودشان که در این سردترین روزگار ان بهترین پشتیبان است

به پاس قلب های بزرگشان که فریادرس است و سرگردانی و ترس در پناهمان به شجاعت می گراید

و به پاس محبت های بی دینشان که هرگز فروکش نمی کند

خداوند اتو فقیم ده که هر لحظه سکر گزار ایشان باشم و ثانیه های عمرم را در بهت رضای ایشان که رضای خداوند سبحان نیز در آن است بگذرانم.

## چکیده

با استفاده از اورانیوم طبیعی می‌توان واکنش زنجیره‌ای شکافت به وجود آورد. این روش را اولین بار انریکو فرمی<sup>۱</sup> در سال ۱۹۴۲ میلادی (۱۳۲۱.ه.ش) در دانشگاه شیکاگو انجام داد.

ایران نیز در سال ۱۳۹۳ اولین نیروگاه هسته‌ای خود را به بهره‌برداری رساند. با توجه به اهمیت این موضوع در این پژوهش به معرفی و مطالعه و تحقیق در بخش‌های مرتبط با فن‌آوری هسته‌ای خصوصا چگونگی طراحی فرایندهای سوختن و کنترل این فرایند تا بهره‌برداری مناسب، در نیروگاه اتمی بوشهر که از نوع PWR 1000 می‌باشد، می‌پردازیم.

برای انجام شکافت زنجیره‌ای کنترل شده اورانیوم نیاز به شار نوترون یکنواخت داریم. پس از فرایند شکافت پاره‌های گوناگون شکافت تولید می‌شوند که ممکن است ثبات آهنگ تغییرات شار نوترون را تحت تاثیر قرار دهد. از جمله‌ی این پاره‌های شکافت زنون<sup>۲</sup> و ساماریوم<sup>۳</sup> را می‌توان نام برد. این دو هسته با سطح مقطع جذب نوترون حرارتی بالای خود آهنگ شار نوترون را دست‌خوش تغییراتی می‌نمایند که منتج به خاموش شدن و یا اتفاقات پیش‌بینی نشده‌ی دیگر برای راکتور شود. به دلیل اهمیت این موضوع روش‌های مختلفی برای بررسی آهنگ‌های نوسانات تولید و مصرف این هسته‌ها وجود دارد. در این پژوهش به بررسی این موضوع در قلب نیروگاه اتمی بوشهر از طریق یافتن چگالی نوترون در قلب راکتور با حل معادله‌ی سینتیکی نقطه‌ای راکتور می‌پردازیم و با استفاده از آن به بررسی معادلات دیفرانسیلی کوپل

---

<sup>۱</sup>. Enrico Fermi

<sup>۲</sup>. Xenon

<sup>۳</sup>. Samarium

شده مربوط به آهنگ تولید و مصرف آنها اقدام می‌کنیم. در طی چرخه‌ی راکتور غلظت زنون با تغییر سطح توان دستخوش تغییراتی می‌شود. اگر سطح توان راکتور را به بالاترین مقدار خود رسانده و پس از ۵۰ ساعت کار در این سطح به نصف مقدار بیشینه کاهش دهیم غلظت زنون در حدود ۶۵ ساعت پس از تغییر توان به بالاترین سطح، به مقدار بیشینه‌ی خود می‌رسد. اگر راکتور خاموش شود و دوباره شروع به فعالیت کند در هنگام شروع به کار مجدد راکتور یک مقدار بیشینه برای ساماریوم داریم.

کلمات کلیدی : راکتور شکافت هسته‌ای PWR - راکتور WWER - نوترون حرارتی - معادله‌ی سینتیکی نقطه‌ای راکتور - نوسانات زنون - نوسانات ساماریوم - نیروگاه اتمی بوشهر

## فهرست

فصل اول مقدمه‌ای بر شکافت و راکتور.....	۱
۱-۱ مقدمه.....	۲
۲-۱ شکافت هسته.....	۳
۳-۱ راکتور شکافت هسته‌ای.....	۵
۴-۱ معرفی راکتور نیروگاه بوشهر.....	۹
۵-۱ زنون و ساماریوم.....	۱۱
۶-۱ معادله‌ی سینتیکی راکتور.....	۱۵
فصل دوم مدهای واپاشی هسته و معرفی شکافت.....	۱۷
۱-۲ واکنش هسته‌ای.....	۱۸
۲-۲ انواع واپاشی‌ها.....	۱۹
۲-۲-۱ واپاشی آلفا.....	۱۹
۲-۲-۲ واپاشی بتا.....	۱۹
۲-۲-۳ واپاشی گاما.....	۲۲
۲-۲-۴ فرآیند تبدیل داخلی.....	۲۳
۳-۲ همجوشی هسته‌ای.....	۲۵
۴-۲ معرفی شکافت.....	۳۰
۵-۲ شکافت چيست.....	۳۱
۶-۲ راکتور.....	۳۳
۷-۲ ضریب تکثیر.....	۳۴

۳۶	۸-۲ بخش کنترل راکتور.....
۳۸	۹-۲ معیارهای مقایسه و انتخاب مواد راکتور.....
۳۸	۱۰-۲ سوخت راکتور.....
۴۰	۱۱-۲ توزیع جرمی پاره‌های شکافت.....
۴۲	۱۲-۲ دسته بندی نوترون‌های شکافت.....
۴۶	۱۳-۲ غنی سازی اورانیوم.....
۴۶	۱۴-۲ روش‌های جداسازی و غنی سازی ایزوتوپ اورانیوم.....
۴۷	۱-۱۴-۲ روش انتشار گازی (دیفیوژن).....
۴۸	۲-۱۴-۲ روش سانتریفیوژ گازی.....
۴۸	۳-۱۴-۲ جداسازی ایزوتوپی لیزری.....
۵۱	فصل سوم معادله‌ی پخش نوترون و بررسی کیفی زنون و ساماریوم در چرخه‌ی راکتور.....
۵۲	۱-۳ معادله پخش.....
۵۳	۲-۳ قانون فیک.....
۵۴	۳-۳ محاسبه‌ی معادله پخش.....
۵۶	۴-۳ روش پخش چند گروهی.....
۵۹	۵-۳ معرفی سموم شکافت.....
۶۰	۶-۳ تاریخچه‌ی مطالعه‌ی زنون و ساماریوم.....
۶۲	۷-۳ نوسانات زنون.....
۶۶	۱-۷-۳ پاسخ زنون به خاموش شدن راکتور.....
۶۷	۲-۷-۳ پاسخ زنون به تغییرات توان راکتور.....
۶۹	۸-۳ ساماریوم.....



۷۲	۱-۸-۳ پاسخ ساماریوم به خاموش شدن راکتور
۷۵	فصل چهارم حل معادله سینتیکی و بررسی نوسانات زنون و ساماریوم
۷۶	۱-۴ سابقه‌ی تاریخی دینامیک راکتور
۷۸	۲-۴ مدل‌های جدید در حل معادله سینتیک
۷۸	۳-۴ فیدبک‌ها و راکتیوته
۷۹	۴-۴ رؤیتگر غیرخطی لیاپانوف
۸۰	۵-۴ توصیف قلب راکتور و سیستم‌های اندازه‌گیر آنلاین راکتور
۸۲	۶-۴ معادله سینتیکی نقطه‌ای راکتور
۸۹	۷-۴ فرایندهای دوره‌ای یک راکتور
۹۱	۸-۴ حل معادله سینتیکی نقطه‌ای برای راکتور بوشهر
۹۳	۱-۸-۴ حل معادله سینتیکی راکتور بوشهر در حالت روشن شدن
۹۵	۲-۸-۴ حل معادله سینتیکی نقطه‌ای راکتور بوشهر برای شش گروه
۹۷	۳-۸-۴ حل معادله سینتیکی راکتور بوشهر در حالت آماده بکار
۹۹	۴-۸-۴ حل معادله سینتیکی راکتور بوشهر در حالت خاموش شدن
۱۰۰	۹-۴ جدیدترین روش حل معادله سینتیکی نقطه‌ای راکتور
۱۰۱	۱۰-۴ محاسبه‌ی شار به کمک چگالی نوترون
۱۰۲	۱-۱۰-۴ نوسانات زنون در نیروگاه اتمی بوشهر
۱۰۴	۲-۱۰-۴ نوسانات ساماریوم در نیروگاه اتمی بوشهر
۱۰۸	نتیجه‌گیری
۱۰۹	پیوست

## فهرست شکل‌ها و نمودارها

- (۱-۱) فرایند شکافت ..... ۵
- (۲-۱) نمای کلی یک نیروگاه هسته‌ای ..... ۷
- (۳-۱) نمای تقارن یک دوازدهم قلب راکتور بوشهر ..... ۱۰
- (۱-۲) خط پایداری ایزوتوپ‌ها بر اساس تغییر عدد اتمی و عدد نوترونی ..... ۲۰
- (۲-۲) مقدار انرژی بستگی بر نوکلون بر حسب عدد جرمی ..... ۲۷
- (۳-۲) (نمایی از فرایند یک همجوشی هسته‌ای ..... ۲۷
- (۴-۲) نمودار فرایند بر عکس شکافت ..... ۳۵
- (۵-۲) تاثیر ضریب تکثیر بر روی شار نوترون در مرکز قلب راکتور ..... ۳۷
- (۶-۲) توزیع جرمی پاره‌های شکافت ..... ۴۳
- (۷-۲) تغییرات سطح مقطع جذب نوترون را برای اورانیوم ۲۳۵ و ۲۳۸ بر حسب تغییر انرژی ..... ۴۳
- (۸-۲) طیف کلی نوترون‌های شکافت بر حسب انرژی ..... ۴۴
- (۹-۲) نمای کلی مدهای واپاشی ..... ۴۵
- (۱۰-۲) بیان مدهای واپاشی به زبان سطح مقطع ..... ۴۶
- (۱-۳) توزیع انرژی ماکسول برای نوترون‌های شکافت ..... ۵۳
- (۲-۳) مقدار تعادلی زنون و ید بر حسب مقدار شار ..... ۶۶
- (۳-۳) تاثیر راکتیویته منفی ناشی از زنون بر شار نوترون ..... ۶۸
- (۴-۳) تاثیر تغییر توان راکتور بر غلظت زنون ..... ۷۰
- (۵-۳) تغییرات اکتیویته منفی ناشی از ساماریوم در مراحل مختلف کار راکتور ..... ۷۳
- (۱-۴) شمای تغییرات شار بر حسب زمان در حالت کلی ..... ۸۹

- ( ۲-۴ ) نمودار تغییرات اکتیویته بر حسب زمان در هنگام روشن شدن راکتور ..... ۹۲
- ( ۳-۴ ) نمودار تغییرات اکتیویته بر حسب زمان در هنگام خاموش شدن راکتور ..... ۹۲
- ( ۴-۴ ) نمودار تغییرات چگالی نوترون در راکتور بوشهر بر حسب زمان در حالت شروع به کار ..... ۹۶
- ( ۵-۴ ) مقایسه‌ی نتایج حاصل از حل معادله‌ی سینتیکی راکتور بوشهر برای یک و شش گروه نوترون  
حرارتی ..... ۹۸
- ( ۶-۴ ) تغییرات شار بر حسب زمان ..... ۹۹
- ( ۷-۴ ) آهنگ تغییر نوسانات زنون در نیروگاه اتمی بوشهر بر حسب زمان محاسبه شده بصورت تئوری  
..... ۱۰۳
- ( ۸ -۴ ) آهنگ تغییر نوسانات زنون در نیروگاه اتمی بوشهر بر حسب زمان محاسبه شده بصورت تجربی  
..... ۱۰۴
- ( ۹- ۴ ) آهنگ تغییر نوسانات ساماریوم در نیروگاه اتمی بوشهر بر حسب زمان محاسبه شده بصورت تئوری  
..... ۱۰۶
- ( ۱۰-۴ ) آهنگ تغییر نوسانات ساماریوم در نیروگاه اتمی بوشهر بر حسب زمان محاسبه شده بصورت  
تجربی و تخمین توسط مدل‌های لیونبرگر و کالمن فیلتر و کالمن فیلتر توسعه یافته ..... ۱۰۷



فصل اول:

# مقدمه‌ای بر شکافت و راکتور

## ۱-۱ مقدمه

کافی است در همین لحظه در هر مکانی حضور دارید به پیرامون خود نگاه کنید، دستگاه‌ها و ابزارهایی را مشاهده می‌کنید که چه اندازه زندگی را برای شما راحت، دلنشین و دلپذیر می‌کند. بلکه حتما در صورت فقدان آن‌ها این آسایش و آرامش هم نبود.

هنگامی که با دقت بیشتر به این وسایل نگاه می‌کنیم در می‌یابیم که تمام این‌ها برای راه‌اندازی نیاز به یک منبع انرژی دارند، اما این انرژی از کجا و چگونه تامین می‌شود؟!

بله انرژی جزئی جدایی ناپذیر از زندگی ما را تشکیل می‌دهد. همان‌طور که می‌دانید از گذشته تا کنون ساده‌ترین و در دسترس‌ترین منبع برای تولید انرژی سوخت‌های فسیلی بوده‌اند. یعنی انسان‌ها از دیرباز با آن‌ها آشنا بوده‌اند.

اما این همراه قدیمی تا چه زمانی می‌تواند ما را یاری نماید؟

آیا این امانت گران‌بهای نیاکان‌مان را چگونه می‌توانیم برای آیندگان نیز به ارث بگذاریم؟

اصلا این همراهی تا چه اندازه به نفع و یا به ضرر ما بوده است؟

صدها سوال دیگر از این جنس در ذهن‌مان مدام تکرار می‌شود؟

با نگاهی گذرا و ساده در زندگی روزمره خود، محیط زیست‌مان و شاید از همه مهم‌تر منابع تولید انرژی-مان متوجه خواهیم شد که این دوستی با سوخت‌های فسیلی زیاد هم مناسب نبوده است و اثرات جبران ناپذیری بر محیط پیرامون ما داشته است. نکته مهم‌تر باتوجه به محدود بودن و کبود آن‌ها در آینده‌ای

نزدیک، آیا نسل‌های بعدی نیز می‌توانند از آن بهرمنند شوند؟! پس با توجه به بحث کوتاه خود جستوجو برای یافتن و جایگزینی یک منبع انرژی دیگر برای ما ضرورتی بیش از پیش پیدا می‌کند. این تلاش‌ها و پژوهش‌ها از سال‌های نه چندان دور منجر به معرفی نسل جدیدی از منابع انرژی موجود در بطن زمین شده است. منبع تولید انرژی این سوخت تازه معرفی شده، شکافت هسته‌ای اتم عنصرهایی مانند اورانیوم می‌باشد به همین دلیل به "انرژی هسته‌ای" معروف گشته اند. نامی که این روزها در هر گوشه کناری شنیده می‌شود و این نام تقریباً برای همه آشنا می‌باشد.

با توجه به اهمیت این موضوع می‌خواهیم تا بصورت مختصر به معرفی، چگونگی آزاد سازی، روش‌هایی برای تحت کنترل درآوردن این انرژی و در نهایت به بیان چند نکته ضروری و البته استراتژیک در این مورد بپردازیم.

## ۱-۲ شکافت هسته

در اواخر سال ۱۹۳۸ میلادی، دو دانشمند آلمانی، اوتوهان<sup>۱</sup> و فریتس اشتراسن<sup>۲</sup> به طور تصادفی پدیده-ای را کشف کردند که جهان را تغییر داد. آن‌ها در حین بمباران نمونه‌ای از اورانیوم با نوترون به امید به وجود آوردن عناصر جدید، در نهایت تعجب متوجه تولید باریوم شدند که جرمش در حدود نصف اورانیوم بود. اوتوهان نتایج این آزمایش را برای همکار سابق خود لیزمایتنر<sup>۳</sup> که در سوئد کار می‌کرد فرستاد. وی نیز با خواهر زاده اش، اوتوفریش در این مورد بحث کرد.

---

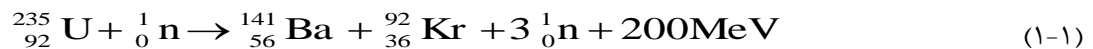
<sup>۱</sup>. Otto Hahn

<sup>۲</sup>. Fritz Strassmann

<sup>۳</sup>. Lise Meitner

مایتنر و فریش<sup>۱</sup> این فرایند را با توجه به فرایند مشابه در زیست شناسی شکافت نامیدند [۱]. همان طور که می‌دانید در تمام هسته‌های شناخته شده، نیروهای جاذبه‌ی هسته‌ای بر دافعه‌ی کولنی غلبه می‌کنند. در این هسته‌ها غلبه‌ی نیروی هسته‌ای بر نیروی کولنی بسیار شکننده است و با اندک اختلالی چون جذب یک نوترون که سبب تغییر شکل هسته می‌شود، از بین می‌رود. اگر این هسته‌ها اندکی کشیده شوند نیروهای الکتریکی می‌توانند آن‌ها را کشیده تر کنند. اگر این کشیدگی از مرحله‌ی بحرانی بگذرد، نیروهای هسته‌ای تسلیم نیروهای الکتریکی می‌شود و هسته به دو بخش تقسیم می‌شود. فرایندهایی مانند جذب یک نوترون در این هسته‌ها انرژی لازم جهت این کشیدگی را تأمین می‌کند و ناگهان این هسته‌ها شکافته می‌شوند.

هسته‌ی اتم‌هایی مانند اورانیوم، توریوم، پلوتونیوم و یا ... با توجه به این که خواص و ویژگی‌هایی ذکر شده را دارا می‌باشند گزینه‌ی خوبی برای شکافت می‌باشند. این هسته‌ها قادرند که طی فرایند فوق شکسته و به هسته‌هایی کوچک‌تر تبدیل شوند. البته ممکن است این فرایند بدون دریافت نوترون و بطور خودبخودی نیز انجام شود که البته نیمه عمر طولانی خواهد داشت. شایان ذکر است که طی یک فرایند شکافت انرژی قابل توجهی در حدود ۲۰۰ MeV آزاد می‌شود ( برای مقایسه، در اثر شکست هر مولکول TNT فقط ۳۰eV انرژی آزاد می‌شود) که در صورت بهره برداری مناسب و کنترل آن می‌تواند منبع خوبی برای جایگزین شدن سوخت‌های فسیلی باشد. به عنوان مثال واکنش زیر یک فرایند شکافت است.



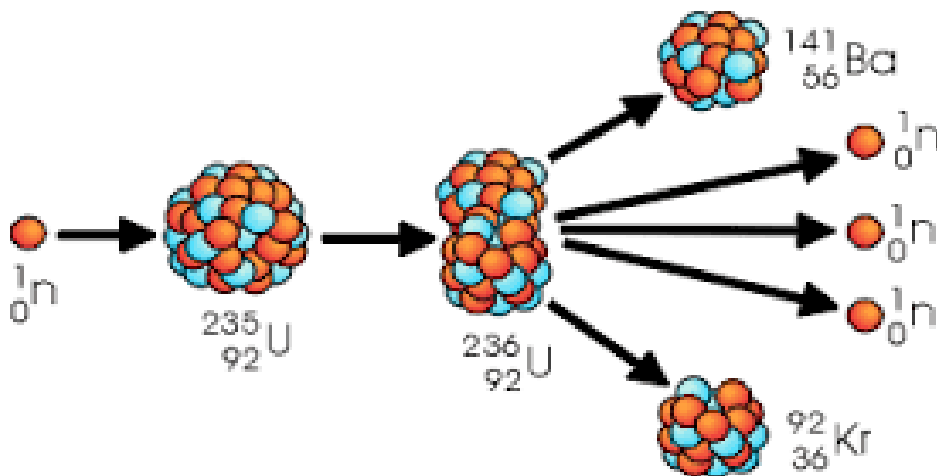
همان‌طور که مشاهده می‌شود طی یک فرایند شکافت تعداد دو تا سه نوترون (بطور میانگین ۲.۴ نوترون) نیز آزاد می‌شود [۲] که می‌تواند در اثر برخورد با سایر هسته‌ها منجر به شکافت زنجیره‌ای آن‌ها شود و

---

<sup>۱</sup> . Otto, R. Frisch



این فرایند می‌تواند با توجه به این مکانیزم ناگهان به شمار زیادی رخ دهد و به تناسب آن انرژی بسیار زیادی تولید نماید.



(۱-۱) فرایند شکافت

### ۳-۱ راکتور شکافت هسته‌ای

شاید این پرسش مطرح شود که چرا واکنش زنجیره ای هم اکنون به طور طبیعی در معدن های اورانیم رخ نمی‌دهد؟

پاسخ آن است که شکافت معمولاً فقط در ایزوتوپ کمیاب  ${}^{235}\text{U}$  که فقط ۰,۷۲ درصد اورانیم طبیعی را تشکیل می‌دهد، رخ می‌دهد. ایزوتوپ فراوان تر  ${}^{238}\text{U}$  نوترون ها را جذب می‌کند ولی معمولاً شکافته نمی شود و در نتیجه، واکنش زنجیره ای را ناممکن می‌سازد.

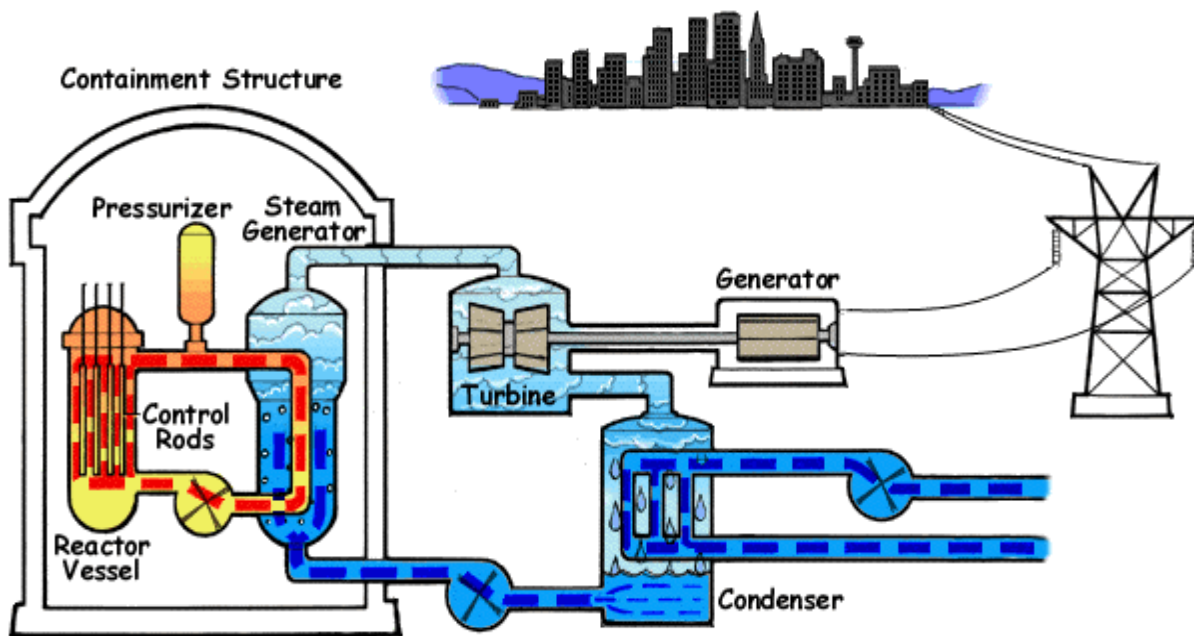
برای افزایش سرعت زنجیره واپاشی هسته ای نیاز داریم که فراوانی  ${}^{235}\text{U}$  را به صورت مصنوعی افزایش دهیم. این فرایند را غنی سازی می‌نامند. جدا ساختن ایزوتوپ کمیاب  ${}^{235}\text{U}$  از ایزوتوپ فراوان بسیار

دشواری است؛ زیرا هر دو ایزوتوپ به لحاظ شیمیایی یکسان اند و نمی‌توان از واکنش‌های شیمیایی استفاده کرد و نیاز به روش‌های پیچیده‌تر بر اساس تفاوت‌های هسته‌ای می‌باشد.

می‌دانیم که در اثر یک شکافت می‌تواند یک سری زنجیره شکافت رخ دهد و بر اثر آن انرژی بسیار زیادی ناگهان آزاد شود و باعث بروز خسارات جبران ناپذیری گردد به همین دلیل نیاز به مجموعه‌ای داریم تا بتوان این زنجیره را در آن تولید کرد و علاوه بر تولید باید بتوانیم این فرایند را کنترل نمائیم و در نهایت به موقع لزوم زنجیره را متوقف و شکافت را پایان دهیم. به مجموعه‌ای که این توانایی را به ما می‌دهد "راکتور" می‌گوییم. یکی از کاربردهای این راکتور در نیروگاه‌های هسته‌ای تولید برق می‌باشد. تفاوت نیروگاه هسته‌ای و نیروگاهی که با سوخت فسیلی کار می‌کند دقیقا اختلاف در نوع منبع تولید بخار در جهت به چرخش در آوردن پره‌های توربین می‌باشد. در نهایت ژنراتور با تبدیل این نیروی مکانیکی پره‌ها به جریان برق، هدف مجموعه را کامل می‌کند.

با توجه به معایب استفاده از سوخت فسیلی کشور عزیزمان در سال ۱۳۹۳ با بهره‌برداری از نیروگاه اتمی بوشهر به جرگه تولیدکنندگان برق هسته‌ای پیوست. پس با توجه به اهمیت این موضوع زین پس به معرفی و مطالعه و تحقیق در بخش‌های مرتبط با فن آوری هسته‌ای خصوصا چگونگی طراحی فرایندهای سوختن و کنترل این فرایند تا بهره‌برداری مناسب، در نیروگاه اتمی بوشهر می‌پردازیم.

در شکل زیر بصورت شماتیک یک نیروگاه هسته‌ای تولید برق به تصویر کشیده شده است.



(۲-۱) نمای کلی یک نیروگاه هسته‌ای

در کمتر از یک سال پس از کشف شکافت هسته‌ای، دانشمندان متوجه شدند که اگر اورانیم به قطعه‌های کوچک‌تر تقسیم شود و در بین این قطعه‌ها ماده‌ای قرار گیرد که نوترون‌های حاصل از شکافت خودبخودی آن را کند، تا بتوان احتمال جذب آن‌ها را در  $^{235}\text{U}$  افزایش داد، می‌توان با استفاده از اورانیم طبیعی واکنش زنجیره‌ای به وجود آورد. این روش را اولین بار انریکو فرمی<sup>۱</sup> در سال ۱۹۴۲ میلادی (۱۳۲۱ ه.ش) در دانشگاه شیکاگو انجام داد [۱]. در اولین واکنش زنجیره‌ای کنترل شده، از گرافیت برای کند کردن نوترون‌ها استفاده شده بود. دلیل استفاده از گرافیت این بود که نوترون در برخورد با آن، بخش قابل ملاحظه‌ای از انرژی خود را از دست می‌داد. اگر نوترون از هسته‌ای سنگین پس زده شود، سرعت و انرژی آن تغییر چندانی نخواهد کرد اما در برگشت از یک هسته‌ی سبک مانند کربن، سرعتش به طور قابل ملاحظه‌ای کم می‌شود. در اینجا می‌گوییم ساختار مولکول‌های کربن که معمولا به شکل

<sup>۱</sup>. Enrico Fermi

گرافیت مورد استفاده قرار می‌گیرند کند کننده نوترون است. تنها راهی که بوسیله‌ی آن می‌توان نوترون سریع را حرارتی نمود استرداد انرژی آن در طی یک پراکندگی الاستیک می‌باشد. پس اگر ذره‌ای یافت شود که جرمی برابر با نوترون داشته باشد و بتواند از آن پراکنده شود براحتی می‌شود فرایند کندسازی را به پایان رساند. با توجه به همین موضوع مهمترین ویژگی لازم برای کند کننده‌ی راکتورهای حرارتی هسته‌هایی هستند که عدد جرمی پایین، سطح مقطع جذب نوترون خیلی پایین، و سطح مقطع پراکندگی بالا دارند و این گزینش ما را به چند ماده محدود می‌کند برای مثال می‌توان آب، آب سنگین، گرافیت و برلیوم را به عنوان کندکننده‌های مناسب در راکتور نام برد. در قلب راکتور با توجه به گرمای بالای تولید شده وجود بخش دیگر یعنی یک منبع خنک کننده به منظور جلوگیری از ذوب اجزای مختلف و نیز انتقال انرژی تولید شده به خارج از قلب راکتور لازم می‌باشد. از انواع خنک کننده مانند هلیوم، آب، آب سنگین، فلزات مایع مانند سدیم و آلایژ سدیم - پتاسیم (مخصوص راکتور سریع) می‌توان نام برد [۲].

مهم‌ترین ویژگی‌های خنک کننده رسانندگی گرمایی خوب، چگالی و گرمای ویژه بالا و چسبندگی پایین، عدم برهمکنش شیمیایی با قسمت‌هایی دیگر، سطح مقطع جذب نوترون خیلی پایین، پرتوزا نشدن در واکنش (گاما،  $n$ ) است. مواد خنک کننده به کمک پمپ یا دمنده به داخل قلب و مبادله کن گرما جریان می‌یابد. همان‌طور که مشاهده می‌شود آب هم در قسمت کندکننده و هم در بخش خنک کننده مورد استفاده می‌باشد. آب، باتوجه به فراوانی و در دسترس بودن یک انتخاب بدیهی برای کند کننده راکتورهای حرارتی است، و می‌تواند به عنوان خنک کننده هم به کار رود. آب از نظر کند کنندگی نوترون دارای خواص بسیار خوبی است که باعث می‌شوند راکتورهایی با خنک کننده آب دارای قلب بسیار کوچک تری نسبت به سایر راکتورها باشند. نکته حائز اهمیت این است که سطح مقطع جذب آب نسبتاً بالا است (۰.۶۶ بارن بر مولکول) بطوری‌که راکتورهای با خنک کننده و کند کننده آب برای بحرانی شدن

نیاز به اورانیم غنی شده دارند[۳]. راکتورهای هسته‌ای کنونی علاوه بر میله‌های سوخت، گند کننده و خنک کننده دارای میله‌هایی برای کنترل نیز می‌باشند. این میله‌ها معمولاً از جنس کاربید بور با قدرت جذب فوق‌العاده نوترون بوده تا در هنگام حادثه ناخواسته یا شرایط مورد نیاز دیگر در زمان کوتاهی شار نوترون و در نتیجه زنجیره شکافت‌ها را متوقف نمایند. سوخت هسته‌ای در درجه اول  $^{238}U$  به علاوه  $^{235}U$  درصد می‌باشد.

#### ۴-۱ معرفی راکتور نیروگاه بوشهر

راکتور نیروگاه اتهی بوشهر از نسل سوم راکتورها و از خانواده  $PWR^1$  راکتور آبی تحت فشار روسی و از نوع  $WWR - 446/1000$  است [۴].

همان طور که از نامش پیداست راکتوری که در آن از آب هم به عنوان کندکننده و هم به عنوان خنک کننده استفاده می‌شود. توان حرارتی آن  $3000 MW$  و توان اسمی الکتریکی آن  $1000 MW$  است. البته در فاز دوم آن این توان به دو برابر افزایش می‌یابد.

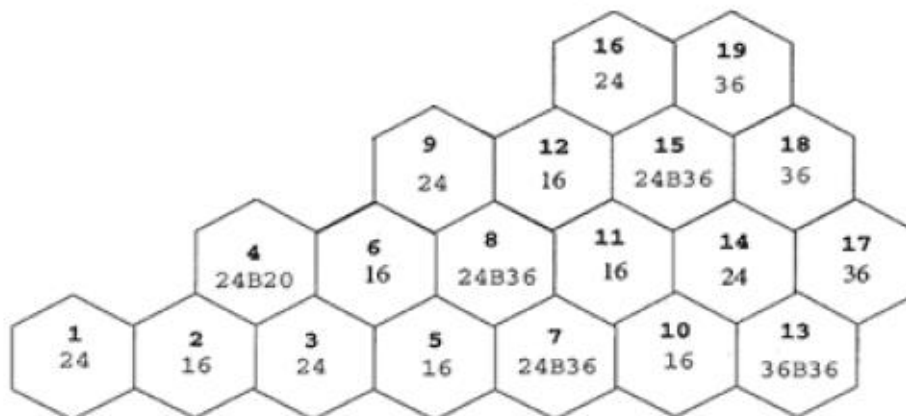
که شامل ۱۶۳ مجتمع سوخت با هندسه شش ضلعی است که هر یک شامل ۳۱۱ میله سوخت و ۲۰ لوله هادی آب می‌باشد که در میان آنها ۱۸ عدد کانال راهنما قرار می‌گیرد، یک کانال مرکزی دارد و یک کانال هم برای اندازه گیری شار نوترونی است. مجتمع های سوخت با آرایش مثلثی در کنار یکدیگر قرار می‌گیرند. شکل ۱-۳ نمای تقارن یک دوازدهم قلب راکتور را نشان می‌دهد. در سیکل اول دارای غنای  $1.6\%$  و  $2.4\%$  و  $3.62\%$  بدین صورت که غنای

---

<sup>1</sup> . Pressurized Water Reactor

<sup>2</sup> . Water Water energy Reactor

ضعیفتر قسمت مرکزی و غنای بیشتر با فاصله دورتر از مرکز قرار می‌گیرند زیرا در مرکز در اثر وجود سوخت بیشتر و در نتیجه شکافت بیشتر گرمای بیشتری تولید می‌شود و ممکن است سیستم خنک کننده نتواند به خوبی عمل کند و یک فاجعه رخ دهد [۴].



(۳-۱) نمای تقارن یک دوازدهم قلب راکتور بوشهر

ژنراتور نیروگاه اتمی بوشهر از نوع سیکلوترون سه فاز می‌باشد که سیم پیچ استاتور آن با آب خنک می‌گردد. خنک کننده روتور و هسته استاتور آن نیز هیدروژن می‌باشد. قدرت خروجی آن ۱۰۰۰ MW و دارای دو قطب بوده و با مارک صنعتی -3-2.27-TBB 1000 معرفی می‌گردد [۵]. نوع دیگری از راکتورهای آبی تحت فشار، راکتورهای آب سنگین<sup>۱</sup> تحت فشار (CANDU)<sup>۲</sup> هستند [۶].

<sup>۱</sup> . pressurized heavy water reactor

<sup>۲</sup> . CANada Deuterium Uranium

راکتور های آب سنگین تحت فشار که با سوخت اورانیوم طبیعی کار می کند و نام دیگر این راکتور ها به CANDU موسوم است. در راکتور های "کندو" از اورانیوم طبیعی به عنوان سوخت و از آب سنگین به منظور کند کننده و خنک کننده راکتور (کند کننده و خنک کننده هر یک دارای سیستم جدا از هم می- باشد) استفاده می شود.

(۱-۱) مشخصات کلی راکتور بوشهر

مقدار	مشخصه	مقدار	مشخصه
۸۵	تعداد مجتمع های میله های جاذب سوختی	۱۶۳	تعداد کل مجتمع های سوخت
۲۹۱	درجه حرارت سیال ورودی (درجه سانتی گراد)	۳۵۵	ارتفاع قلب (cm)
۸۴۸۰۰	دبی سیال ورودی (سانتی مترمکعب بر ساعت)	۳۱۶	قطر معادل قلب (cm)
۱۵.۷	فشار سیستم ( مگا پاسکال)	۲۳.۶	گام شبکه ی مجتمع سوخت (cm)

از آنجایی که این راکتور نیز توانایی جا دادن صدها مجتمع سوخت در لوله ها یا کانال های تحت فشار خود را در قلب راکتور دارد، لذا عمل سوخت گذاری راکتور در حال کار با تمام ظرفیت قابل اجرا است.

### ۱-۵ زنون و ساماریوم

در اثر فرایند شکافت هسته های کوچکتری تولید می شوند که به پاره های شکافت معروف هستند. نکته قابل ذکر در مورد این هسته ها این است که پاره های شکافت تولید شده ، خود نیز در سطح بالایی از انرژی قرار دارند و می توانند دچار واپاشی های ثانویه شوند که معمولا از نوع واپاشی بتا منفی می باشد (که

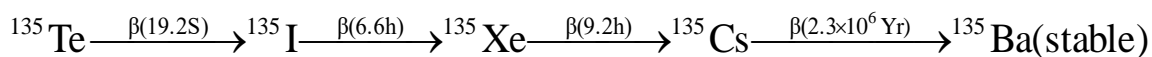
در فصل دو بیشتر بررسی خواهد شد) و در مرحله بعد با توجه به ازدیاد نوترون خود می‌توانند این هسته-ها نوترون نیز ساطع کنند [۷]. البته آن نوترون‌ها در سطح پایینی از لحاظ انرژی قرار دارند و نوترون‌های تاخیری نامیده می‌شوند. در میان هسته‌ها، هسته‌هایی نیز وجود دارند مانند  $^{149}\text{Sm}$  و  $^{135}\text{Xe}$  که بترتیب با سطح مقطع جذب نوترون  $2.000.000$  بارن و  $74.500$  بارن بشدت به جذب نوترون علاقه نشان می‌دهند. وجود این هسته‌ها در قلب راکتور در کنار سوخت اورانیوم می‌تواند بشدت مضر باشد زیرا در جذب نوترون با سوخت می‌توانند رقابت داشته باشند. به همین دلیل به سم راکتور معروف می‌باشند. اهمیت این موضوع را می‌توان در چند قسمت بررسی نمود.

الف) در صورت وارد نکردن تاثیر آهنگ تولید این هسته‌ها در سینتیک راکتور ممکن است ناگهان راکتور خاموش شود و خسارات مالی زیادی به منظور استارت دوباره نیروگاه به ما تحمیل کند.

ب) در این مورد که به مراتب از مورد قبل حیاتی تر است هنگامی که کمبود شار نوترون در قلب راکتور بدون در نظر گرفتن آهنگ جذب نوترون توسط این سم‌ها را در نظر بگیریم یعنی از ابتدا یک‌باره شار نوترون زیادی وارد قلب راکتور شود مثلاً یک چشمه‌ی خارجی مانند  $^{252}\text{Cf}$  را وارد نمائیم ممکن است باتوجه به افزایش ابعاد و تعداد راکتورهای کنونی باعث فاجعه‌ای شویم صدها و بلکه هزاران برابر ناگوارتر از حادثه‌ی چرنوبیل که آیندگان از آن به عنوان یک فاجعه‌ی انسانی ناگوار در تاریخ نام برند. از این رو بررسی آهنگ نوسانات زنون و ساماریوم در یک راکتور و اعمال آن در معادله سینتیکی راکتور می‌تواند ضامن امنیت و بقای هر نیروگاه مانند نیروگاه بوشهر باشد. بدین منظور ابتدا معادله‌ی آهنگ تغییرات هر یک از آنها را با توجه به زنجیره‌ی شکافت هسته‌های دختر موجود در قلب راکتور می‌نوسیم سپس در هر یک از مراحل چرخه راکتور یعنی ۱) مرحله روشن شدن ۲) مرحله‌ی آماده بکار ۳) مرحله‌ی خاموش شدن بررسی و تحلیل می‌کنیم. زنجیره واکنش که منجر به تولید زنون می‌شود بدین شرح است [۹ و ۱۰]



(۲-۱)



یعنی در اثر شکافت اورانیوم ممکن است Te تولید شود و زنجیره شکافت شروع شود. نکته قابل تامل در این مورد وجود دارد این است که با توجه به نیمه عمر Te و I می توان در نوشتن معادلات با تقریب خیلی خوبی از وجود تلوریوم در ابتدای زنجیره صرف نظر کرد. نکته ی دیگر اینکه خود زنون نیز ناپایدار است و واپاشی آن نیز مد نظر قرار گیرد، پس داریم

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_I \sum_f \Phi + \lambda_I I \quad (۳-۱)$$

$I$ : غلظت ید ۱۳۵ در قلب راکتور

$\lambda_I$ : ثابت واپاشی برای ید ۱۳۵

$\gamma_I$ : بهره ی شکافت ید ۱۳۵

$\sum_f$ : سطح مقطع ماکروسکپیکی شکافت

$\Phi$ : شار نوترون های حرارتی

$$\frac{dXe}{dt} = \gamma_{Xe} \sum_f \Phi + \lambda_I I - \lambda_{Xe} Xe - \sigma_a^{Xe} Xe \Phi \quad (۴-۱)$$

$Xe$ : غلظت زنون ۱۳۵

$\gamma_{Xe}$ : بهره ی شکافت زنون ۱۳۵

$\sum_f$ : سطح مقطع ماکروسکپیکی شکافت

$\Phi$ : شار نوترون گرمایی

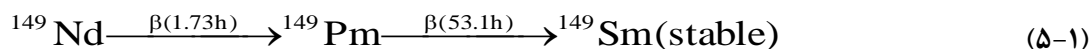
$\lambda_I$ : ثابت واپاشی ید به زنون

$I$ : غلظت ید ۱۳۵

$\lambda_{Xe}$ : ثابت واپاشی زنون به سزیم

$\sigma_a^{Xe}$ : سطح مقطع جذب نوترون حرارتی

برای ساماریوم نیز می توان معادلات دیفرانسیل تبدیل حالات را بدین گونه نوشت.



در اینجا نیز برای ساماریوم می توان از وجود ندونیوم در ابتدای زنجیره تولید صرف نظر کرد و اما یک تفاوت در معادله دیفرانسیل اینکه ساماریوم پایدار است و سهم واپاشی خود را ندارد.

$$\frac{dPm}{dt} = \gamma_{Pm} \sum_f \Phi + \lambda_{Pm} Pm \quad (6-1)$$

$Pm$ : غلظت پرومیتیم در قلب راکتور

$\gamma_{Pm}$ : بهره ی شکافت پرومیتیم از شکافت در قلب راکتور

$\lambda_{Pm}$ : ثابت واپاشی پرومیتیم به ساماریوم

$$\frac{dSm}{dt} = \gamma_{Sm} \sum_f \Phi + \lambda_{Pm} Pm - \sigma_a^{Sm} Sm \Phi \quad (7-1)$$

SM  
: غلظت ساماریوم در قلب راکتور

$\gamma_{Sm}$   
: سهم شکافت ساماریوم

$\sigma_a^{Sm}$   
: سطح مقطع میکروسکپیکی جذب نوترون حرارتی برای ساماریوم

کمیت شار در صورت کلی بصورت زیر بیان می‌شود [۱۱].

$$\Phi = \Phi(r, E, \Omega, t) \quad (۸-۱)$$

$$\Phi(r, E, \Omega, t) = n(r, E, \Omega, t)v \quad (۹-۱)$$

#### ۱-۶ معادله‌ی سینتیکی راکتور

با توجه به اینکه معادله برای یک گروه انرژی بررسی می‌شود پس وابستگی به پارامتر انرژی از بین می‌رود. اگر برای یک باریکه در یک میسر خاص از شار انتگرال بگیریم وابستگی به زاویه  $\Omega$  نیز از بین می‌رود. می‌توان تابع شار را به کمک جداسازی پارامترها نوشت: [۱۲]

$$\Phi(r, t) = \Psi(r)\Phi(t) \quad (۱۰-۱)$$

$$\Phi(r, t) = n(t)m(r)v \quad (۱۱-۱)$$

$$\Phi(t) = n(t)v \quad (12-1)$$

با توجه به این رابطه در می‌یابیم که برای یافتن شار باید تابع چگالی نوترون در قلب راکتور را ابتدا بدست آورد. بدین منظور باید معادله سینتیکی راکتور حل می‌کنیم و تابع چگالی نوترون را بدست آوریم [۱۳].

$$\frac{dc(t)}{dt} = \frac{\beta}{l} n(t) - \lambda c(t) \quad (13-1)$$

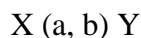
$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{l} n(t) + \lambda c(t) - q \quad (14-1)$$

تابع چگالی نوترون در یک نقطه را در متوسط سرعت نوترون‌ها ضرب کرده تا شار نوترونی مورد نظر یافت شود. و در نهایت آهنگ نوسانات ساماریوم و زنون را با توجه به معادلات کوپل شده‌ی دیفرانسیلی آنها پیدا می‌کنیم.

# مدهای واپاشی هسته و معرفی شکافت

## ۱-۲ واکنش هسته‌ای

یک واکنش هسته‌ای معمولاً به شکل زیر نوشته می‌شود:



که در آن  $a$  (پرتابه) و  $X$  هدف و  $b$  را نوکلئون‌ها یا هسته‌های سبک تشکیل می‌دهند. معمولاً  $Y$  محصول سنگینی است که در هدف متوقف می‌شود.  $X$  هسته هدف (معمولاً ساکن در آزمایشگاه)، و  $b$  و  $Y$ ، محصولات شکافت هستند.

کاستی جرم برای هر هسته را می‌توان به صورت زیر حساب کرد: [۱۴]

$$\Delta = ZM_p + NM_n - M \quad (۱-۲)$$

که در آن  $M_p$ ،  $M_n$  و  $M$  به ترتیب جرم‌های پروتون، نوترون و هسته مورد نظر هستند.

رابطه بین انرژی بستگی  $B$ ، بر حسب MeV، و کاستی جرم دلتا بر حسب  $U$ ، به صورت زیر است:

$$\text{کاستی} = 931/502 \times \text{انرژی بستگی} \quad (۲-۲)$$

تمام هسته‌ها تمایل دارند تا در حالت پایه<sup>۱</sup> یعنی حالتی که کمترین انرژی ممکن را دارا باشند قرار بگیرند. اما گاهی اوقات هسته تشکیل شده ممکن است در ترازهای بالاتر از حالت پایه قرار بگیرد که در این شرایط هسته یک واپاشی<sup>۲</sup> انجام می‌دهد و با از دست دادن مقداری از انرژی مازاد خود به حالتی با انرژی پایین‌تر جابجا می‌شود و هسته می‌تواند با انجام پیایی چند واپاشی خود را به حالت پایه برسانند.

---

<sup>۱</sup>. ground state

<sup>۲</sup>. decay

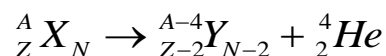
در واقع این واپاشی یک گذار کوانتومی برای هسته محسوب می‌شود. گذاری از یک حالت به حالتی دیگر است.

## ۲-۲ انواع واپاشی ها

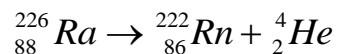
سه نوع عمده واپاشی هسته‌ها عبارتند از : واپاشی آلفا ، واپاشی بتا و واپاشی گاما.

### ۱-۲-۲ واپاشی آلفا

در این فرآیند، هسته X یک ذره آلفا ( $\alpha$ ) گسیل می‌کند و به هسته‌ی Y تبدیل می‌شود که عدد اتمی‌اش 2 واحد و عدد جرمی‌اش 4 واحد از هسته‌ی X کمتر می‌شود.



بطور مثال واکنش زیر واپاشی آلفا است:

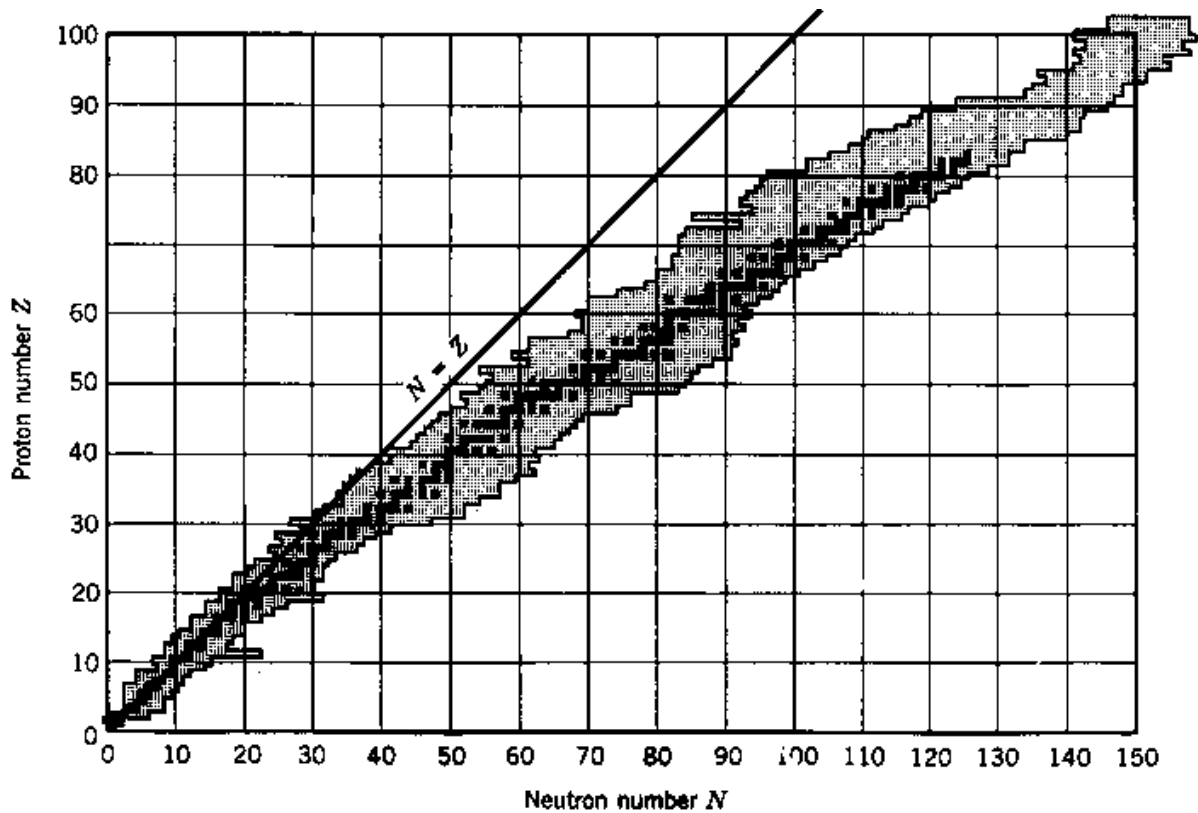


$$t_{1/2} = 1600y, E_{\alpha} = 408Mev$$

واپاشی آلفا در هسته‌های سنگین رخ می‌دهد. در هسته‌های سبک‌تر از سرب ( $Z < 82$ ) هسته‌ای آلفا بندرت دیده می‌شود.

### ۲-۲-۲ واپاشی بتا

همان طور که در شکل زیر می‌بینیم با افزایش تعداد نوترون‌ها خط پایداری  $Z=N$  برای ایزوتوپ‌هایی با ( $Z > 20$ ) به سمت هسته‌هایی که تعداد نوترون در آنها از پروتون بیشتر باشد خمیده می‌شود.



(۱-۲) خط پایداری ایزوتوپها بر اساس تغییر عدد اتمی و عدد نوترونی [۱۴]

در طبیعت هسته‌هایی که کمبود پروتون یا نوترون دارند هسته با گسیل  $(\beta^-)$  یا گسیل  $(\beta^+)$  به هسته-ی پایداری تبدیل می‌شود. الکترون‌ها یا پوزیترون‌ها در هسته‌ها وجود ندارند بلکه برای رسیدن به هسته‌ی پایدار، یک نوترون هسته، بصورت زیر به دو ذره‌ی الکترون و پروتون تبدیل می‌شود. پروتون در هسته می‌ماند ولی الکترون از آن خارج می‌گردد.





همراه الکترون ذره‌ی سومی هم تولید و از هسته خارج می‌شود این ذره آنتی نوترینو نام دارد. ذره‌ی بدون بار و تقریباً بدون جرم است. جرم نوترون بیشتر از جرم پروتون و الکترون است. اختلاف جرم بصورت انرژی جنبشی، توسط الکترون و ذره‌ی نوترینو حاصل می‌شود.

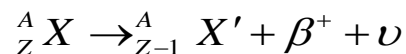
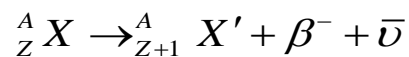
در هسته‌هایی که کمبود نوترون دارند تا پایدار گردند، یک ذره پروتون در هسته، به دو ذره‌ی نوترون و پوزیترون تبدیل می‌شود:



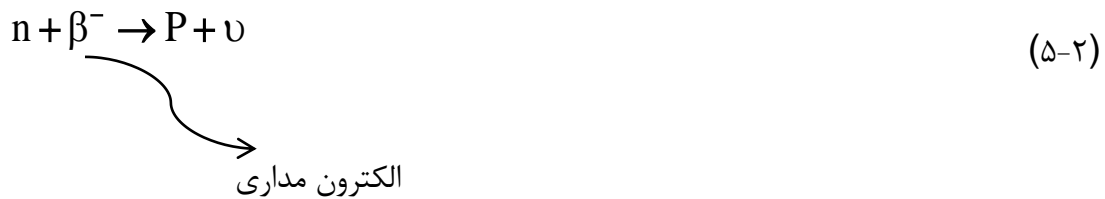
پوزیترون و ذره‌ی نوترینو از هسته خارج می‌شوند و نوترون در هسته می‌ماند.

جرم نوترون از مجموع پروتون و الکترون بیشتر است این نوع فروپاشی از نظر انرژی برای نوترون آزاد امکان پذیر است. پس نوترون منفرد (آزاد) ذره‌ی است که خودبخود فرو می‌پاشد و به الکترون و پروتون تبدیل می‌شود.

فرآیندهای واپاشی  $\beta^+$  و  $\beta^-$  بصورت زیر می‌باشند:



یک فرآیند رقیب برای  $\beta^+$ ، فرآیند گیر اندازی الکترون می‌باشد. در این فرآیند، یک الکترون مداری ( معمولاً از لایه K که به هسته نزدیک‌تر است) بوسیله‌ی هسته جذب می‌شود (گیر انداخته می‌شود). این الکترون با یکی از نوترون‌های هسته واکنش انجام داده و تبدیل به پروتون می‌شود. بنابراین جرم اتمی هسته تغییر نمی‌کند ولی عدد اتمی هسته یک واحد افزایش می‌یابد و نوترینو گسیل می‌شود:



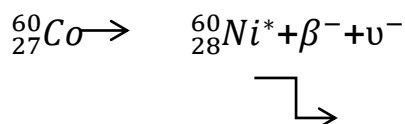
### ۲-۲-۳ واپاشی گاما

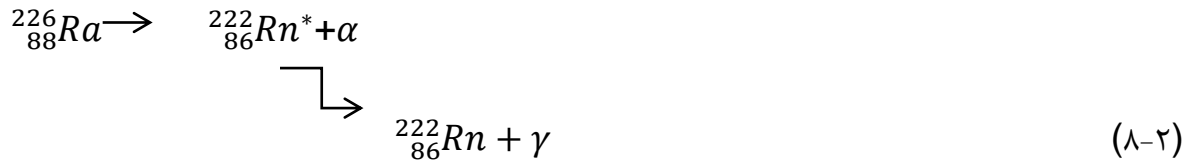
بعد از واپاشی یک هسته‌ی آلفا یا بتا، هسته‌ی دختر معمولاً در حالت برانگیخته تشکیل می‌شود. هسته‌ی برانگیخته با گسیل یک یا چند گاما به حالت پایه‌اش گذار می‌نماید. تابش گاما از جنس تابش‌های الکترومغناطیسی است. نیمه عمر هسته‌ها برای گسیل فوتون گاما ( $\gamma$ ) معمولاً بسیار کوتاه و در حد  $10^{-9}$  s است اما در بعضی از هسته‌ها، این زمان طولانی است که ممکن است به چند دقیقه یا چند ساعت هم برسد (حالت‌های برانگیخته با عمر طولانی را، حالت‌های ایزومری هسته می‌گویند). حالت‌های ایزومری را حالت‌های شبه پایدار آن نیز می‌گویند و با شاخص بالای (m) نشان می‌دهند و مثلاً حالت ایزومری هسته  $^{110}\text{Ag}$  را بصورت  $^{110}\text{Ag}^m$  یا  $^{110m}\text{Ag}$  نشان می‌دهند.

توجه کنید که در فرآیندهای واپاشی گاما، هیچ یک از اعداد اتمی (Z) و عدد جرمی (A) تغییری نمی‌کنند.



در زیر چند نمونه از هسته‌ها را که پس از واپاشی  $\alpha$  یا واپاشی  $\beta$ ، بحالت برانگیخته تشکیل می‌شوند و سپس با گسیل  $\gamma$  بحالت پایه انرژی برمی‌گردند نام برده شده است.





## ۲-۲-۴ فرآیند تبدیل داخلی<sup>۱</sup>

فرآیندی که اغلب با گسیل  $\gamma$  رقابت می‌نماید، تبدیل داخلی نام دارد. در این فرآیند هسته‌ی برانگیخته، مازاد انرژی خود را به یکی از الکترون‌های مدارهای اتم منتقل می‌کند. الکترون با جذب انرژی از اتم خارج می‌شود. انرژی جنبشی الکترون خارج شده از مدارهای اتمی، برابر است با تفاضل انرژی آزاد شده هسته و انرژی بستگی الکترون به اتم (B).

$$T_e = \Delta E - B \quad (9-2)$$

توجه کنید که در این فرآیند هیچ یک از اعداد A و Z تغییری نمی‌کنند بنابراین با فرآیند بتا تفاوت دارد. در رابطه فوق،  $\Delta E$  برابر است با اختلاف انرژی حالت برانگیخته و حالت پایه هسته و  $T_e$  انرژی جنبشی الکترون تبدیل داخلی می‌باشد. معمولاً خروج الکترون از لایه‌های داخلی که به هسته نزدیک‌ترند اتفاق می‌افتد. جای خالی الکترون در این لایه (حفره) را یکی از الکترون‌های لایه‌های بالائی پر می‌کند و اختلاف انرژی بصورت فوتون پرتو ایکس از اتم خارج می‌شود. گاهی این فوتون پرتو x، با یکی از الکترون‌های مدارهای برهم کنش انجام داده و الکترون دیگری از اتم خارج می‌شود. الکترون خارج شده را الکترون

---

<sup>1</sup>. Internal conversion

اوژه<sup>۱</sup> نامیده‌اند. یک‌بار دیگر اعلام می‌کنیم که الکترون تبدیل داخلی که در فرآیند داخلی از لایه‌های اتمی خارج می‌شود، با الکترونی که در فرآیند واپاشی بتازا از هسته گسیل می‌شود تفاوت دارد و تبدیل داخلی با واپاشی بتازا اختلاف دارد. بعضی از هسته‌ها، هم الکترون‌های واپاشی بتازا و هم الکترون‌های تبدیل داخلی گسیل می‌کنند.

یکی از پارامترهای خیلی مهم در بررسی پایداری یک هسته مقدار انرژی بستگی برحسب نوکلون می‌باشد. انرژی بستگی عبارت از مقدار انرژی لازم برای اینکه بتوان چند نوکلون را در کنار هم نگاهداشت.

با توجه به نمودار انرژی بستگی برنوکلون - عدد جرمی این نمودار بیان می‌کند که برای هسته  $^{56}\text{Fe}$  با مقدار  $B/A = 8.8 \text{ MeV}$  پایدارترین هسته شناخته شده می‌باشد.

سایر هسته‌ها که در فاصله دور تر از نقطه پایداری می‌باشند سعی بر این دارند که به نحوی خود را به هسته مورد نظر برسانند. در هسته‌هایی با تعداد نوکلون کمتر این اتفاق با ترکیب چند هسته سبک باهم و ایجاد هسته سنگین تر رخ می‌دهد که به این عملیات همجوشی هسته‌ای گویند.

مانند ترکیب دو هسته هیدروژن و تولید ذره آلفا.

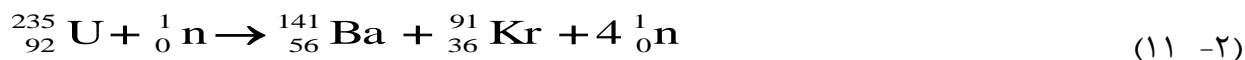
هسته‌هایی که تعداد نوکلون‌های موجود در هسته بیشتر از  $^{56}\text{Fe}$  می‌باشند برای رسیدن به پایداری نیاز دارند تعداد نوکلون‌ها را کاهش دهند و این کار ممکن است با واکنش‌هایی مانند واپاشی آلفا رخ دهد




---

<sup>۱</sup>. Auger electron

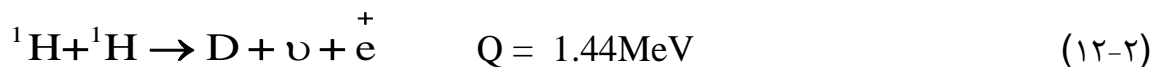
اما یکی از اصلی‌ترین واکنش‌ها شکسته شدن هسته سنگین مادر به دو هسته‌ی سبک‌تر است که به شکافت هسته‌ای معروف می‌باشد مانند :



لازم به ذکر است که در طی این واکنش‌ها مقدار انرژی قابل توجهی آزاد می‌شود که می‌توان از آن استفاده‌های زیادی برد. که در ادامه بیشتر به این بحث می‌پردازیم.

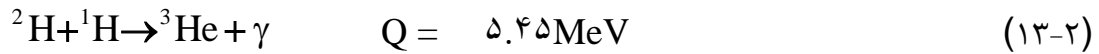
### ۲-۳ همجوشی هسته‌ای

راه اول ترکیب یا همجوشی هسته‌های سبک‌تر است. با توجه به اینکه روی نمودار 2-2 مشاهده می‌شود با ترکیب دو هسته سبک‌تر مقدار B/A افزایش می‌یابد مثلاً مانند دو هسته سبک هیدروژن که با ترکیب‌شان هسته پایدارتر هلیم را می‌سازند و انرژی قابل توجهی را آزاد می‌نماید. نمونه طبیعی ملموس این نوع همجوشی، واکنش‌های خورشید می‌باشد.



همان‌طور که مشاهده می‌شود یک واپاشی  $\beta$  انجام شده است. حضور  $\nu$  در حالت نهایی که نشانه‌ی یک فرایند ضعیف می‌باشد بیانگر این است که اولین تراز هسته‌ای پایدار توسط برهم کنش ضعیف مهیا می‌شود. سطح مقطع محاسبه شده برای این فرایند در انرژی‌های KeV از مرتبه‌ی  $10^{-33}$  b و در انرژی‌های MeV از مرتبه‌ی  $10^{-23}$  b است. آهنگ این واکنش خیلی کم است و حتی در چگالی‌های بالا در قلب خورشید آهنگ واکنش تنها در حدود  $5 \times 10^{-18}$  در هر ثانیه و به ازای هر پروتون است. یعنی شانس یک پروتون برای همجوشی در قلب خورشید کم است. آنچه خورشید را در حال تابش نگاه می‌دارد تعداد بسیار

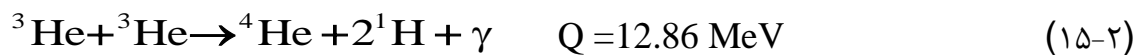
زیاد پروتون‌های واکنش‌دهنده است که در حدود  $10^{56}$  می‌رسد. این مرحله از چرخه همجوشی خورشید را غالباً گردنه‌ی بطری می‌نامند، زیرا کندترین مرحله و دارای کمترین احتمال است. در مرحله بعد



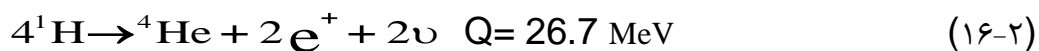
چون تعداد دوترون‌ها کم است واکنش D-D بسیار غیر محتمل است زیرا به ازای هر  $10^{18}$  پروتون یک دوترون تشکیل می‌شود پس در حدود  $10^{18}$  مرتبه احتمال بیشتری وجود دارد که یک دوترون با پروتونی واکنش انجام دهد تا با یک دوترون. لذا دوترون‌ها با همان سرعتی که تشکیل می‌شوند به هلیوم تبدیل می‌شود.



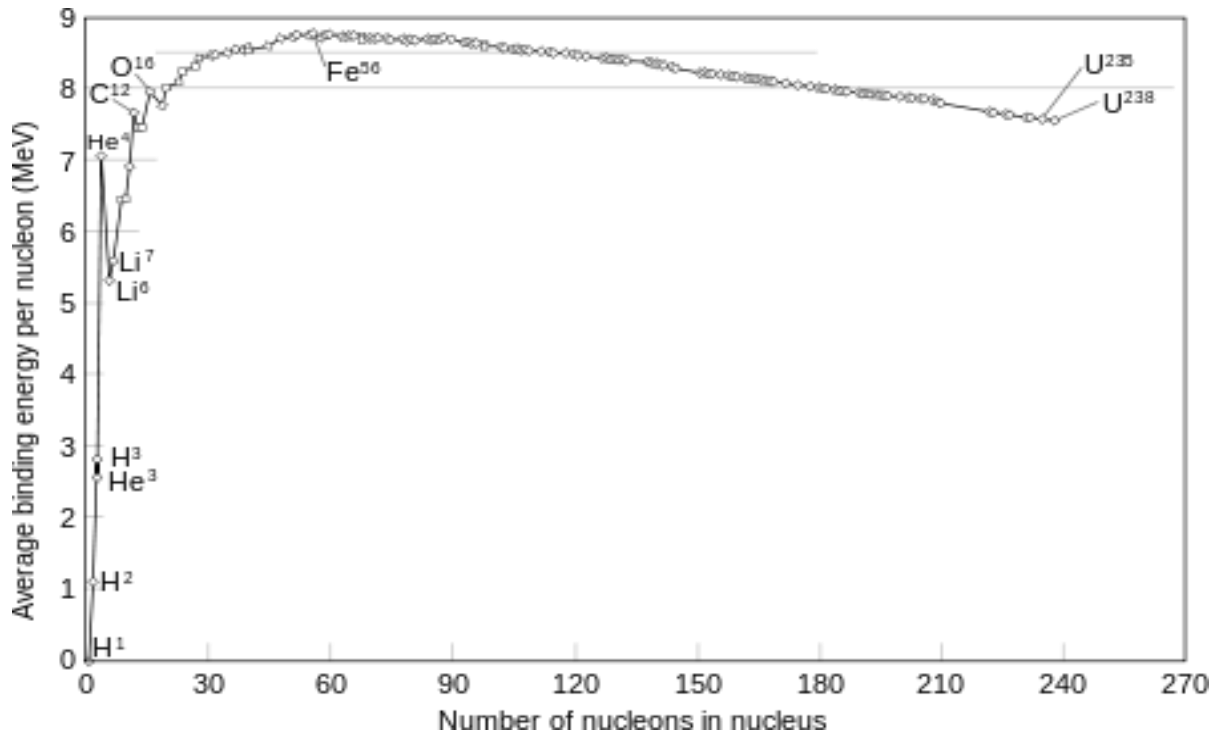
ایزوتوپ لیتیوم بصورت سیستم مقید وجود ندارد و به محض تشکیل فوراً شکسته می‌شود و به واکنش دهنده‌ها دوباره تبدیل می‌شوند. در این صورت  ${}^3\text{He}$  مدتی سرگردان است تا با یک  ${}^3\text{He}$  دیگر هم همجوشی نمایند.



واکنش خالص تبدیل چهار پروتون به یک هسته‌ی هلیوم است :

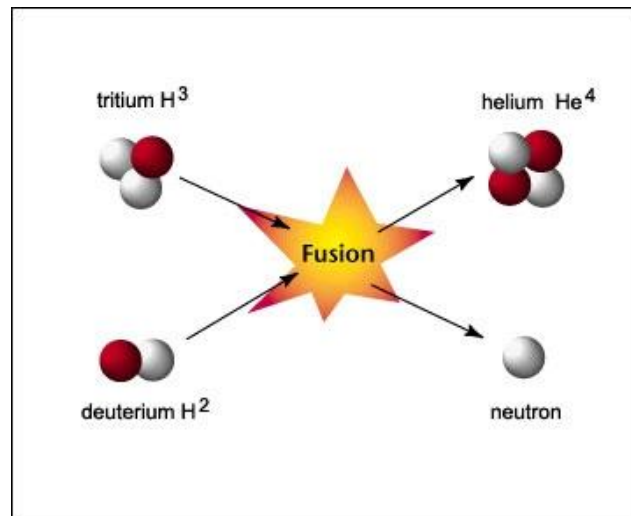


به این چرخه که شامل هسته‌ای ضعیف می‌باشد چرخه P-P می‌گوییم.



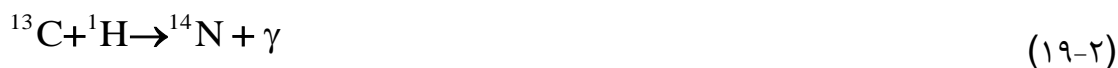
(۲-۲) مقدار انرژی بستگی بر نوکلون بر حسب عدد جرمی [۱۴]

نمونه‌ای از همجوشی هسته‌ای در شکل ۳-۲ نشان داده شده است.



(۳-۲) نمایی از فرایند همجوشی هسته‌ای

هرگاه علاوه بر هیدروژن و هلیوم عناصر سنگین‌تری در داخل یک ستاره موجود باشد، رشته متفاوتی از واکنش‌های همجوشی ممکن می‌شود که به آن چرخه CNO می‌گوییم.



در این حالت کربن نه از بین می‌رود نه تولید می‌شود. بلکه به صورت یک عامل فعل و انفعال وارد عمل می‌شود تا به فرایند همجوشی کمک کند. فرایند خالص بصورت



که همان چرخه پروتون پروتون است. اما چرخه CNO می‌تواند از چرخه پروتون-پروتون سریع‌تر باشد زیرا شامل فرایندی نیست که قابل قیاس با شیب نمودار ۲-۲ در همجوشی دوتریم باشد. اما باید توجه داشت که برای واکنش‌های پروتون با کربن و نیتروژن سد کولنی ۶ تا ۷ مرتبه بلندتر از سد متناظر در



واکنش‌های چرخه پروتون - پروتون است. زیرا انرژی گرمای لازم برای افزایش احتمال نفوذ از سد کولنی در دسترس است. با توجه به بررسی‌های تجربی و محاسبات مربوطه می‌توان نتیجه گرفت که چرخه P-P در دماهای پایین‌تر هم انجام می‌شود ولی توان تولید آن زیاد نمی‌باشد. چرخه CNO در دماهای بالاتر رخ می‌دهد اما بشدت توان آن افزایش می‌یابد.

با توجه به چرخه‌های طبیعی مطرح شده به این نتیجه می‌رسیم که هنگامی از سمت عدد جرمی کوچک-تر به سمت اعداد جرمی بزرگتر پیش برویم با همجوشی می‌توانیم به هسته‌های با پایداری بیشتر برسیم و انرژی قابل توجهی آزاد کنیم. اما در اینجا لازم به ذکر است که شروع یک چرخه به این سادگی مطرح شده نمی‌باشد. به عنوان مثال همجوشی دو هسته‌ی  $^{20}\text{Ne}$  برای تشکیل  $^{40}\text{Ca}$  در نظر می‌گیریم، مقدار Q در حدود  $20.7\text{ MeV}$  یا  $0.5\text{ MeV}$  به ازای هر نوکلئون است، که انرژی قابل توجهی می‌باشد. برای این‌که بتوانند دو هسته با هم وارد برهمکنش هسته‌ای شوند باید بتوانیم آن‌ها را بقدر کافی بهم نزدیک کنیم تا توزیع هسته‌ای آنها شروع به هم پوشی کنند. در نقطه‌ای که سطوح هسته‌ها در تماس با یکدیگر قرار می‌گیرند، دافعه کولنی مساوی  $21.2\text{ MeV}$  است. اگر واکنش هسته‌ای را طوری انجام دهیم که در آن دو هسته  $^{20}\text{Ne}$  با انرژی جنبشی کل  $21.2\text{ MeV}$  به یکدیگر نزدیک شوند، انرژی نهایی سیستم مساوی  $41.9\text{ MeV}$  می‌شد که معرف انرژی جنبشی  $21.2\text{ MeV}$  اولیه به علاوه‌ی  $20.2\text{ MeV}$  انرژی آزاد شده طی واکنش است. ابتدایی‌ترین راه برای انجام این همجوشی شتاب دادن و برخورد مستقیم این دو هسته‌ی  $^{20}\text{Ne}$  می‌باشد، اما شتاب دادن این هسته‌ها و رساندن به این حد انرژی خود کاری بسیار پیچیده و مشکل است. اگر بتوانیم یک محفظه گاز نئون را گرم کنیم تا انرژی گرمایی آن به اندازه افزایش یابد که احتمال نزدیکی دو هسته به یکدیگر افزایش یابد و برخوردشان با انرژی  $21.2\text{ MeV}$  قابل ملاحظه شود. به خاطر استفاده از انرژی گرمایی برای غلبه بر سد کولنی که مانع همجوشی است، این روش را

همجوشی گرمایی هسته‌ای می‌نامیم. اما با توجه به ملاحظات انرژی دمای لازم برای انجام این فرایند در حدود  $10^{11}$  k خواهد بود. که به نوبه خود این روش دشوار خواهد بود. با این تفاسیر در می‌یابیم که انجام همجوشی بصورت مصنوعی در حال حاضر کاری بشدت دشوار خواهد بود. اما علی‌رغم موانع متعدد امروزه تحقیقات متنوعی برای رسیدن به انرژی همجوشی در جریان است. اما به طور طبیعی می‌دانیم که همجوشی رخ می‌دهد و منبع انرژی ستارگانی همچون خورشید می‌باشد. پس باید این فرایند را عامل اصلی تحول و تکامل حیات در کره زمین تلقی نمود. از این رو می‌توانیم فرضیه‌ای به پیدایش جهان کنونی بزنیم. پس باکمک چرخه‌های CNO و P-P عناصری مانند کربن، اکسیژن، سیلیسیم و ... تولید می‌شوند.

## ۲-۴ معرفی شکافت

راه دوم برای رفتن به سمت قله پایداری یا بیشترین مقدار B/A شکافت هسته‌های سنگین‌تر و تولید هسته‌های سبک‌تر است. شکافت عمدتاً در اثر رقابت بین نیروهای هسته‌ای و کولنی در هسته‌های سنگین حاصل می‌شود.

هسته‌های اتمی معمولاً در یک وضعیت پایدار، موسوم به حالت انرژی پایه، به سر می‌برند. با این همه، در نتیجه واکنش‌های هسته‌ای (که ممکن است در اثر بمباران اتم‌ها به وسیله پروتون‌ها، نوترون‌ها، گاما و یا ذرات سبک دیگر پدید می‌آید)، هسته‌ها می‌توانند در یک وضعیت ناپایدار یا برانگیخته قرار داشته باشند. حالت‌های برانگیخته در یک هسته شبیه حالت‌های برانگیخته اتم‌ها هستند. در مورد اخیر، برانگیختگی باعث می‌شود که یک الکترون از مدار اصلی‌اش به مدار دیگری که دورتر از هسته است بجهد. یک اتم ممکن است دارای چند حالت برانگیخته گسسته باشد که متناظر با یک یا تعداد بیشتری از این گونه جهش‌ها هستند.

در هسته وضعیت پیچیده‌تر است زیرا در برانگیختگی هسته، مجموعه‌ای از نوکلون‌ها تحت عنوان هسته به حالت برانگیخته می‌روند. هسته‌ها می‌توانند دارای تعداد بسیار زیادی ترازهای برانگیخته نزدیک به هم باشند. به طور کلی، در هسته‌های سبک ترازهای برانگیخته فاصله شان از هم بیشتر است، و در تمام هسته‌ها فاصله ترازها با افزایش انرژی برانگیختگی کاهش می‌یابد. بیشتر هسته‌ها فقط برای مدت خیلی کوتاهی در حالت برانگیخته به سر می‌برند، و عمر متوسط نوعی آنها حدود  $10^{-14}$  s است.

هسته‌های برانگیخته با گسیل تابش الکترو مغناطیسی انرژی- بالا، موسوم به تابش گاما، یا ذراتی مانند نوترون، یا هر دو، وامی‌پاشند. در اغلب واکنش‌های مورد توجه فیزیکدانان، که شامل تشکیل و واپاشی هسته‌های برانگیخته است، طول عمر هسته‌ی برانگیخته آنقدر کوتاه است که فرایند تشکیل و واپاشی را می‌توان آنی تلقی کرد.

## ۲-۵ شکافت چیست؟

شکافت در معنای لغوی به تقسیم شدن سلول‌ها اطلاق می‌شود، اما در علم فیزیک هسته‌ای منظور از شکافت تقسیم شدن هسته به دو نیمه اطلاق می‌شود. شکافت به دو صورت کلی انجام می‌شود که به بررسی مختصر آن می‌پردازیم.

هرگاه هسته در حالتی قرار بگیرد که هیچ مانعی برای شکافت وجود نداشته باشد هسته بصورت خود بخودی شروع به واپاشی می‌کند. نوع دیگر شکافت بدین صورت است که با پرتاب یک ذره به هسته مثلاً پرتاب یک نوترون به سمت هسته و افزایش ناپایداری آن هسته اقدام به واپاشی می‌نماید که به واپاشی القا می‌شود. ممکن است واپاشی بصورت آنی با نیمه عمر  $10^{-20}$  تا  $10^{-18}$  ثانیه انجام شود یا بصورت طولانی با نیمه عمر بیشتر از  $10^{30}$  سال انجام شود. در بعضی از هسته‌های سنگین که نوترون

اضافی دارند عمل واپاشی بصورت شکافت خودبخودی انجام می‌گیرد بدین معنی که هسته به دو قسمت تقسیم می‌شود یعنی به دو هسته سبکتر تبدیل می‌گردد. عمل شکافت خودبخودی نباید با شکافت القائی که با پرتاب و القای یک ذره به هسته‌ی مادر انجام می‌گیرد اشتباه گرفته شود (در فرآیند شکافت القائی، یک ذره نوترون به هسته‌ی یک ماده‌ی شکافت‌پذیر مانند  $^{235}\text{U}$  یا  $^{236}\text{Pu}$  برخورد می‌کند و موجب تقسیم هسته به دو هسته‌ی سبک‌تر می‌گردد). هسته‌های عناصر فرا اورانیوم مانند هسته‌ی فرمیوم  $^{256}\text{Fm}_{100}$  یا کالیفرنیم  $^{254}\text{CF}_{98}$  نمونه‌هایی هستند که در هسته‌ی آن‌ها شکافت خودبخودی انجام می‌گیرد [۱۵]. نیمه عمر  $^{254}\text{CF}$  برابر ۶۰.۵ روز و نیمه عمر فرمیوم ۲.۶ ساعت می‌باشد. معمولاً برای بررسی فرایند شکافت براساس نظریه‌های فیزیک اتمی و هسته‌ای فرایند را به صورت عکس بررسی می‌کنیم. می‌خواهیم برای تشکیل یک هسته بزرگتر از ترکیب دو هسته‌ی اتم کوچک استفاده کنیم. بدین منظور دو هسته‌ی کوچک را به هم نزدیک می‌کنیم برای این منظور نیاز به انرژی اولیه‌ای دارند تا بتوانند از سد کولنی هم عبور کرده و دو هسته در برد نیروی هسته‌ای هم قرار بگیرند.

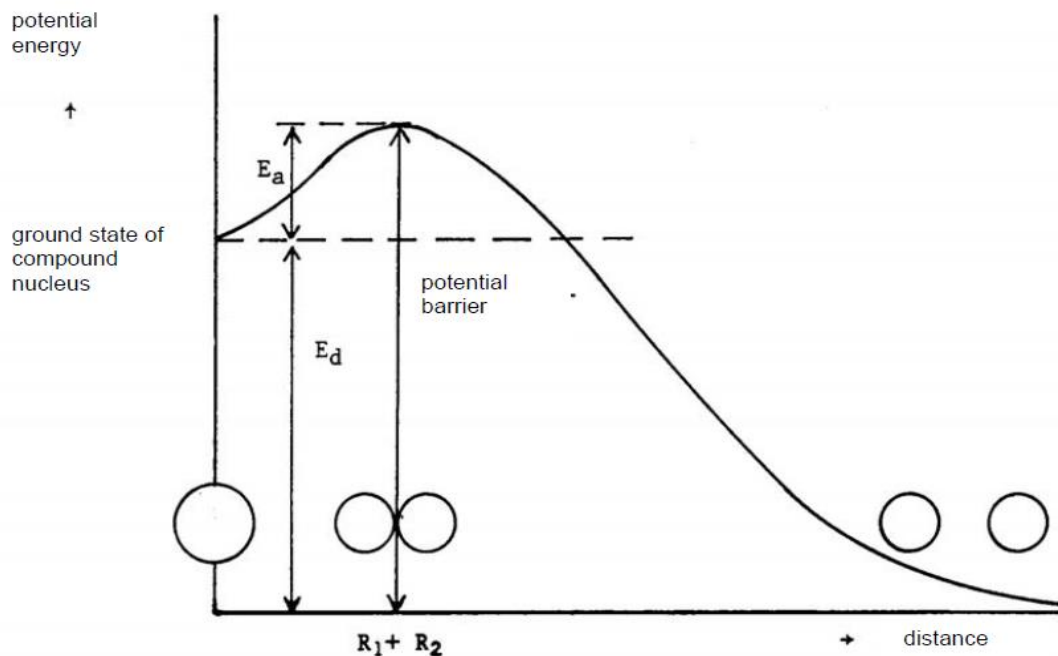
با نزدیک شدن دو هسته به هم هنگامی که در برد پتانسیل هسته‌ای هم قرار می‌گیرند در اینجا بالاترین سطح انرژی خود را دارا می‌باشند. همان زمان دو هسته بشدت هم را ربوده و به سطح انرژی پایین‌تری نزول پیدا می‌کنند.

$E_d$  : انرژی تفکیک دو هسته

$E_a$  : انرژی برانگیختگی

R1 و R2 = شعاع‌های اتم‌های مورد نظر

ارتفاع سد کولنی  $V_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Zze^2}{(R_1+R_2)^2}$  (۲۴-۲)



(۴-۲) نمودار فرایند بر عکس شکافت [۱۰]

## ۲-۶ راکتور

انگیزه اقتصادی ساخت راکتورهای هسته‌ای، به دلیل چگالی انرژی خیلی زیاد در سوخت اورانیوم آن‌هاست که به طور نسبی سبب قیمت پایین‌تر واحد انرژی تولید شده می‌شود. یک کیلو گرم اورانیوم (با ۳ درصد از اورانیوم ۲۳۵)  $5.2 \times 10^9$  کیلو ژول انرژی تولید می‌کند. در مقابل، یک تن سوخت فسیلی،  $4 \times 10^7$  کیلو ژول انرژی تولید می‌کند. انرژی هسته‌ای در سال ۱۹۹۶، حدود ۷ درصد کل

مصرف انرژی و برابر ۱۷ درصد مصرف انرژی الکتریکی جهان بوده است. این مقدار در آخر سال ۲۰۰۴ برابر با ۱۶/۵ درصد انرژی الکتریکی مصرفی جهانی است.

معمولاً هر راکتور از بخش‌های زیر ساخته شده است. همانطور که در بخش قبل دیدیم هسته اتم‌ها می‌تواند شکافته شود و مقدار زیادی انرژی آزاد نماید و اگر بتوانیم این انرژی را تحت کنترل خود در آوریم، می‌تواند راه مناسبی برای تولید انرژی مورد نیاز ما باشد. امروزه، گرمای تولید شده در راکتورهای هسته‌ای بیشتر برای تولید انرژی الکتریکی مورد استفاده قرار می‌گیرد. اما کاربردهای دیگر هم می‌تواند داشته باشد مانند تولید گرمای مورد نیاز برای فرآیندهای صنعتی، نمک زدایی (شیرین سازی) آب دریا، تأمین حرارت منطقه‌ای در شهرهای بزرگ و کوچک، حرکت کشتی‌ها و مخصوصاً در زیر دریایی‌ها باشد.

سیستمی که در آن مواد شکافت پذیر و شکافت ناپذیر طوری ترتیب یافته باشند که واکنش زنجیره‌ای بتواند به گونه کنترل شده‌ای پیش رود راکتور هسته‌ای نامیده می‌شود. تولید واکنش زنجیره‌ای را اگر تا حد انفجار افزایش دهیم می‌توانیم یک بمب اتمی داشته باشیم. شکافت هسته‌ای در قلب راکتور رخ می‌دهد. قرص‌های کوچک اورانیوم را درون لوله‌های بلندی که بدین منظور تعبیه شده است و میله‌ی سوخت نامیده می‌شود قرار می‌دهند. همانطور که گفتیم در راکتور نیروگاه یک سری واکنش زنجیره‌ای ایجاد می‌گردد. در ضمن این واکنش‌های زنجیره‌ای باعث تولید یک سری مواد رادیواکتیو دیگر نیز می‌شوند. هسته بعضی از عناصر سنگین ناپایدار است. در شکافت هسته‌ای از این ویژگی استفاده می‌کنند. یعنی هسته اتم را با نوترون بمباران می‌کنند و در واقع آن را می‌شکافند. در نتیجه، هسته‌های سنگین به هسته‌های سبک‌تر و کوچک‌تری تبدیل می‌شوند.

۲-۷ ضریب تکثیر

در یک واکنش زنجیره‌ای، ذرات حاصل از شکافت هسته‌ی اتم به سایر هسته‌های اتم‌های اورانیوم برخورد کرده و باعث شکافت آن‌ها می‌گردند. راکتور هسته‌ای منبعی است برای تولید محصولات مورد نیاز از طریق فرایند شکافت، یعنی انرژی، نوترون، و ایزوتوپ‌های پرتوزا. در هر شکافتی که در یک اتم از سوخت شکافت پذیر ما رخ می‌دهد،  $2.0\text{MeV}$  انرژی حاصل از شکافت بصورت انرژی جنبشی پاره‌های سنگین و سایر فراورده‌ها و در نهایت در محیط بصورت گرما آزاد می‌شود. یک راکتور می‌تواند به عنوان چشمه‌ای از نوترون، در واحد زمان تعداد زیادی نوترون در گستره وسیعی از انرژی‌ها به وجود آورد (این مقدار تقریباً با توجه به نوع هسته مادر بطور متوسط در هر شکافت  $2.3$  تا  $2.4$  عددنوترون به ازای هر شکافت می‌باشد). از  $\nu$  نوترون گسیل شده در هر شکافت، تنها یک نوترون برای ایجاد شکافت دیگر و حفظ واکنش زنجیره‌ای در آهنگی یکنواخت، لازم خواهد بود. بنابراین در هر شکافت تعداد

(1-  $\nu$ ) نوترون برای سایر مقاصد باقی می‌ماند، این مقاصد همیشه در طرح راکتور در نظر گرفته می‌شوند. برای آن که واکنش زنجیره‌ای در یک نمونه‌ی اورانیوم با سرعتی یکنواخت ادامه یابد، باید توازن مناسبی بین تولید خالص نوترون‌های حاصل از عمل شکافت و از دست رفتن نوترون‌ها در جریان فرایندهای وجود داشته باشد به همین دلیل ضریب  $K$  را به عنوان ضریب تکثیر نوترون در راکتور معرفی کرده و بصورت نسبت تعداد نوترون‌های یک نسل به تعداد نوترون‌های نسل قبل تعریف می‌شود [۱۶].

$$K = \eta \epsilon p f (1 - L_T)(1 - L_F) \quad (2-25)$$

$\eta$  : تعداد نوترون‌های رها شده به واسطه جذب یک نوترون در فرایند شکافت

$\epsilon$  : بیانگر سهم نوترون سریع که باعث شکافت و تولید نوترون بیشتر می‌شوند

$p$  : احتمال فرار از رزونانس، یعنی در سوخت جذب شود اما باعث شکافت نشود

$f$ : بهره‌ی نوترون‌های حرارتی جذب شده در سوخت

$L_T$ : کسر نوترون‌های حرارتی که از قلب راکتور به بیرون نشت پیدا می‌کنند.

$L_F$ : کسر نوترون‌های سریع که از قلب راکتور به بیرون نشت پیدا می‌کنند.

تاثیر ضریب تکثیر به عنوان تنظیم کننده‌ی آهنگ شکافت بر روی شار نوترون را می‌توان بطور واضح دید.

همانطور که ملاحظه می‌شود در نیروگاه‌های اتمی اصلی ترین پارامتر،  $K$  می‌باشد که ضامن امنیت سلامت

راکتور می‌باشد. بدین ترتیب اگر  $K = 1$  باشد به وضعیت آن بحرانی یا آماده‌ی کار می‌گوییم. اگر  $K < 1$

باشد حالت فوق بحرانی و در حالت  $K > 1$  باشد حالت زیر بحرانی می‌گوییم. اما با توجه به افزایش

آبشاری تعداد شکافت‌ها چگونه می‌توان همواره  $K = 1$  ثابت نگه داشت؟

## ۸-۲ بخش کنترل راکتور

سیستم کنترل همیشه از ضروری ترین بخش‌ها در هر راکتور می‌باشد. یکی از اصلی ترین وظایف سیستم

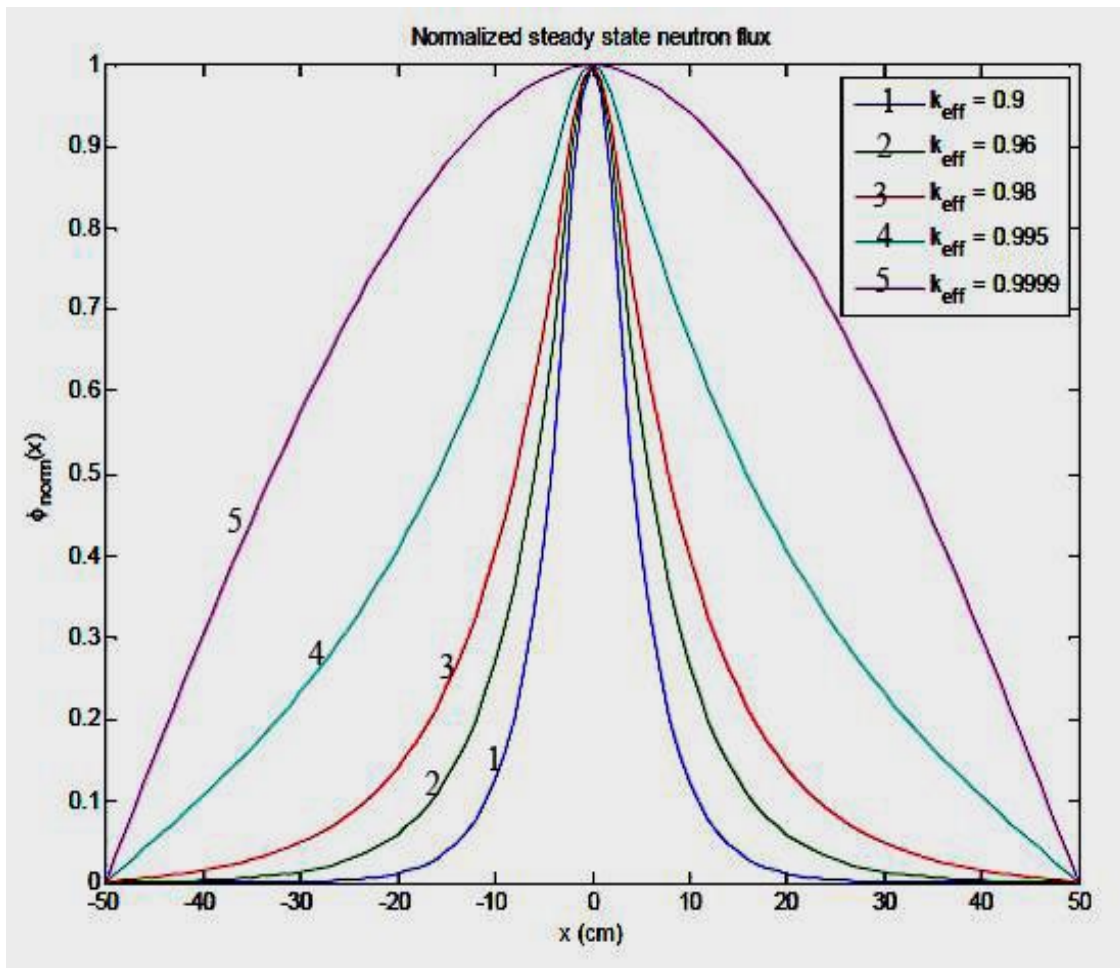
کنترل در هنگام رخ داده‌های ناگهانی می‌باشد. بدین منظور میله‌هایی از جنس کاربید بورن ( $B_4C$ )

طراحی شده است که در مواقع ضروری پایین آمده و در فواصل خاصی در میان میله‌های سوخت قرار می‌-

گیرد و طی ۴ ثانیه شار نوترون را به صفر می‌رساند. مهم‌ترین ویژگی این میله‌ها سطح مقطع جذب فوق-

العاده برای نوترون‌های حرارتی می‌باشد.





(۲-۵) تاثیر ضریب تکثیر بر روی شار نوترون در مرکز قلب راکتور [۱۷]

از وظایف دیگر سیستم کنترل تنظیم سرعت زنجیره واپاشی‌ها است که بدین منظور از محلول بوریک اسید ( $H_3BO_3$ ) استفاده می‌کنند. در برخی دیگر از راکتورها از اکسید گادالینیوم ( $Gd_2O_3$ ) نیز استفاده می‌شود [۱۸]. سیستم کنترل سه هدف اصلی را دنبال می‌کند

۱. توان کار راکتور را تنظیم می‌کند.

۲. شار نوترون را کنترل کرده و باعث می‌شود راکتور یکنواخت کار کند.

۳. هنگام خاموش کردن راکتور بصورت دستی یا اتوماتیک عمل کرده و باعث می‌شود شار نوترون به صفر برسد.

## ۲-۹ معیارهای مقایسه و انتخاب مواد راکتور

۱- خواص مکانیکی خوب شامل رسانندگی گرمایی، گرمای ویژه، چگالی، استحکام، نرمی، نقطه ذوب یا نقطه جوش بالا و ضریب انبساط پایین.

۲- سطح مقطع جذب پایین نوترون برای همه مواد درون قلب جز سوخت و میله های کنترل (وسموم قابل سوخت، در صورت استفاده از آنها).

۳- پایداری شیمیایی همه مواد در دماها و فشارهای راکتور، عدم وجود خطر اکسایش، تجزیه، انفجار یا واکنش‌های شیمیایی دیگر.

۴- عدم وجود تغییر فازهای متالورژیکی در دماهای عملیاتی که ممکن است منجر به تغییرات ابعادی شوند.

۵- مقاوت در برابر آسیب ناشی از تابش در طول عمر مواد درون راکتور.

۶- در دسترس بودن، ارزان بودن، سادگی ساخت و سمی نبودن مواد انتخابی.

## ۲-۱۰ سوخت راکتور

در هر راکتور با توجه به ساختار فیزیکی و مهندسی ساخت آن سوخت مصرفی جهت تولید انرژی مورد نظر متفاوت می‌باشد. در زیر به معرفی مختصر متداول‌ترین سوخت‌ها می‌پردازیم

## اورانیوم :

اورانیوم، در شکل‌های مختلف متداول‌ترین ماده سوخت برای راکتورهای هسته‌ای است (در مقایسه با اورانیوم، کاربرد توریم و پلوتونیم خیلی محدودتر است). اورانیوم را می‌توان به صورت خالص، یعنی اورانیوم فلزی، یا به صورت ترکیب مثل اکسید اورانیوم و یا کربور اورانیوم به کار برد.

## پلوتونیم :

چون فلز پلوتونیم خالص تا رسیدن به نقطه ذوب، دارای تعداد زیادی فاز بلوری است، سوخت مناسب برای راکتور نمی‌باشد. رسانندگی گرمایی آن نیز خیلی پایین حدود  $4.2 \text{ W/Mk}$  در دمای اتاق است. فلز پلوتونیم در هوای مرطوب خیلی فعال است. اما می‌توان آن را در هوای خشک و دمای پایین انبار کرد.

## توریم :

به جز در چند راکتور با خنک کننده گازی دما بالا، توریم تا کنون به عنوان سوخت راکتور کاربرد زیادی نداشته است. توریم  $^{232}$  ایزوتوپی است که از آن اورانیوم  $^{233}$  تولید می‌شود و از جنبه نظری می‌توان با استفاده از این ترکیب در راکتورهای حرارتی و سریع به نسبت‌های زایش بالایی دست یافت.

یکی دیگر از اجزای مهم در هر راکتور محفظه نگه دارنده قرص‌های سوخت (غلاف سوخت) می‌باشد. ویژگی‌های مناسب برای یک ماده که بتواند کاندید استفاده در ساخت غلاف شود بدین شرح می‌باشد رسانندگی گرمایی خوب، سطح مقطع جذب نوترون خیلی پایین، مقاومت بالا در مقابل تنش از جمله

خصوصیات غلاف مناسب است. در راکتورهای کنونی معمولاً از منیزیوم<sup>۱</sup>، برلیوم<sup>۲</sup>، آلومینیوم<sup>۳</sup>، زیرکونیوم<sup>۴</sup>، نیوبیوم<sup>۵</sup> و فولاد زنگ نزن<sup>۶</sup> برای ساخت غلاف استفاده می‌شود [۱۸ و ۱۹].

## ۲-۱۱ توزیع جرمی پاره‌های شکافت

هنری بکرل در سال ۱۸۹۶ اورانیوم را کشف کرد. این آغازی بود بر سرنوشت شگرف این عنصر ناپایدار و سایر عناصر فرا اورانیومی. اورانیوم عنصری است که در اکثر مناطق جهان از زیر زمین استخراج می‌شود. اورانیوم بعداً به صورت قرص‌های بسیار کوچکی در داخل غلاف قرار گرفته و در قلب راکتور نصب می‌شوند. اتم‌های اورانیوم با جذب نوترون تحت یک واکنش زنجیره‌ای کنترل شده، شکافته می‌شوند. اما این فرایند ممکن است همیشه منجر به شکافت نشود یعنی انرژی اضافی بصورت تشعشعات گاما از هسته خارج شده و هسته به وضعیت پایدار انتقال یابد، اما حالت غالب این است که انرژی اضافی موجب تغییر شکل هسته شده و باعث کشش بیش از حد آن (که احتمال آن ۶ برابر بیشتر از حالت قبل است) می‌شود. بخش‌هایی از هسته به حرکت نوسانی سوق داده شده و نهایتاً افزایش نیروهای دفع کولنی بر نیروهای جذب هسته‌ای، موجب متلاشی شدن هسته و تقسیم آن به دو هسته جدید که به آنها پاره های شکافت (محصولات شکافت) می‌گویند، می‌شود. این پاره های شکافت که یکی سبک و دیگری سنگین می‌باشند، در حقیقت هسته‌های جدیدی هستند که در میانه جدول ایزوتوپی قرار دارند. پاره‌های شکافت دارای سرعت زیادی هستند و بخش عمده‌ای از انرژی آزاد شده در اثر شکافت هسته ای (۸۰٪) به صورت انرژی

---

<sup>1</sup>. Magnesium

<sup>2</sup>. Beryllium

<sup>3</sup>. Aluminum

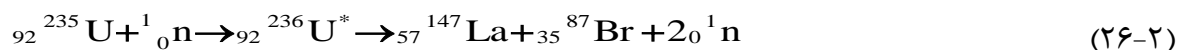
<sup>4</sup>. Zirconium

<sup>5</sup>. Niobium

<sup>6</sup>. Stainless Steel

جنبشی در این پاره‌های شکافت ظاهر می‌شود. بخشی از این انرژی که در فرایند شکافت تولید می‌شود، به شکل انرژی برانگیختگی به پاره‌های شکافت منتقل می‌شود. انرژی برانگیختگی هر کدام از این هسته‌های ایجاد شده خیلی بیشتر از انرژی بستگی نوترون‌ها در این هسته‌ها است، به همین دلیل در هنگام تبدیل به وضعیت پایدار، یک و یا چند نوترون و در ادامه پرتوهای گاما را منتشر می‌کنند. فرآورده‌های شکافت عبارتند از دو پاره شکافت که اعداد جرمی آن‌ها بین ۷۰ تا ۱۶۰ متغیر است، بین صفر تا پنج نوترون، ذرات بتا، تابش گاما، و نوترینو.

هویت دقیق فرآورده‌های شکافت و تعداد نوترون‌ها از یک رویداد شکافت به رویداد دیگر متفاوت است. به عنوان مثال، واکنش زیر یک شکافت نوعی است:



ملاحظه می‌شود که جرم‌های دو فرآورده شکافت، در این مثال، لانتانیم و برم برابر نیستند. شکافت نامتقارن مانند مثال فوق خیلی محتمل‌تر از شکافتی است که در آن پاره‌های شکافت جرم‌هایی مساوی داشته باشند. طیف فرآورده‌های شکافت در نمودار ۲-۶ نشان داده شده است. به سادگی ملاحظه می‌شود که اعداد جرمی همه فرآورده‌های شکافت بین ۷۰ و ۱۶۰ قرار دارند. اما اگر کلی‌تر به موضوع شکافت و واپاشی آلفا با هم نگاه کنیم این واپاشی را نیز می‌توانیم یک شکافت خیلی نامتقارن در نظر بگیریم.

اما شکافت محصولات دیگری نیز دارد مانند نوترون‌ها و همان طور که می‌دانیم تعداد نوترون‌های گسیل شده به ازای هر شکافت، از یک رویداد به رویداد دیگر متفاوت است. تعداد متوسط نوترون‌هایی که به ازای هر شکافت گسیل می‌شوند  $U$ ، یکی از مهم‌ترین پارامترها در مهندسی راکتور است.

و به ایزوتوپی که دستخوش شکافت شده و همچنین انرژی نوترون فرودی شروع کننده شکافت بستگی دارد. نوترون‌های شکافت با انرژی‌های گوناگونی گسیل می‌شوند که می‌توان آن‌ها را با یک توزیع پیوسته یا طیف انرژی شکافت توصیف کرد. اگر  $S(E)d(E)$  تعداد نسبی نوترون‌های شکافت با انرژی بین  $E + dE$  باشد، عبارت عموماً پذیرفته شده  $S(E)$  عبارت است از :

$$S(E) = 0.771\sqrt{E}e^{-0.776E} \quad (27-2)$$

توجه کنید که عبارت بالا برای  $S(E)$  بهنجار شده است به طوری که

$$\int_0^{\infty} S(E)dE = 1 \quad (28-2)$$

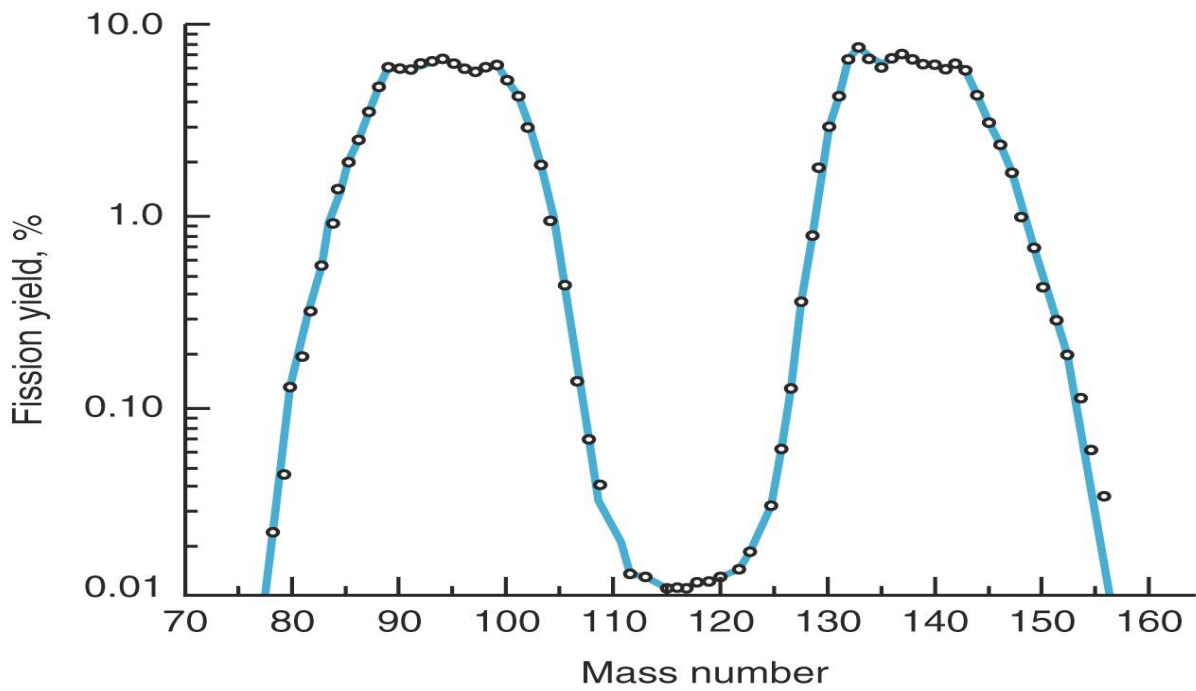
## ۲-۱۲ دسته بندی نوترون‌های شکافت

نکته قابل تذکر این که اغلب راکتورهایی مانند راکتور بوشهر که از اورانیوم غنی شده به عنوان سوخت استفاده می‌کنند با نوترون‌های گرمایی یا حرارتی کار می‌کنند زیرا سطح مقطع جذب نوترون در انرژی‌های گرمایی بسیار بالا می‌باشد. اما همان طور که انتظار می‌رود نوترون‌های شکافت نیز تک انرژی نیستند و دارای یک طیف انرژی هستند. متوسط انرژی نوترونهای شکافت از معادله زیر حاصل می‌شود.

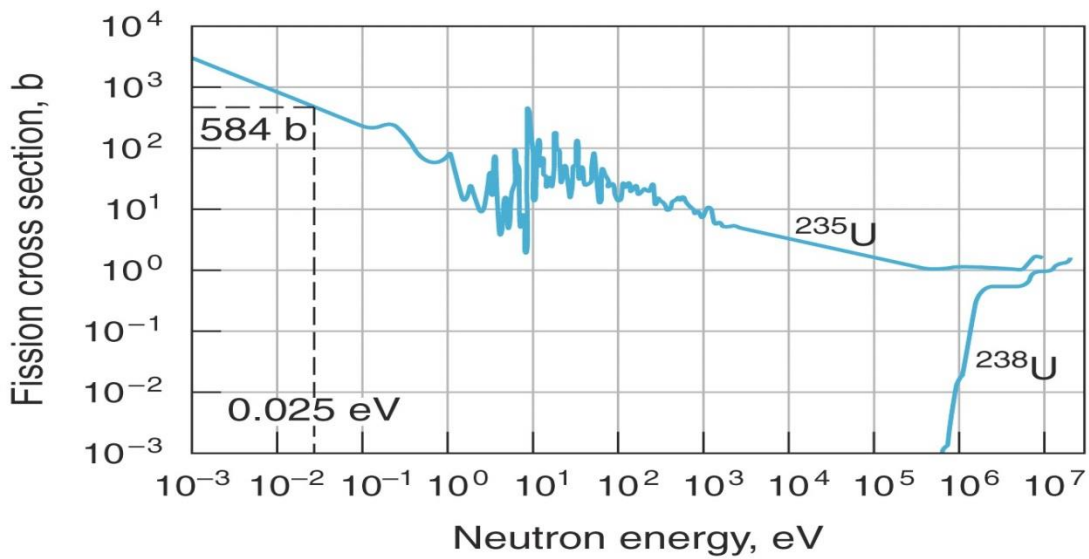
$$\bar{E} = \frac{\int_0^{+\infty} ES(E)dE}{\int_0^{+\infty} S(E)dE} \quad (29-2)$$

انرژی میانگین برابر  $1.93 \text{ MeV}$  به دست می‌آید، اما معمولاً برابر  $2 \text{ MeV}$  فرض می‌شود.

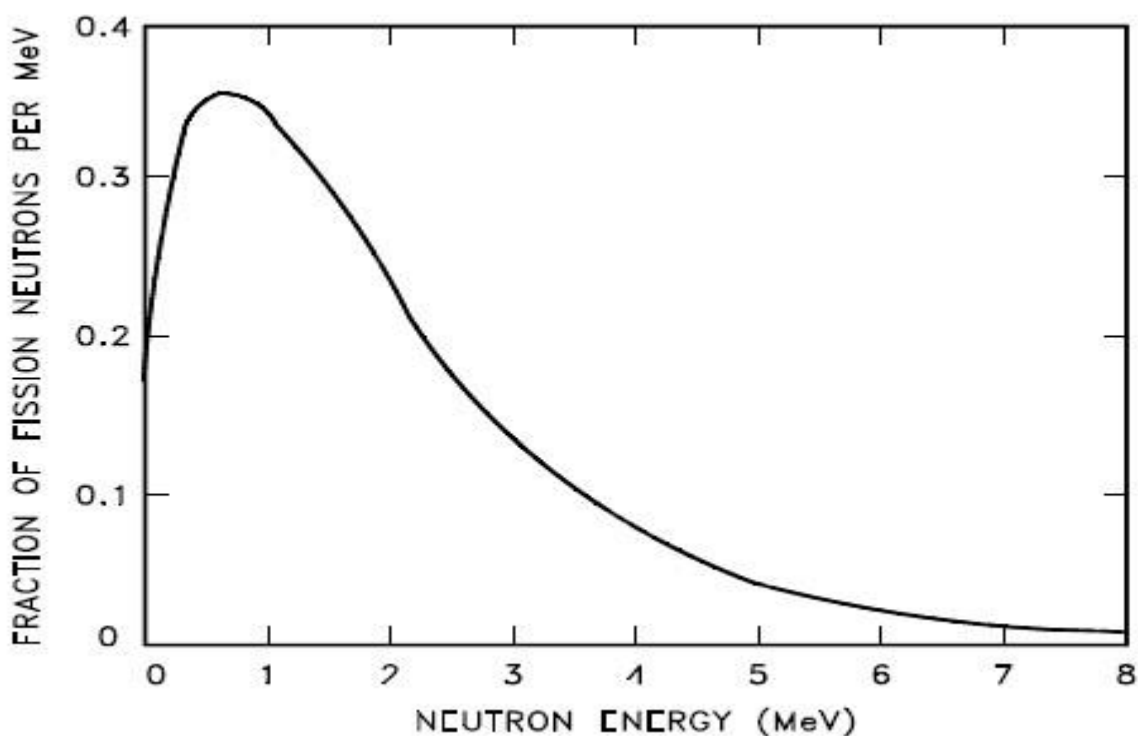
همان طور که دیدیم نوترون‌های شکافت طیفی از انرژی دارند و با توجه به آنکه با چه هسته‌ای وارد اندرکنش شوند هسته‌ی برانگیخته ناچار یکی از کانال‌های زیر را بر می‌گزیند.



(۲-۶) توزیع جرمی پاره‌های شکافت [۱۰]

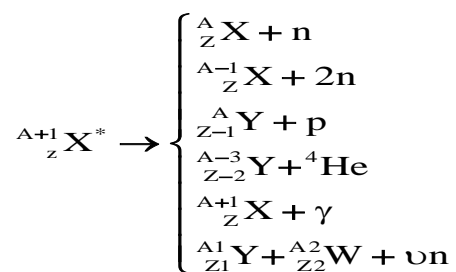


(۲-۷) تغییرات سطح مقطع جذب نوترون برای اورانیوم  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  بر حسب تغییر انرژی [۲]



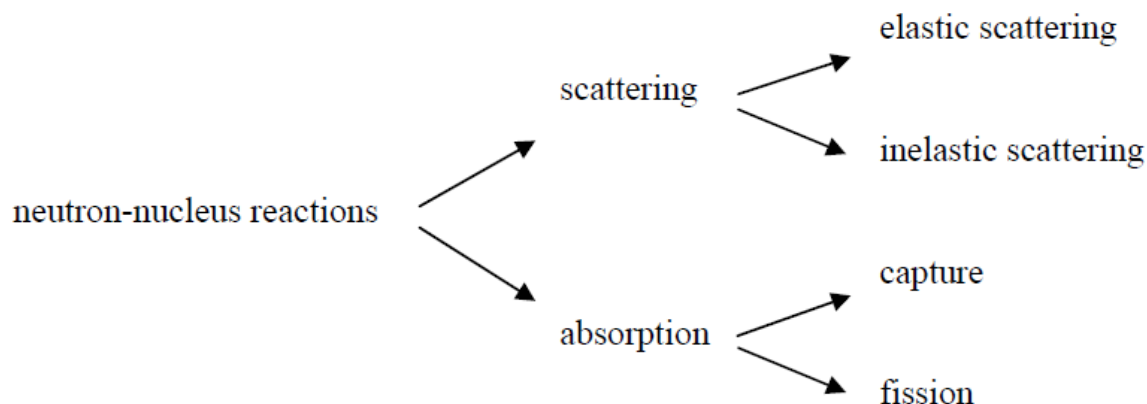
(۲-۸) طیف کلی نوترون‌های شکافت برحسب انرژی [۲۰]

در زیر با انواع کانال‌های واپاشی اورانیوم بعد از جذب نوترون حرارتی آشنا می‌شویم.



اگر بخواهیم در قالب یک دسته بندی کلی مدهای واپاشی را طرح نمائیم به شکل زیر مطرح می‌شوند. کانال‌های واپاشی را نیز می‌توان به زبان دیگری که بیشتر در مراجع علمی رسمیت دارد یعنی زبان سطح مقطع انجام واکنش نیز بیان کرد. که در این صورت با زبان سطح مقطع یا احتمال انجام واکنش در چارت ۲-۱۰ قابل مشاهده می‌باشد.

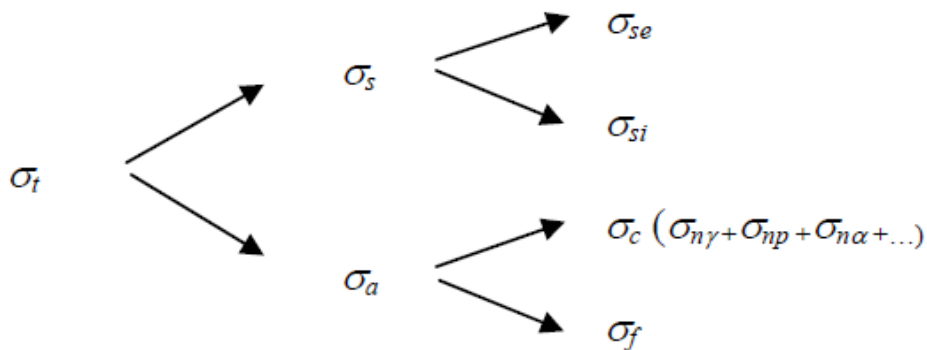




(۲-۹) نمودار کلی مدهای واپاشی

برای تهیه ۲۳۰ گرم اکسید اورانیوم بین ۷۰ تا ۳۰ کیلوگرم سنگ اورانیوم که از معادن استرالیا یا کانادا استخراج می شود لازم است . اورانیوم با این غلظت به اورانیوم طبیعی معروف است که ۰.۷٪ اورانیوم ۲۳۵ می باشد.

برای بعضی از انواع راکتورها دستیابی به شرایط بحرانی مستلزم کاربرد اورانیم غنی شده است. مهم ترین مثال، راکتور آب تحت فشار است که به اورانیم غنی شده با ۲ تا ۳ درصد نیاز دارد. فرایند غنی سازی اورانیم شامل جدا سازی  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  است تا غلظت  $^{235}\text{U}$  در محصول بیش از غلظت آن در اورانیم طبیعی شود. در مقیاس تجارتي، دو فرایند برای غنی سازی اورانیم وجود دارد. در هر دوی این فرایندها اورانیم طبیعی به ترکیب گازی هگزا فلورید اورانیم ، تبدیل می شود و دو ایزوتوپ طبیعی اورانیم دو گاز تولید می کنند که جرم مولکولی آنها کمی با هم فرق دارد. با کمک تفاوت در وزن اتمی این دو ایزوتوپ می توان جدا سازی را با دقت نسبتا خوبی انجام داد.



(۲-۱۰) بیان مدهای واپاشی به زبان سطح مقطع

## ۲-۱۳ غنی سازی اورانیوم<sup>۱</sup>

بیش از ۹۰٪ تولید جهانی اورانیوم توسط ده کشور تامین می‌گردند استرالیا، کانادا، نامیبیا، نیجریه، روسیه، آفریقای جنوبی، اکراین، آمریکا و همچنین فرانسه. بر اساس گزارش‌های رسمی ایران به آژانس، ذخائر اورانیوم قطعی ایران بعد از حدود بیست سال اکتشاف و تحقیق ۴۹۱ تن برآورد گردیده است. اورانیوم عنصر طبیعی است که تقریباً در تمام سنگ‌ها، آب و خاک به میزان کم یافت می‌شود. مقدار بیشتری از اورانیوم در موادی از قبیل صخره های فسفاتی بصورت ترکیبات معدنی یافت می‌شود. که بیشتر برای مصارف اقتصادی از همین منابع استخراج می‌شود.

## ۲-۱۴ روش‌های جداسازی و غنی سازی ایزوتوپ اورانیوم

(ا) پخش و نفوذ گازی

<sup>۱</sup>. Uranium enrichment

۲) سانتریفوژ گازی

۳) جداسازی ایزوتوپی لیزری

۴) غنی سازی اورانیم از طریق میدان مغناطیسی

۵) فرایندهای آئرو دینامیکی

۶) تبادل یونی و شیمیایی

۷) فرایند جداسازی پلاسمایی (PSP)

بطور خلاصه به شرح چند مورد می پردازیم.

## ۲-۱۴-۱ روش انتشار گازی (دیفیوژن)

اگر محفظه‌ای را در نظر بگیریم که در آن مخلوطی از گازها (  $^{235}\text{UF}_6$  و  $^{238}\text{UF}_6$  ) با فشار بالا پر شده است و با محیط در حال تعادل گرمایی است، انرژی جنبشی تمام مولکول‌های گاز هگزا فلورید اورانیوم موجود در محفظه مساوی خواهد بود و با توجه به رابطه  $\frac{1}{2}mv^2$  انرژی هرچقدر جرم مولکول کمتر باشد سرعتش بیشتر است. بنابراین مولکول‌های سبکتر (  $^{235}\text{UF}_6$  ) بیشتر از مولکول‌های سنگین‌تر به جداره محفظه برخورد می‌کنند. اگر جداره‌ها دارای غشای نیمه تراوا باشند گازی که از منافذ عبور می‌کند بیشتر دارای مولکول‌های سبک‌تر است. بنابراین گاز خروجی از جداره‌های محفظه گاز غنی شده از  $^{235}\text{UF}_6$  است. برای دستیابی به غنی سازی ۲.۵٪ تقریباً ۴۰۰ مرحله دیفیوژن لازم است.

## ۲-۱۴-۲ روش سانتریفیوژ گازی

سانتریفیوژ دستگاهی است که برای جدا سازی مواد بر اساس وزن آن‌ها استفاده می‌شود. این دستگاه مواد را با سرعت زیاد حول یک محور به گردش در می‌آورد و مواد متناسب با وزنی که دارند از محور فاصله می‌گیرند. در واقع در این روش برای جدا سازی مواد از شتاب ناشی از نیروی گریز از مرکز استفاده می‌گردد، سانتریفیوژهایی که برای غنی سازی اورانیوم استفاده می‌شود، حالت خاصی دارند که برای گاز تهیه شده‌اند به آن‌ها هایپر سانتری فیوژ<sup>۱</sup> می‌گویند. فرایند کاربردی در ایران، روش سانتریفیوژ گازی است. باتوجه به رابطه زیر تراکم  $^{235}\text{UF}_6$  در نزدیکی محور دوران بیشتر است و  $^{238}\text{UF}_6$  در اطراف بیشتر است.

$$f = \frac{mv^2}{r} = \frac{mr^2\omega^2}{r} = mr\omega^2 \quad (۳۰-۲)$$

## ۲-۱۴-۳ جداسازی ایزوتوپی لیزری

یک روش جداسازی این است که به کمک لیزر این کار را انجام دهیم. دو ایزوتوپ نسبت به همدیگر می‌توانند مقداری شیفت در ترازهای اتمی خود داشته باشند در فیزیک اتمی مربوط به شیفت ناشی از اثرات ایزوتوپی<sup>۲</sup> هسته که در آن هر دو ایزوتوپ یک Z دارد، ساختمان اتمی همه بگونه‌ای است که همه ایزوتوپ‌ها دارای تعداد الکترون برابر می‌باشد. اما چون جرم یکی با دیگری متفاوت می‌باشد و مهم‌تر از آن اینکه گشتاور دو قطبی مغناطیسی یا اسپین متفاوتی دارند. این عامل روی ترازهای اتمی اثر می‌گذارد. اگر<sup>۳</sup> یا<sup>۴</sup> نوع ایزوتوپ داشته باشیم، آنها را بصورت یک بیم (باریکه) اتمی در می‌آوریم. تابشی با فرکانس کاملا

---

<sup>1</sup>. Hyper-Centrifuge

<sup>2</sup>. Isotopic Shift

بخصوص می‌تواند ایزوتوپ مورد نظر را به ترازهای انرژی بالاتر برانگیزد و در عین حال سایر ایزوتوپ‌ها را دست نخورده باقی بگذارد. که برای این کار از نور لیزر استفاده می‌کنند. پس آن‌ها را با لیزر شماره یک برانگیخته می‌کنیم. یعنی از یک تراز به تراز دیگری که همه‌ی ایزوتوپ‌ها آن را داشته باشند منتقل می‌- نمائیم. لیزر شماره دو را بگونه‌ای تنظیم می‌نمائیم که یک ایزوتوپ خاص را به حالت برانگیخته منتقل می‌- کنیم تا فقط این ایزوتوپ خاص را یونیزه نماییم. حال با اعمال یک میدان الکتریکی معلوم می‌توانیم آن ایزوتوپ خاص یونیزه را از سایر ایزوتوپ‌ها جدا نمائیم .



# معادله‌ی پخش نوترون و بررسی کیفی زنون وساماریوم در چرخه‌ی راکتور

### ۳-۱ معادله پخش

کمیت فیزیکی شار نوترون را بصورت تعداد نوترون‌های عبوری از واحد سطح در واحد زمان یا آهنگ عبور نوترون‌ها از واحد سطح معرفی می‌کنیم و دارای بعد [particl / (cm<sup>2</sup> s )] می‌باشد که برای یک نقطه به صورت زیر حاصل می‌شود [۲۱].

$$\Phi = \Phi(r, E, \Omega, t) \quad (۱-۳)$$

$$\Phi(r, E, \Omega, t) = n(r, E, \Omega, t)v \quad (۲-۳)$$

$\Phi$  شار نوترون  $n$  چگالی نوترون‌ها در واحد حجم مورد نظر  $v$  متوسط سرعت نوترون‌ها،  $r$  فاصله نقطه‌ی مورد نظر از مبدا انتخاب شده،  $E$  انرژی نوترون‌ها،  $\Omega$  موقعیت فضایی نقطه مورد نظر،  $t$  زمان می‌باشد.

اما به منظور ساده سازی و با توجه به این که معادله برای یک گروه انرژی (در اینجا نوترون‌های حرارتی) بررسی می‌شود پس از وابستگی به پارامتر انرژی چشم پوشی می‌کنیم. اگر برای یک باریکه در یک نقطه‌ی خاص از شار انتگرال بگیریم وابستگی به زاویه  $\Omega$  نیز از بین می‌رود. و با فرض اینکه قسمت زمانی و مکانی تابع ما قابل تفکیک باشند می‌توان تابع شار را به این ترتیب نوشت:

$$\Phi(r, t) = \Psi(r)\Phi(t) \quad (۳-۳)$$

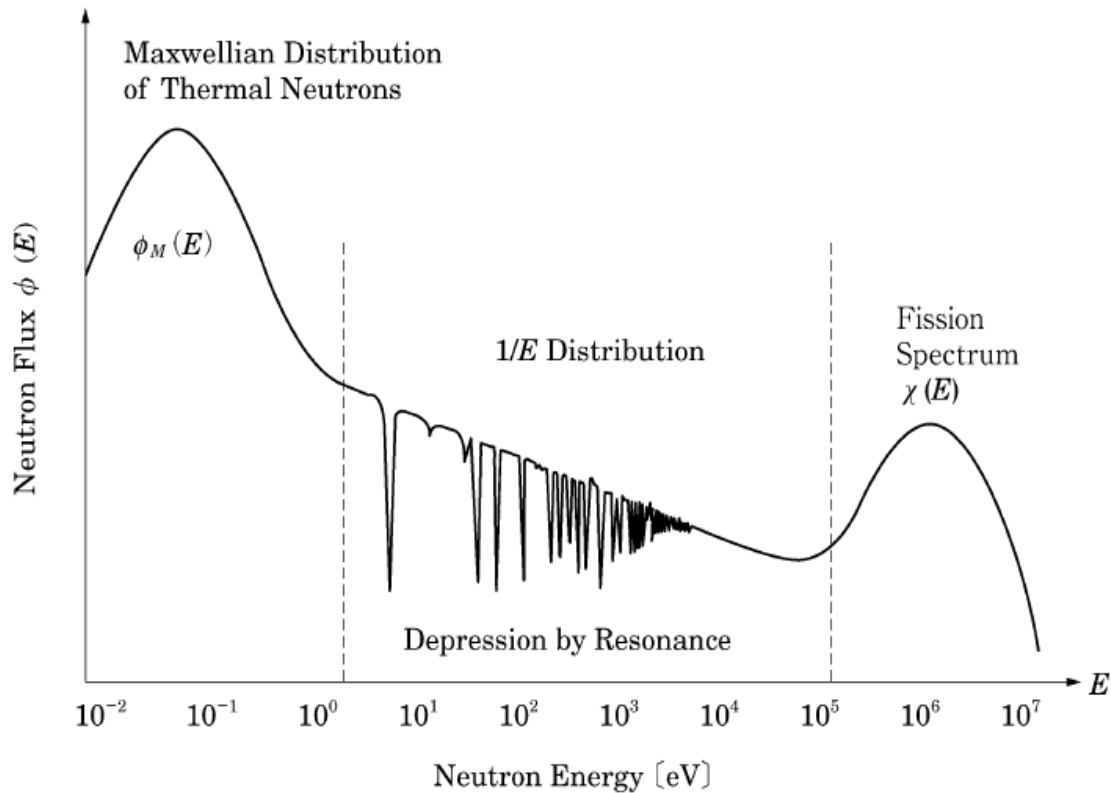
$$\Phi(r, t) = n(t)m(r)v \quad (۴-۳)$$

باتوجه به اینکه تمام محاسبات را برای یک نقطه خاص انجام می‌دهیم پس بررسی قسمت زمانی برای ما از اهمیت بالاتری برخوردار است به همین دلیل می‌نویسیم



$$\Phi(t) = n(t)v$$

(۵-۳)



(۱-۳) توزیع انرژی ماکسول برای نوترون‌های شکافت [۱۷]

### ۲-۳ قانون فیک

اگر بخواهیم به حرکت نوترون‌ها درون راکتور توجه کنیم پی می‌بریم دارای نظم خاصی می‌باشند. نظریه‌ی پخش در شیمی بیان می‌کند اگر غلظت محلول در یک نقطه بیشتر از غلظت در نقطه‌ای دیگر باشد، محلول از نقطه‌ای با غلظت بیشتر به نقطه‌ای با غلظت کمتر پخش می‌شود. به همین ترتیب می‌توان برای پخش نوترون در یک محیط مادی نیز چنین تعریفی داشت یعنی جریان شار نوترون متناسب است با تغییر

غلظت در محیط موجود که به قانون فیک معروف می‌باشد. نوترون‌ها شبیه حلال در محلول اند و از نقطه-

ی غلیظ تر به نقطه‌ی رقیق تر جریان می‌یابند که به آن چگالی جریان گوئیم و با  $\vec{J}$  نشان می‌دهیم. بیان ریاضی این قانون به شکل زیر می‌باشد [۱۳۱۰].

$$\vec{J} = -D \frac{d\Phi}{dr} \rightarrow \vec{J} = -D \vec{\nabla} \Phi \quad (۶-۳)$$

یعنی اگر پیرامون چشمه‌ی نقطه‌ای یک کره در نظر بگیریم تعداد نوترونی که از واحد سطح این کره خارج

می‌شود برابر  $\vec{J}$  می‌باشد.

$D$  را ضریب پخش نامیم و بصورت مقابل حاصل می‌شود.

$$D = \frac{1}{\sum_a \left(1 - \frac{2}{3A}\right)} \quad (۷-۳)$$

که  $A$  عدد جرمی هسته‌ی تشکیل دهنده‌ی محیط و  $\sum_a$  سطح مقطع ماکروسکپیکی جذب نوترون است.

### ۳-۳ محاسبه‌ی معادله پخش

باتوجه به قانون فیک نوترون‌ها مدام در حال جابجایی‌اند و این جابجایی‌ها یک‌سری جریان‌ها را بوجود می-

آورد. اما این جریان‌ها باعث می‌شود چگالی نوترون‌ها با گذشت زمان تغییر کنند. برای بدست آوردن آهنگ

این تغییرات باید عوامل موثر بر آن را یافته و بررسی نمائیم.

{آهنگ تغییر تعداد نوترون‌ها} =

{میزان نشت نوترون از حجم V} - {میزان جذب نوترون در حجم V} - {میزان تولید نوترون در حجم V}

حال به محاسبه ریاضی هر جزئی می‌پردازیم.

$n(t)$  اگر چگالی نوترون‌ها باشد در این صورت تعداد کل نوترون‌ها در حجم مورد نظر برابر است با

$$N = \int n(t) dv \Rightarrow \text{آهنگ تغییر چگالی نوترون‌ها} \Rightarrow \frac{dN}{dt} = \int \frac{\partial n}{\partial t} dv \quad (۸-۳)$$

اگر نوترون با آهنگ S در ثانیه در واحد حجم مورد نظر تولید شود تعداد  $n_1$  نوترون تولید می‌شود.

$$n_1 = \int S dv \quad (۹-۳)$$

اگر  $\sum_a$  سطح مقطع ماکروسکوپیکی جذب نوترون باشد مقدار  $n_2$  نوترون جذب می‌شود.

$$n_2 = \int \sum_a \Phi dv \quad (۱۰-۳)$$

اگر J بردار چگالی جریان باشد و n بردار یکه عمود بر سطح میزان نشت برابر است با

$$n_3 = \int \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}} dA \longrightarrow n_3 = \int \nabla \cdot \mathbf{J} dv \quad (۱۱-۳)$$

که در اینجا از قضیه‌ی همگرایی استفاده کرده‌ایم و در نهایت داریم

$$\frac{dN}{dt} = n_1 + n_2 + n_3 \rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} = S - \sum_a \Phi - \nabla \cdot J \quad (12-3)$$

که به معادله‌ی پیوستگی معروف می‌باشد و معادله پیوستگی در حالت پایدار بدین شکل است.

$$S - \sum_a \Phi - \nabla \cdot J = 0 \quad (13-3)$$

اگر از قانون فیک در این رابطه استفاده کنیم به رابطه‌ای می‌رسیم که معادله‌ی پخش می‌گوییم.

$$\vec{J} = -D \nabla \Phi \quad (14-3)$$

$$D \nabla^2 \Phi - \sum_a \Phi + S = \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (15-3)$$

اگر شار نوترون را ثابت فرض کنیم و با تعریف پارامتر  $L^2 = \frac{D}{\sum_a}$  به عنوان سطح پخش با بعد  $cm^2$  و

بازنویسی معادله داریم

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{L^2} \Phi = -\frac{S}{D} \quad (16-3)$$

با حل این معادله تابع کلی شار در حالت پایدار حاصل می‌شود.

### ۳-۴ روش پخش چند گروهی

همان طور که در فصل دو دیدید نوترون‌های حاصل از شکافت دارای طیف انرژی غیر یکنواختی هستند.

اما اگر طیف را به بازه‌های کوچکتر تقسیم کنیم مشاهده خواهیم کرد که می‌توان ذرات واقع در بازه را

تقریباً با یک انرژی میانگین توصیف کرد. بدین منظور طیف انرژی نوترون‌ها را به  $N$  قسمت تقسیم می‌-

نماییم. طیف نوترون‌های هر گروه بهم متصل هستند و برای تمام بررسی‌های مربوط به جذب و پراکندگی و ... یک گروه بطور مشترک از یک مقدار انرژی مشخص استفاده می‌کنیم [۲۲]. به عنوان مثال اگر طیف انرژی را به ده بازه‌ی کوچکتر تقسیم کنیم شار نوترون برای بازه‌ی چهارم که در بازه‌ی  $[n_3, n_4]$  قرار می‌گیرد بصورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\Phi_4 = \int_{n_3}^{n_4} \Phi(E) dE \quad (17-3)$$

نکته حائز اهمیت و کلیدی در اینجا این است که یک نوترون ضمن انجام یک اندرکنش که موجب تغییر قابل ملاحظه‌ی انرژی آن می‌شود از یک گروه حذف و در گروه دیگر قرار می‌گیرد. به عنوان مثال نوترون سریع که در گروه پنجم قرار دارد در کند کننده دچار چندین پراکندگی الاستیک شده و در نتیجه مقدار زیادی از انرژی خود را از دست می‌دهد. با این کار از گروه پنجم با انرژی بیشتر حذف و به گروه مثلا چهار با انرژی کمتر منتقل می‌شود. سطح مقطع ماکروسکپیکی پراکندگی کشسان یا الاستیک برای گروه چهار بصورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\Sigma_{a4} = \frac{1}{\Phi_4} \int_{n_3}^{n_4} \Sigma_a \Phi(E) dE \quad (18-3)$$

همان طور که گفته شد نوترون‌های پر انرژی با برخورد الاستیک انرژی خود را کاهش داده و به گروهی با انرژی پایین‌تر می‌آیند اما همیشه داستان با پایین آمدن سطح انرژی نوترون همراه نیست، در برخی موارد نیز فرایند بر عکس رخ می‌دهد یعنی نوترون حرارتی با برخورد به هسته‌ای که در حالت برانگیخته خود می‌باشد از آن انرژی گرفته و به گروهی با انرژی بالاتر منتقل می‌شود.

معادله پخش در حالت وجود گروه‌های مختلف انرژی برای مثال گروه ۲ بصورت زیر نوشته می‌شود.

$$D_2 \nabla^2 \Phi_2 - \Sigma_{a2} \Phi_2 - \sum_{n=2+1}^N \Sigma_{2 \rightarrow n} \Phi_2 + \sum_{n=0}^{2-1} \Sigma_{n \rightarrow 2} \Phi_n = -S_2 \quad (3-19)$$

برای بررسی بیشتر فرایندهای سینتیکی راکتور نیاز به آشنایی به اصطلاحات مرسوم در این زمینه داریم که بصورت مختصر با آنها آشنا خواهیم شد. در هر راکتور به منظور بررسی عمر یک نوترون ابتدا یک پارامتری تحت عنوان زمان واهلش<sup>۱</sup> مطرح می‌شود که با  $\tau$  نشان می‌دهیم و شامل مدت زمان لازم برای کند سازی و زمان پخش با انرژی گرمایی قبل از جذب در هسته‌ی هدف که معمولاً بت‌ریب از مرتبه‌ی  $10^{-6}$  s و  $10^{-2}$  s می‌باشند.

نوترون‌های تولید شده در فرایندهای مربوط به شکافت زنجیره‌ای علاوه بر تمایز در مقدار انرژی که باعث می‌شود آن‌ها را به دو گروه کلی نوترون‌های سریع (پرانرژی) و نوترون‌های کند یا حرارتی (کم انرژی) تقسیم کنیم، معیار دیگری برای برچسب زدن به آن‌ها نیز داریم. نوترون‌هایی که مستقیم از فرایند شکافت و بلافاصله تولید می‌شوند نوترون‌های آنی و نوترون‌هایی که پس از شکافت و در اثر واپاشی پاره‌های شکافت تولید می‌شوند نوترون‌های تاخیری می‌گوییم. سهم این نوترون‌های تاخیری از کل نوترون موجود در قلب راکتور را با  $\beta$  نشان می‌دهیم و به معنای نسبت کل نوترون‌های تاخیری به کل نوترون‌های تاخیری و آنی می‌باشد [۲۳]. معمولاً بدلیل پیچیدگی و البته کوچک بودن مقدار آن این فاکتور معمولاً بصورت جداولی ارائه می‌شود. اکتیویته چشمه را بصورت تعداد شکافت در واحد زمان بیان کرده و با  $\rho$  نشان می‌دهیم.

---

<sup>۱</sup>.relaxtion time

$$\rho = \frac{K-1}{K} \quad (20-3)$$

طول عمر نوترون آنی بصورت متوسط زمان بین تولید و جذب یا نشط نوترون‌های آنی تعریف می‌شود و با  $l$  نشان می‌دهیم.

$$l = \frac{\int dv \int dE W(r,E) \left[ \frac{1}{v(E)} \right] \phi(r,E,t)}{\int dv \int dE W(r,E) \sum_j \chi^j(E) F^j \phi(r,E,t)} \quad (21-3)$$

که در آن  $F^j$  سطح مقطع شکافت هسته‌ی مادر،  $W(r,E)$  تابع وزنی یا شار الحاقی و  $\chi(E)$  تابع توزیع انرژی نوترون می‌باشد. اما معمولاً طول عمر متوسط نوترون‌های یک نسل برای ما مهم است و به صورت زیر محاسبه می‌شود [24].

$$\bar{l} = 1 + \beta\tau \xrightarrow{\text{fast Neutron}} 1 \ll \beta\tau \Rightarrow \bar{l} \approx \beta\tau \quad (22-3)$$

### ۳-۵ معرفی سموم شکافت

یکی از مسائل مهم در کنترل راکتور، محدود نگهداشتن نوسانات هسته‌هایی هست که بر شار نوترون تاثیر دارند بدین منظور، اندازه گیری غلظت هسته‌هایی شامل زنون<sup>۱</sup> و ساماریوم<sup>۲</sup> ضروری است که به سموم راکتور معروف اند. با توجه به این نکته که نوسانات اکتیویته سموم در فضای راکتور در برخی شرایط می‌تواند اثرات جانبی مخرب و تعیین کننده ای بر عملکرد راکتور بگذارد مشابه آنچه در حادثه چرنوبیل در اثر تجمع سموم در قسمت پایین راکتور رخ داد [۹] که به خاطر عدم توجه به این موضوع در پروسه

<sup>۱</sup> . Xenon

<sup>۲</sup> . Samarium

کنترل بحران نهایتاً منجر به ذوب راکتور و آن فاجعه دردناک شد و یا حتی گزارش‌هایی در مورد خاموشی‌های اجباری راکتورهای تحت فشار داده می‌شود که یکی از اثرات دخیل در این خاموشی اجباری تفاوت سوختگی سوخت در بالا و پایین میله سوخت بوده که این موضوع می‌تواند خود از اثرات عدم کنترل نوسانات فضایی سموم در راکتور توأمان با کنترل شار باشد.

### ۳-۶ تاریخچه‌ی مطالعه‌ی زنون و ساماریوم

مسئله پایداری زینان اولین بار توسط هیفنر<sup>۱</sup> [ ۲۴ ] مطرح شد که در دسامبر ۱۹۵۵ میلادی، نوسانات توزیع محوری شار توسط او مورد بررسی قرار گرفت. اولین آنالیز عددی روی نوسانات زنون در سال ۱۹۵۶ توسط وارد<sup>۲</sup> [ ۲۵ ] انجام گرفت. سونگ<sup>۳</sup> [ ۲۶ ] با استفاده از معادلات دینامیکی که از معادله پخش دو گروهی و یک بعدی به دست آمدند، نوسانات زنون و توزیع محوری قدرت را با تقریب اولیه سری فوریه، با توجه به قدرت خروجی و شار نوترون و با استفاده از تکنیک های ریاضی کاهش خطا، در یک راکتور غیر همگن حرارتی، تخمین زد.

آقای وو<sup>۴</sup> [ ۲۷ ] با استفاده از مدل رؤیتگر لیونبرگر<sup>۵</sup> روی معادلات خطی سازی شده و با در نظر گرفتن فیدبک دمای خنک کننده و قدرت خروجی، یک رؤیتگر خطی را برای تخمین نوسانات زنون ، طراحی کرد.

---

<sup>1</sup> .Heafner

<sup>2</sup> . Ward

<sup>3</sup> . Song

<sup>4</sup> . Woo

<sup>5</sup> . luenberger observer



ساماریوم کمتر مورد بررسی قرار گرفته البته اخیراً موریا<sup>۱</sup> در مقاله‌های به بررسی نوسان ساماریوم و راکتیویته حاصل از آن پرداخته [۲۸] عموماً برای مدل‌سازی های دینامیک راکتور از مدل سینتیک نقطه [۲۹] استفاده می شود ولی این مدل علاوه بر محدودیت های که در تطبیق با مدل واقعی دارد گاهی دقت مناسبی نداشته و مهم‌تر از آن هیچ اطلاعاتی در مورد توزیع‌های مکانی به ما ارائه نمی‌دهد به همین خاطر مدل چند نقطه‌ای ارائه شد؛ ایده اصلی مدل چندنقطه‌ای توسط آویری<sup>۲</sup> [۲۵] و کومات<sup>۳</sup> [۳۰] مطرح شد. کوبایاشی در سال ۲۰۰۲ از یک شار برای محاسبه پارامترهای سینتیکی معادلات چندنقطه‌ای بهره برد. در مدل چند نقطه ای معمولاً هر نقطه مشابه یک قلب کوچک راکتور و البته تأثیرپذیر از دیگر نقاط در نظر گرفته می‌شود که در معادله شار نوترونیکی آن به نحوی اثر شارهای کناری به کمک ضرایب کوپلینگ لحاظ می‌شود [۳۱]؛ هولد و لاپس<sup>۴</sup> [۳۲] در سال ۱۹۸۳ و شارما<sup>۵</sup> و همکاران [۳۳] در سال ۲۰۰۳ از یک ضریب کوپلینگ ثابت که بر مبنای معادله پخش تعادلی محاسبه شده بود برای معادلات چندنقطه ای بهره بردند همین طور وانگ<sup>۶</sup> [۳۴] برای شبیه سازی و بررسی سیستم کنترلی میله‌های راکتور AP1000 از یک مدل چندنقطه‌ای استفاده کرده‌اند. در مورد طراحی تخمین گر و مدل سازی دینامیکی قلب تلاش‌های بسیاری انجام شد. لادور<sup>۷</sup> [۳۴] یک مدل‌سازی دینامیکی برای راکتور تخت سیال<sup>۸</sup> ارائه داد. یک مدل تئوری توصیفی که هم زمان و به صورت توأمان رفتار نوترونیکی و

---

<sup>1</sup> .Moreira

<sup>2</sup> Avery

<sup>3</sup> Komata

<sup>3</sup> Hoeld and Lupas

<sup>4</sup> Sharma

<sup>5</sup> Wang

<sup>7</sup> Lador.

<sup>8</sup> . Fluidization reactor

ترموهیدرولیکی و جریان شناوری فلودی را در راکتور در نظر گرفته بود و مدل در اطراف نقاط تعادل، خطی می‌شد.

یکی از کامل‌ترین روش‌ها کالمن فیلتر<sup>۱</sup> [۳۵] بوده و به صورت عمومی و در بسیاری از موارد، مورد استفاده قرار می‌گیرد برای مثال به منظور کنترل، پردازش سیگنال، بهینه‌سازی، فیلترینگ و تخمین اسلایدینگ<sup>۲</sup> [۳۶] کنترل مقاوم و تخمین حالت [۳۷] و در بسیاری موارد دیگر و البته اخیراً ویگس<sup>۳</sup> و همکاران [۳۸] پژوهشی در مورد قدرت حذف عدم قطعیت در کالمن فیلتر پیوسته زمان انجام داده‌اند. همچنین در مورد مدل توسعه یافته کالمن فیلتر [۳۹] مقالات بسیار موید کارایی آن است [۳۷ و ۴۰].

### ۷-۳ نوسانات زنون

همان‌طور که در فصل اول بحث شد هسته‌ی زنون با توجه به سطح مقطع بسیار بالای خود در جذب نوترون حرارتی حضورش برای چرخه‌ی سوخت بسیار مضر می‌باشد. در قلب راکتور زنون مستقیم از شکافت اورانیوم می‌تواند تولید شود. البته سهم چشم‌گیری نیست. سهم بیشتر تولید زنون شامل ۹۵٪ کل زنون تولید شده در راکتور در اثر زنجیره واپاشی هسته‌ی تلوریوم ۱۳۵ می‌باشد.

(۲۳-۳)

$$^{135}\text{Te} \xrightarrow{\beta(19.2\text{S})} ^{135}\text{I} \xrightarrow{\beta(6.6\text{h})} ^{135}\text{Xe} \xrightarrow{\beta(9.2\text{h})} ^{135}\text{Cs} \xrightarrow{\beta(2.3 \times 10^6 \text{Yr})} ^{135}\text{Ba}(\text{stable})$$

نیمه عمر تلوریوم از مرتبه‌ی ثانیه بوده است (۱۹ ثانیه) که در مقایسه با نیمه عمر ید و زنون که از مرتبه‌ی ساعت می‌باشند براحتی می‌توان صرف نظر کرد. یعنی زنون را زاده‌ی هسته‌ی ید دانست. نکته دیگر در

<sup>1</sup> Kalman feilter

<sup>2</sup> Sliding mode

<sup>3</sup> Wigse

مورد هسته‌ی زنون این است که این هسته نیز خود ناپایدار بوده و پس از گذشت ۹.۱ ساعت با واپاشی بتای منفی به هسته‌ی سزیم ۱۳۵ واپاشی می‌کند [۱۰].

{واپاشی بتایی به زنون} + {سهمی که از شکافت تولید می‌شود} = {آهنگ تغییر غلظت ید} - {سوختن با جذب نوترون}

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_I \sum_f \Phi + \lambda_I I - \sigma_a^I I \Phi \quad (24-3)$$

$I$ : غلظت ید ۱۳۵ در قلب راکتور

$\lambda_I$ : ثابت واپاشی برای ید ۱۳۵

$\gamma_I$ : بهره‌ی شکافت ید ۱۳۵

$\sum_f$ : سطح مقطع میکروسکپیکی شکافت

$\Phi$ : شار نوترون‌های حرارتی

$\sigma_a^I$ : سطح مقطع میکروسکپیکی جذب نوترون برای ید ۱۳۵

همان طور که می‌دانیم سطح مقطع جذب نوترون برای ید ۱۳۵ بسیار کوچک بوده که در نتیجه همین امر می‌توان از سهم سوختن ید در اثر جذب نوترون حرارتی صرف نظر کرد. پس می‌توان نوشت

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_I \sum_f \Phi + \lambda_I I \quad (25-3)$$

حالتی را که سهم تولید ید و واپاشی ید به هسته زنون با هم برابر شوند حالت تعادلی گوییم زیرا به یک تعادلی در غلظت ید می‌رسیم پس برای ید می‌توان نوشت

$$N_I(\text{eq}) = \frac{\gamma_I \sum_f \Phi}{\lambda_I} \quad (26-3)$$

هنگامی که غلظت مقدار ید در حالت تعادل، متناسب با آهنگ شکافت باشد مقدار ید نیز با توان ناشی از شکافت متناسب می‌شود.

پس آهنگ تغییر غلظت زنون را می‌توان بصورت زیر نوشت [۲۵ و ۱۰]

$$\begin{aligned} & \{ \text{تولید زنون از شکافت که } 0.5\% \text{ سهم کل تولید بوده} \} = \{ \text{آهنگ تغییر غلظت زنون} \} + \\ & \{ \text{واپاشی زنون به سزیم} \} - \{ \text{واپاشی ید به زنون که } 0.95\% \text{ سهم کل تولید} \} \\ & - \{ \text{سهم جذب نوترون و سوختن زنون} \} \\ \frac{dX_{Xe}}{dt} &= \gamma_{Xe} \sum_f \Phi + \lambda_I I - \lambda_{Xe} X_{Xe} - \sigma_a^{Xe} X_{Xe} \Phi \end{aligned} \quad (3-27)$$

$X_{Xe}$ : غلظت زنون ۱۳۵

$\gamma_{Xe}$ : بهره‌ی شکافت زنون ۱۳۵

$\sum_f$ : سطح مقطع ماکروسکپیکی شکافت

$\Phi$ : شار نوترون گرمایی

$\lambda_I$ : ثابت واپاشی ید به زنون

$I$ : غلظت ید ۱۳۵

$\lambda_{Xe}$ : ثابت واپاشی زنون به سزیم

$\sigma_a^{Xe}$ : سطح مقطع جذب نوترون حرارتی

آهنگ سوختن زنون به شار نوترون حرارتی و غلظت هسته‌های زنون در قلب راکتور وابسته است.

$$N_{Xe} (eq) = \frac{\gamma_{Xe} \sum_f \Phi + \lambda_I I}{\lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \Phi} \quad (28-3)$$

برای اینکه مقدار زنون به تعادل برسد لازم است که یید نیز در تعادل باشد.

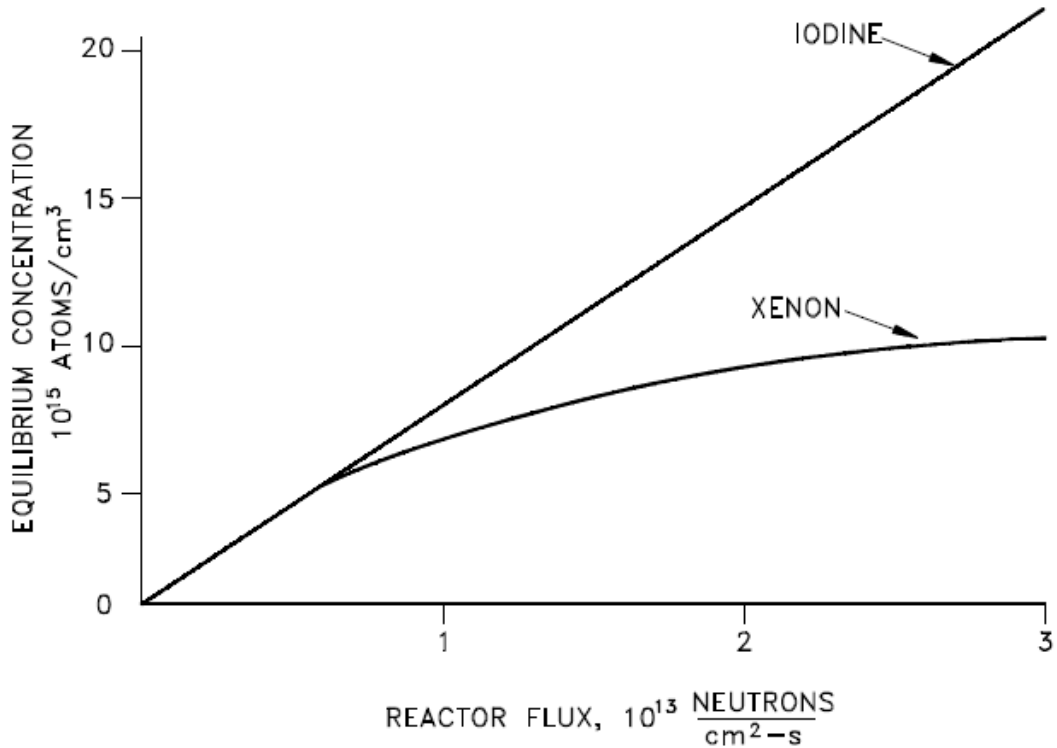
$$N_{Xe} (eq) = \frac{(\gamma_{Xe} + \gamma_I) \sum_f \Phi}{\lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \Phi} \quad (29-3)$$

با توجه به این معادله می‌توان فهمید که با افزایش مقدار تعادلی زنون توان راکتور نیز افزایش می‌یابد. زیرا صورت کسر متناسب است با آهنگ شکافت و مخرج کسر شار نوترون حرارتی می‌باشد. معادله سوختن زنون ۱۳۵ به شرح زیر می‌باشد.



این معادله با توجه به احتمال بالای انجام آن یک رقیب بزرگ در جذب نوترون حرارتی برای سوخت می‌باشد. اگر نمودار تغییرات غلظت بر حسب شار گرما را بصورت کلی رسم کنیم بصورت ۲-۳ می‌باشد.

همان طور که دیده می‌شود شار نوترون‌های حرارتی در  $10^{12}$  نوترون بر ثانیه بر متر مربع غلظت هر دو برابر شده است. می‌دانیم توان راکتور متناسب با شار نوترون حرارتی است. هر چقدر توان بیشتر شود غلظت تعادلی زنون نیز بیشتر می‌شود. اما این به این معنی نیست که مقدار درحالت تعادل زنون بطور مستقیم و دقیق با توان راکتور متناسب باشد. برای مثال اگر مقدار تعادلی زنون ۲۵٪ افزایش یابد ممکن است توان بیشتر ۲۵٪ افزایش یابد مثلاً ۳۵٪ افزایش می‌یابد زیرا غلظت زنون مستقیماً بر سطح راکتیویته قلب راکتور از طریق راکتیویته منفی که در اثر جذب نوترون دارد تاثیر می‌گذارد.



(۲-۳) مقدار تعادلی زنون و ید بر حسب مقدار شار [۱۰]

### ۳-۷-۱ پاسخ زنون به خاموش شدن راکتور

برای خاموش شدن راکتور میله‌های کنترل به طرف پایین حرکت می‌کنند و شار نوترون کاهش می‌یابد و به سمت صفر میل می‌کند. با خاموش شدن راکتور یکی از چشمه‌های تولید زنون خاموش شده است. و با صفر شدن شار نوترون سوختن زنون نیز متوقف می‌شود. منظور از سوختن در اینجا جذب یک نوترون توسط هسته‌ی مورد نظر و تابش یک پرتو گاما توسط آن می‌باشد. پس تنها مکانیزم تولید زنون ۱۳۵ از طریق سلسله واپاشی هسته‌های ید ۱۳۵ که در قبل از خاموش شدن تولید شده می‌باشد و تنها مکانیزم مصرف زنون واپاشی زنون به سزیوم ۱۳۵ می‌باشد.

$$\frac{dXe}{dt} = \lambda_I I - \lambda_{Xe} Xe \quad (۳-۳۱)$$

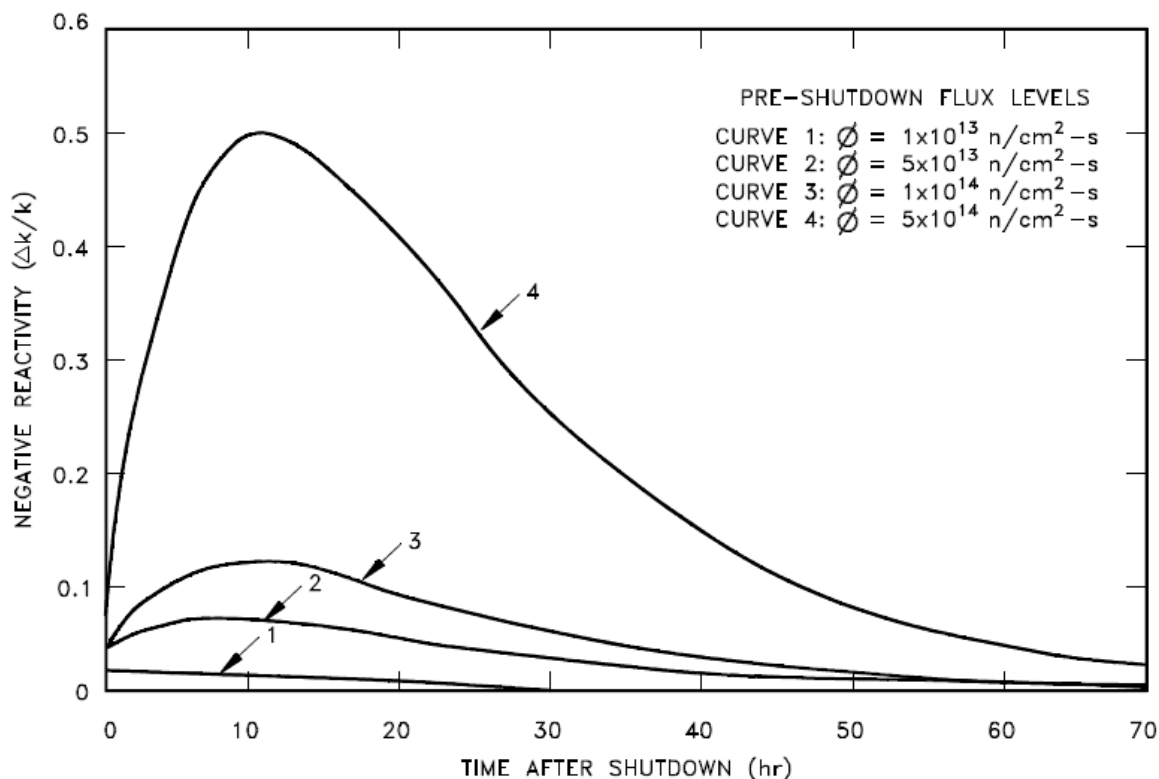
با توجه به این که آهنگ واپاشی ید ۱۳۵ سریع تر از آهنگ واپاشی زنون می باشد غلظت زنون پس از خاموش شدن به بیشترین مقدار خود می رسد. این بیشینه در حدود ۱۰ یا ۱۱ ساعت پس از خاموش شدن راکتور رخ می دهد. پس از این مدت میزان تولید زنون حاصل از واپاشی ید کمتر است از مصرف زنون بوسیله ی واپاشی به سزیم پس غلظت زنون کاهش می یابد. راکتیویته منفی ناشی از حضور زنون در قلب راکتور ( به همین دلیل به سم زنون معروف شده است) ممکن است به حدی برسد که به خاموشی راکتور منجر شود زیرا راکتیویته مثبت ناشی از تولید نوترون ها در شکافت به اندازه ای نیست که قادر باشد تاثیر سیستم کنترل یا فرایندهای شیمیایی را هم جبران کند.

دوره ی زمانی که راکتور قادر نیست تاثیر زنون را جبران کند به زمان مرگ زنون معروف است. برای اینکه بتوانیم راکتیویته منفی ناشی از زنون را که معمولا از  $10\% \frac{\Delta K}{K}$  کمتر است جبران کنیم باید شاری در حدود  $5 \times 10^{10}$  نوترون بر ثانیه بر متر مربع را فراهم کنیم که در شکل ۳-۳ می توان دید.

### ۳-۷-۲ پاسخ زنون به تغییرات توان راکتور

در دوره ی آماده بکار یا دوره ای که راکتور در فاز عملیاتی قرار دارد شار نوترون مقداری ثابت می باشد. اما غلظت زنون برای ۴۰ تا ۵۰ ساعت پس از این حالت افزایش می یابد شکل زیر انتقال سطح تولید زنون معمول در راکتور را در اثر تغییر توان راکتور نشان می دهد. به زبان ساده تر افزایش شار نوترون افزایش آهنگ شکافت را باعث شده و افزایش شکافت به نوبه ی خود باعث افزایش غلظت زنون در قلب راکتور می شود. اگر مبدا زمان صفر را زمانی بگیریم که توان راکتور را از ۵۰٪ به ۱۰۰٪ افزایش دهیم. در ابتدای امر به دلیل اینکه شار نوترون حرارتی افزایش می یابد سهم سوختن زنون نیز به تناسب آن افزایش می یابد پس غلظت زنون کاهش چشم گیری دارد. ۹۵٪ تولید زنون از واپاشی ید ۱۳۵ بوده که نیمه عمری در

حدود ۶ تا ۷ ساعت دارد. در طول این مدت تولید زنون بر طبق معیارهای قبل صورت می‌گیرد اما مصرف آن افزایش یافته است.



(۳-۳) تاثیر راکتیویته منفی ناشی از زنون بر شار نوترون [۱۰]

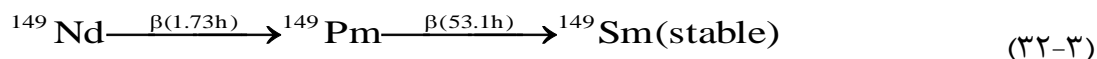
پس در این بازه زمانی غلظت زنون به کمترین مقدار خود می‌رسد. دوباره پس از گذشت زمان حدود ۴۰ تا ۵۰ ساعت از افزایش سطح توان راکتور غلظت زنون افزایش یافته و به سمت یک وضعیت تعادلی جدید پیش می‌رود. متذکر می‌شویم که آهنگ تغییرات زنون در ۴ تا ۵ ساعت اولیه بطور مستقیم وابستگی به سطح توان اولیه و مقدار این تغییر در سطح توان دارد. راکتور قادر نیست همیشه در بالاترین سطح توان حرارتی خود کار کند و به ناچار سطح توان را کاهش می‌دهیم. در  $t = 55 \text{ h}$  اگر تغییر توان از ۱۰۰٪ به ۵۰٪ را اعمال نمائیم و فرایند اولیه را معکوس می‌کنیم. با این تغییر شار نوترون حرارتی کاهش می‌یابد



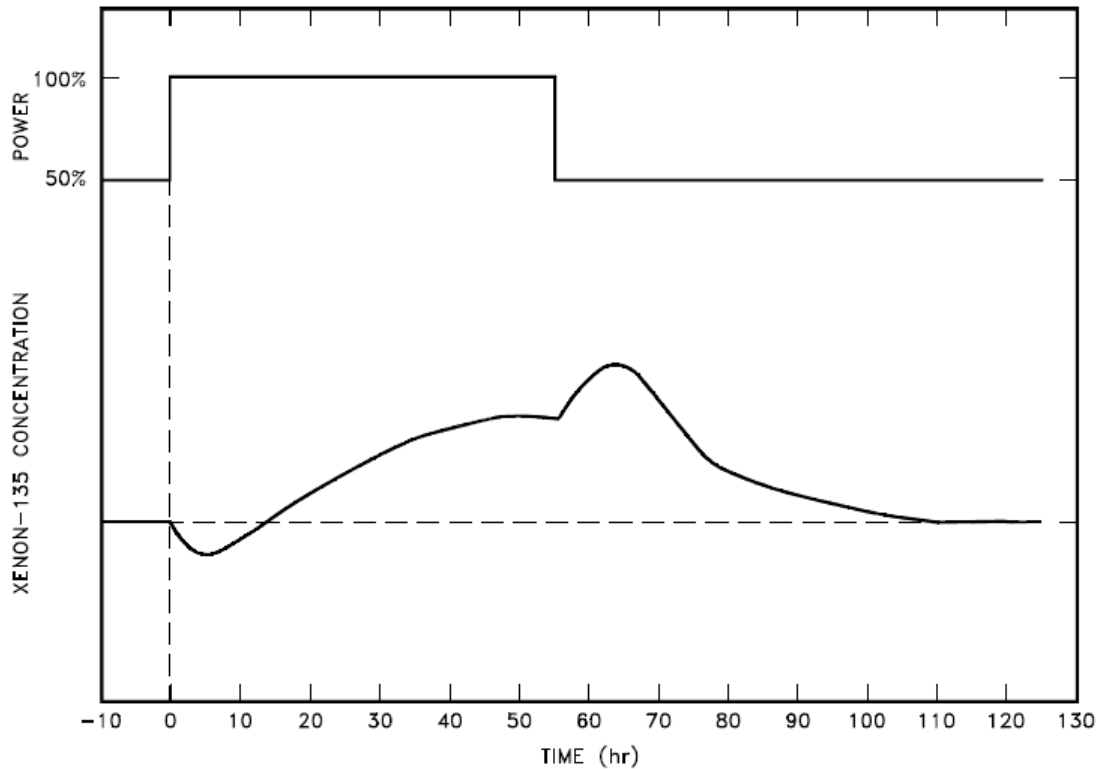
که در نتیجه‌ی این کار سوختن زنون از طریق جذب نوترون حرارتی کاهش می‌یابد اما باتوجه به نیمه عمر هسته‌های ید که به مقدار زیاد در قلب راکتور موجود می‌باشد تولید زنون در سطح بالای قرار دارد. پس آهنگ تولید زنون از طریق واپاشی ید و از طرفی کاهش سوختن زنون غلظت زنون را به بیشترین مقدار خود هدایت می‌کند. این فرایند ۷ تا ۸ ساعت به طول می‌انجامد و پس از سپری شدن این مدت دوباره سطح تولید زنون از ید به یک تعادلی در سطوح پایین‌تر می‌رسد و دوره‌ی عملیاتی راکتور ادامه پیدا می‌کند. کمترین مقدار زنون برای ۶ تا ۷ ساعت پس از افزایش توان به بالاترین سطح می‌باشد و بیشترین مقدار آن برای ۷ تا ۸ ساعت پس از کاهش سطح توان راکتور است. پس اگر بخواهیم غلظت حداکثری از زنون داشته باشیم هنگامی که راکتوری را که با ۱۰۰٪ توان کار می‌کند ناگهان خاموش کنیم پس از ۷ تا ۸ ساعت نهایت غلظت زنون را می‌توان دید.

### ۳-۸ ساماریوم

در میان هسته‌های تولید شده در قلب راکتور در اثر سوختن اورانیوم، ساماریوم با سطح مقطع جذب نوترون حرارتی با مقدار ۷۴۵۰۰ بارن در رتبه‌ی دوم اهمیت قرار دارد. باتوجه به همین اثر است که ساماریوم هم در کنار زنون از سموم راکتور به شمار می‌آید. ساماریوم در سری واپاشی‌های بتایی هسته‌ی دختر نئودیوم ۱۴۹ بوجود می‌آید [۱۰].



نیمه عمر نئودیوم ۱۴۹ در حدود ۱.۷۳ ساعت می‌باشد و در مقایسه با نیمه عمر ساماریوم و پرو میتیوم می‌توان با اطمینان کامل صرف نظر کرد. پس می‌توان ساماریوم را زاده‌ی پرو میتیوم ۱۴۹ دانست.



(۴-۳) تاثیر تغییر توان راکتور بر غلظت زنون [۱۰]

مهم‌ترین تفاوت که در وضعیت ساماریوم در قلب راکتور در مقایسه با زنون داریم این که ساماریوم هسته-ای است پایدار و به هسته‌ی دیگری واپاشی نمی‌کند. نکته‌ی دیگر این که با توجه به سطح مقطع پایین جذب نوترون در پرومیتیوم می‌توان از سهم سوختن آن صرف نظر کرد.

- { بهره‌ی تولید در فرایند شکافت } = { آهنگ تغییر غلظت پرومیتیوم در قلب راکتور }

{ آهنگ واپاشی به ساماریوم }

$$\frac{dP_m}{dt} = \gamma_{P_m} \sum_f \Phi - \lambda_{P_m} P_m \quad (۳۳-۳)$$

$Pm$ : غلظت پرومیتیم در قلب راکتور

$\gamma_{Pm}$ : بهره‌ی شکافت پرومیتیم از شکافت در قلب راکتور

$\lambda_{Pm}$ : ثابت واپاشی پرومیتیم به ساماریوم

حل این معادله دیفرانسیل برای حالتی که مقدار پرومیتیم در تعادل است یعنی سهم تولید آن در شکافت و سهم واپاشی آن برابر باشد.

$$N_{Pm}(eq) = \frac{\gamma_{Pm} \sum_f \Phi}{\lambda_{Pm}} \quad (3-34)$$

+ {بهره‌ی شکافت از سوخت} = {آهنگ تغییر ساماریوم در قلب راکتور}

{آهنگ سوختن ساماریوم در اثر جذب نوترون} - {واپاشی پرومیتیم به ساماریوم}

$$\frac{dSm}{dt} = \gamma_{Sm} \sum_f \Phi + \lambda_{Pm} Pm - \sigma_a^{Sm} Sm \Phi \quad (3-35)$$

$Sm$ : غلظت ساماریوم در قلب راکتور

$\gamma_{Sm}$ : سهم شکافت ساماریوم

$\sigma_a^{Sm}$ : سطح مقطع میکروسکپیکی جذب نوترون حرارتی برای ساماریوم

سهام تولید ساماریوم از شکافت بسیار ناچیز بوده است و می توان از آن صرف نظر کرد.

$$\frac{dS_m}{dt} = \lambda_{Pm} P_m - \sigma_a^{S_m} S_m \Phi \quad (36-3)$$

برای اینکه ساماریوم در تعادل باشد باید پرومیتیوم هم در تعادل باشد. در نهایت غلظت تعادلی ساماریوم را داریم.

$$N_{S_m} (eq) = \frac{\gamma_{Pm} \Sigma_f}{\sigma_a^{S_m}} \quad (37-3)$$

همان طور که برای زنون بیان شد غلظت ساماریوم وابسته به سطح توان و شار نوترون حرارتی می باشد.

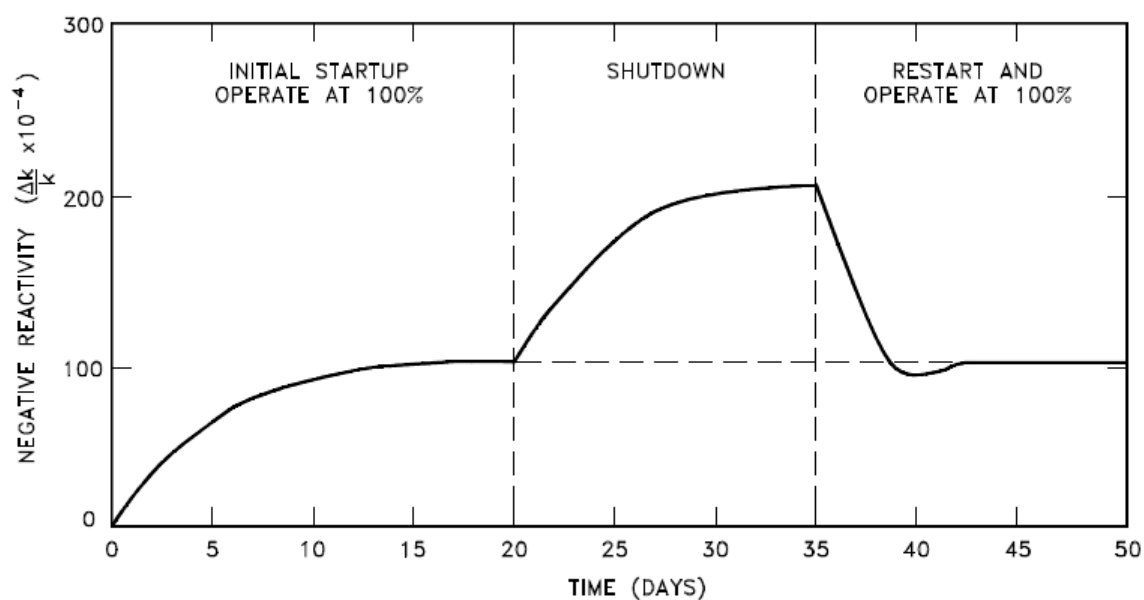
### ۳-۸-۱ پاسخ ساماریوم به خاموش شدن راکتور

با خاموش شدن راکتور شار نوترون به سرعت به سمت صفر میل می کند و سهم سوختن ساماریوم در اثر جذب نوترون حرارتی به صفر می رسد.

$$\frac{dS_m}{dt} = \lambda_{Pm} P_m \quad (38-3)$$

همان طور که قبلا اشاره شد ساماریوم یک هسته ی پایدار است و تنها مد مصرفی، سوختن آن می باشد. با توجه به نیمه عمر واپاشی پرومیتیوم برای اینکه غلظت ساماریوم به تعادل برسد حدود بیست روز طول می کشد و هنگامی که ساماریوم پایدار می شود این غلظت تا پایان مدت کار راکتور ثابت می ماند. هنگامی که راکتور خاموش می شود تولید ساماریوم از پرومیتیوم ادامه دارد و از طرفی شار نوترون های حرارتی به

صفر می‌رسد و ساماریوم مصرف نمی‌شود غلظت ساماریوم به بیشترین مقدار خود می‌رسد. در اصل افزایش سطح غلظت ساماریوم وابسته به سطح توان راکتور قبل از خاموش شدن می‌باشد.



(۵-۳) تغییرات راکتیویته منفی ناشی از ساماریوم در مراحل مختلف کار راکتور [۱۰]



# حل معادله سینتیکی و بررسی نوسانات زنون و ساماریوم

#### ۴-۱ سابقه‌ی تاریخی دینامیک راکتور

دینامیک راکتورهای هسته‌ای، در هفتاد سال گذشته با نام معادلات سینتیک نقطه‌ای نوترون عنوان و موضوع مطالعات بی شماری بوده است و برنامه‌های کاربردی فراوانی با روش‌های مختلف بدین منظور طراحی و ساخته شده است مانند اسپینوسا و همکاران<sup>۱</sup> [۴۱]. یکی از روش‌های معمول برای این منظور بررسی فید بک‌های دمایی هستند که با بررسی گذارهای حالت‌های مختلف راکتور در زمان‌های متفاوت تخمینی از وضعیت دینامیکی راکتور به ما می‌دهد. در این میان گروهی از افراد با فعالیت‌های خویش باعث برداشتن قدم‌های بزرگی در جهت توسعه و پیشرفت در این زمینه شده‌اند. آقایان فوکس [۴۲] و هانسون<sup>۲</sup> [۴۳] تلاش‌هایی را برای به دست آوردن یک راه حل دقیق در یک فرم بسته برای موضوع سینتیک راکتور انجام دادند. آنها با استفاده از یک مدل حرارتی آدیاباتیک گام بزرگی در این زمینه برداشتند که در آن از اتلاف گرما صرف نظر شده بود زیرا این واپاشی‌ها بسیار سریع و در زمان کوتاه انجام می‌شد. در همین حال کرنیک<sup>۳</sup> [۴۴] یک رویکرد جدیدی با بررسی نمودار فاز اتخاذ کرد و با یک مطالعه کیفی و استفاده از روش اختلال ویژه و تحلیل آن با فید بک‌های نیوتنی گام بلندی برای بررسی تغییرات نوترون در قلب راکتور برداشت و به این پژوهش‌ها سرعت بخشید. آقای دام<sup>۴</sup> [۴۵] معادله‌ی سینتیکی راکتور را با فید بک‌های دمایی که بصورت خطی با راکتیویته تغییر می‌کرد، ترکیب کرد و برای قلب راکتور آدیاباتیک حل نمود. کوهرل<sup>۵</sup> [۴۶] بر اساس و پایه‌ی سینتیک نقطه‌ای راکتور تحلیلی ارائه داد تا بتواند در راکتورهای فوق بحرانی سریع توان، حرارت و انرژی بیشتری تولید نماید. فرولیچ و

---

1 . Espinosa-Paredes etal

2 . Fuchs and Hansen

3 . Chernick

4 . Dam

5 .Kohler



جانسون<sup>۱</sup> [۴۷] مدلی بر اساس تغییرات دمایی در قلب راکتور و سیستم انتقال حرارت طرح و ارائه کردند. اثرات این تغییرات دمایی و چگونگی تاثیرش بر توان حرارتی راکتور موضوع تحقیقات و بررسی ایشان بود. راسل و دانکن<sup>۲</sup> [۴۸] در مدل خود برای سینتیک راکتور تقریب آدیاباتیک را حذف کردند و از طرفی تریسی و گوپتا<sup>۳</sup> [۴۹] با کمک نظریه اختلال و با در نظر گرفتن سهم نوترون‌های تاخیری و با کمک فید بک‌های دمایی نیوتنی یک راه حل پایه‌ای و اساسی برای محاسبه‌ی چگالی شار نوترون یافتند. آقای چن<sup>۴</sup> [۵۰] مطالعات مربوط به چگالی نوترون و سینتیک راکتور را با توجه خاص به نوترون‌های تاخیری پیش برد و تلاش‌های خود را با افزودن معادلات دیفرانسیلی غیر خطی به معادله‌های حالت نام خود را در تاریخ ثبت نمود. این تحقیقات توسطه تریک<sup>۵</sup> [۵۱] و گلاستون و سیزونک<sup>۶</sup> [۵۲] با سرعت و پشتکار وصف ناپذیری توسعه یافت. دامن و کلاسترمن<sup>۷</sup> [۵۳] مدل ساده‌ای از راکتور زیر بحرانی با یک گروه نوترون تاخیری مطرح نمودند و معادلات انتقال را بصورت خطی با کمک فید بک‌های نیوتنی حل نمودند. هامادا و همکاران<sup>۸</sup> [۵۵و۵۴] با کمک سری‌های توانی، فید بک‌های گرمایی نیوتن را توسعه دادند. آقای چن و همکاران [۵۷و۵۶] در بررسی و مطالعات خود در قلب راکتور و بررسی چرخه‌ی نوترون توانست گزاره‌های راکتور به سطح فوق بحرانی با کمک نوترون‌های آنی را پیدا کند و با این کار گامی بزرگ برای برداشتن محدودیت‌های گذشته که در حل معادله سینتیکی راکتور وجود داشت را به کمک فید بک‌های دمایی نیوتن بردارد. عبدالله نحلا<sup>۹</sup> [۵۹و۵۸] و سعیدی نژاد و گروهش [۶۰] حل معادله سینتیکی نقطه‌ای

---

<sup>1</sup> . Frohlich and Johnson

<sup>2</sup> . Russel and Duncan

<sup>3</sup> . Gupta and Trasi

<sup>4</sup> .Chen

<sup>5</sup> . Hetrick

<sup>6</sup> . Glasstone and Sesonske

<sup>7</sup> . Damen and Kloosterman

<sup>8</sup> . Hamada and el al.

<sup>9</sup> . Nahla

راکتور را با استفاده از فیدبک‌های نیوتنی برای چند گروه از نوترون‌های تاخیری را شروع نمودند و این امر باعث شد که سینتیک راکتور به طور خاص در محافل علمی مطرح گردد و روش‌های مختلف حل برای آن ارائه شود. تلاش‌های این افراد امروزه حل معادله سینتیکی را به حد اعلا رسانده است.

#### ۴-۲ مدل‌های جدید در حل معادله سینتیک

عامل ایجاد، کنترل و اتمام فرایند شکافت در هر راکتور شار نوترون بوده است. پس اطلاع دقیق از رفتار و بررسی تغییرات نوترون در چرخه‌ی عملیاتی هر راکتور امری بسیار ضروری و حیاتی می‌باشد. بدین منظور روش‌ها و معادلات بسیار گوناگون و پیچیده‌ای طراحی و ارائه گشته است. گزیده‌ای از این روش‌ها را به اختصار مطرح می‌کنیم.

#### ۴-۳ فیدبک‌ها و راکتیویته

فیدبک به اثرات جانبی رفتارهای اعمال شده بر سیستم اطلاق می‌گردد که در واقع از شرایط فیزیکی حاکم بر سیستم نشأت گرفته است.

فیدبک دمایی خنک کننده: در واقع تغییر دما بر میزان کندکنندگی و یا جذب نوترون‌های حرارتی اثر می‌گذارد و تغییرات خود را در آبی که سراسر قلب را فرا گرفته است (در راکتورهای تحت فشار هم وظیفه خنک‌کنندگی و هم کندکنندگی نوترون را برعهده دارد) نشان می‌دهد. ضریب این فیدبک به غلظت اسید بوریک نیز بستگی پیدا می‌کند که البته در دوره کاری مورد بررسی در این پروژه‌ها فرض می‌شود غلظت اسید ثابت باشد.

فیدبک دمایی سوخت: در واقع اثر دما بر جذب شکافای نوترون در سوخت را مدل سازی می‌کند که اثر رزونانسی جذب در سوخت را نیز شامل می‌شود.

فیدبک سموم : زینان و ساماریوم تولیدی جاذب شدید نوترون هستند و در عمل یک فیدبک منفی را نسبت به حالت تعادلی ایجاد می کنند. مدل سازی راکتیویته فیدبکها به صورت زیر خواهد بود که در کتب مربوطه اثبات و بررسی می شود.

$$\rho_t = \alpha_f (T_f - T_0) + \alpha_c (T_c - T_0) \quad (1-4)$$

$$\rho_{Xe} = \frac{-\sigma_{Xe} (Xe - Xe_0)}{\sum_f} \quad (2-4)$$

$$\rho_{Sm} = \frac{-\sigma_{Sm} (Sm - Sm_0)}{\sum_f} \quad (3-4)$$

#### ۴-۴ رؤیتگر غیرخطی لیاپانوف<sup>۱</sup>

روش تابع پتانسیل لیاپانوف روشی شناخته شده و کاملاً با اعتبار در مهندسی کنترل است و یک گزینه مناسب برای اثبات کارآمدی روش های کنترلی و تخمین گری گوناگون به حساب می آید به طوری که برای اثبات کارایی یک روش کنترلی کافی است شما تابع پتانسیل لیاپانوف مناسب را طراحی و پایداری را به کمک روش لیاپانوف اثبات نمایید. در این بخش برای تخمین پارامترها صرفاً از یک ضریب ثابت در خطا که بر روی مدل غیرخطی اعمال می گردد استفاده می نمایند که ضرایب این رؤیتگر به کمک روش لیاپانوف طراحی می گردد. اگر تخمین گری را بر اساس مدل سینتیک نقطه ای طراحی کنیم و متغیر قابل اندازه گیری را  $n$  در نظر بگیریم، باتوجه به این که توان راکتور را می توان در لحظه اندازه گرفت که معمولاً کسری از توان ۱۰۰٪ بوده است رابطه ی زیر را می توان نوشت

$$p(t) = p_0 n(t) \quad (4-4)$$

<sup>۱</sup>. Liapannof

در این رابطه  $P_0$  توان ۱۰۰٪ راکتور می‌باشد. بنابراین در نهایت معادلاتی به صورت زیر برای تخمین سموم و سه گروه نیا هسته و چگالی نسبی نوترون بدست می‌آید.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n + \sum_{i=1}^3 \frac{\beta_i}{\Lambda} C_i + H_1 (n - n_0) \quad (5-4)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \lambda_i n - \lambda_i C_i + H_{1+i} (n - n_0), i = 1, 2, 3 \quad (6-4)$$

$$\frac{dXe}{dt} = \gamma_{Xe} \sum_f \Phi - \lambda_I I - \sigma_{Xe} Xe \Phi - \lambda_{Xe} Xe + H_5 (n - n_0) \quad (7-4)$$

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_I \sum_f \Phi - \lambda_I I + H_6 (n - n_0) \quad (8-4)$$

$$\frac{dSm}{dt} = \lambda_{Pm} Pm - \sigma_{Sm} Sm \Phi + H_7 (n - n_0) \quad (9-4)$$

$$\frac{dPm}{dt} = \gamma_{Pm} \sum_f \Phi - \lambda_{Pm} Pm + H_8 (n - n_0) \quad (10-4)$$

تخمین لیپانوف یکی از پرکاربردترین روش‌های بررسی قلب راکتور می‌باشد. با مطالعه‌ی این روابط و معرفی یک پتانسیل به نام پتانسیل لیپانوف و بررسی مشتقات آن پتانسیل یک تخمین خوبی از وضعیت شار نوترون و معادلات نیا هسته‌ها در قلب راکتور بدست آوریم. تابع  $H$  تابعی است که با بررسی رفتار قلب راکتور حول نقطه‌ی تعادل، می‌تواند تعادل در فرایندهای قلب راکتور را توصیف کند. مثلا تعادل زین اسبی چه هنگامی و چگونه رخ می‌دهد. بررسی بیشتر این مطالب از بحث ما خارج بوده و در کتب مربوط به مهندسی هسته‌ای مشاهده نمود.

#### ۴-۵ توصیف قلب راکتور و سیستم‌های اندازه گیر آنلاین راکتور

علاوه بر روش‌های فوق که مربوط به تخمین رفتار احتمالی نوترون در قلب راکتور بود می‌توان بصورت مستقیم نیز اقدام به اندازه‌گیری شار نوترون در قلب راکتور نمود. در قلب راکتور با مجموعه‌ای از تجهیزات شامل مجتمع‌های سوخت، کانل‌ها، نگهدارنده‌ها، میله‌های جذب و میله‌های کنترل مواجه می‌شویم؛ اما اندازه‌گیری چگالی نوترون در قلب یک راکتور تحت فشار هم می‌تواند در داخل قلب راکتور و هم در خارج محفظه تحت فشار بصورت آنلاین صورت گیرد. این عمل در خارج از محفظه با آشکار سازهای گازی و در یک هندسه طراحی شده انجام می‌گیرد و خروجی آن شار کل قلب را نمایش می‌دهد ولی نمی‌تواند توصیفی از دیاگرام شار ارائه دهد اما اگر حالتی را در نظر بگیریم که قلب راکتور به صورت یک مدل نقطه‌ای در نظر گرفته شود از همین اطلاعات نیز می‌تواند به منظور توصیف دیاگرام شار استفاده نمود. ولی در داخل محفظه تحت فشار در همان قسمتی که میله‌های سوخت قرار دارند نیز ابزاری برای اندازه‌گیری وجود دارد. این اندازه‌گیرهای نوترون از مدل محفظه شکافت می‌باشند که آشکارسازهای بسیار کم حجمی و مناسبی برای داخل راکتور هستند. عملکرد این آشکارسازها به این صورت است که در آن مقداری ماده شکافت قرار دارد با ورود نوترون به داخل آن پاره‌های شکافت به صورت یون تشکیل می‌شوند در اثر جذب این یون‌ها در الکترودهایی که در طراحی این آشکار ساز قرار داده شده جریانی تولید می‌شود که بیانگر شار نوترونی در حجمی است که این آشکارساز در آن حجم قرار گرفته است. البته طراحی و عملکرد این آشکارسازها نکات مخصوص به خود را دارد مثل اینکه همراه با ماده شکافت مقداری عناصر بارور نیز قرار دارد تا با مصرف ماده شکافت جایگزین شود و یا اینکه فشار گاز آرگون داخل این آشکار ساز به نحوی تنظیم می‌شود که از جذب یون‌ها اطمینان حاصل شود و نکته مهم این است که این آشکار سازها در فشار و دمای راکتور به خوبی کار می‌کنند و خروجی این آشکار سازها تحت عنوان  $kV$  شناخته می‌شوند.

لازم به ذکر است که هندسه قرار گیری آشکار سازها و حذف آشکارسازهای خراب خود موضوع مقالاتی بوده که پرداختن به آن خارج از حوصله این پروژه است. به هر حال تعدادی از این آشکار سازها در هر یک از کانال‌های مربوطه قرار گرفته و در ۱۶ نقطه در ارتفاع راکتور kv را می‌دهند (در هر کانال حداقل شانزده آشکارساز در راستایی محوری و به صورت سری قرار دارد که چگالی نوترون را در حجم مربوط به خود مورد سنجش قرار می‌دهند).

#### ۴-۶ معادله سینتیکی نقطه‌ای راکتور

اما یکی از اصولی ترین و فیزیکی ترین راه‌های بررسی تغییرات شار نوترون در قلب راکتور ، بدست آوردن معادله سینتیکی راکتور به کمک قانون فیک و معادله‌ی پخش می‌باشد. در این بخش ابتدا اقدام به محاسبه‌ی معادله‌ی سینتیکی راکتور کرده و در مرحله‌ی بعد آن را حل می‌کنیم و به کمک آن شار نوترون را محاسبه می‌نماییم.

برای مطالعه‌ی رفتار دینامیکی یک راکتور هسته‌ای از مدل سینتیک نقطه‌ای استفاده می‌کنیم در این مدل کل قلب را یک نقطه واحد در نظر می‌گیریم که این نحوه مدل‌سازی تحت شرایطی چون همگن بودن قلب و عدم وجود تغییرات شدید شار در فضا فرضی قابل قبول است. مدل نقطه‌ای توانایی تحلیل نوسانات فضایی را ندارد، پدیده‌ای که مبنای کنترل توزیع فضایی قدرت در قلب و همچنین نوسانات فضایی سموم در یک راکتور هسته‌ای است. بنابراین مدل چندنقطه‌ای برای این منظور توسعه می‌دهیم. فرض می‌کنیم یک راکتور گرمایی به ابعاد بی‌نهایت داریم و می‌خواهیم معادله‌ی پخش و معادله انتقال را برای آن محاسبه نماییم. می‌دانیم که سرعت نوترون‌های حرارتی تولید شده در راکتور محدود بوده و برابر  $\frac{v}{\sqrt{3}}$  می‌باشد. دو تقریب کلی یا روش حل تقریباً مستقل بدین منظور ارائه می‌دهیم.

۱. TPRK<sup>۱</sup>

۲. DPRK<sup>۲</sup>

تفاوت اصلی این دو روش در تعریف زمان واهلش می باشد که با  $\tau$  نشان می دهیم و به معنای آن است که سیستم را از حالت تعادل خارج می کنیم . مدت زمانی که طول می کشد تا سیستم به تعادل جدید برسد زمان واهلش گفته می شود و می توان تاثیر مستقیم آن را در محاسبه چگالی مشاهده نمود.

در علم شیمی قانونی داریم که بیان می کند در یک ظرف محلول اگر در دو نقطه ی متفاوت مقدار غلظت محلول باهم فرق کند جریانی در محلول ایجاد می شود که جهت آن از سمت غلظت بیشتر به سمت غلظت کمتر می باشد این رابطه به قانون فیک معروف می باشد. شکل ریاضی قانون فیک به صورت زیر می باشد.

$$J = -D\nabla\Phi \quad (۱۱-۴)$$

که در آن  $D$  ضریب پخش بوده و بصورت زیر تعریف می شود [۱۳].

$$D = L^2 \sum_a = \frac{1}{\sum_s (1 - \frac{2}{3A})} \quad (۱۲-۴)$$

همان طور که در فصل سوم مطرح شد معادله ی پخش بصورت زیر بیان می شود.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S - \sum_a \Phi - \nabla \cdot J \quad (۱۳-۴)$$

$$\Phi(t) = n(t)v \quad (۱۴-۴)$$

---

<sup>۱</sup> . The point reactor kinetic

<sup>۲</sup> . Diffusion point reactor kinetik

$$D \nabla^2 \Phi - \sum_a \Phi + S = \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (15-4)$$

یکی از معادلات اصلی برای بررسی حرکت ذرات نوترون در قلب راکتور داریم معادله‌ی خطی انتقال ذرات بوده که بصورت زیر بیان می‌شود.

$$\frac{3}{v} \frac{\partial J(r,t)}{\partial t} + \nabla \Phi(r,t) + 3 \sum_{Tr}(r) J(r,t) = 0 \quad (16-4)$$

و از طرفی معادله‌ی پخش نوترون در قلب راکتور به صورت زیر می‌باشد.

$$\nabla \cdot J(r,t) + \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(r,t)}{\partial t} + \sum_a(r) \Phi(r,t) = S(r,t) \quad (17-4)$$

قانون کاتانو<sup>۱</sup> بصورت زیر بوده است [۶۱]

$$\tau \frac{\partial J(r,t)}{\partial t} + J(r,t) = -D \nabla \Phi(r,t) \quad (18-4)$$

همان گونه که دیده می‌شود زمان واهلش اگر به قدری کوچک شود که به سمت صفر میل کند قانون کاتانو به همان قانون فیک سوق پیدا می‌کند. با فرض  $\tau = \frac{3D}{g}$  و مقدار آن در جداولی دسته بندی شده است. برای مثال در مورد گازها این مقدار در محدوده‌ی  $10^{-1}$  تا  $10^{-6}$  ثانیه است.

با ترکیب معادله‌ی انتقال و حالت داریم :

$$\frac{3D}{v^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \left( \frac{1+3D\Sigma_a}{v} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial t} = D \nabla^2 \Phi - \sum_a \Phi + S + \frac{3D}{v} \frac{\partial S}{\partial t} \quad (19-4)$$

---

<sup>1</sup>. Cattaneo law



اگر فرض شود که چشمه‌ی نوترون وابستگی زمانی نداشته باشد آنگاه به معادله‌ی زیر می‌رسیم که به معادله‌ی تلگراف مشهور است.

$$\frac{3D}{v^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \left( \frac{1+3D\Sigma_a}{v} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial t} = D \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi + S \quad (20-4)$$

برای معادلات غیر همگن خطی سطح مقطع ماکروسکپیکی انتقال را بصورت زیر تعریف می‌شود

$$\Sigma_{Tr} = \Sigma_{tot} - \overline{\mu}_0 \Sigma_s \quad (21-4)$$

$\Sigma_s$  : سطح مقطع ماکروسکپیکی پراکندگی الاستیک

$\overline{\mu}_0$  : میانگین کوسینوس‌های زاویه‌های پراکندگی

$\Sigma_{Tr}$  : سطح مقطع ماکروسکپیکی انتقال

$\Sigma_{tot}$  : سطح مقطع ماکروسکپیکی کل

در حالت کلی در معادله‌ی تلگراف آهنگ چشمه به صورت زیر تعریف می‌شود

$$S(r, t) = (1 - \beta) k_\infty \Sigma_a \Phi(r, t) + \sum_{i=1}^m \lambda_i c_i(r, t) + q(r, t) \quad (22-4)$$

$q(r, t)$  : ممکن است یک چشمه‌ی خارجی در قلب راکتور قرار دهیم

$c_i(r, t)$  : غلظت نوترون‌های تاخیری

$\sum_{i=1}^m \lambda_i$  : مجموعه‌ی ثوابت واپاشی نوترون‌های تاخیری

$M$  : تعداد حالاتی که نوترون تاخیری می‌تواند وارد اندرکنش شود

$k_\infty$  : ضریب تکثیر نوترون در یک راکتور به ابعاد بی‌نهایت

$\beta$  : بهره‌ی نوترون‌های تاخیری یا سهم نوترون‌های تاخیری از کل نوترون‌های موجود در قلب راکتور

می‌توان ضریب باکلینگ را بدین شکل بیان کنیم

$$\nabla^2 \Phi = -B^2 \Phi \quad (23-4)$$

با این تعریف و تغییر متغیر زمان و اهلهش می‌توان معادله‌ی تلگراف<sup>1</sup> را بصورت زیر بازنویسی کرد. محاسبه‌ی کامل این معادله در پیوست الف قرار داده شده است.

$$(24-4)$$

$$\frac{\tau}{v} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \tau (\sum_a - (1-\beta) k_\infty \sum_a) \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} =$$

$$\left[ (1-\beta) k_\infty \sum_a - \sum_a - DB^2 \right] + \Phi(r, t) + \sum_{i=1}^m \lambda_i c_i(r, t) + \tau \sum_{i=1}^m \lambda_i \frac{\partial c_i(r, t)}{\partial t} + q(r, t) + \tau \frac{\partial q}{\partial t}$$

به کمک جدا سازی پارامترها معادله‌ی تلگراف جدید را ساده سازی می‌کنیم. می‌دانیم که اگر قسمت‌های مکانی و زمانی مستقل از هم باشند می‌توان نوشت

$$\Phi(r, t) = \Psi(r) \Phi(t) \quad (25-4)$$

$$q(r, t) = W(r) q(t) \quad (26-4)$$

اگر معادلات را برای یک نقطه خاص بنویسیم یعنی بتوانیم از وابستگی توابع نسبت به مکان صرف نظر کنیم. شار نوترون حرارتی را به عنوان تعداد ذرات در واحد زمان در واحد سطح تعریف می‌کنیم.

$$\Phi(t) = n(t) v \quad (27-4)$$

با کمی عملیات جبری و اعمال تغییرات لازم در معادله‌ی تلگراف داریم

---

<sup>1</sup> . telegraph equation

$$\tau \frac{d^2 n(t)}{dt^2} + \tau \left( \frac{1}{1+l^2 B^2} - \frac{(1-\beta)}{\Lambda} \right) \frac{dn(t)}{dt} + \frac{dn(t)}{dt} =$$

$$\left( \frac{\rho-\beta}{\Lambda} \right) n(t) + \sum_{i=1}^m \lambda_i c_i(t) + \tau \sum_{i=1}^m \lambda_i \frac{dc_i(t)}{dt} + q(t) + \tau \frac{\partial q(t)}{\partial t} \quad (28-4)$$

ضریب نشط نوترون به خارج راکتور را بصورت زیر بیان نمائیم

$$z = \frac{\tau}{1+l^2 B^2} \quad (29-4)$$

معادله‌ی ۴-۲۸ را به عنوان معادله‌ی سینتیکی راکتور در حالت عمومی می‌شناسیم. حل این معادله در حالت عمومی کمی پیچیده است پس با انواع تقاریم مختلف به سراغ حل آن می‌رویم. تقاریمی که در این مرحله می‌توانیم استفاده کنیم عبارت‌اند از

۱. تقریب پخش سریع : در این تقریب فرض بر آن است که زمان بازگشت به حالت تعادل یا همان

زمان واهلش بسیار کوتاه باشد و بتوان از آن صرف نظر کرد.

۲. تقریب آهنگ ثابت تولید نوترون : در این تقریب همان طور که از نامش پیداست شار نوترون‌ها با

آهنگ ثابت تغییر می‌کند پس در نتیجه مشتق مرتبه‌ی دوم آن صفر می‌شود.

۳. تقریب پرش سریع (PJA) : در این تقریب فرض بر آن است که تعداد نوترون‌های باقی مانده از

نسل قبل با تعداد نوترون‌های سریع حاصل از شکافت به سرعت برابر شوند یا تغییرات در بازه‌ی

زمانی کوتاهی رخ می‌دهد که می‌تواند از توان دوم آن صرف نظر می‌کنیم [۶۰ و ۶۲] پس داریم

$$\frac{d^2 n(t)}{dt^2} = 0 \quad (30-4)$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{1} \left( \frac{\lambda \Lambda c}{\beta - \alpha T} \right) + \lambda c(t) - q \quad (31-4)$$

$$\rho(t) - \beta = 0 \quad (32-4)$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = -2\lambda c(t) - q \quad (33-4)$$

پس معادله سینتیکی نقطه‌ای راکتور که معمولاً در همه جا به عنوان معادله اصلی و پایه‌ی کار شناخته می‌شود بدین صورت محاسبه می‌شود (محاسبه‌ی کامل در ضمیمه‌ی الف).

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{1} n(t) + \lambda c(t) - q \quad (34-4)$$

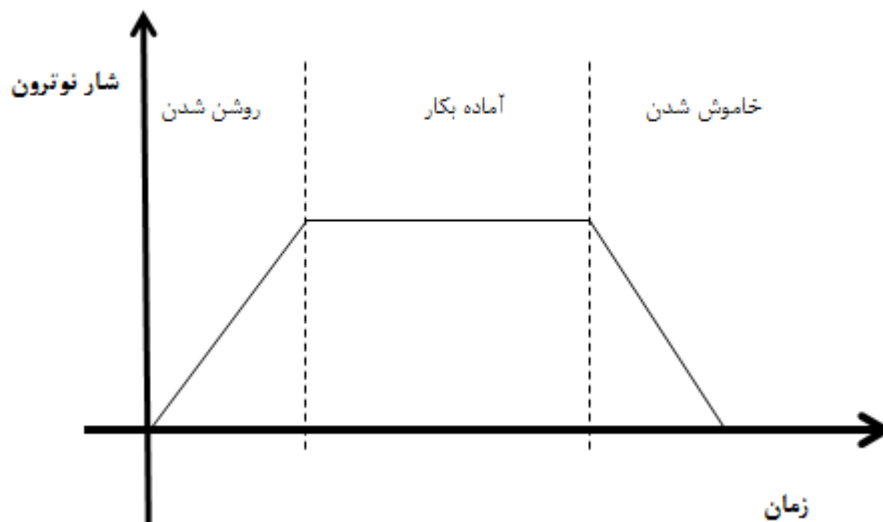
البته در کنار این معادله، رابطه‌ی دیگری نیز می‌باشد که با معادله‌ی ۴-۳۴ و اصلی کوپل می‌شود

$$\frac{dc(t)}{dt} = \frac{\beta}{1} n(t) - \lambda c(t) \quad (35-4)$$

می‌دانیم با هر روشی که این معادلات سینتیکی مرتبه‌دوم حل شود فرم کلی جواب نهایی بصورت زیر است.

$$n = n_1(t) + n_2(t) \quad (36-4)$$

در این مرحله با ارائه‌ی روش عامل انتگرال ساز اقدام به حل معادله سینتیکی می‌کنیم. اما پیش از آن لازم است چرخه‌ی راکتور و چگونگی تغییرات راکتیویته را به نحوی مدل سازی کنیم. می‌دانیم که در حالت کلی روند کلی تغییرات شار نوترون بر حسب زمان بصورت شکل ۴-۱ می‌باشد



(۱-۴) شمای تغییرات شار برحسب زمان در حالت کلی

#### ۷-۴ فرایندهای دوره‌ای یک راکتور

هر راکتور هسته‌ای در بازه‌ی عملیاتی خود رخدادها و چرخه‌ها و نوسانات زیادی را طی می‌کند در این میان عواملی هستند که باعث تقویت ناگهانی شار می‌شوند مانند فرایندهای شکافت، عواملی دیگر که موجب کندی و در اصل کنترل قلب راکتور می‌شوند مانند سیستم کنترل و عواملی نیز نقش انتقال انرژی را دارند و ... اما برای بررسی و مطالعه‌ی دقیق فرایندهای یک راکتور نیاز داریم که تمامی این فرایندها را در دوره‌ی فعالیت راکتور و شاید از همه مهم‌تر مراحل گذار آن بصورت کاملاً دقیق بررسی کنیم.

دوره‌ی فعالیت هر راکتور شامل مراحل زیر است.

۱. روشن شدن<sup>۱</sup> استارت راکتور بدین صورت می‌باشد که میله‌های سوخت را درون مجتمع‌ها

جاگذاری کرده و در قلب راکتور قرار می‌دهیم. در ابتدای کار میله‌های سوخت در بین میله‌های

<sup>۱</sup>. Start up

سوخت جای گرفته اند. با حرکت این میله‌ها به سمت بالا شاری از نوترون‌ها ناشی از شکافت خودبخودی اورانیوم در قلب راکتور جریان می‌یابد. با جاری شدن آب یا هر کندکننده‌ی دیگر در لابه لای میله‌های سوخت مرحله‌ی کند سازی شروع می‌شود. یعنی انرژی نوترون‌ها که از مرتبه‌ی مگا و کیلو الکترون ولت بوده است تا چند میلی الکترون ولت کاهش می‌یابد. به این فرایند حرارتی کردن نوترون می‌گویند. با فراهم شدن شرایط شکافت واپاشی‌های زنجیره‌ای شکافت شروع می‌شود در نتیجه شار نوترون افزایش یافته و این نیز به نوبه‌ی خود باعث افزایش توان راکتور می‌شود.

۲. **آماده بکار و پایدار**<sup>۱</sup> در این مرحله یک تعادل سینتیکی پایدار در قلب راکتور برقرار می‌شود. از ویژگی‌های این مرحله این است که آهنگ تغییر شار نوترون در هر بازه‌ی دلخواه با توجه به خواست اپراتور صفر است. در اصطلاح به این وضعیت با توجه به این که ضریب تکثیر یک بوده حالت بحرانی<sup>۲</sup> گویند. بیشترین بازه در چرخه‌ی کار راکتور در همین وضعیت می‌باشد و تا هنگامی که شرایط فیزیکی مانند تامین شدن سوخت و ... فراهم باشد می‌تواند تداوم داشته باشد.

۳. **خاموش شدن راکتور**<sup>۳</sup> در این مرحله میله‌های کنترل دوباره در لابلا میله‌های سوخت جای گرفته و شار نوترون را به صفر رسانده و باعث توقف فرایند زنجیره‌ای شکافت می‌شوند.

با توجه به مطالب ارائه شده در فوق یکی از فید بک‌های بسیار مهم حرکت میله‌های کنترل می‌باشد که به طور مستقیم بر راکتیویته و شار نوترون تاثیر گذار است.

---

<sup>۱</sup> . Steady state

<sup>۲</sup> . critical state

<sup>۳</sup> . shutting down

اثر این اهرم را بر روی راکتیویته با یک مدل سازی ساده بصورت زیر بیان می کنیم.

اگر بازه‌ی زمانی مربوط به روشن شدن تا رسیدن به حالت پایدار با  $t_0$  نشان دهیم و  $\Gamma$  سرعت حرکت میله‌ی کنترل و  $\rho_S$  راکتیویته چشمه باشد برای حالت اول داریم.

$$\rho_t = \rho_s + \Gamma t \quad 0 < t < t_0 \quad (37-4)$$

$$\rho_t = \rho_s + \Gamma t_0 \quad t > t_0 \quad (38-4)$$

تنها تفاوت در حالت اول و سوم در جهت حرکت میله‌های کنترل می‌باشد و اگر بازه‌ی زمانی مربوط به حالت پایدار تا خاموش شدن با  $t_1$  نشان دهیم پس برای مدل حالت سوم داریم

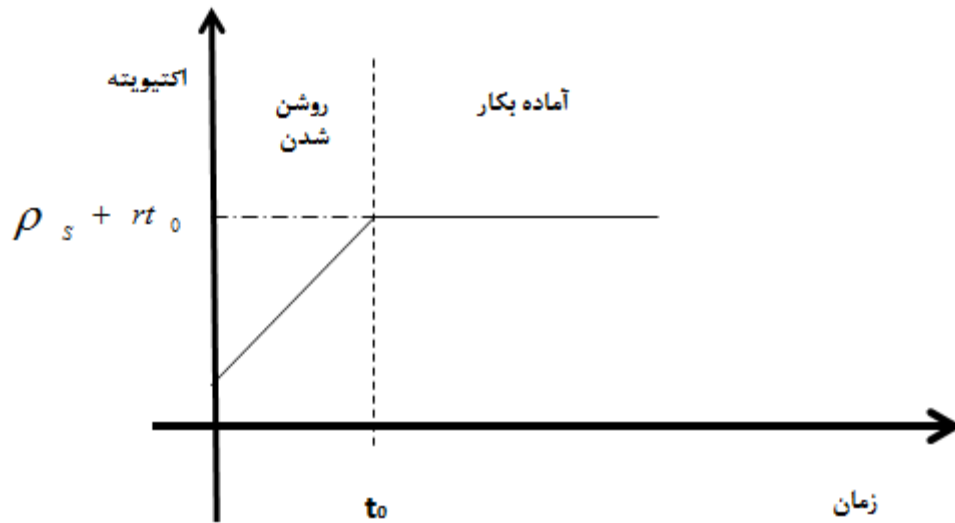
$$\rho_t = \rho_s - \Gamma t \quad 0 < t < t_1 \quad (39-4)$$

$$\rho_t = \rho_s - \Gamma t_1 \quad t > t_1 \quad (40-4)$$

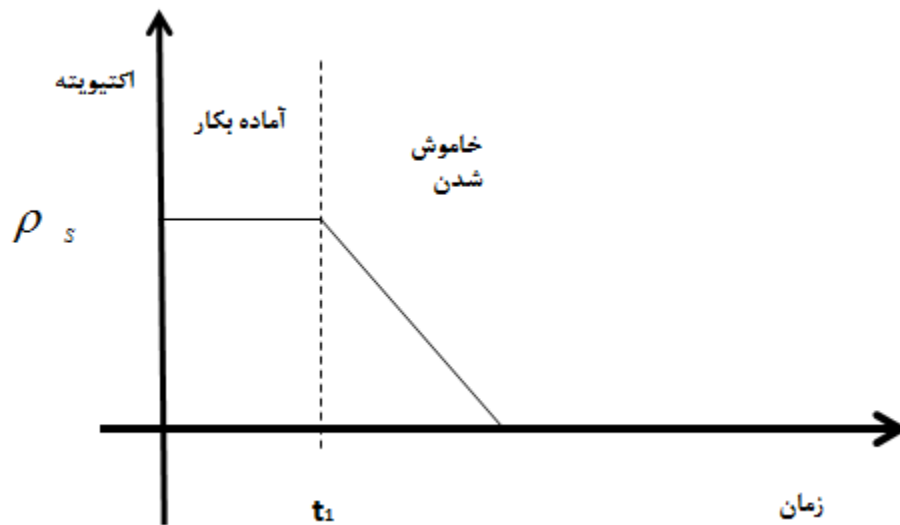
#### ۸-۴ حل معادله‌ی سینتیکی نقطه‌ای برای راکتور بوشهر

با این تعاریف و مطالبی که ارائه شد حال به سراغ معادله‌ی سینتیکی نقطه‌ای می‌رویم . حل معادله را بر طبق مدل پیشنهادی به سه بخش تقسیم می‌کنیم.

راکتور بوشهر از نوع راکتورهای حرارتی می‌باشد پس نکته‌ی بسیار ظریف و البته کاربردی در این بخش این است که با توجه به ساختار فیزیکی و مهندسی آن باید معادله‌ی سینتیکی را برای نوترون‌های حرارتی حل نمائیم .



(۲-۴) نمودار تغییرات اکتیویته بر حسب زمان در هنگام روشن شدن راکتور



(۳-۴) نمودار تغییرات اکتیویته بر حسب زمان در هنگام خاموش شدن راکتور

لازم به ذکر است با توجه به طیف انرژی نوترون‌های شکافت این تقریب ممکن است کلیت محاسبات را دچار نقص کند و باعث فاصله گرفتن ما از حالت فیزیکی و وقایع موجود در قلب راکتور شود پس برای اطمینان حاصل کردن از این که این تقریب ما را دچار گمراهی نمی‌کند پس از محاسبه‌ی چگالی نوترون



با یک گروه نوترون‌های تاخیری حرارتی، روند کلی نتایج حاصله را با حالت شش گروه نوترون‌های تاخیری حرارتی مقایسه می‌کنیم. در نهایت با مقایسه نتایج حاصله‌ی خود با منابع معتبر و هم‌خوانی نتایج آن دو با اطمینان قلبی به سراغ دو مرحله‌ی بعد رفته و تابع کلی تغییرات چگالی نوترون بر حسب زمان را بدست می‌آوریم.

#### ۴-۸-۱ حل معادله‌ی سینتیکی راکتور بوشهر در حالت روشن شدن

اگر معادله‌ی سینتیکی را برای یک گروه نوترون حرارتی برای راکتور بوشهر در هنگام روشن شدن بخواهیم بنویسیم داریم

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{1} n(t) + \lambda c(t) - q \quad (41-4)$$

$$\frac{dc(t)}{dt} = \frac{\beta}{1} n(t) - \lambda c(t) \quad (42-4)$$

اگر از طرفین معادله‌ی ۴-۴۱ نسبت به زمان مشتق دوم بگیریم و آهنگ تغییر غلظت نوترون‌های

تاخیری ۴-۴۲ را در آن جایگذاری کنیم و از تقریب پرش نوترون سریع استفاده می‌کنیم داریم

$$\frac{d^2 n(t)}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left[ \frac{\rho(t) - \beta}{1} n(t) \right] + \lambda \left[ \frac{\beta}{1} n(t) - \lambda c(t) \right] - q \quad (43-4)$$

با توجه به این تقریب PJA معادله‌ی مرتبه‌ی دوم به معادله‌ی مرتبه اول خطی تبدیل می‌شود.

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\lambda \rho(t) - \frac{d\rho}{dt}}{\beta - \rho(t)} n(t) + \frac{\lambda q l}{\beta - \rho(t)} \quad (44-4)$$

با حل این معادله و جا گذاری ۳۷-۴ و ۳۸-۴ در معادله‌ی فوق و حل معادله‌ی دیفرانسیل خطی مرتبه-

ی اول چگالی نوترون در قلب راکتور بدین ترتیب حاصل می‌شود.

$$n(t) = \begin{cases} \frac{\beta n_0 + ql}{\beta + |\rho_s| - rt} & (0 < t < t_0) \\ \frac{ql}{|\rho_s| - rt_0} \left[ 1 - \exp\left[ \frac{-|\rho_s|\lambda + rt_0\lambda}{\beta + |\rho_s| - rt_0} (t - t_0) \right] \right] + \frac{\beta n_0 + ql}{\beta + |\rho_s| - rt_0} \left[ \exp\left[ \frac{-|\rho_s|\lambda + rt_0\lambda}{\beta + |\rho_s| - rt_0} (t - t_0) \right] \right] & (t > t_0) \end{cases} \quad (44-4)$$

اگر بخواهیم برآوردی از این تابع چگالی نوترون داشته باشیم باید اطلاعات و ثوابت مربوط به راکتور بوشهر را در این معادله جاگذاری می‌نمائیم.

در مدلی که به منظور بیان تغییرات راکتیویته‌ی چشمه ارئه شد نقش پارامتر سرعت حرکت میله‌های کنترل در قلب راکتور بوشهر می‌تواند بعد از پارامتر متغییر زمان، خود نیز یک پارامتر متغییر دیگر باشد پس ما بررسی خود را علاوه بر تغییر زمان به تغییرات این پارامتر نیز نعطوف می‌کنیم.

در شکل ۴-۴ چگونگی تغییرات چگالی بر حسب زمان را برای سه مقدار پارامتر سرعت حرکت میله‌های کنترل در راکتور PWR رسم نموده‌ایم.

(۱-۴) پارامترهای سینتیکی مربوط به نیروگاه بوشهر [۸]

Characteristics	Value
Delayed neutron precursors decay constant, $\lambda$ ( $s^{-1}$ )	0.0295
Prompt neutron life time, $l$ (s)	3.20E-04
Iodine fractional yield, $\gamma_I$	0.061
Xenon fractional yield, $\gamma_X$	0.003
Promethium fractional yield, $\gamma_P$	0.0113
Iodine decay constant, $\lambda_I$ ( $s^{-1}$ )	2.90E-05
Xenon decay constant, $\lambda_X$ ( $s^{-1}$ )	2.10E-05
Promethium decay constant, $\lambda_{pm}$ ( $s^{-1}$ )	3.56E-06
Energy liberated per fission, $E_{eff}$ (MJ)	3.20E-17

(۲-۴) ثوابت جای گذاری شده به منظور رسم تابع چگالی نوترون بر حسب زمان [۸]

$\beta$	q(neutron/S)	l(S)	$t_0$ (S)	$\lambda$ (1S)	$\rho_s$	$n_0 = \frac{lq}{\rho_s}$
0.000215	$10^8$	0.0001	5	0.0124	-0.04	$0.25 \times 10^6$

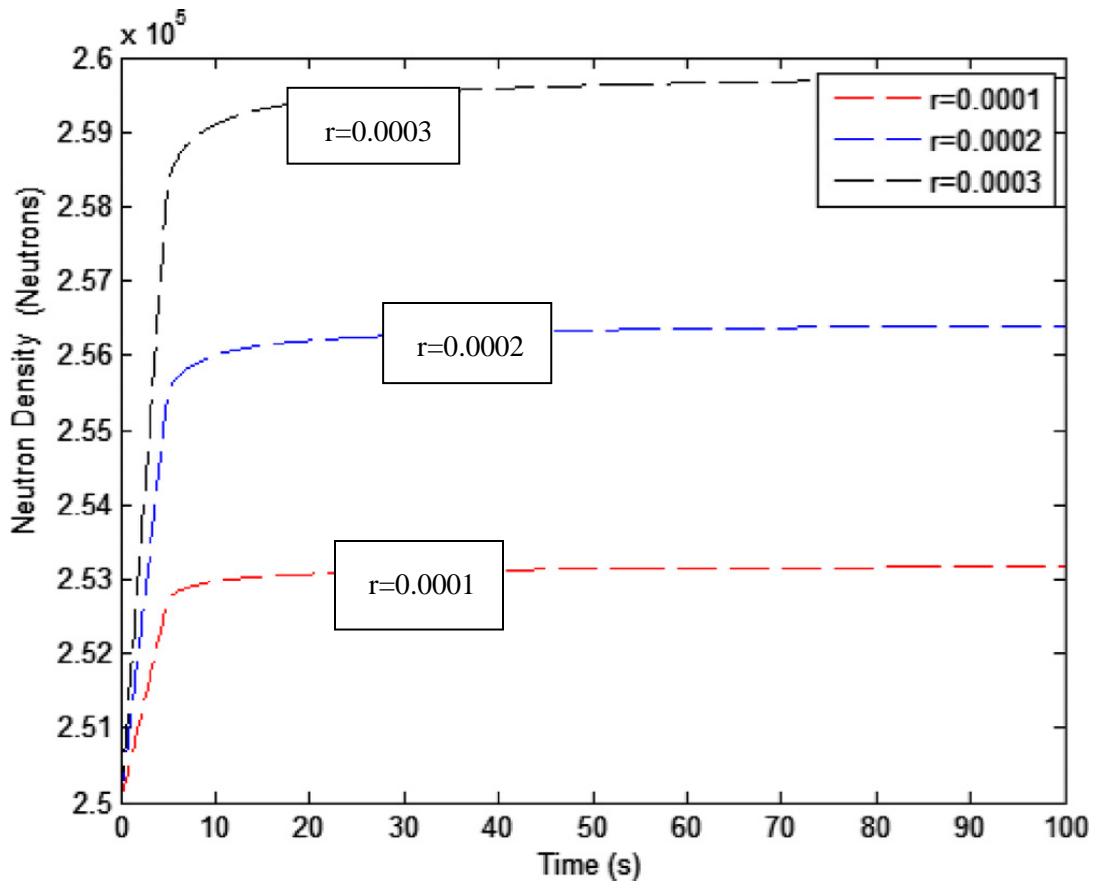
#### ۲-۸-۴ حل معادله‌ی سینتیکی نقطه‌ای راکتور بوشهر برای شش گروه

اگر بخواهیم نوترون‌های حاصل از شکافت را به شش گروه و بازه‌ی انرژی تقسیم کنیم که بهره‌ی هر

کدام مشخص باشد می‌توان معادله‌ی سینتیکی را برای شش گروه بدین شکل باز نویسی کنیم.

$$\frac{d}{dt}(n_0 + n_1 + \dots + n_N) = \left(\frac{\rho_0 + \rho_1(t) - \beta}{\Lambda}\right)(n_0 + n_1 + \dots + n_N) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i (c_{i0} + \dots + c_{iN}) \quad (۴۵-۴)$$

$$\frac{d}{dt}(c_{i0} + \dots + c_{iN}) = \left(\frac{\beta_i}{\Lambda}\right)(n_0 + n_1 + \dots + n_N) - \lambda_i (c_{i0} + \dots + c_{iN}) \quad (۴۶-۴)$$



(۴-۴) نمودار تغییرات چگالی نوترون در راکتور بوشهر بر حسب زمان در حالت شروع به کار

معادله سینتیکی ۴-۴۵ کوپل شده با معادله تغییر غلظت نوترون تاخیری ۴-۴۶ را با معرفی ماتریس

حالت و ماتریس ضرایب شروع کرده و در گام بعد به بررسی نتایج حاصل آن از طریق مشاهده رفتار و

تغییرات کلی آن نسبت به زمان می پردازیم [۶۳]

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} n(t) \\ C_1(t) \\ \vdots \\ C_6(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\rho - \beta}{\Lambda} & \lambda_1 & \dots & \lambda_6 \\ \frac{\beta_1}{\Lambda} & -\lambda_1 & & 0 \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ \frac{\beta_6}{\Lambda} & 0 & \dots & -\lambda_6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n(t) \\ C_1(t) \\ \vdots \\ C_6(t) \end{bmatrix} \quad (47-4)$$

$$\frac{d}{dt} \Psi(t) = A\Psi(t) \quad (48-4)$$

با حل این رابطه به راحتی می‌رسیم

$$\Psi(t) = n_0 e^{At} \quad (49-4)$$

$$n_0 = n(t=0) \quad (50-4)$$

حل عددی ۴ - ۴۹ و مقایسه‌ی آن با روش تک گروهی در شکل ۴ - ۵ بررسی شده است. وهمان طور که دیده می‌شود هم خوانی خوبی دارند. اما برای اعتبار سنجی حل خود نتایج حاصله را با حل آقای پولو نمودار ۴ - ۶ مقایسه می‌کنیم.

#### ۴-۸-۳ حل معادله‌ی سینتیکی راکتور بوشهر در حالت آماده بکار

اگر معادله سینتیک نقطه‌ای راکتور را برای قلب یک راکتور در حالت پایدار بنویسیم می‌توان همانند بخش قبل این معادله را برای یک گروه نوترون حرارتی حل می‌کنیم پس دوباره می‌توان نوشت

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{l} n(t) + \lambda c(t) - q \quad (51-4)$$

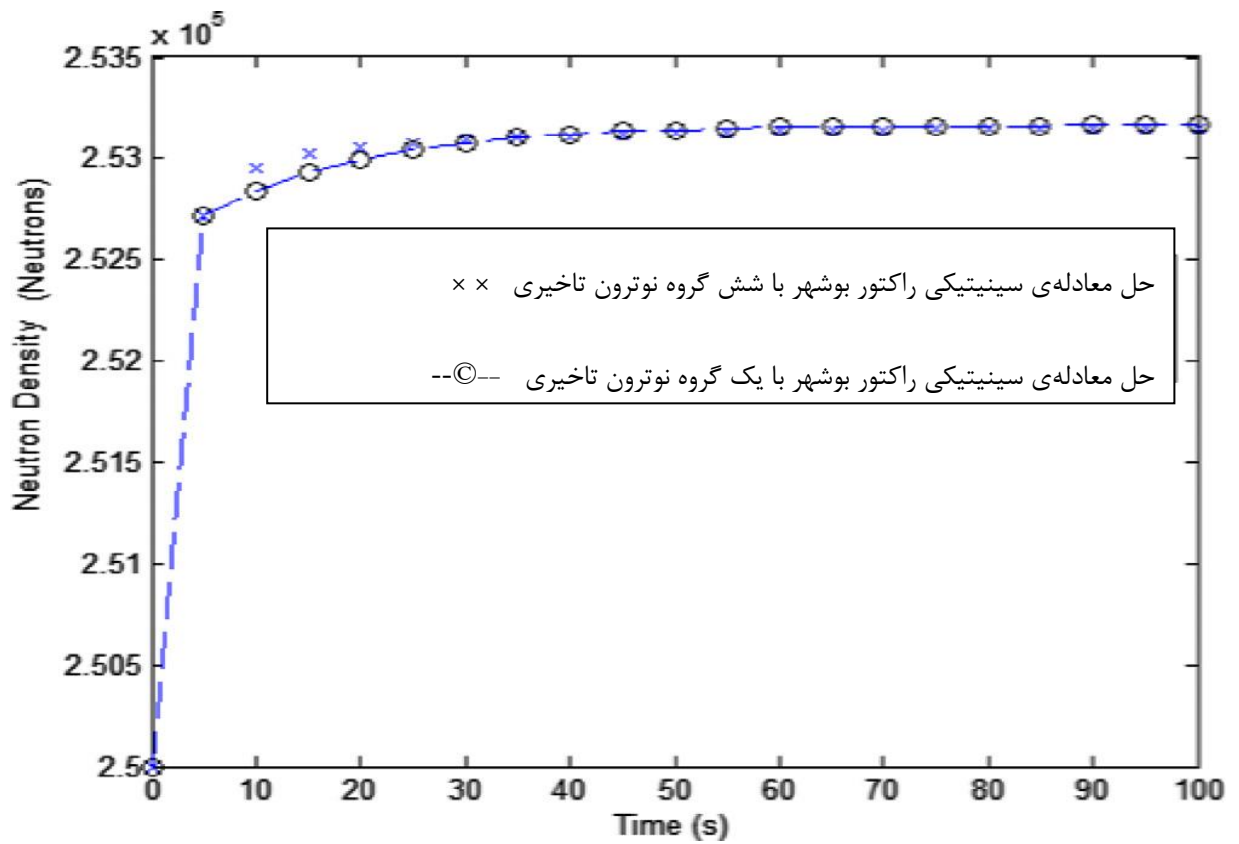
$$\frac{dc(t)}{dt} = \frac{\beta}{l} n(t) - \lambda c(t) \quad (52-4)$$

با توجه به این که راکتور در یک تعادل سینتیکی قرار دارد

$$\frac{dn(t)}{dt} = \dots \quad (53-4)$$

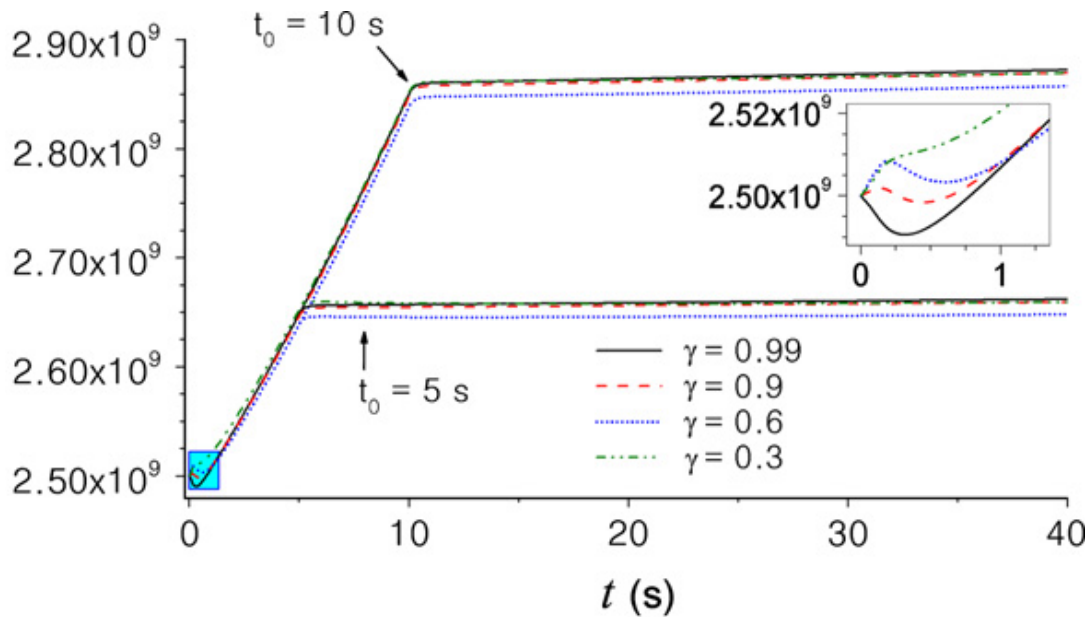
می‌توان نتیجه گرفت که چگالی نوترون در حالت تعادل سینتیکی برابر است با

$$n(t) = \frac{\lambda lc}{\beta - (\rho_s + rt_0)} \quad (54-4)$$



(5-4) مقایسه‌ی نتایج حاصل از حل معادله‌ی سینتیکی راکتور بوشهر برای یک و شش گروه نوترون

حرارتی



(۴-۶) تغییرات شار بر حسب زمان [۲۲]

#### ۴-۸-۴ حل معادله‌ی سینتیکی راکتور بوشهر در حالت خاموش شدن

این بار این معادله را برای حالت خاموش شدن راکتور بوشهر در یک گروه نوترون حرارتی حل می‌کنیم

دوباره مثل قبل اگر از طرفین معادله‌ی سینتیکی نسبت به زمان مشتق دوم می‌گیریم و آهنگ تغییر

غلظت نوترون‌های تاخیری را در آن جای گذاری می‌کنیم و از تقریب پرش نوترون سریع استفاده می‌-

کنیم. با توجه به این تقریب معادله‌ی مرتبه‌ی دوم به معادله‌ی مرتبه اول خطی تبدیل می‌شود. با جا

گذاری ۴-۳۹ و ۴-۴۰ و حل این معادله دیفرانسیل خطی مرتبه‌ی اول برای چگالی نوترون در قلب راکتور

بوشهر در هنگام خاموش شدن داریم

$$n(t) = \begin{cases} \frac{\beta n_0 + ql}{\beta + |\rho_s| + rt} & (0 < t < t_1) \\ \frac{ql}{|\rho_s| - rt_0} \left[ 1 - \exp\left[ \frac{-|\rho_s|\lambda - rt_1\lambda}{\beta + |\rho_s| + rt_1} (t - t_1) \right] \right] + \\ \frac{\beta n_0 + ql}{\beta + |\rho_s| + rt_1} \left[ \exp\left[ \frac{-|\rho_s|\lambda - rt_1\lambda}{\beta + |\rho_s| + rt_1} (t - t_1) \right] \right] & (t > t_1) \end{cases} \quad (55-4)$$

#### ۹-۴ جدید ترین روش حل معادله سینتیکی نقطه‌ای راکتور

مقالاتی که اخیراً پیرامون حل معادله سینتیکی نقطه‌ای راکتور برای هر چند گروه دلخواه نوترون تاخیری

با الگو برداری از یک گروه چاپ می‌شوند همه بر پایه‌ی مدلی هستند به نام معادله سینتیک نقطه‌ای

نوترون با مشتق کسری<sup>۱</sup> که با توجه به ریاضیات پیشرفته‌اش جایگاه خوبی برای خود در ژورنال‌های معتبر

یافته است. فرم کلی معادلات در این مدل بدین نحو است [۶۵]

$$D_t^\alpha n(t) = \left( \frac{\rho(t) - \beta}{l} \right) n(t) + \sum_{i=1}^m \lambda_i c_i(t) + q \quad (56-4)$$

$$D_t^\alpha c_i(t) = \left( \frac{\beta_i}{l} \right) c_i(t) + \lambda_i c_i(t) \quad (57-4)$$



مهم‌ترین بخش در این مدل سازی مشتق کسری لیوویل مرتبه‌ی گاما می‌باشد و آن را بصورت زیر

تعریف می‌کنیم [۶۴]

$$D_t^\gamma f(t) = \frac{1}{\Gamma(m-\gamma)} \int_0^t (t-\zeta)^{m-\gamma-1} f^{(m)}(\zeta) d\zeta \quad (58-4)$$

$$m-1 < \gamma < m$$

$$m \in N$$

$$t > 0$$

#### ۴-۱۰ محاسبه‌ی شار به کمک چگالی نوترون

حال که چگالی نوترون در قلب راکتور را محاسبه نمودیم دوباره به بررسی موضوع پروژه‌ی خود یعنی نوسانات زنون و ساماریوم بر می‌گردیم. همان طور که در فصول قبل بیان شد شار نوترون را می‌توان به کمک چگالی نوترون در قلب راکتور و متوسط سرعت نوترون‌ها محاسبه نمود.

$$\Phi(t) = n(t)v \quad (59-4)$$

چگالی نوترون را محاسبه نمودیم و باتوجه به این که متوسط سرعت نوترون‌های گرمایی با انرژی ۰.۰۲۵ الکترون ولت در حدود ۲۲۰۰ متر بر ثانیه محاسبه می‌شود، در نتیجه شار نوترون‌های حرارتی را به راحتی می‌توان محاسبه نمود. بطور میانگین مقدار شار نوترون حرارتی برای راکتور WWER 1000 برابر

می‌باشد. منشا اصلی نوسانات برای ساماریوم و زنون در اصل حرکت میله‌های کنترل  $7 \times 10^{13} \frac{\text{neutron}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$

که باعث افزایش یا کاهش شار نوترون می‌شود و دیگر دلیل هر گونه تغییر در غنای یا جابجایی میله‌های سوخت می‌باشد.

#### ۴-۱۰-۱ نوسانات زنون در نیروگاه اتمی بوشهر

همان طور که در فصل سوم مطرح شد هسته‌ی زنون بیشتر در اثر واپاشی هسته‌ی ید حاصل می‌شود با حل این دستگاه معادلات و جا گذاری اصلاحات مربوط به راکتور بوشهر می‌توان معادلات را در حالت کلی محاسبه نمود. در نهایت با وارد کردن یک نوع فیدبک صحت محاسبات خود را با تجربه مقایسه می‌نماییم.

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_I \sum_f \Phi + \lambda_I I \quad (۴-۶۰)$$

$$f(t) = \gamma_I \sum_f \Phi(t) \quad (۴-۶۱)$$

با استفاده از تغییر متغیر فوق غلظت زنون بر حسب زمان بصورت زیر محاسبه می‌شود که در آن  $C$  یک ثابت انتگرال گیری بوده است.

$$I(t) = e^{\lambda_I t} \left[ \int e^{-\lambda_I t} + f(t) + c \right] \quad (۴-۶۲)$$

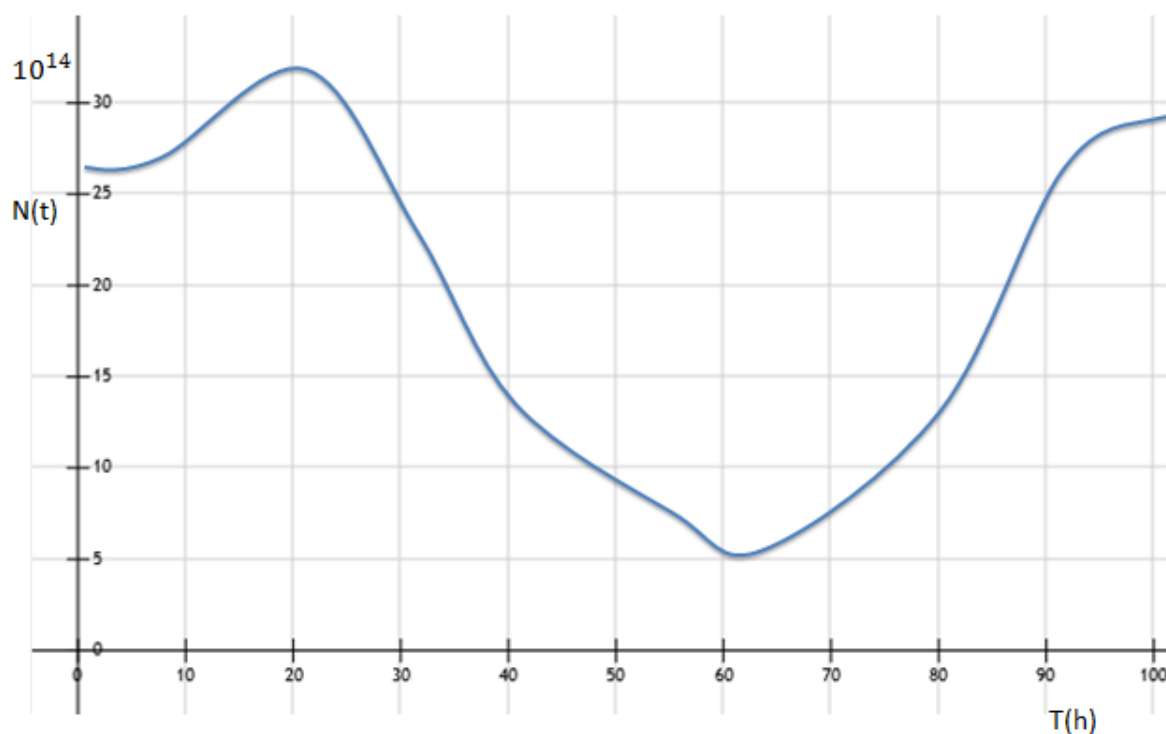
$$\frac{dXe}{dt} = \gamma_{Xe} \sum_f \Phi + \lambda_I I - \lambda_{Xe} Xe - \sigma_a^{Xe} Xe \Phi \quad (۴-۶۳)$$

$$g(t) = \gamma_{Xe} \sum_f \Phi(t) \quad (۴-۶۴)$$

$$k(t) = \sigma_a^{Xe} \Phi(t) \quad (۴-۶۵)$$

$$Xe(t) = e^{-\lambda_{Xe} t - \int K(t) dt} \left[ \int e^{-\lambda_{Xe} t - \int K(t) dt} (g(t) + \lambda_I I) dt + c \right] \quad (۴-۶۶)$$

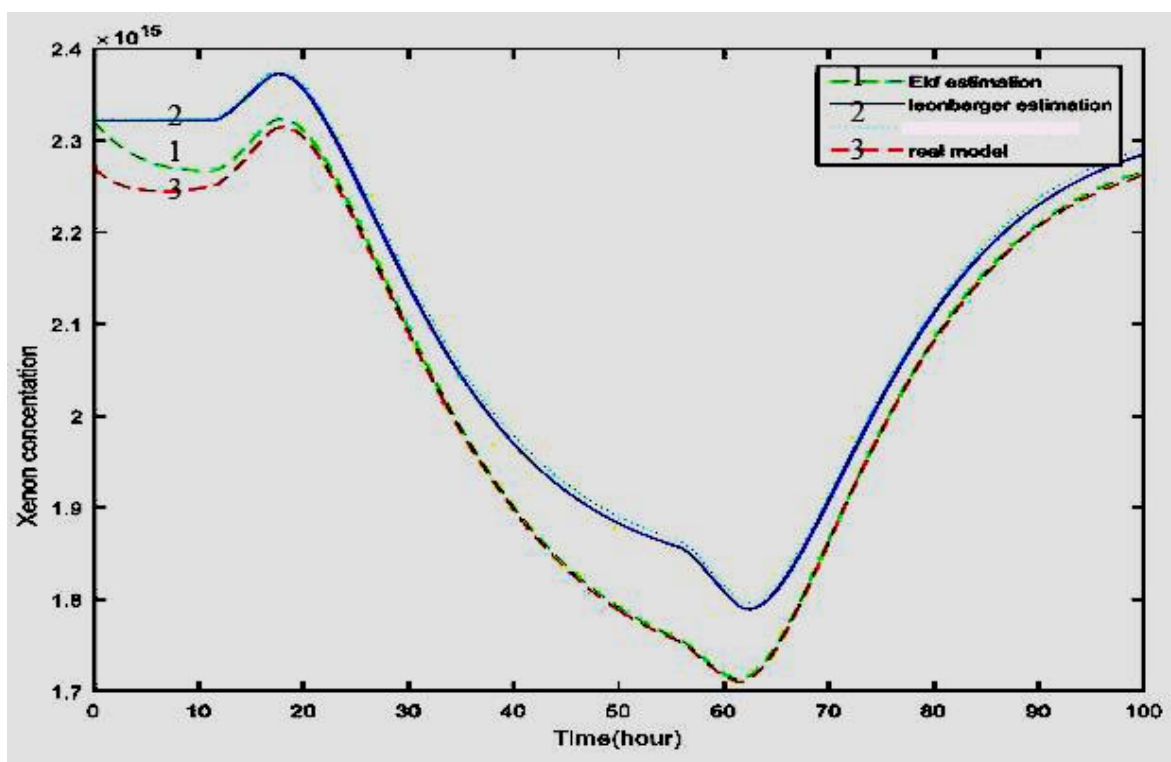
لازم به ذکر است که راکتور در حالت آماده بکار قرار گرفته است با اعمال فیدبک تغییر ضریب تکثیر که بصورت مستقیم بر شار نوترون تاثیر دارد به راستی آزمایشی محاسبات خود می پردازیم. در ابتدا برای زنون ضریب تکثیر را افزایش می دهیم و پس از گذشت زمانی اندک دوباره این ضریب را به حالت اولیه بر می گردانیم. نمودار تغییرات غلظت زنون در قلب راکتور بوشهر در حالت آماده بکار بصورت شکل ۴-۷ می باشد.



(۴-۷) آهنگ تغییر نوسانات زنون در نیروگاه اتمی بوشهر بر حسب زمان محاسبه شده بصورت تئوری

با دقت در معادله ۴-۶۳ مشاهده می شود که با افزایش شار نوترون و با توجه به سطح مقطع جذب بالای آن برای نوترون حرارتی از یک طرف و با توجه به نیمه عمر واپاشی زنون از جانب دیگر و تقریباً ثابت در نظر گرفتن سایر بخش های معادله رفتار نمودار کاملاً قابل توجیه می باشد.

اگر نتیجه‌ی حاصل را با نتایج تجربی نیروگاه اتمی بوشهر (PWR) با اعمال همین فیدبک مقایسه کنیم در می‌یابیم که روند کلی آن هم خوانی خوبی دارد اما بنا به دلایل زیر در بعضی نقاط تفاوت‌هایی مشاهده می‌شود.



(۴-۸) آهنگ تغییر نوسانات زنون در نیروگاه اتمی بوشهر بر حسب زمان محاسبه شده بصورت تجربی و

تخمین توسط مدل‌های لیونبرگر و کالمن فیلتر و کالمن فیلتر توسعه یافته [۶۶]

#### ۴-۱۰-۲ نوسانات ساماریوم در نیروگاه اتمی بوشهر

همان طور که قبلاً ذکر شد ساماریوم را می‌توان زاده‌ی پریمیٹیوم دانست پس داریم

$$\frac{dP_m}{dt} = \gamma_{P_m} \sum_f \Phi + \lambda_{P_m} P_m \quad (۴-۶۷)$$

$$m(t) = \gamma_{Pm} \sum_f \Phi(t) \quad (68-4)$$

$$Pm(t) = e^{\lambda_p t} \left[ \int e^{-\lambda_p t} + m(t) + c \right] \quad (69-4)$$

$$\frac{dSm}{dt} = \gamma_{Sm} \sum_f \Phi + \lambda_{Pm} Pm - \sigma_a^{Sm} Sm \Phi \quad (70-4)$$

$$r(t) = \gamma_{Sm} \sum_f \Phi(t) \quad (71-4)$$

$$u(t) = \sigma_a^{Sm} Sm \Phi(t) \quad (72-4)$$

$$Sm(t) = e^{-\int u(t) dt} \left[ \int e^{\int u(t) dt} (r(t) + \lambda_p I) dt + c \right] \quad (73-4)$$

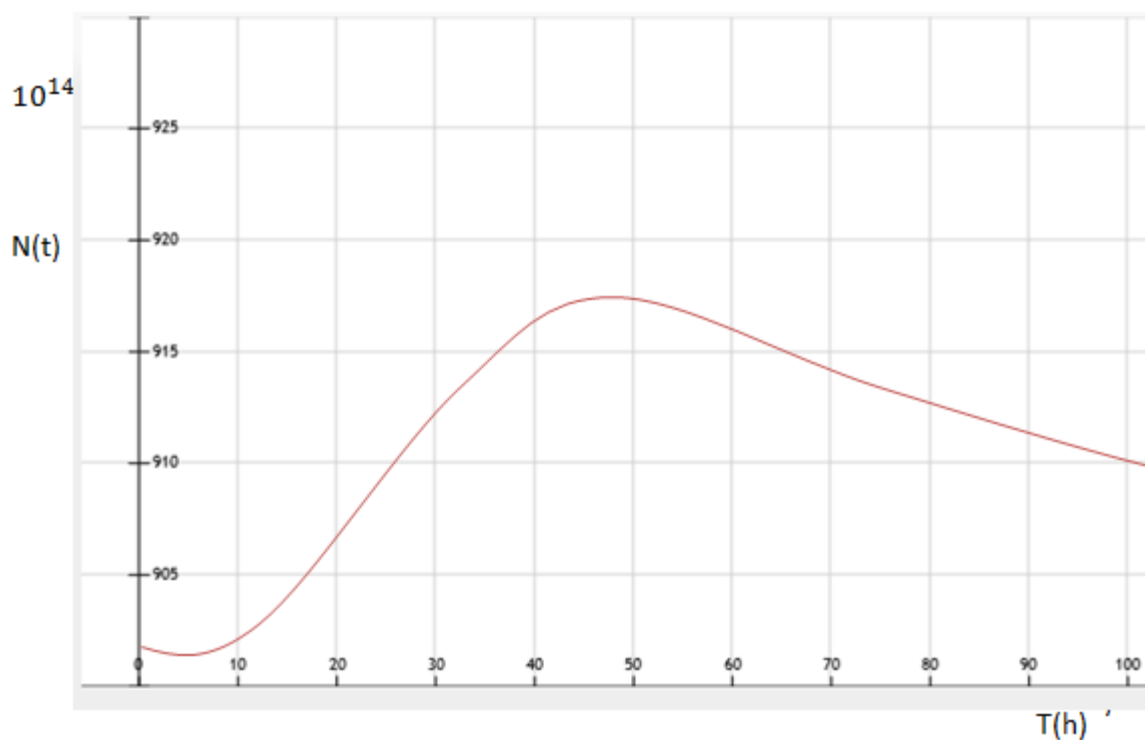
این بار نیز برای بررسی صحت محاسبات خود فید تغییر ضریب تکثیر را اعمال می‌کنیم با این تفاوت که ابتدای کار این ضریب را کاهش داده و پس از گذشت چند ساعت دوباره افزایش می‌دهیم. با دقت در معادله‌ی ۷۰-۴ مشاهده می‌شود که با کاهش شار نوترون سهم جمله‌ی مربوط به سوختن ساماریوم بشدت کاهش پیدا می‌کند و با در نظر گرفتن سهم قابل توجه تولید ساماریوم از طریق شکافت و با توجه به سهم واپاشی پرومیتیم به ساماریوم افزایش قابل توجه غلظت ساماریوم قابل پیش بینی است. در شکل ۹-۴ این رفتار قابل مشاهده است.

با اعمال همین فیدبک بر راکتور بوشهر در حالت تعادل نیز می‌توان شکل نمودار ۱۰-۴ را مشاهده نمود.

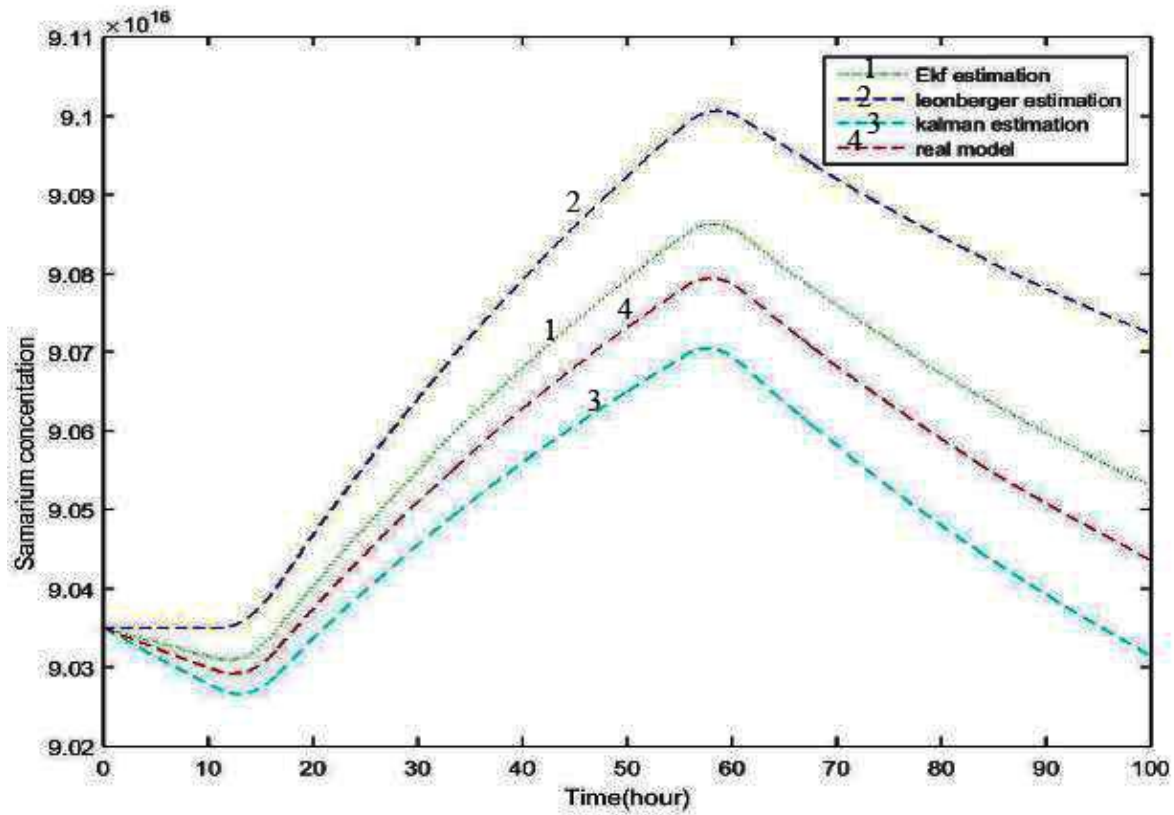
اما باز هم تفاوت‌هایی قابل مشاهده می‌باشد.

در توجیه این اختلافات می‌توان دلایل زیر را بیان نمود.

۱. مهم‌ترین دلیل شاید انتخاب خام مدل برای بررسی راکتیویته در قلب راکتور مثلا با انتخاب یک چگالی از مرتبه‌ی دوم وابسته به زمان شاید نتایج بهتر شود.
  ۲. استفاده از تعداد گروه کم در بررسی رفتار سینتیکی
  ۳. استفاده از برخی تقاریم رایج در حل معادلات مانند PJA
  ۴. وابستگی سطح مقطع جذب به انرژی
  ۵. سهم فرآورده‌های سایر کانال‌ها مانند جذب پرتوزای آن‌ها
  ۶. اختلاف زیاد در بازه و رنج اعداد باعث خطای round off می‌شود.
- و شاید بسیار دلایل دیگر که در جای خودش قابل بحث است.



(۴-۹) آهنگ تغییر نوسانات ساماریوم در نیروگاه اتمی بوشهر بر حسب زمان محاسبه شده بصورت تئوری



(۱۰-۴) آهنگ تغییر نوسانات ساماریوم در نیروگاه اتمی بوشهر بر حسب زمان محاسبه شده بصورت تجربی و تخمین توسط مدل‌های لیونبرگر و کالمن و کالمن فیلتر توسعه یافته [۶۶]

## نتیجه گیری

۱. برای بررسی نوسانات تولید و مصرف این سموم باید به تمام جزئیات از جمله بهره‌ی سهم تولید در شکافت، تولید از طریق واپاشی هسته‌های دختر، واپاشی خود این نیا هسته‌ها در صورت امکان و از همه مهم‌تر سوختن از طریق جذب نوترون حرارتی توجه کامل شود.
۲. با توجه به تقسیم بندی نوترون‌های حاصل از شکافت در راکتور بوشهر (WWER-1000) تمامی موارد باید تحت تاثیر و نقش نوترون‌های حرارتی و تغییرات شار آن‌ها بررسی شوند.
۳. روش‌های تخمین تابع چگالی نوترون مانند کالمن فیلتر یا لیاپانوف در این مسیر می‌تواند راه گشای بسیاری از مسائل در کنار حل معادله‌ی سینتیکی نقطه‌ای راکتور برای ما باشند.
۴. با اعمال فیدبک افزایش ضریب تکثیر و افزایش شار نوترون در حالت آماده بکار غلظت زنون بشدت افت کرده و با کاهش دوباره‌ی آن این غلظت رو به افزایش دارد.
۵. با اعمال فیدبک کاهش ضریب تکثیر غلظت ساماریوم بشدت افزایش می‌یابد و با افزایش آن با توجه به معادلات دیفرانسیلی نوسانات ساماریوم کاهش می‌یابد.
۶. مهم‌ترین نتیجه‌ی شاید این است که هر گونه تغییر در شار نوترون مستقیماً بر غلظت این سموم تاثیر دارد که می‌توانند بشدت بر چرخه‌ی کار راکتور بوشهر و راکتورهای هم خانواده‌ی آن تاثیر بگذارد و موجب خاموش شدن آن شود. و همان طور که می‌دانیم استارت مجدد راکتور بوشهر باعث تحمیل هزینه‌های هنگفت بر صنعت و اقتصاد ایران عزیز می‌گردد.



## پیوست (الف) محاسبه‌ی معادله‌ی سینتیک راکتور

اگر معادله‌ی خطی انتقال ذرات در گروه‌های مختلف انرژی به صورت ۱ باشد

$$\frac{3}{v} \frac{\partial J(r,t)}{\partial t} + \nabla \Phi(r,t) + 3 \sum_{Tr} (r) J(r,t) = 0 \quad (1)$$

و معادله‌ی پخش نوترون در قلب راکتور به شکل ۲ باشد

$$\nabla \cdot J(r,t) + \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(r,t)}{\partial t} + \sum_a (r) \Phi(r,t) = S(r,t) \quad (2)$$

قانون کاتانو بدین شکل می‌باشد

$$\tau \frac{\partial J(r,t)}{\partial t} + J(r,t) = -D \nabla \Phi(r,t) \quad (3)$$

$$\left( \tau \frac{\partial}{\partial t} + 1 \right) J = -\nabla \Phi \quad (4)$$

$$\left( \tau \frac{\partial}{\partial t} + 1 \right) \nabla \cdot J(r,t) + \left( \tau \frac{\partial}{\partial t} + 1 \right) \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(r,t)}{\partial t} + \left( \tau \frac{\partial}{\partial t} + 1 \right) \sum_a (r) \Phi(r,t) = \left( \tau \frac{\partial}{\partial t} + 1 \right) S(r,t) \quad (5)$$

$$\frac{3D}{v^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \left( \frac{1+3D\Sigma_a}{v} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial t} = D \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi + S + \frac{3D}{v} \frac{\partial S}{\partial t} \quad (6)$$

$$S(r,t) = (1-\beta) k_\infty \sum_a \Phi(r,t) + \sum_{i=1}^m \lambda_i C_i(r,t) + q(r,t) \quad (7)$$

$$\nabla^2 \Phi = -B^2 \Phi \quad (8)$$

$$\frac{\tau}{\nu} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \tau(\Sigma_a - (1-\beta)k_\infty \Sigma_a) \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{\nu} \frac{\partial \Phi}{\partial t} =$$

$$\left[ (1-\beta)k_\infty \Sigma_a - \Sigma_a - DB^2 \right] \Phi(r,t) + \sum_{i=1}^m \lambda_i C_i(r,t) + \tau \sum_{i=1}^m \lambda_i \frac{\partial C_i(r,t)}{\partial t} + q(r,t) + \tau \frac{\partial q}{\partial t}$$

با کمک جداسازی متغیرها داریم

$$\Phi(r,t) = \Psi(r)\Phi(t) \quad (10)$$

$$q(r,t) = W(r)q(t) \quad (11)$$

برای یک نقطه‌ی خاص داریم

$$\Phi(t) = n(t)v \quad (12)$$

پارامترهای زیر را تعریف می‌کنیم

$$\left. \begin{aligned} L^2 &= \frac{D}{\Sigma_a} \\ \nu \Sigma_a &= \frac{1}{1 + L^2 B^2} \\ k_{\text{eff}} &= k_\infty \left( \frac{1}{1 + L^2 B^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$\Lambda = \frac{1}{k_{\text{eff}}}$$

$$\begin{aligned} \tau \frac{d^2 n(t)}{dt^2} + \tau \left( \frac{1}{1 + l^2 B^2} - \frac{(1 - \beta)}{\Lambda} \right) \frac{dn(t)}{dt} + \frac{dn(t)}{dt} = \\ \left( \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \right) n(t) + \sum_{i=1}^m \lambda_i c_i(t) + \tau \sum_{i=1}^m \lambda_i \frac{dc_i(t)}{dt} + q(t) + \tau \frac{\partial q(t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (14)$$

اگر فرض کنیم

$$\tau \rightarrow 0 \quad (15)$$

اگر فرض کنیم نوترون‌های تاخیری یک گروه باشند

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{1} n(t) + \lambda c(t) - q \quad (16)$$

معادله‌ی ۱۶ را معادله‌ی سینتک راکتور می‌نامیم.

1. Ruth Lewin Sime, January 1998, Lise Meitner and the Discovery of Nuclear Fission, Scientific American
۲. دی.جی.بنت ، مبانی نیروگاههای هسته ای- ترجمه مرحوم دکتر رحیم کوهی فایق دانشگاه فردوسی مشهد
3. Johan R.Lamarsh introduction to nuclear reactor theory (new york university)
4. Atomic Energy Organization Of Iran, NPP Department, final safety analysis report, chapter 4, January 2007.
۵. اسماعیلی.م. زمستان ۹۳. پایان نامه کارشناسی ارشد . نیروگاه های هسته ای. دانشکده مهندسی هسته‌ای
6. G.S. Chang, 29 June 2016, Advanced CANDU reactors axial xenon oscillation controllability validation, Annals of Nuclear Energy 96 (2016) 441–445
7. Ragheb . M, 2014 ,Point Reactor Kinetic,
8. H. Parhizkari et al. 2015 , An approach to stability analysis of spatial xenon oscillations in WWER-1000 reactors , Annals of Nuclear Energy
9. Rhodes, Richard, 1986, making of the AtomicBomb, Simon and Schuster, ISBN 0-671-44133-7.
10. prof.dr.ir. H. van Dam ,prof.dr.ir. T.H.J.J. van der Hagen , dr.ir. J.E. Hoogenboom, April 2005, Nuclear Reactor Physics, Delft University of Technology, Physics of Nuclear Reactors ,Mekelweg 15, 2629 JB Delft, The Netherlands
11. Keisuke Okumura, Yoshiaki Oka, and Yuki Ishiwatari,2014, Nuclear Reactor Design, An Advanced Course in Nuclear Engineering 2, DOI 10.1007/978-4-431-54898-0\_2
12. Fan Zhang , Wen-zhen Chen, Xin-wen Zhao, 4 July 2008 , The dynamic simulation of cold start-up based on two-group point reactor model, Annals of Nuclear Energy 36 (2009) 784–786

13. Muhammad Ramzy Altahhan & et al. , 5 January 2016 , Formulation of a point reactor kinetics model based on the neutron telegraph equation , Annals of Nuclear Energy 91 (2016) 176–188

۱۴. آشنایی با فیزیک هسته ای - کنت. کرین. جلد اول ترجمه ابراهیم ابو کاظمی و منیژه رهبر  
انتشارات نشر دانشگاه

15. A. Baran & et al, 2015, Fission barriers and probabilities of spontaneous fission for elements with  $Z \geq 100$  Nuclear Physics A

16. J. Kenneth Shultis , Richard E. Faw, Fundamentals OF Nuclear, Science and Engineering, Kansas State University ,Manhattan, Kansas, U.S.A.

17. Lamarsh, J.R., Baratta, A.J., 2001. Introduction to Nuclear Engineering, third ed. Prentice-Hall. Classic textbook

18. Duderstadt, J.J., Hamilton, L.J., 1976. Nuclear Reactor Analysis. John Wiley & Sons. Thorough treatment. Graves, H.W., 1979. Nuclear Fuel Management. Wiley.

19. A.E. Stefanova, 2009, Assessment of passive autocatalytic recombiners' capabilities in case of Zr oxidation during station blackout scenario for TVSA and TVSM fuel assemblies of WWER 1000, Nuclear Energy 51 (2009) 582–588

20. Jeffrey S. Nico and W. Michael Snow, 2005, Fundamental Neutron Physics, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci, doi: 10.1146/annurev.nucl.55.090704.151611

21. Ahmed E. Aboanber, Abdallah A. Nahla, 21 February 2016, A novel fractional technique for the modified point kinetics equations, Journal of the Egyptian Mathematical Society (2016) 24 , 666–671

22. M.-A. Polo-Labarrios a,b, G. Espinosa-Paredes, 2012, Application of the fractional neutron point kinetic equation: Start-up of a nuclear reactor, Annals of Nuclear Energy 46 (2012) 37–42

23. A. Henry, Nuclear Reactor Analysis, Massachusetts Institute of Technology, 1975

24. R.R. Heafner, Flux oscillation caused by Xenon instability. Nucl.Sci.Technol, 1956: p. 201.

25. A.G.Ward, The problem of flux instability in large power reactor. 1956, Canadian report CRRP-657.
26. J.S.Song, N.Z.C., Analytic modeling of the Xenon oscillation due to control rod movement. *Jornal of the Korea nuclear society*, 1999: p. 80-87.
27. H.S.Woo, N.Z.C., Observer theory applied to the optimal control of Xenon concentration in nuclear reactor *Jornal of the Korea nuclear society*, 1989. 21(2): p., 99-110.
28. Moreira, O., Analysis of  $^{149}\text{Sm}$  time evolution and the reactivity contribution. *Annals of Nuclear Energy*, 2015. 83: p. 87-93.
29. Hetrick, D., *Dynamic of Nuclear Reactor*. 1965: The University of Chicago press.
30. Komata, M., On the derivation of Avery's coupled reactor kinetics equations. *Nucl Scie En*, 1969. 38: p. 107-118.
31. Dong, Z., Huang, X., Zhang, L, A nodal dynamic model for control system design and simulation for an MHTGR core. *Nucl. Eng. Des*, 2010(240): p. 1251-1261.
32. Hoeld, A. and Lupas, O, Real-time simulation of the transient behavior of local and global pressurized water reactor core and plant parameters. 1983. 85,396–417.
33. Sharma, G.L., B. Bandyopadhyay, and A.P. Tiwari, Spatial control of a large pressurized heavy water reactor by fast output sampling technique. 2003. 50(5).
34. Lathouwers, D., Agug, A., Van Der Hagen, T.H.J.J., Dama, H., Van Pain, C.C.,Oliveira, C.R.E., De Goddard, A.J.H, Dynamics modeling and stabilityanalysis of a fluidized bed nuclear reactor. *Prog. Nucl. Energy*, 2003.
35. LEWIS, F.L., L. XIE, and D. POPA, Optimal and Robust Estimation With an Introduction to Stochastic Control Theory, in *Estimation for Nonlinear Systems*. 2008. p. 275.
36. Mendel, J.M., *Lessons, Digital Estimation Theory*. 1986.
37. Misawa, E.A. and J.K. Hedrick, Nonlinear observers—A state-of-the art survey. *ASME J. Dynamic . System. Measerment . Control*, 1982: p. 344-352.
38. Viegas, D., et al., On the stability of the continuous-time Kalman filter subject to exponentially decaying perturbations. *Systems & Control Letter*, 2016: p. 41-46.

39. LEWIS, F.L., L. XIE, and D. POPA, Optimal and Robust Estimation With an Introduction to Stochastic Control Theory, in Continuous-Time Kalman Filter. 2008, CRC Press. p. 154.
40. Chang, C.B. and J.A. Tabaczyinski, Application of state estimation to target tracking. IEEE Trans. Automat. Contr, 1984. AC-29: p. 98-109.
41. Espinosa-Paredes, G., Polo-Labarrios, M.-A., Espinosa-Martínez, E.-G., del Valle-Gallegos, E., 2011. Fractional neutron point kinetics equations for nuclear reactor dynamics. Ann. Nucl. Energy 38, 307-330.
42. Fuchs, K., 1946. Efficiency for Very Slow Assembly. LASL LA-596.
43. Hansen, G.E., 1952. Burst Characteristics Associated with the Slow Assembly of Fissionable Material. LASL LA-1441
44. Chernick, J., 1951. The Dependence of the Reactor Kinetics on Temperature. BNL-173.
45. Dam, V.H., 1996. Dynamics of passive reactor shutdown. Prog. Nucl. Energy 30 (3),255-264.
46. Kohler, W.H., 1969. Reactivity feedback with short delayed times. J. Nucl. Energy 23,569-574.
47. Frohlich, R., Johnson, S.R., 1969. Exact solution of the non-linear prompt kinetic equations. Nucleonik 12, 93-96.
48. Russel, V.K., Duncan, D.L., 1982. Analytical model for non-adiabatic reactor excursion. Transact. Am. Nucl. Soc. 43, 714-715.
49. Gupta, H.P., Trasi, M.S., 1986. Asymptotically stable solutions of point-reactor kinetics equations in the presence of Newtonian temperature feedback. Ann. Nucl. Energy 4, 203-207.
50. Chen, G.S., 1990. A nonlinear study in a reactor with delayed temperature feedback. Prog. Nucl. Energy 23 (1), 81-91.
51. Hetrick, D.L., 1993. Dynamics of Nuclear Reactors. American Nuclear Society, Chicago, Illinois, USA, pp. 164-167.

52. Glasstone, S., Sesonske, A., 1994. Nuclear Reactor Engineering. Chapman & Hall Inc., pp. 296-299
53. Damen, P.M.G., Kloosterman, J.L., 2001. Dynamics aspects of plutonium burning in an inert matrix. Prog. Nucl. Energy 38 (3-4), 371-374.
54. Aboanber, A.E., Hamada, Y.M., 2002. PWS: an efficient code system for solving space-independent nuclear reactor dynamics. Ann. Nucl. Energy 29, 2159-2172.
55. Aboanber, A.E., Hamada, Y.M., 2003. Power series solution (PWS) of nuclear reactor dynamics with Newtonian temperature feedback. Ann. Nucl. Energy 30, 1111-1122.
56. Chen, W.Z., Kuang, B., Guo, L.F., Chen, Z.Y., Zhu, B., 2006. New analysis of prompt supercritical process with temperature feedback. Nucl. Eng. Des. 236, 1326-1329.
57. Chen, W.Z., Guo, L.F., Zhu, B., Li, H., 2007. Accuracy of analytical methods for obtaining supercritical transients with temperature feedback. Prog. Nucl. Energy 49, 290-302.
58. Nahla, A.A., 2011. An efficient technique for the point reactor kinetics equations with Newtonian temperature feedback effects. Ann. Nucl. Energy 38, 2810-2817.
59. Nahla, A.A., 2009. An analytical solution for the point reactor kinetics equations with one group of delayed neutrons and the adiabatic feedback model. Prog. Nucl. Energy 51, 124-128.
60. Hamieh, S.D., Saidinezhad, M., 2012. Analytical solution of the point reactor kinetics equations with temperature feedback. Ann. Nucl. Energy 42, 148-152.
61. Cattaneo, C., 1948. Sulla conduzione de calore, Atti del Semin. Mat. e Fis. Univ. Modena 3, 3
62. D.C.G Smith et al, 1986, Sophisticating a naïve liapunov function for the prompt Jump model of nuclear fission reactor power, Ann. Nucl. Energy , vol 13
63. A .A . Nahla, A .A . Hameda 2016, Picard iteration and Padé approximations for stiff fractional point kinetics equations / Applied Mathematics and Computation 293 (2017) 72–80



64. F. Zhang et al. 2008, Analytic method study of point-reactor kinetic equation when cold start-up / *Annals of Nuclear Energy* 35 (2008) 746– 749

65. T.K. Nowak et al. 2014 , Fractional neutron point kinetics equations for nuclear reactor dynamics – Numerical solution investigations / *Annals of Nuclear Energy* 73 (2014) 317–329

۶۶. زاهدی یگانه . م ح ، ۱۳۹۵ ، پایان نامه کارشناسی ارشد ، بررسی نوسانات زینان و ساماریوم در یک

راکتور حرارتی آب تحت فشار با استفاده از طراحی یک رؤیتگر مناسب بر اساس روش سینتیک

چندنقطه‌ای ، دانشگاه اصفهان دانشکده علوم و فناوریهای نوین گروه مهندسی هسته‌ای

## **Abstract**

Using Natural uranium, a chain reaction can be created. This was used by Enrico Fermi for first time in 1942 at the University of Chicago.

With the exploitation of Bushehr nuclear power plant, Iran joined to the ranks of nuclear power producers in 1393.

Then considering the importance of this issue, in this study we discuss introducing, studying and researching in sections related to nuclear technology particularly how to design the burning processes and control of these processes to the appropriate utilization in the Bushehr nuclear power plant that is the type PWR -1000. To carry out controlled fission of Uranium chains, we need to have a uniform neutron flux. After the nuclear fission process, a variety of fission fragments are produced that may affect the stability of rate neutron flux. The most important fragments of these fission fragments are Xenon and Samarium which because of their high thermal neutron absorption cross section, they change neutron flux rate resulting reactor shutdown. Given the importance of this issue, there are various methods to study the oscillation rates of production and consumption of these nucleuses. In this study, we are going to investigate this issue by determination the density of neutrons in the core of the reactor by solving the point reactor kinetic equation and by using it, coupled differential equations related to rate of production and consumption of them would be investigated. By studying the feedback, this topic will be discussed. During the reactor cycle Xenon by changing power to the highest level, and then navigating to the previous level, in approximately 65 hours after the change of power, it reaches to its highest level. When restarting the reactor, Samarium also has a maximum amount.

Key words : nuclear fission reactor PWR-WWER reactor- thermal neutron- the point reactor kinetic equation- oscillations of xenon- oscillations of samarium - Bushehr nuclear power plant



**Shahrood University of Technology**

**Faculty of Physics and Nuclear Engineering**

**M.Sc. Thesis in Nuclear Physics**

Study on  $^{135}\text{Xe}$  and  $^{149}\text{Sm}$  fluctuations in the Bushehr  
nuclear power plant and comparing the results with the  
experimental results

By : Mohammad Rahmanian

Supervisor

Dr. Hossein Tavakoli Anbaran

February 2017