



저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

공학석사 학위논문

전노심 수송계산용
다군 핵자료 통합 생산체계 구축

Establishment of Integrated Multigroup
Cross Section Data Generation System
for Whole Core Transport Calculation

2012 년 8 월

서울대학교 대학원

에너지시스템공학부

임 창 현

전노심 수송계산용
다군 핵자료 통합 생산체계 구축

지도 교수 주한규

이 논문을 공학석사 학위논문으로 제출함.
2012 년 8 월

서울대학교 대학원
에너지시스템공학부
임창현

임창현의 공학석사 학위논문을 인준함.
2012 년 8 월

위원장 심형진 (인)

부위원장 주한규 (인)

위원 홍서기 (인)

초 록

전노심 수송계산 코드 nTRACER의 고유 핵자료 라이브러리를 생산하기 위한 첫 단계로 다군 핵자료 통합 생산체계를 구축하였다. 이 생산체계의 핵심은 공명 인자 생산에 필요한 유효 반응단면적을 생산해 주는 초미세 에너지군 감속계산 코드인데 먼저 다군 충돌확률법을 이용하여 감속계산 코드 EXUS를 제작하고, 몬테칼로법을 이용한 감속계산 모듈을 추가하여 충돌확률법이 가지는 형상 제한을 극복하였다. 몬테칼로 감속계산 시에는 상향산란을 고려한 정확한 산란 모델을 구현하였다. 또한 에너지군별 반응단면적 생산 시 사용자 입력에 의해 유입산란을 보전한 수송 보정을 할 수 있도록 B1 해법을 구현하였다.

이 생산체계는 세 단계로 구성했는데 첫 번째 단계에서는 NJOY 코드체계를 사용하여 기본적인 다군 반응단면적 자료를 생산하고, 두 번째 단계에서는 초미세군 감속계산을 통해 공명영역 유효 반응단면적을 생산하며, 마지막 단계에서는 기본 반응단면적 자료와 공명영역 유효 단면적 자료 등을 종합하여 nTRACER 핵자료집 파일을 생산하도록 하였다. 한편 감속계산에서는 연속에너지 몬테칼로 코드인 McCARD를 사용하는 기능도 추가하였다. 또한 핵종 별로 생산한 자료를 종합하여 하나의 최종 파일로 만드는 기능을 구현하였으며 미비한 자료를 다른 라이브러리에서 빌려 쓸 수도 있도록 하였다.

감속계산 코드의 검증을 위해 원통형 연료봉에 대해 EXUS의 충돌확률법 모듈과 몬테칼로법 모듈을 이용해 감속계산을 수행하고, 기존에 사용해오던 RMET21 코드와 비교하여 정확성을 평가하였다. 이 과정에서는 계산된 초미세군 스펙트럼을 이용하여 구한 유효 반응단면적을 McCARD 코드의 계산을 통해 구한 기준값과 비교하여 정확성을 확인하는 단계도 추가하였다.

이렇게 구축한 다군 핵자료 통합생산체계를 이용하여 ENDF-B/VII 핵자료집을 기반으로 중요 핵종에 대해 핵자료를 생산하고 OPR1000 노심의 봉세포, 집합체 문제를 해석하여 생산한 라이브러리의 건전성을 평가하였다. 평가결과는 McCARD 해를

기준으로 할 때 무한증배계수의 오차가 150 pcm 수준으로 나타나 이 핵자료 생산체계가 적절하게 구축되었음을 확인하였다.

한편, McCARD 기반 공명인자 생산 방법을 통해 상향산란 효과가 고려된 공명 인자를 생산하고 이를 연료봉, 집합체 및 노심에 대해 문제에 적용해 기존의 경우보다 약 10% 정도 도플러 효과가 강화되는 것을 검증하였다. 반면, 유입산란 보정 방식으로 수송효과가 보정된 수소의 경우 1 MeV 이상 에너지 영역에서 기존의 유출산란 보정 방식에 비해 2배가 넘게 수송 단면적이 증가됨을 확인하였다. 이렇게 증가된 수소의 수송 단면적이 중성자 누설을 상당히 억제하는 효과가 있음을 B&W 임계 문제, 소형 노심 문제 등을 풀어 입증하였다.

마지막 검증계산으로는 OPR1000 집합체 및 노심에 대한 nTRACER 연소계산을 수행하였다. 집합체 연소계산 결과는 CASMO 코드 해와 비교하여 주기 초에 비슷한 경향을 보임을 확인하였다. 그러나 연소 주기에 따른 무한증배계수 차이가 증가하여, 주기 말에는 약 1000 pcm의 오차를 기록하였으며 이는 연소 진행에 따른 ^{239}Pu 의 수밀도 차이에서 발생한 것으로 판단하였다. 한편, 노심 연소계산을 통해 결정된 임계봉산농도를 실측값과 비교하여 평가해 본 결과 새로이 생산된 핵자료가 기존 라이브러리에 비해 약 30 ppm이상 더 정확함을 확인하였다.

주요어 : 공명 인자, 수송 보정, 상향 산란, 감속 계산, 핵자료 라이브러리

학 번 : 2010-23344

목 차

초 록.....	I
제 1 장 서 론.....	1
제 1 절 연구 방향.....	2
제 2 절 연구 범위.....	3
제 3 절 논문의 구성.....	4
제 2 장 초미세 에너지군 감속계산 코드 개발.....	5
제 1 절 다군 충돌 확률법 기반 감속계산 모듈.....	6
제 2 절 몬테칼로법 기반 감속계산 모듈.....	16
제 3 절 DBRC 방법론 기반 ^{238}U 상향산란 고려.....	21
제 3 장 유입 수송 보정.....	26
제 1 절 수송 보정.....	26
제 2 절 다군 B_1 방정식.....	28
제 3 절 유입 수송 보정.....	34
제 4 장 다군 핵자료 통합생산체계.....	36
제 1 절 공명 처리방법.....	37
제 2 절 공명 인자 생산.....	39
제 3 절 에너지군 반응단면적 생산.....	42
제 4 절 최종 핵자료 라이브러리 생산.....	44
제 5 장 시험 계산 결과.....	45
제 1 절 초미세군 감속 계산 코드 건전성 평가.....	46
제 2 절 주요 핵종의 핵자료 생산.....	56
제 3 절 다군 핵자료 건전성 평가.....	63
제 4 절 ^{238}U 상향 산란 고려한 도플러 효과 평가.....	81
제 5 절 유입 수송 보정 효과 평가.....	86
제 6 절 다군 핵자료 연소 계산능 평가.....	90
제 6 장 결 론.....	95

표 목차

표 4-1. 핵자료 라이브러리 파일 형식	36
표 4-2. 감속 계산 코드에 따른 차이 비교	41
표 5-1. 고온 전 출력 상태 시 영역 온도	57
표 5-2. 주요 핵종 라이브러리 생산을 위한 기본 연료 봉세포 조성	58
표 5-3. 봉세포 형상에 따른 증배계수 비교	59
표 5-4. 농축도에 따른 봉세포 문제 유효 증배계수 및 반응도 오차, 190군 라이브러리 사용	66
표 5-5. 온도에 따른 봉세포 문제 유효 증배계수 및 반응도 오차, 190군 라이브러리 사용	67
표 5-6. 농축도에 따른 봉세포 문제 유효 증배계수 및 반응도 오차, 47군 라이브러리 사용	68
표 5-7. 온도에 따른 봉세포 문제 유효 증배계수 및 반응도 오차, 47군 라이브러리 사용	69
표 5-8. 공명 영역 내 핵종 별 반응단면적 차이에 의한 반응도 오차 비교	77
표 5-9. OPR 1000 집합체 문제 유효 증배계수, 190군 라이브러리 사용	79
표 5-10. OPR 1000 집합체 문제 유효 증배계수, 47군 라이브러리 사용	80
표 5-11. 봉세포 단위 도플러 계수 평가, MCCARD	83
표 5-12. 집합체 단위 도플러 계수 평가, MCCARD	83
표 5-13. 봉세포 단위 도플러 계수 평가, EXUS	83
표 5-14. 집합체 단위 도플러 계수 평가, EXUS	83
표 5-15. OPR 1000 초기 노심에서 온도에 따른 반응도 변화율 ..	85
표 5-16. 반사 경계를 갖는 OPR 1000 집합체 문제 결과	87
표 5-17. 반사체로 쌓인 소형 노심 계산 결과	89
표 5-18. B&W 임계 문제 계산 결과	89

그림 5-26.	OPR 1000 초기 노심에서 온도에 따른 반응도 변화 ..	86
그림 5-27.	수송 보정 방법에 따른 수소의 수송 단면적 비교.....	87
그림 5-28.	수송 보정 효과 평가 위한 소형 노심 구성	88
그림 5-29.	영광 3호기 CO 집합체 연소 계산 결과, 증배계수	91
그림 5-30.	영광 3호기 CO 집합체 연소 계산 결과, ^{238}U 수밀도..	92
그림 5-31.	영광 3호기 CO 집합체 연소 계산 결과, ^{239}Pu 수밀도	92
그림 5-32.	울진 5호기 1주기 노심 연소 결과	94
그림 5-33.	영광 3호기 1주기 노심 연소 결과	94

제 1 장 서 론

원자로의 거동을 수치적으로 분석하는 것은 실제 원자로의 설계 및 안전하고 경제적인 운전을 위하여 반드시 필요한 일이다. 수치 분석에는 효과적인 방법론을 적용하여 가급적 정확하고 빠르게 원자로의 거동을 예측할 수 있어야 한다. 원자로해석 방법론 중 가장 기본적인 것은 중성자 거동해석과 관련되어 있고, 이러한 방법론은 핵자료 라이브러리를 기반으로 하기 때문에 정확한 핵자료 라이브러리의 중요성은 효과적인 방법론에 못지않다. 이는 아무리 효과적인 방법을 사용하더라도 잘못된 라이브러리를 사용한다면 원자로 내의 상태를 제대로 예측할 수 없기 때문에 정확한 핵자료 라이브러리를 생산하는 것은 아주 중요한 일이다.

원자로의 연료로 사용되는 핵종들에는 에너지의 변화에 따라 반응단면적이 급격히 변하는 공명 영역이 존재한다. 반응단면적이 비교적 완만히 변화하는 영역에서는 중성자의 거동을 예측하는 것은 그리 어렵지 않다. 하지만 공명 영역 내에서는 에너지의 작은 변화에도 반응단면적은 급격히 변하며, 자기차폐 효과가 심대하여 중성자속에 큰 영향을 미친다. 따라서 이 영역에 존재하는 중성자의 거동은 쉽사리 예측하는 것이 매우 어렵다. 그렇지만 이 공명 영역에서의 중성자의 거동예측은 최종 반응도 계산에 중대한 영향을 미치기 때문에 공명 영역을 적절히 처리할 수 있는 방법과 자료는 필수적이며, 핵자료 라이브러리의 정확성은 공명처리를 위한 공명자료와 사용방식에 크게 좌우된다.

서울대학교에서 개발 중인 전노심 수송계산 코드 nTRACER[1]는 공명 처리 방법으로 서브그룹 방법을 이용한다. 이는 서브그룹 방식이 복잡한 구조에 쉽게 적용이 가능하며 유효 반응단면적을 쉽게 보전할 수 있다 장점을 가지고 있기 때문이다. 서브그룹 방법은 서브그룹 인자를 기반으로 공명 영역을 처리하기 때문에 정확한 서브그룹 인자를 결정하는 작업이 중요하다.

정확한 서브그룹 인자를 포함하여 핵자료 라이브러리를 생산하기 위해 본 연구에서는 다군 핵자료 통합 생산체계를 구축하여 정확도가 높은 핵자료를 nTRACER 계산에 공급함을 목적으로 한다. 아래 제 1절에서는 기존의 연구 성과를 분석하여 본

연구의 연구 방향을 도출하고, 제 2절에서는 연구 범위를 설정한다. 제 3절에서는 본 논문의 구성을 소개한다.

제 1 절 연구 방향

김관영은 노심 해석 코드 DeCART에서 사용하기 위한 우라늄 연료봉 내 중요 핵종의 핵자료를 생산하기 위한 생산체계를 구축하였다[2], [3]. 이 생산체계는 공명인자 생산 과정과 에너지군 반응단면적 생산 과정으로 나뉜다.

공명인자 생산과정에서 서브그룹 가중치는 공명 핵종 희석도에 따라 주어진 유효 반응단면적을 보존하는 방식으로 결정된다[4]. 공명 계산 시 서브그룹 가중치가 올바르게 주어지지 않으면, 유효한 공명처리가 불가능하며 이는 유효한 계산 결과를 기대할 수 없게 만든다. 따라서 공명 인자 생산 단계에서 유효 반응단면적이 정확히 고려되어야 한다. 유효 반응단면적은 단일 연료봉을 대상으로 초미세 에너지군을 이용한 감속 계산을 수행하여 확보하고 있으며, 계산을 위해 RMET21 코드[5]를 이용하였다. RMET21 코드는 충돌 확률법에 기반한 코드로, 충돌 확률법의 성격 상 원통형 구조만 다룰 수 있다는 한계가 있다. 또, 하향 산란만을 가정하고 있어, 최근 이덕중 등에 의해 알려진 상향 산란을 고려하지 않음으로 인한 도플러 효과 저평가 문제 등[6]을 해결할 수 없다는 단점이 부각되었다.

이에 따라 본 연구에서는 기존 코드가 가지는 한계성을 넘어 정확한 유효 반응단면적을 생산하기 위한 첫 단계로 독자적인 감속 계산 코드를 작성하기로 하고, 이를 위해 충돌 확률법과 몬테칼로법을 감속 계산에 적용하기로 한다. 또한 도플러 효과 저평가 문제를 해결하기 위하여 상향 산란을 고려한 유효 반응단면적을 생산하기로 하고 이 방안으로 기존의 몬테칼로 코드 사용과 감속 계산 코드 내 상향 산란 모듈 구현 방안을 고려하기로 한다.

한편 다군 반응단면적 생산 단계에서는 중성자 수송 계산을 위해 필요한 다군 핵자료를 생산하며, 비등방성 산란을 고려하기 위한 수송 보정 작업을 수행한다. 전통적으로 수송 보정 방법으로는

유출 수송 보정(Outflow transport correction)법이 적용되어 왔다. 그러나 최근 HELIOS 라이브러리의 버전이 갱신되면서 유입 수송 보정(Inflow transport correction)법이 도입되었으며, 수송 보정 방법에 따라 수소의 수송 반응단면적에 큰 차이가 있음이 알려졌다[7]. 이에 따라 누설이 심한 문제에서는 상당한 누설도 차이가 유발되어 두 방식에 의한 반응도 차이가 수백 pcm 가량 될 수도 있음이 확인되었다. 따라서 본 연구에서는 에너지군 반응단면적 생산 과정에서 중성자의 유입 보전 방식으로 수송 보정하는 방법도 구현하여 선택적으로 수송 보정을 수행할 수 있도록 한다.

또한 한정된 핵종만을 대상으로 한 기존의 생산체계가 지니고 있는 단점을 보완하여 모든 핵종 정보를 포함하는 독자적인 핵자료 라이브러리 생산이 가능하도록 생산체계를 구축하기로 한다.

제 2 절 연구 범위

핵자료 통합 생산체계를 완벽하게 구축하기 위해서는 정상 상태 및 과도상태 노심 해석을 위해 필요한 모든 자료를 생산할 수 있어야 한다. 과도상태 해석에 필요한 자료를 생산하기 위해서는, 정상상태 해석을 위한 핵자료의 정확성이 보장되어야 한다. 그러나 아직 nTRACER가 과도 계산 단계에 도달하지 못하였으므로, 본 논문에서는 정상 상태에 해석에 필요한 핵자료 생산으로 국한한다.

서브그룹 방법을 이용한 공명 처리를 하기 위해서는 수소 등가 인자, 서브그룹 준위 및 가중치 등이 요구된다. 공명 인자 생산단계에서는 위의 값을 모두 생산하는 것이 필요하지만 수소 등가 인자와 서브그룹 준위를 효율적으로 결정하는 방법은 아직 정립되지 않았다. 따라서 공명인자 생산은 유효 반응단면적을 보존하도록 서브그룹 가중치를 결정하는 것으로 제한하고, 효과적으로 가중치를 결정하기 위해 정확한 유효 반응단면적을 구하는 방식에 대해서만 논의하기로 한다.

수송 보정 선택사항으로 유입 수송 보정 도입하기 위해서는 각 군에 대한 중성자류가 필요하며 이는 P_1 방정식이나 B_1 방정식을 풀어 구할 수 있다. B_1 방정식은 변수 분리를 통해 에너지에 대한

중성자류의 분포를 쉽게 구할 수 있다는 장점이 있다. 따라서 B_1 해법을 구현하기로 한다.

한편 이 연구에서는 다수 핵종 각각에 대한 핵자료를 생산 후 검증하는 것을 목표로 하지 않고, 모든 필요한 자료를 생산할 수 있는 통합생산체계를 구축하는 것에 중점을 두기로 한다.

제 3 절 논문의 구성

본 논문의 제 2장에서는 유효 반응단면적 생산을 위한 감속 계산에 관련된 내용을 다룬다. 여기서는 먼저 초미세 에너지군에서 산란 선원을 유도하고, 다군 충돌 확률법에 대해 설명한다. 추가로 몬테칼로법을 이용한 감속 계산에 대해 설명하고 Doppler Broadening Rejection Correction[12] 방법을 이용한 상향 산란 고려 방법을 설명한다. 제 3장에서는 수송 보정에 대해 다룬다. B_1 방정식을 유도한 후 유입 수송 보정하는 방법에 대해 설명한다. 제 4장에서는 서브그룹 방법을 이용한 공명 처리 방법을 설명하고, 공명 인자 및 에너지군별 유효 반응단면적을 생산하는 과정을 다룬다. 제 5장에서는 다군 핵자료 통합생산체계를 이용하여 중요 핵종을 생산하는 과정을 설명하고, 생산한 라이브러리를 봉세포, 집합체 문제를 통해 검증한다. 이후 ^{238}U 의 상향 산란 효과를 고려한 공명 인자가 도플러 계수에 미치는 영향을 검증하고 반사 경계인 문제와 누설이 있는 노심 문제를 통해 유입 수송 보정된 수송 단면적을 검증한다. 마지막으로 생산한 라이브러리의 연소 계산 정확도를 검증하기 위해서 OPR 1000 집합체 및 노심에 대한 nTRACER 연소 계산을 수행하여 각각 CASMO 코드를 이용한 연소 계산 결과 및 실측치와 비교 평가한 결과를 소개한다. 제 6장에서는 이 연구의 결론을 제시하고 차후 수행되어야 할 과제에 대해서 논의하기로 한다.

제 2 장 초미세 에너지군 감속계산 코드 개발

nTRACER 코드에서는 중요 공명 흡수효과를 정확히 다루기 위한 공명 처리 방법으로 서브그룹 방법을 적용하고 있으며 이로 인해 중요 공명 핵종의 서브그룹 가중치를 결정할 필요가 있다. 서브그룹 가중치는 초미세 에너지군 감속계산을 수행하여 얻는 중성자속 및 중성자속으로 가중 평균한 유효 반응단면적을 보전하는 방식으로 결정이 되는데, 자세한 내용은 제 4장에서 설명하고 있다.

공명 흡수효과를 정확히 다루기 위해서 초미세 에너지군 감속계산이 반드시 필요하며, 1987년 Leszczynski에 의해 개발된 RMET21 코드[5]가 주로 사용된다. RMET21 코드는 다군 충돌 확률법에 기반해 초미세 에너지군 감속계산을 수행하는 코드이다. 일반적으로 80만 에너지군 구조를 가지고 수행되는 초미세군 감속계산은 상당한 양의 메모리를 요구한다. 이에 RMET21 코드는 메모리를 절약하기 위하여 초미세군 스펙트럼을 군축약하여 저장하고 사용한다. 이 때문에 결과에 오차가 발생할 수 있다. 또한 RMET21 코드에서 적용하고 있는 충돌확률법의 특성상 원통형 좌표계만을 다룰 수 있다는 단점이 있다.

이에 기존코드의 한계를 해결하여 정확한 초미세군 감속계산 결과를 얻고, 외부 코드에 의존하지 않는 독자적인 생산체계를 구축하기 위하여 본 연구에서는 초미세 에너지군 감속계산 코드 EXUS(Effective XS generator employing Ultrafine group Slowing down solution) 개발 작업을 수행하였다.

이 장에서는 EXUS 코드의 개발과 관련된 내용을 자세히 다루도록 한다. 제1절에서는 다군 충돌 확률법 기반 감속계산 모듈에 대해 설명하고, 제2절에서는 형상 제한에서 벗어나기 위하여 도입된 몬테칼로법 기반 감속계산 모듈에 대해 설명한다. 제3절에서는 최근 관심사인 ^{238}U 핵종의 상향 산란효과를 고려하기 위해 감속 계산 코드에 적용한 방법에 대해 설명하도록 한다.

제 1 절 다군 충돌 확률법 기반 감속계산 모듈

다군 충돌 확률법 기반 감속 계산 모듈은 연속된 에너지 영역 대신 다 에너지군으로 정리한 중성자 감속 방정식을 충돌 확률법을 이용하여 풀기 위한 목적으로 작성되었다.

탄성 산란 및 등방 산란을 가정한 경우, 연속된 에너지 영역에 대한 중성자 감속 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\hat{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E) + \Sigma(\vec{r}, E)\phi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E) = Q(\vec{r}, E) \quad (3-1)$$

$$Q(\vec{r}, E) = \frac{1}{4\pi} \lambda \chi(E) \psi(\vec{r}) + \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E') dE' \quad (3-2)$$

여기서 $\phi(\vec{r}, E) = \int_{\hat{\Omega}} \phi(\vec{r}, \hat{\Omega}', E) d\hat{\Omega}'$ 를 의미한다.

식 (3-1) 및 (3-2)의 에너지 변수를 차별화하여 다군 형태의 식으로 변환이 가능한데, 다군 형태로 표현된 중성자 감속 방정식은 다음과 같다.

$$\hat{\Omega} \cdot \nabla \phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) + \Sigma_g(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = Q_g(\vec{r}) \quad (3-3)$$

$$Q_g(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \lambda \chi_g \psi(\vec{r}) + \sum_{g'=1}^G \Sigma_{g'g}(\vec{r}) \phi_{g'}(\vec{r}) \quad (3-4)$$

여기서 G 는 상향 산란으로 g 군에 영향을 줄 수 있는 최저 에너지군을 의미한다.

감속 문제를 풀고자 하는 에너지 영역은 공명 영역으로, 대략 1 eV - 0.1 MeV의 범위를 갖는다. 일반적으로 핵분열에 의해 생성되는 중성자는 0.1 MeV 보다 충분히 큰 에너지를 가지므로, 관심 영역 내에서 핵분열에 의한 선원은 무시할 수 있다. 또한 중성자의 상향 산란 효과를 무시할 수 있다고 가정하면, 선원에 대한 식 (3-2) 및 (3-4)는 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$\begin{aligned}
Q(\vec{r}, u) &= \int_{u-\Delta}^u \Sigma_s(\vec{r}, u') P(u' \rightarrow u) \phi(\vec{r}, u') du' \\
&= \int_{u-\Delta}^u \frac{\Sigma_s(\vec{r}, u') \phi(\vec{r}, u')}{(1-\alpha)} e^{-(u-u')} du'
\end{aligned} \tag{3-5}$$

$$\begin{aligned}
Q_g(\vec{r}) &= \sum_{g'=1}^g \Sigma_{g'g}(\vec{r}) P_{g'g} \phi_{g'}(\vec{r}) \\
&= \sum_{g'=1}^g \Sigma_{g'g}(\vec{r}) \phi_{g'}(\vec{r})
\end{aligned} \tag{3-6}$$

여기서

u : 르싸지 (lethargy) $u = \ln(E_0 / E)$, $E_0 = 10 \text{ MeV}$

$\alpha = [(A-1)/(A+1)]^2$: 최대 에너지손실 발생 시 충돌 전후 에너지 비

$\Delta = \ln(1/\alpha)$: 한번 충돌 시 얻을 수 있는 최대 르싸지

$P(u' \rightarrow u) du$: 중성자 에너지가 u' 에서 산란 후 $[u, u + du]$ 가 될 확률

$P_{g'g}$: g' 군에서 산란 후 g 군으로 전이할 확률

식 (3-6)에 표현된 바와 같이, 감속 방정식의 중성자 선원이 상위 에너지군의 중성자 속에만 영향을 받는 경우, 반복 계산을 수행할 필요 없이, 상위 에너지군부터 순차적으로 한번의 계산을 수행하여 결과를 얻을 수 있다.

제 1 항 감속 선원 결정

감소 계산을 수행하고자 하는 관심 에너지 영역이 Δu_f 크기의 동일한 르싸지를 갖는 다 에너지군으로 차분화되었다고 가정하자. 이 경우 에너지군 g' 의 중성자가 충돌 후 에너지군 g 로 전이할 단위 르싸지 당 확률 $P_{g'g}$ 는 다음과 같이 표현된다[5], [9].

$$\begin{aligned}
P_{g'g} &= \frac{1}{\Delta u_f} \int_{u_g}^{u_g + \Delta u_f} \int_{u_{g'}}^{u_{g'} + \Delta u_f} p(u' \rightarrow u) du' du \\
&= \frac{1}{(1-\alpha) \Delta u_f} \int_{u_g}^{u_g + \Delta u_f} \int_{u_{g'}}^{u_{g'} + \Delta u_f} \exp(-(u-u')) du' du
\end{aligned} \tag{3-7}$$

위의 식을 이용하여, 자체산란 (self-scattering) 확률 및 하향 산란 확률을 정의 할 수 있다. $g = g'$ 인 경우, 즉 충돌 후의 중성자가 동일한 에너지군에 남아있는 산란을 자체산란이라 한다. 자체산란 확률은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} P_{gg} &= \frac{1}{(1-\alpha)\Delta u_f} \int_{u_g}^{u_g+\Delta u_f} \int_{u_g}^u \exp(-(u-u')) du' du \\ &= \frac{1}{(1-\alpha)\Delta u_f} \{ \Delta u_f + \exp(-\Delta u_f) - 1 \} \end{aligned} \quad (3-8)$$

중성자가 충돌 후 n 개의 에너지군을 통과하여 감속된다고 가정하자. 산란 후 n 개의 에너지군을 통과하여 에너지군 g 에 도달한 중성자의 초기 에너지군은 $g' = g - n$ 이며 확률은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} P_{g'g} = P_n &= \frac{1}{(1-\alpha)\Delta u_f} \int_{u_{g-n}}^{u_g+\Delta u_f} \int_{u_{g-n}}^{u_{g-n}+\Delta u_f} \exp(-(u'-u)) du' du \\ &= \frac{1}{(1-\alpha)\Delta u_f} \{ 1 - \exp(-\Delta u_f) \}^2 \exp(-(n-1)\Delta u_f) \end{aligned} \quad (3-9)$$

여기서 P_n 은 중성자가 n 개의 에너지군을 통과하여 감속할 단위 르싸지당 확률을 의미한다.

위의 식 (3-9)에 n 대신 $n-1$ 을 대입하면 중성자가 충돌 후 $n-1$ 개의 에너지군을 통과하여 감속될 확률을 구할 수 있다. 확률은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} P_{n-1} &= \frac{1}{(1-\alpha)\Delta u_f} \{ 1 - \exp(-\Delta u_f) \}^2 \exp(-((n-1)-1)\Delta u_f) \\ &= \frac{1}{(1-\alpha)\Delta u_f} \{ 1 - \exp(-\Delta u_f) \}^2 \exp(-(n-1)\Delta u_f) \exp(\Delta u_f) \\ &= P_n \exp(\Delta u_f) \end{aligned} \quad (3-10)$$

식 (3-10)으로부터 다음과 같은 회귀식을 얻을 수 있다.

$$P_n = P_{n-1} \exp(-\Delta u_f) \quad (3-11)$$

따라서 식 (3-6)에서 정의된 산란 선원은 다음과 같이 바꿔 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} Q_g(\vec{r}) &= \sum_{n=1}^N P_n \Sigma_{s,g-n}(\vec{r}) \phi_{g-n}(\vec{r}) \\ &= P_1 \Sigma_{s,g-1} \phi_{g-1} + P_2 \Sigma_{s,g-2} \phi_{g-2} + \dots \\ &\quad + P_{N-1} \Sigma_{s,g-(N-1)} \phi_{g-(N-1)} + P_N \Sigma_{s,g-N} \phi_{g-N} \end{aligned} \quad (3-12)$$

여기서 N은 한 번의 충돌로 에너지를 잃어 통과할 수 있는 최대 에너지군 수를 의미하며, 다음과 같이 정의된다.

$$N = \text{Int} \left[\frac{\Delta}{\Delta u_f} \right] \quad (3-13)$$

식 (3-12)에서 자체산란에 의한 선원은 제외되었는데, 이는 감속 방정식 (식 (3-3))의 좌변에 있는 항과 상쇄되어 사라졌기 때문이다.

식 (3-12)을 정리하면 다음과 같다. 편의상 반응 단면적과 중성자 속의 공간에 대한 의존성은 생략한다.

$$\begin{aligned} Q_g &= P_1 \Sigma_{s,g-1} \phi_{g-1} + \{ P_2 \Sigma_{s,g-2} \phi_{g-2} + P_3 \Sigma_{s,g-3} \phi_{g-3} + \dots \\ &\quad + P_N \Sigma_{s,g-N} \phi_{g-N} + P_{N+1} \Sigma_{s,g-N-1} \phi_{g-N-1} \} - P_{N+1} \Sigma_{s,g-N-1} \phi_{g-N-1} \end{aligned} \quad (3-14)$$

식 (3-11)에서 얻은 회귀식을 이용하여, 식 (3-14)를 정리하면 다음과 같은 산란 선원에 대한 회귀식을 얻을 수 있다.

$$Q_g = P_1 \Sigma_{s,g-1} \phi_{g-1} + Q_{g-1} \exp(-\Delta u_f) - P_N \Sigma_{s,g-N-1} \phi_{g-N-1} \exp(-\Delta u_f) \quad (3-15)$$

풀고자 하는 문제가 한 개 이상의 핵종을 포함하는 경우 식

(3-15)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$Q_g = Q_{g-1} \exp(-\Delta u_f) + \sum_i \{P_{i_i} \Sigma_{si, g-1} \phi_{g-1} - P_{N_i} \Sigma_{si, g-N-1} \phi_{g-N-1} \exp(-\Delta u_f)\} \quad (3-16)$$

산란 선원의 회귀 관계를 이용하여 감속 방정식을 푸는데 필요한 선원을 간단히 정의할 수 있다. 단, 이를 위해서는 다음과 같은 몇 가지 가정들이 필요하다.

- 공명 핵종은 공명 영역 안에서 공명 흡수단면적, 포텐셜 산란단면적 및 공명 산란 단면적을 갖는다. 단 공명 영역을 벗어나면 공명 흡수단면적과 산란단면적은 포텐셜 산란단면적에 비해 무시할 수 있을 정도로 작다.
- 비 공명 핵종은 포텐셜 산란단면적만을 가지며, 나머지 반응 단면적은 포텐셜 산란단면적에 비해 굉장히 작아 무시할 수 있다. 포텐셜 산란단면적은 에너지에 무관하다.
- 공명 영역 밖의 상위 에너지 영역에서 중성자속은 에너지에 반비례한다. 즉 에너지 관점에서 $1/E$ 을 만족하며, 르싸지 관점에서 일정한 값을 갖는다.

제 2 항 충돌 확률법

단일 에너지군에 대한 충돌 확률법은 Stamm' ler의 저서[8]에 자세히 설명되어 있다. 이 항에서는 [8]에 설명되어 있는 내용 중 실제 코드를 제작하는 데 적용한 내용만을 다시 설명하도록 한다.

아래 그림과 같이 n개의 영역으로 구성된 원통형 봉세포 문제를 가정하자.

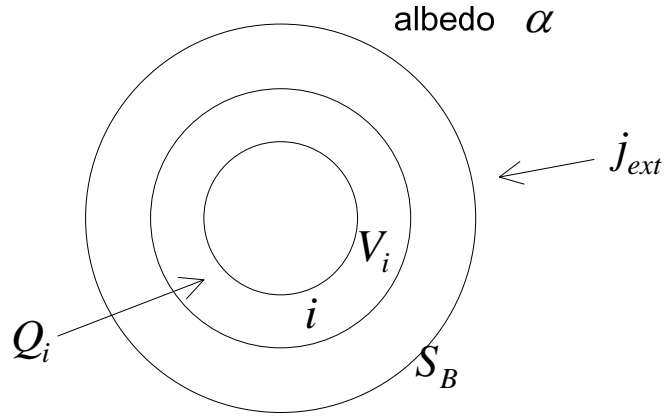


그림 2-1. 원통형 봉세포 구조

i 영역의 중성자속은 각 영역의 산란 선원에 의한 항과 외부로부터 들어오는 중성자류로 인한 항으로 나누어 생각할 수 있다. 이를 식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\phi_i = Y_i(\alpha)j_{ext} + \sum_{k=1}^n X_i^k(\alpha)Q_k \quad (3-17)$$

여기서

$X_i^k(\alpha)$: k 영역의 단위 선원 밀도에 의한 i 영역의 중성자속

$Y_i(\alpha)$: 외벽을 통해 들어오는 단위 유입 중성자류에 의한 중성자속

α : 알베도 경계 조건, $\alpha = J_{in} / J_{out}$

식 (3-17)의 우변에 있는 두 항은 각각 반사 없이 초기에 결정되는 중성자속과 ($\alpha=0$) 부분 반사 ($\alpha>0$)에 의해 추가되는 중성자속의 합으로 표현할 수 있다. 이를 위해 α 가 0일 때의 각 중성자속을 다음과 같이 정의하고, 부분 반사에 의한 중성자속을 구할 때 이용한다.

$$\begin{cases} Y_i(\alpha) = f(Y_i), & Y_i \equiv Y_i(0) \\ X_i^k(\alpha) = g(X_i), & X_i^k \equiv X_i^k(0) \end{cases} \quad (3-18)$$

우선 유입 중성자류에 의한 중성자속 $Y_i(\alpha)$ 을 고려하자. Y_i 개의 중성자가 외부로부터 영역으로 내부로 들어온 경우 일부는 흡수되고 일부는 누설된다. 흡수율을 Γ 라 정의하면, 누설율은 $1-\Gamma$ 이다. 누설 중성자 중 일부는 경계에서 반사되어 다시 내부로 유입되며 그 비는 $(1-\Gamma)\alpha$ 와 같다. 즉 처음 유입된 중성자류는 부분 누설과 부분 반사를 계속 반복하며 중성자속에 꾸준히 기여를 한다. 이를 식으로 표현하면 다음과 같다.

$$Y_i(\alpha) = Y_i + (1-\Gamma)\alpha Y_i + ((1-\Gamma)\alpha)^2 Y_i + \dots = \frac{Y_i}{1-(1-\Gamma)\alpha} \quad (3-19)$$

정의된 흡수율 Γ 는 중성자가 물질 내에서 흡수될 확률로 영역 전체의 제거 반응률과 같다. 영역 I 에서 흡수율 Γ_i 는 다음과 같다.

$$\Gamma_i = \Sigma_{pi} Y_i V_i \quad (3-20)$$

동일한 방법으로 선원에 의한 중성자속 $X_i^k(\alpha)$ 을 고려하자. k 영역에 있는 단위 선원 밀도가 반사 고려 없이 직접 영향을 주는 i 영역의 중성자속은 X_i^j 이다. 중성자속 X_i^j 중 일부는 누설되어 부분 반사되어 추가로 기여를 하는데 기여분은 탈출 확률을 정의하여 구할 수 있다.

i 영역의 중성자가 외벽에 도달할 확률은 다음과 같은 관계를 통해 다른 인자와 연관된다.

$$P_i = \frac{S_B}{4\Sigma_{pi} V_i} \Gamma_i \quad (3-21)$$

여기서 S_B 는 경계 면적.

단위 선원 밀도가 1인 영역 k의 부피가 V_k 일 때 V_k 개의 중성자가 존재한다. V_k 개의 중성자 중 충돌 없이 경계에 도달하는 양은 탈출 확률을 곱하여 구할 수 있다.

$$x_k = V_k P_k = \frac{S_B}{4\Sigma_{rk}} \Gamma_k = \frac{S_B}{4} V_k Y_k \quad (\because \Gamma_k = \Sigma_{rk} V_k Y_k) \quad (3-22)$$

외벽에 도달한 x_k 의 중성자 중 αx_k 의 중성자는 반사되어 다시 유입된다. 단위 유입 중성자류에 의한 중성자속은 $Y_i(\alpha)$ 이므로 αx_k 의 중성자류에 대한 중성자속은 $Y_i(\alpha)$ 와의 곱으로 얻을 수 있다.

$$\alpha x_k Y_i(\alpha) = \alpha x_k \frac{Y_i}{1 - (1 - \Gamma)\alpha} \quad (3-23)$$

따라서 k 영역의 단위 선원 밀도에 의한 i 영역의 중성자속 $X_i^k(\alpha)$ 는 아래와 같이 표현된다.

$$X_i^k(\alpha) = X_i^k + \alpha x_k Y_i(\alpha) = X_i^k + \alpha x_k \frac{Y_i}{1 - (1 - \Gamma)\alpha} \quad (3-24)$$

식 (3-17)을 통해 중성자속을 구하기 위해서는 반사가 없는 문제에서 X_i^k 와 Y_i 을 구해야 한다. 두 값을 구하기 위해 충돌률 균형방정식을 생각하자.

$$\Sigma_i \phi_i V_i = \sum_j P_{ji} \left(c_j \phi_j + \frac{Q_j}{\Sigma_j} \right) \quad (3-25)$$

여기서

$$P_{ji} = \tilde{P}_{ji} V_j \Sigma_j$$

\tilde{P}_{ji} : 단위 중성자속에 의한 j 영역의 중성자가 i 영역에서 처음 반응할 확률

$$c_j : \text{자체산란 비 (self-scattering ratio), } \Sigma_{sj} / \Sigma_j$$

X_i^k 를 구하기 위해 균형방정식에서 중성자속을 X_j^k , 단위 선원 δ_{ji} 를 대입하자.

$$\Sigma_i V_i X_i^k = \sum_j P_{ji} \left(c_j X_j^k + \frac{\delta_{jk}}{\Sigma_j} \right) = \sum_j P_{ji} c_j X_j^k + \frac{P_{ki}}{\Sigma_k} \quad (3-26)$$

식 (3-26)을 선형 방정식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\begin{bmatrix} \Sigma_1 V_1 - P_{11} c_1 & -P_{21} c_2 & \cdots & -P_{n1} c_n \\ -P_{12} c_1 & \Sigma_2 V_2 - P_{22} c_2 & \cdots & -P_{n2} c_n \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -P_{1n} c_1 & -P_{2n} c_n & \cdots & \Sigma_n V_n - P_{nn} c_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_1^k \\ X_2^k \\ \vdots \\ X_n^k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{P_{k1}}{\Sigma_k} \\ \frac{P_{k2}}{\Sigma_k} \\ \vdots \\ \frac{P_{kn}}{\Sigma_k} \end{bmatrix} \quad (3-27)$$

위에서 얻은 식은 k 영역에 대한 선형 방정식이므로, 각 영역에 대해 반복계산을 수행해야 한다.

Y_i 는 유입 중성자류와 관계된 항으로 식 (3-25)에서 중성자속을 Y_i 로, Q_j 는 0으로 두고 방정식을 풀어 얻을 수 있다. 대신 유입 중성자류에 의한 충돌률이 고려되어야 한다. 이는 유입 중성자가 V_i 에서 처음 충돌할 확률 γ_i 를 정의하여 해결할 수 있다.

$$\gamma_i = \frac{4V_i}{S_B} \Sigma_i p_i \quad (3-28)$$

여기서 p_i 는 i 영역의 중성자가 충돌 없이 외부로 유출될 확률. p_i 는 P_{ij} 와 와 다음의 관계를 갖는다.

$$p_i = 1 - \sum_{j=1}^n \frac{P_{ij}}{V_i \Sigma_i} \quad (3-29)$$

식 (3-29)을 식 (3-28)에 대입하면 γ_i 는 다음과 같이 표현된다.

$$\gamma_i = \frac{4V_i}{S_B} \Sigma_i P_i = \frac{4}{S_B} \left(\Sigma_i V_i - \sum_{j=1}^n \Sigma_i V_i \tilde{P}_{ij} \right) = \frac{4}{S_B} \left(\Sigma_i V_i - \sum_{j=1}^n P_{ij} \right) \quad (3-30)$$

γ_i 를 도입하여 충돌률 균형방정식을 구할 수 있으며, 이를 선형 방정식으로 표현하면 아래와 같이 나타난다.

$$\Sigma_i V_i Y_i = \sum_{i=1}^n P_{ij} c_j Y_j + \gamma_i \quad (3-31)$$

$$\underbrace{\begin{bmatrix} \Sigma_1 V_1 - P_{11} c_1 & -P_{21} c_2 & \cdots & -P_{n1} c_n \\ -P_{12} c_1 & \Sigma_2 V_2 - P_{22} c_2 & \cdots & -P_{n2} c_n \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -P_{1n} c_1 & -P_{2n} c_n & \cdots & \Sigma_n V_n - P_{nn} c_n \end{bmatrix}}_A \begin{bmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ \vdots \\ Y_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma_1 \\ \gamma_2 \\ \vdots \\ \gamma_n \end{bmatrix} \quad (3-32)$$

여기서

$$P_{ij} = \delta_{ij} \Sigma_i V_i + 2(S_{ij} + S_{i-1, j-1} - (S_{i, j-1} + S_{i-1, j}))$$

$$S_{ij} = \int_0^{R_i} (Ki_3(\tau_{ij}^+) - Ki_3(\tau_{ij}^-)) dy$$

$$Ki_n(x) = \int_0^{\pi/2} \cos^{n-1} \theta e^{-\frac{x}{\cos \theta}} d\theta$$

다군 충돌확률법을 이용하여 감속 계산을 수행하는 알고리즘은 다음과 같다.

- 계산을 처음 시작하는 경우, 포텐셜 산란단면적과 $1/E$ 중성자속을 이용하여 1 군의 산란선원을 결정한다.
- 선원을 결정한 후, 식 (3-27)와 (3-32)의 선형 방정식을 풀어 X_i^k 와 Y_i 를 각각 결정한다.
- 식 (3-17)을 이용해 중성자속을 결정한다.
- 구해놓은 중성자속과 산란선원 다음 군의 산란선원을 결정한다. 식 (3-16)의 관계식을 이용한다.
- 상위 에너지군부터 한 단계씩 내려가며 위의 계산을 반복한다.

제 2 절 몬테칼로법 기반 감속계산 모듈

중성자의 거동을 통계적 실험을 통해 모사하는 몬테칼로법은 다른 방법론에 비해 가정을 적게 사용하고도 비교적 정확한 해를 보장하여 기준값으로 사용되기도 한다. 이러한 이유로 감속 계산에 몬테칼로법을 적용할 수 있으며, 충돌확률법에 비해 많은 계산 시간이 요구되지만, 형상 제한 등의 문제 없이 정확한 결과를 얻을 수 있다는 장점이 있다. 몬테칼로법의 사용은 차후 비등방 산란, 비탄성 산란 등의 정확한 충돌 모델을 적용 가능하다는 추가적인 이점을 갖는다. 몬테칼로법 기반 감속계산 모듈은 다음과 같이 제작하였다.

제 1 항 초기 입자 조건 결정

몬테칼로법을 적용하여 감속 계산을 하기 위해서는, 사전에 모의 입자들의 초기 조건을 결정해주어야 한다. 초기 조건을 결정하기 위해 아래와 같은 세 가지 가정을 적용하였다.

- 공명 영역 밖 상위 에너지 영역 중성자는 풀고자 하는 영역 내에 공간적으로 균일하게 분포한다.
- 공명 영역 밖 상위 에너지 영역에서 중성자속은 에너지에 반비례한다.
- 중성자의 생성과 산란은 등방성을 갖는다.

초기 입자들의 위치는 첫 번째 가정에 따라 문제 영역 내에 공간적으로 균일하게 분포한다. 두 번째 가정은 배치된 중성자의 초기 에너지를 결정한다. 에너지에 반비례한 중성자속은 로그 단위 에너지인 르싸지 관점에서 일정한 값을 갖는다. 감속 계산코드에서 사용하는 에너지군 구조는 서로 동일한 르싸지 구간을 갖는 초미세군 구조로, 중성자속이 르싸지 관점에서 일정할 때, 각 에너지군 역시 동일한 중성자 속을 갖는다. 이러한 가정으로부터 초기 입자 에너지 상한부터 공명 영역 상한까지 에너지군들이 동일한 수의 초기 입자를 갖도록 초기 입자 에너지를 결정한다. 단

초기 입자는 2.0 MeV 이하의 에너지를 갖는다.

중성자의 거동은 등방성을 갖는다고 가정하였으므로, 초기 입자의 이동 방향 분포도 등방성을 갖는다. 등방성을 갖는 초기 입자 이동 방향을 추출하는 방법은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{m_2}{\sqrt{m_1^2 + m_2^2}}, & \sin \alpha &= \frac{m_1}{\sqrt{m_1^2 + m_2^2}} \\ \cos \theta &= 1 - 2\xi, & \sin \theta &= \sqrt{1 - \cos^2 \theta} \end{aligned} \quad (3-33)$$

$$\begin{cases} \Omega_x = \sin \theta \cdot \cos \alpha \\ \Omega_y = \sin \theta \cdot \sin \alpha \\ \Omega_z = \cos \theta \end{cases} \quad (3-34)$$

여기서

α : 방위각

θ : 극각

$$\left. \begin{aligned} m_1 &= 1 - 2\xi_1 \\ m_2 &= 1 - 2\xi_2 \end{aligned} \right\} \text{if } m_1^2 + m_2^2 \leq 1$$

제 2 항 공명 영역 외 거동 모의

초기 입자들은 공명 영역 밖 상위 에너지 영역에 속하기 때문에, 공명 영역 내 입자 거동을 모사하기 위해서는, 상위 에너지 영역에서의 거동 모사가 선행되어야 한다. 공명 영역 밖 상위 에너지 영역에서 발생하는 입자의 거동을 모사하기 위해서 다군 충돌확률법의 선원을 결정하기 위한 가정이 동일하게 사용되었으며, 이는 다음과 같다.

- 모든 핵종은 공명 영역 밖에서 포텐셜 산란단면적만을 가지며, 나머지 반응 단면적은 포텐셜 산란단면적에 비해 굉장히 작아 무시할 수 있다. 포텐셜 산란단면적은 에너지 영역에 무관하다.

제 3 항 입자 거동 모의

각각의 입자는 아래 그림과 같은 순서로 모사된다.

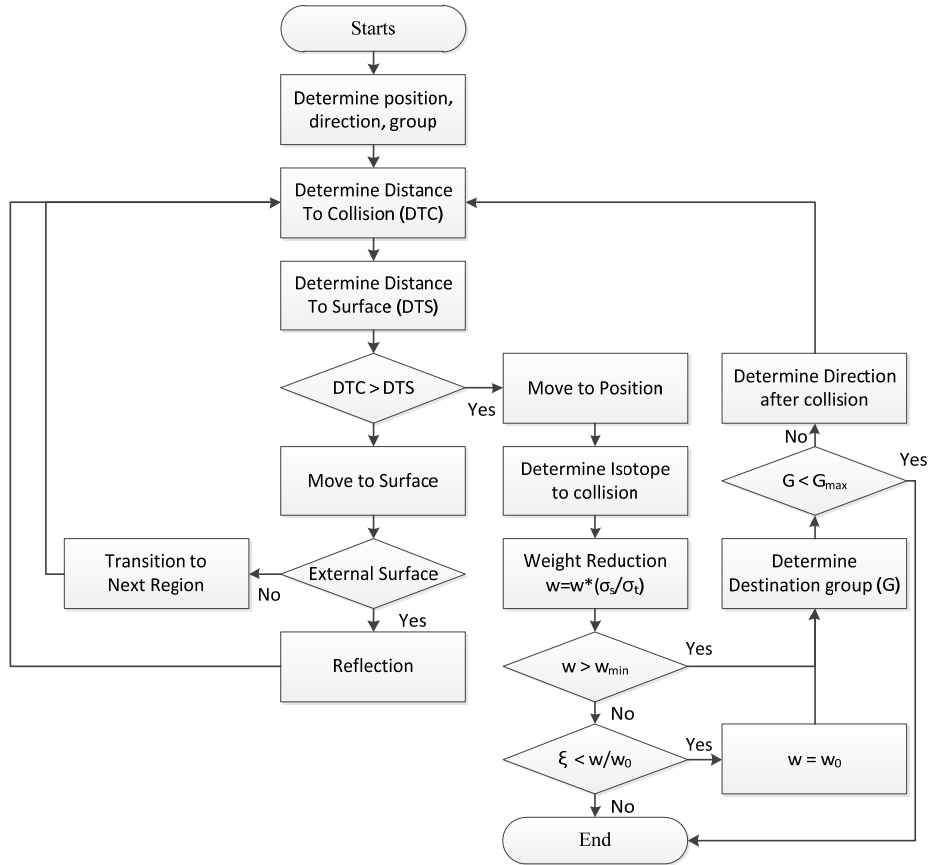


그림 2-2. 입자 거동 모의 흐름도

위치와 이동방향, 에너지군이 결정된 입자는 충돌 거리(distance to collision, DTC)와 표면까지의 최소거리(distance to surface, DTS)를 추출하여 다음 움직임을 모사한다. 충돌 거리는 아래의 식을 통해 추출한다[10].

$$\int_0^{\infty} \Sigma_t e^{-\Sigma_t l} dl \rightarrow l = -\frac{\ln(\xi)}{\Sigma_t} \quad (3-35)$$

충돌 거리보다 표면까지의 거리가 짧은 경우, 표면까지 이동한

다. 이후 일반 표면인 경우 다음 영역에서, 반사 표면일 경우 이동 방향을 반전하여 모사를 이어간다.

충돌 거리가 짧은 경우, 충돌 거리만큼 이동 후 충돌할 핵종을 결정해야 한다. 매질 내 N 개의 핵종이 존재 할 때, k 번째 핵과 충돌할 확률은 다음과 같다.

$$\sum_{i=1}^{k-1} \Sigma_{r,i} < \xi \sum_{i=1}^N \Sigma_{r,i} \leq \sum_{i=1}^k \Sigma_{r,i} \quad (3-36)$$

여기서 ξ 는 0에서 1 사이의 난수이다.

충돌 핵이 결정되었으면, 반응 종류를 결정한다. 공명 영역은 충분히 에너지가 낮아, 핵분열로 생성되는 중성자는 무시할 수 있으므로, 산란 반응과 흡수 반응만 고려한다.

중성자 흡수는 가중치 감소 방법을 통해 고려하는데 입자에 가중치를 부여하여 입자 하나가 다수의 중성자를 한꺼번에 모사한다고 할 때, 흡수 반응으로 인한 중성자 손실은 아래와 같은 식으로 표현 가능하다.

$$\omega' = \omega \times \left(1 - \frac{\Sigma_a}{\Sigma_t} \right) = \omega \times \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \quad (3-37)$$

반복된 흡수 반응으로 인해 입자의 가중치가 작아지면, 입자의 거동이 결과에 미치는 영향도 작아진다. 따라서 가중치가 일정한 값보다 작아질 경우 원래 가중치를 보존하는 선에서 확률을 통해 모사를 중단하거나, 가중치를 조절하여 효율적인 계산을 가능하도록 한다.

흡수 반응에 의한 가중치 조절이 끝나면, 산란 반응을 통해 입자의 새로운 에너지와 이동 방향을 결정해야 한다. 산란 방법은 충돌확률법과 동일하게 점근 산란 가정을 이용한다. 중성자와 표적 핵의 충돌이 탄성 충돌이라 가정하면, 에너지 보존 방정식과 운동량 보존 방정식을 이용하여 다음과 같은 에너지 관계식을 얻을 수 있다.

$$\frac{E_{out}}{E_{in}} = \frac{A^2 + 2A\mu_c + 1}{(A+1)^2} \quad (3-38)$$

여기서 μ_c 는 질량중심 계에서 방향 코사인.

식 (3-38)은 산란 시 에너지 손실과 산란 후 방향 간의 상관 관계를 보여준다. 등방 산란을 가정하였으므로 μ_c 는 -1 과 1 사이의 임의 값을 가지며, 그에 따른 에너지 손실이 결정된다. 그러나 다 에너지준 구조를 다루는 경우 방향 코사인에 따른 에너지 손실을 정확히 고려하기 어렵기 때문에, 방향 코사인 μ_c 대신 산란 후 에너지준을 먼저 결정하도록 하였다.

산란 후 중성자가 도달하는 에너지준을 결정하기 위해서 앞에서 유도한 산란 확률간의 회귀식(식 (3-11))을 이용한다. 연속된 산란 확률 간의 비가 일정함을 이용하여 산란 확률들의 총합을 아래와 같이 쉽게 구할 수 있다.

$$\sum_{n'=0}^N P_{n'} = P_0 + \frac{P_1(1 - \exp(-N\Delta u_f))}{1 - \exp(-\Delta u_f)} \quad (3-39)$$

식 (3-39)을 이용하여 자체산란 및 n개의 에너지준을 거쳐 산란하는 경우를 정의할 수 있다. 우선 자체산란을 고려하자. 임의로 추출한 난수가 식 (3-40)과 같은 조건을 만족하는 경우 산란 전 후의 에너지준 변화는 없다.

$$\frac{P_0}{P_0 + \sum_{n'=1}^N P_{n'}} \leq \xi \quad (3-40)$$

반면 난수가 다음의 조건을 만족할 때, 중성자는 n개의 에너지준을 통과하여 감속된다.

$$P_0 + \sum_{n'=1}^{n-1} P_{n'} \leq \xi \times \left(P_0 + \sum_{n'=1}^N P_{n'} \right) < P_0 + \sum_{n'=1}^n P_{n'} \quad (3-41)$$

중성자가 n개의 에너지군을 통과하여 감속되는 경우 산란 전후 에너지 비는 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{E_{out}}{E_{in}} = \exp(-\Delta u_f) \quad (3-42)$$

식 (3-38)과 (3-42) 사용하여 질량중심 계에서 방향 코사인 μ_c 를 얻을 수 있다.

산란 후 입자의 진행 방향은 입사 전 진행 방향과 아래의 방향 코사인을 이용하여 결정한다.

$$\mu_0 = \frac{1 + A\mu_c}{(1 + 2A\mu_c + A^2)^{1/2}} \quad (3-43)$$

제 3 절 DBRC 방법론 기반 ^{238}U 상향산란 고려

점근 산란 가정은 중성자와 충돌하는 원자핵이 열 운동 없이 정지해있어 하향 산란만이 발생한다고 가정하는 방법이다. 이 가정은 공명 영역의 에너지가 충분히 커서 상향 산란의 발생을 무시할 수 있는 경우 타당하다. 그러나 1991년 Ouisloumen과 Sanchez[11]는 무거운 원자핵과 충돌한 중성자의 에너지가 공명 산란 에너지 주위의 특정 에너지 준위에서 평균적으로 증가한다는 것을 증명하였다. 또한 점근 산란 가정의 사용으로 도플러 케환 효과가 상당히 저평가된다는 것이 이덕중 (2008)등이 수행한 연구[6]를 통해 알려졌다.

이에 기존의 점근 산란 가정 대신 정확한 산란을 고려해야 할 Doppler Broadening Rejection Correction (이하 DBRC) 방법은 표적 핵의 속도 및 충돌 각을 추출하여 중성자 산란을 모사하는 표적 핵 속도 추출법의 일종으로, 1996년 Rothenstein에 의해 제안되었다[12].

도플러 선폭 증대 함수에 근거한 표적 핵의 확률 분포 함수는 다음과 같다.

$$P(V, \mu_t) = \frac{\sigma_s(v_r, 0) v_r p(V)}{2\sigma_s(E, T) v} \quad (3-44)$$

여기서,

V : 표적 핵 속도

μ_t : 표적 핵과 입사 중성자 사이의 코사인 각

v : 입사 전 중성자 속도

v_r : 표적 핵에 대한 입사 전 중성자 상대 속도

T : 핵연료 온도

$p(V)$: 표적 핵 속도 확률 분포 함수

표적 핵 속도는 Maxwell-Boltzmann 분포를 따른다고 가정한다.

$$p(V) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \beta^3 V^2 e^{(-\beta^2 V^2)} \quad (3-45)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{M}{2k_B T}} \quad (3-46)$$

여기서 M 은 표적 핵 질량, k_B 는 Boltzmann 상수이다.

식 (3-45)는 다음과 같이 정리해서 표현된다.

$$\begin{aligned} P(V, \mu_t) &= \frac{\sigma_s^{\max}(E_\xi, 0)}{2v\sigma_s(E, T)} \frac{\sigma_s(E_r, 0)}{\sigma_s^{\max}(E_\xi, 0)} \frac{v_r}{(v+V)} (v+V) p(V) \\ &= C \left\{ \frac{\sigma_s(E_r, 0)}{\sigma_s^{\max}(E_\xi, 0)} \right\} \left\{ \frac{v_r}{(v+V)} \right\} \{(v+V) p(V)\} \end{aligned} \quad (3-47)$$

여기서 C 는 속도에 무관한 정규화 상수로 $\frac{\sigma_s^{\max}(E_\xi, 0)}{2v\sigma_s(E, T)}$, ξ 는

중성자 무차원 속도로 $\sqrt{\frac{AE}{k_B T}}$ 이다.

위의 식에서 $\sigma_s^{\max}(E_\xi, 0)$ 는 중성자 무차원 속도 구간 $\xi \pm 4.0$ 에 해당되는 에너지 구간에서 가장 큰 산란 단면적 값으로, 무차원

구간은 Weisbin 과 Cullan의 선폭 증대 알고리즘 SIGMA1의 값[13]을 따른다.

식 (3-47)는 다음과 같이 표현 가능하다.

$$P(V, \mu_t) = C' \left\{ \frac{\sigma_s(E_r, 0)}{\sigma_s^{\max}(E_\xi, 0)} \right\} \left\{ \frac{v_r}{v+V} \right\} \left\{ \frac{2\beta^4 V^3 e^{-\beta^2 V^2} + (\beta v \sqrt{\pi} / 2) (4\beta^3 / \sqrt{\pi}) V^2 e^{-\beta^2 V^2}}{1 + \beta v \sqrt{\pi} / 2} \right\} \quad (3-48)$$

$$\text{여기서 } C' = \frac{\sigma_s^{\max}(E_\xi, 0) (1 + \beta v \sqrt{\pi} / 2)}{2v \sigma_s(E, T) \beta \sqrt{\pi} / 2}.$$

식 (3-48)의 세 번째 괄호는 확률분포 함수 $2\beta^4 V^3 e^{-\beta^2 V^2}$ 와 $(4\beta^3 / \sqrt{\pi}) V^2 e^{-\beta^2 V^2}$ 의 가중 평균으로 나타난다. 따라서 각 확률분포 함수의 가중치를 이용해 표적 핵의 속도와 충돌 각을 추출할 수 있다. 두 확률분포함수는 $y = \beta^2 V^2$ 치환을 통해 다음과 같은 방법으로 추출할 수 있다.

$$\int_0^\infty 2\beta^4 V^3 e^{-\beta^2 V^2} dV \rightarrow \int_0^\infty y e^{-y} dy \quad (3-49)$$

$$\int_0^\infty (4\beta^3 / \sqrt{\pi}) V^2 e^{-\beta^2 V^2} dV \rightarrow \int_0^\infty \sqrt{y} e^{-y} dy$$

한편 식 (3-48)의 나머지 두 괄호 부분은 항상 1보다 작은 값을 가지며, 기각 방법을 이용하여 구속 조건으로 사용 가능하다.

$$R_1(V, \mu_t) = \frac{\sigma_s(E_r, 0)}{\sigma_s^{\max}(E_\xi, 0)} \leq 1 \quad (3-50)$$

$$R_2(V, \mu_t) = \frac{v_r}{v+V} \leq 1 \quad (3-51)$$

그림 2-3은 ^{238}U 의 공명 단면적 부근에서 DBRC 방법을 이용하여 얻은 산란 핵이다. 그림으로부터 DBRC 방법을 통한 상향 산란 고려가 가능함을 확인할 수 있다.

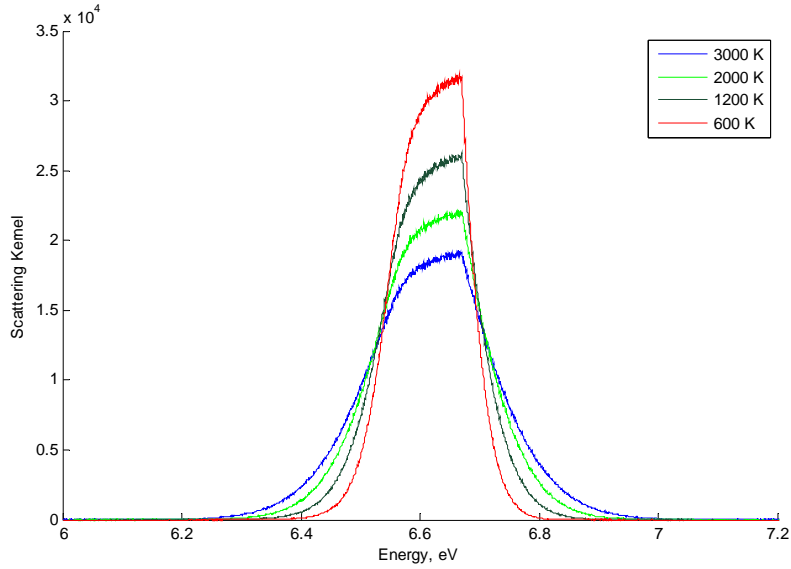


그림 2-3. ^{238}U 의 공명 의존 산란 핵 (6.67 eV)

현재 EXUS 코드에서는 ^{238}U 핵종만을 DBRC 방법을 이용하여 산란 모의하고 있으며, 해당 에너지 영역은 210eV로 고정되어 있다. DBRC 방법을 이용한 산란 모의 알고리즘은 다음과 같다.

- 중성자의 입사 에너지가 210 eV 이하, 충돌 핵이 ^{238}U 인 경우 DBRC 방법을 이용하여 산란 모사를 수행, 아닌 경우 점근 산란 가정법을 이용하여 산란을 모사한다.
- 위의 조건을 만족한 경우, DBRC 방법론에 기반 표적 핵의 속도 \vec{V} 와 중성자 입사각의 코사인 μ_T 를 추출한다. 이 때 μ_T 는 -1 - 1 사이에서 임의 추출한다.
- 표적 정지계(target at rest system)에서 중성자의 상대 속도를 구한다.

$$\vec{v}_r = \vec{v}_n - \vec{V} \leftrightarrow v_r = \sqrt{v_n^2 + V^2 - 2Vv_n\mu_T} \quad (3-52)$$

- 점근 산란 가정법을 이용, 표적 정지계에서 중성자의 충돌 후 속도 \vec{v}'_r 를 추출한다.
- 표적 정지계에서의 충돌 후 중성자 속도를 실험 좌표계의 속도로 변환한다.

$$\vec{v}' = \vec{v}'_r + \vec{V} \quad (3-53)$$

제 3 장 유입 수송 보정

다군 반응단면적 생산 단계에서는 중성자 수송 계산을 위해 필요한 다군 핵자료를 생산하며, 비등방성 산란을 고려하기 위한 수송 보정 작업을 수행한다. 전통적으로 수송 보정 방법으로는 유출 수송 보정(Outflow transport correction)법이 적용되어 왔다. 그러나 최근 HELIOS 라이브러리의 버전이 갱신되면서 유입 수송 보정(Inflow transport correction)법이 도입되었으며, 수송 보정 방법에 따라 수소의 수송 반응단면적에 큰 차이가 있음이 알려졌다[7]. 이에 따라 누설이 심한 문제에서는 상당한 누설도 차이가 유발되어 두 방식에 의한 반응도 차이가 수백 pcm 가량 될 수도 있음이 확인되었다. 따라서 본 연구에서는 에너지군 반응단면적 생산 과정에서 중성자의 유입 보정 방식으로 수송 보정하는 방법도 구현하여 선택적으로 수송 보정을 수행할 수 있도록 하였다.

이 장에서는 유입 수송 보정을 도입하기 위하여 수행한 내용에 대해 다루기로 한다. 제1절에서는 P_1 방정식으로부터 수송 보정 관계식을 유도하고 기존의 유출 수송 보정법과 유입 수송 보정법을 비교한다. 제2절에서는 유입 수송 보정에 필요한 중성자류를 구하기 위해 도입된 다군 B_1 방정식에 대해 설명하고 제3절에서는 실제로 유입 수송 보정을 하는 과정을 설명한다.

제 1 절 수송 보정

수송 보정은 확산 이론에서 중성자의 비등방 산란 효과를 보정하기 위해 도입된 것으로, 보정된 산란 반응단면적을 이용하여 선형 비등방 산란 대신 등방 산란을 가정하는 방법이다. 확산 이론 외에도 적분 수송 이론과 같이 비등방 산란의 고려가 어려운 경우에 사용되거나 수송 계산의 효율을 높이기 위해서 사용된다.

구체적인 수송 보정 관계식은 P_1 방정식으로부터 확산 방정식을 근사하는 과정에서 유도할 수 있다. 정상상태에서 외부 선원이 없을 경우, 다군 P_1 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\nabla \cdot J_g(\vec{r}) + \Sigma_{tg}(\vec{r})\phi(\vec{r}) = \sum_g \Sigma_{s0,g \rightarrow g}(\vec{r})\phi_g(\vec{r}) + \chi_g \psi(\vec{r}) \quad (3-54)$$

$$\nabla \phi_g(\vec{r}) + 3\Sigma_{tg}(\vec{r})J_g(\vec{r}) = 3\sum_g \Sigma_{s1,g \rightarrow g}(\vec{r})J_g(\vec{r}) \quad (3-55)$$

Fick의 법칙에 따라 식 (3-54)의 중성자류 J_g 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$J_g(\vec{r}) = -D_g \nabla \phi_g(\vec{r}) \quad (3-56)$$

중성자류 J_g 와 중성자속의 기울기 $\nabla \phi_g$ 과의 관계는 식 (3-55)에서도 찾을 수 있다.

$$3 \left[\Sigma_{tg}(\vec{r}) - \frac{\sum_g \Sigma_{s1,g \rightarrow g}(\vec{r})J_g(\vec{r})}{J_g(\vec{r})} \right] J_g(\vec{r}) = -\nabla \phi_g(\vec{r}) \quad (3-57)$$

위 식의 [] 부분을 수송 단면적 $\Sigma_{trg}(\vec{r})$ 라 정의한다.

$$\Sigma_{trg}(\vec{r}) = \Sigma_{tg}(\vec{r}) - \frac{\sum_g \Sigma_{s1,g \rightarrow g}(\vec{r})J_g(\vec{r})}{J_g(\vec{r})} \quad (3-58)$$

식 (3-56)와 (3-57)에 의해 확산 계수는 아래와 같이 정의된다.

$$D_g = \frac{1}{3\Sigma_{trg}} \quad (3-59)$$

식 (3-56)를 식 (3-54)에 대입하면 확산 방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
& -D_g \nabla^2 \phi_g(\vec{r}) + \Sigma_{tg}(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) \\
& = \sum_g \Sigma_{s0, g' \rightarrow g}(\vec{r}) \phi_{g'}(\vec{r}) + \chi_g \psi(\vec{r})
\end{aligned} \quad (3-60)$$

확산 방정식에서는 수송 단면적을 사용하여, 비등방 산란 반응단면적 Σ_{s1} 에 대한 항이 사라진 것을 확인할 수 있다.

한편 식 (3-58)의 수송 보정을 유입 수송 보정이라 한다. 유입이란 용어는 다른 에너지군에서 유입되어 오는 중성자 산란선원을 강조하려는 것이다. 유입 수송 보정을 하기 위해서는 중성자류가 필요하다. 이는 B_1 방정식이나 P_1 방정식 등을 풀어 얻을 수 있다.

중성자류를 구하기 위해서는 추가적인 계산이 수행되어야 하므로 가정을 도입하여 간단한 수송 보정을 하기도 한다. 가정은 다음과 같다.

$$\sum_g \Sigma_{s1, g' \rightarrow g} J_{g'} \approx \sum_g \Sigma_{s1, g \rightarrow g} J_g = \Sigma_{s1g} J_g \quad (3-61)$$

위의 가정은 유입되는 중성자와 유출되는 중성자들의 양이 같음을 의미한다. 식 (3-61)를 식 (3-58)에 대입하면 유출 수송 보정 식을 얻을 수 있다.

$$\Sigma_{trg}(\vec{r}) = \Sigma_{tg}(\vec{r}) - \Sigma_{s1g}(\vec{r}) J_g(\vec{r}) \quad (3-62)$$

제 2 절 다군 B_1 방정식

선형 비등방 산란을 고려한 1차원 Boltzmann 수송 방정식을 생각하자.

$$\begin{aligned}
\mu \frac{\partial \phi}{\partial z} + \Sigma_t \phi &= \frac{\chi}{4\pi} \psi + \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \Sigma_0(E' \rightarrow E) \phi(z, E') dE' \\
&+ \frac{3}{4\pi} \mu \int_0^\infty \Sigma_1(E' \rightarrow E) J(z, E') dE'
\end{aligned} \quad (3-63)$$

$$\text{여기서 } \begin{cases} \phi(z, E) = 2\pi \int_{-1}^1 \varphi(z, E, \mu) d\mu & : 0\text{-th moment} \\ J(z, E) = 2\pi \int_{-1}^1 \mu \varphi(z, E, \mu) d\mu & : 1\text{-st moment} \end{cases}$$

변수분리법을 이용하여 각중성자속을 공간에 대한 변수와 나머지 변수로 나눈다.

$$\varphi(z, E, \mu) = \hat{\phi}(z) \tilde{\varphi}(E, \mu) \quad (3-64)$$

변수 분리된 각중성자속을 식 (3-63)의 0차 모멘트와 1차 모멘트에 대입하면 다음과 같이 정리된다.

$$\begin{aligned} \phi(z, E) &= \hat{\phi}(z) \cdot 2\pi \int_{-1}^1 \tilde{\varphi}(E, \mu) d\mu = \hat{\phi}(z) \hat{\phi}(E) \\ J(z, E) &= \hat{\phi}(z) \cdot 2\pi \int_{-1}^1 \mu \tilde{\varphi}(E, \mu) d\mu = \hat{\phi}(z) \hat{J}(E) \end{aligned} \quad (3-65)$$

식 (3-65)을 식 (3-63)에 대입하자.

$$\begin{aligned} \mu \tilde{\varphi}(E, \mu) \frac{\partial \hat{\phi}(z)}{\partial z} + \Sigma_t \hat{\phi}(z) \tilde{\varphi}(E, \mu) &= \frac{\chi}{4\pi} \int_0^\infty \nu \Sigma_f(E') \hat{\phi}(z) \hat{\phi}(E') dE' \\ &+ \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \Sigma_0(E' \rightarrow E) \hat{\phi}(z) \hat{\phi}(E') dE' \quad (3-66) \\ &+ \frac{3\mu}{4\pi} \int_0^\infty \Sigma_1(E' \rightarrow E) \hat{\phi}(z) \hat{J}(E') dE' \end{aligned}$$

식 (3-66)의 양변을 $\mu \hat{\phi}(z) \tilde{\varphi}(E, \mu)$ 로 나누면 좌변에는 공간에 대한 항만 남는다.

$$\frac{1}{\hat{\phi}(z)} \frac{\partial \hat{\phi}(z)}{\partial z} = \frac{1}{\mu} \left[-\Sigma_t + \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\tilde{\varphi}(E, \mu)} (\text{FS} + \text{SS}_0 + 3\mu \text{SS}_1) \right] \quad (3-67)$$

$$\text{여기서 } \text{FS} = \chi(E) \int_0^\infty \nu \Sigma_f(E') \hat{\phi}(E') dE'$$

$$\text{SS}_0 = \int_0^\infty \Sigma_0(E' \rightarrow E) \hat{\phi}(E') dE'$$

$$SS_1 = \int_0^\infty \Sigma_1(E' \rightarrow E) \hat{J}(E') dE'$$

한편, 중성자속은 아래의 관계식을 만족한다.

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} = -B^2 \phi \quad \rightarrow \quad \frac{1}{\hat{\phi}} \frac{d\hat{\phi}}{dz} = \pm iB \quad (3-68)$$

여기서 B^2 는 버클링 계수.

식 (3-68)를 식 (3-67)에 대입한 후 양변을 $(\Sigma_t \pm iB\mu)$ 로 나누면, 각중성자속에 대한 관계식을 얻을 수 있다.

$$\tilde{\phi}(E, \mu) = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\Sigma_t \pm iB\mu} [FS + SS_0 + 3\mu SS_1] \quad (3-69)$$

각중성자속 관계식을 1차 Legendre 다항식 $P_l(\mu)$ 로 나타내면 다음과 같다.

$$\tilde{\phi}(E, \mu) = \sum_{l=0}^L \hat{\phi}_l(E) \frac{2l+1}{4\pi} P_l(\mu) \quad (3-70)$$

B_1 방정식을 풀고자 하므로, 식 (3-70)에서 최고 Legendre 차수 L 을 1차로 제한한다.

$$\tilde{\phi}(E, \mu) \approx \frac{1}{4\pi} \tilde{\phi}(E, \mu) + \frac{3}{4\pi} \mu \tilde{J}(E, \mu) \quad (3-71)$$

여기서 $\tilde{J}(E, \mu) = \hat{\phi}(E, \mu)$.

식 (3-71)을 식 (3-69)에 대입하자.

$$\frac{1}{4\pi} \tilde{\phi}(E, \mu) + \frac{3}{4\pi} \mu \tilde{J}(E, \mu) = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\Sigma_t \pm iB\mu} [\mathbf{A}] \quad (3-72)$$

여기서 $\mathbf{A} = FS + SS_0 + 3\mu SS_1$

식 (3-72)을 방향 코사인 μ 에 대해 적분하면 각도 의존성이 없는 중성자속을 구할 수 있다.

$$\begin{aligned}\hat{\phi}(E) &= 2\pi \int_{-1}^1 \frac{1}{\Sigma_t \pm iB\mu} \frac{1}{4\pi} [\mathbf{A}] d\mu \\ &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1}{\Sigma_t \pm iB\mu} d\mu \cdot (\text{FS} + \text{SS}_0) + \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\mu}{\Sigma_t \pm iB\mu} d\mu \cdot (3\text{SS}_1) \quad (3-73) \\ &= A_{00}(\text{FS} + \text{SS}_0) + 3A_{01}(\text{SS}_1)\end{aligned}$$

식 (3-72)에 방향 코사인 μ 를 곱한 후 동일하게 방향 코사인 적분을 수행하면 각도 의존성이 없는 중성자류를 구할 수 있다.

$$\begin{aligned}\hat{J}(E) &= 2\pi \int_{-1}^1 \frac{1}{\Sigma_t \pm iB\mu} \frac{\mu}{4\pi} [\mathbf{A}] d\mu \\ &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\mu}{\Sigma_t \pm iB\mu} d\mu \cdot (\text{FS} + \text{SS}_0) + \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\mu^2}{\Sigma_t \pm iB\mu} d\mu \cdot (3\text{SS}_1) \quad (3-74) \\ &= A_{10}(\text{FS} + \text{SS}_0) + 3A_{11}(\text{SS}_1)\end{aligned}$$

여기서

$$\begin{aligned}A_{00} &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1}{\Sigma_t \pm iB\mu} d\mu \\ A_{01} &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\mu}{\Sigma_t \pm iB\mu} d\mu = A_{10} \\ A_{11} &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\mu^2}{\Sigma_t \pm iB\mu} d\mu\end{aligned} \quad (3-75)$$

식 (3-75)의 계수 $A_{00} - A_{11}$ 는 버클링 계수의 부호에 따라 다음과 같이 정리된다.

1) $B^2 > 0$

$$\begin{aligned}
 A_{00} &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\Sigma_t \mp iB\mu}{\Sigma_t^2 + B^2\mu^2} d\mu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1}{1 + \left(\frac{B}{\Sigma_t}\mu\right)^2} \frac{d\mu}{\Sigma_t} \\
 &= \frac{1}{2B} \int_{\frac{-B}{\Sigma_t}}^{\frac{B}{\Sigma_t}} \frac{1}{1 + \tau^2} d\tau = \frac{1}{B} \int_0^{\frac{B}{\Sigma_t}} \frac{1}{1 + \tau^2} d\tau = \frac{1}{B} \tan^{-1} \frac{B}{\Sigma_t}
 \end{aligned} \tag{3-76}$$

2) $B^2 < 0$ or $-B^2 = k^2 > 0 \leftrightarrow B = ik$

$$\begin{aligned}
 A_{00} &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1}{\Sigma_t \mp k\mu} d\mu = \frac{1}{2} \frac{1}{(\mp k)} \ln(\Sigma_t \mp k\mu) \Big|_{-1}^1 \\
 &= \frac{1}{2} \frac{1}{(\mp k)} \ln \frac{\Sigma_t \mp k}{\Sigma_t \pm k} = \frac{1}{2} \frac{1}{k} \ln \frac{\Sigma_t + k}{\Sigma_t - k}
 \end{aligned} \tag{3-77}$$

$$\begin{aligned}
 A_{01} &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\mu}{\Sigma_t \pm iB\mu} d\mu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \left\{ \left(\pm \frac{1}{iB} \right) + \frac{\mp \frac{\Sigma_t}{iB}}{\Sigma_t \pm iB\mu} \right\} d\mu \\
 &= \pm \frac{1}{iB} \mp \frac{\Sigma_t}{iB} A_{00} = \mp \frac{i}{B} (1 - \Sigma_t A_{00})
 \end{aligned} \tag{3-78}$$

$$\begin{aligned}
 A_{11} &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\mu^2}{\Sigma_t \pm iB\mu} d\mu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\mu^2 (\Sigma_t \pm iB\mu)}{\Sigma_t^2 + B^2\mu^2} d\mu \\
 &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\Sigma_t \mu^2}{\Sigma_t^2 + B^2\mu^2} d\mu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \left(\frac{-\frac{\Sigma_t^3}{B^2}}{\Sigma_t^2 + B^2\mu^2} + \frac{\Sigma_t}{B^2} \right) d\mu \\
 &= \frac{\Sigma_t}{B^2} (1 - \Sigma_t A_{00})
 \end{aligned} \tag{3-79}$$

식 (3-77) - (3-79)를 식 (3-73) 및 (3-74)에 각각 대입하면 에너지 의존성을 지닌 각종성자속과 중성자류는 다음과 같이 정리된다.

$$\hat{\phi}(E) = A_{00}(\text{FS} + \text{SS}_0) \pm \frac{3}{iB}(1 - \Sigma_t A_{00})(\text{SS}_1) \quad (3-80)$$

$$\hat{J}(E) = \pm \frac{1}{iB}(1 - \Sigma_t A_{00})(\text{FS} + \text{SS}_0) + 3 \frac{\Sigma_t}{B^2}(1 - \Sigma_t A_{00})(\text{SS}_1) \quad (3-81)$$

위의 두 식을 다시 한번 정리하면 연속 에너지에 대한 B₁ 방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{cases} \Sigma_t \hat{\phi}(E) \pm iB \hat{J}(E) = \chi(E) \hat{\psi} + \int_0^\infty \Sigma_0(E' \rightarrow E) \hat{\phi}(E') dE' \\ \pm iB \hat{\phi}(E) + 3\alpha \Sigma_t \hat{J}(E) = 3 \int_0^\infty \Sigma_1(E' \rightarrow E) \hat{J}(E') dE' \end{cases} \quad (3-82)$$

여기서 $\frac{B^2}{1 - \Sigma_t A_{00}} A_{00} \equiv 3\Sigma_t \alpha$.

식 (3-82)으로부터 다군 B₁ 방정식을 얻을 수 있으며, 다음과 같다.

$$\begin{cases} \Sigma_{tg} \varphi_g \mp B J_g = \chi_g \psi + \sum_{g'=1}^G \Sigma_{g'g} \varphi_{g'} \\ \pm B \varphi_g + 3\alpha_g \Sigma_{tg} J_g = 3 \sum_{g'=1}^G \Sigma_{g'g}^{(1)} J_{g'} \end{cases} \quad (3-83)$$

식 (3-83)의 두번째 식을 정리하면 각종성자속에 대해 정리하자.

$$3 \left(\alpha_g \Sigma_{tg} J_g - \sum_{g'=1}^G \Sigma_{g'g}^{(1)} J_{g'} \right) = \mp \varphi_g \quad (3-84)$$

식 (3-84)는 아래와 같은 선형 방정식으로 표현 가능하다.

$$\begin{cases} \Sigma_t \Phi \mp B \mathbf{J} = \chi \psi + \mathbf{S} \Phi \\ \mathbf{D}^{-1} \mathbf{J} = \mp B \Phi \end{cases} \quad (3-85)$$

여기서

$$\Sigma_t = \begin{bmatrix} \Sigma_{t1} & 0 & 0 & \vdots \\ 0 & \Sigma_{t2} & 0 & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \cdots & \Sigma_{tG} \end{bmatrix} \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} \Sigma_{11}^{(1)} & \Sigma_{21}^{(1)} & \Sigma_{31}^{(1)} & \cdots \\ \Sigma_{12}^{(1)} & \Sigma_{22}^{(1)} & \Sigma_{32}^{(1)} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Sigma_{1G}^{(1)} & \cdots & \cdots & \Sigma_{GG}^{(1)} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} J_1 \\ J_2 \\ \vdots \\ J_G \end{bmatrix} \quad \Phi = \begin{bmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \vdots \\ \varphi_G \end{bmatrix} \quad \chi = \begin{bmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \\ \vdots \\ \chi_G \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{D}^{-1} = 3 \begin{bmatrix} \alpha_1 \Sigma_{t1} - \Sigma_{11}^{(1)} & -\Sigma_{21}^{(1)} & -\Sigma_{31}^{(1)} & \cdots \\ -\Sigma_{12}^{(1)} & \alpha_2 \Sigma_{t2} - \Sigma_{22}^{(1)} & -\Sigma_{32}^{(1)} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -\Sigma_{1G}^{(1)} & \cdots & \cdots & \alpha_G \Sigma_{tG} - \Sigma_{GG}^{(1)} \end{bmatrix}$$

식 (3-85)의 두 번째 식을 정리하여 첫 번째 식에 대입한 후 정리하면 최종적으로 풀어야 하는 선형 방정식을 얻을 수 있다.

$$\mathbf{J} = \mp \mathbf{B} \mathbf{D} \Phi \quad (3-86)$$

$$(\Sigma_t + \mathbf{D} \mathbf{B}^2 - \mathbf{S}) \Phi = \chi \psi \quad (3-87)$$

제 3 절 유입 수송 보정

앞의 1절에서 유도한 바와 같이 유입 수송 보정은 아래의 식과 같이 수행된다. 수송 반응단면적은 총 반응단면적과 수송 보정인자의 차와 같다.

$$\Sigma_{trg}(\vec{r}) = \Sigma_{tg}(\vec{r}) - \frac{\sum_{s1,g \rightarrow g} \Sigma_{s1,g \rightarrow g}(\vec{r}) J_g(\vec{r})}{J_g(\vec{r})} \quad (3-88)$$

질량중심계에서 등방 산란을 가정한 경우, 수송 보정 인자는 아래와 같이 표현된다.

$$\bar{\mu}_0 \Sigma_{s0,g} = \frac{2}{3A} \Sigma_{s0,g} \quad (3-89)$$

여기서 $\bar{\mu}_0$ 는 실험 좌표계에서 평균 방향 코사인을 의미한다. 식 (3-89)는 수송 보정 인자가 표적 핵의 원자량에 반비례함을 보여준다. 이는 무거운 핵종일수록 수송 보정 효과가 적게 나타남을 의미한다. 반대로 수송 보정은 수소, 헬륨 등의 가벼운 핵종에 적용될 경우 유의미하다.

유입 수송 보정을 하기 위해 필요한 중성자류는 식 (3-83)와 같은 B_1 방정식을 풀어 얻을 수 있다. 방정식을 풀 때 버클링 계수는 임계 상태의 가압 경수로가 가지는 $B^2 = 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$ 를 사용하며 물질은 $0.01 \text{ barn}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ 의 수밀도를 갖는 수송 보정 대상 표적 핵으로 구성되어 있다고 가정한다.

유입 수송 보정을 하기 위한 알고리즘은 다음과 같다.

- $B^2 = 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$, $N = 0.01 \text{ barn}^{-1} \text{ cm}^{-1}$
- 중성자류 얻기 위한 B_1 방정식 풀이
- 표적 핵에 대한 유입 수송 보정작업 수행

제 4 장 다군 핵자료 통합생산체계

다군 핵자료 통합생산체계는 서울대학교 원자로물리 연구실에서 개발한 전노심수송계산 코드 nTRACER가 수송계산을 위해 필요로 하는 모든 자료를 생산하기 위한 체계이다. 통합생산체계를 통하여 생산되는 다군 핵자료 라이브러리는 모든 핵종의 다군 단면적 자료, 중요 공명 핵종의 공명자료 등을 포함한다. 다군 핵자료 생산체계는 다군 단면적 자료 및 공명 자료를 생산하기 위한 두 단계와 생산된 두 자료를 통합하는 단계를 포함, 총 세 단계로 나누어 진다.

분리된 생산체계를 효율적으로 연계하기 위하여 핵자료 파일의 고유 형식을 정의할 필요가 있다. 이에 따라 통합생산체계를 통해 생산한 nTRACER 고유 핵자료 형식은 'PLC' 형식으로 명명하였다. PLC 파일은 아래 표에서 정의한 ASCII 형태의 두 입력파일 PLA와 PLC 파일을 바탕으로 단계적으로 생산된다.

표 4-1. 핵자료 라이브러리 파일 형식

형 식	구 성
PLA	핵자료 라이브러리 생산에 필요한 기본 정보 (반응단면적 계산온도, 공명 여부, 핵분열 여부, 서브그룹 준위 등)
PLB	각 핵종별 핵자료 생산계산 수행 결과 (서브그룹 가중치, 균정수 반응단면적, 산란 행렬 등)
PLC	완성된 핵자료 라이브러리 파일 형식

이 장에서는 nTRACER 코드용 핵자료집을 생산하기 위하여 본 연구를 통해 구축한 다군 핵자료 통합생산체계를 설명한다. 제1절에서는 nTRACER 코드에서 채택하고 있는 공명 처리방법에 대해 설명하고, 제2절 - 제4절을 통하여 고유 인자 생산, 에너지군 반응단면적 생산, 마지막으로 종합과정 각각에 대해 정립된 절차와 처리코드 체계를 설명한다.

제 1 절 공명 처리방법

연료 조성과 노심 내 연료 및 감속재의 배치에 따라 크게 달라지는 공명에너지군 유효 반응단면적을 효율적으로 구하기 위해서 적절한 공명 처리 방법이 필요하다. nTRACER 코드에서 적용하고 있는 방법은 서브그룹 방법으로 복잡한 구조에 쉽게 적용이 가능하며, 유효 반응 단면적을 보전하는 계산이 쉽다는 장점을 가지고 있다. 이 방식에서는 유효 반응단면적을 구적법을 통해 다음과 같이 표시한다[14].

$$\sigma_a = \frac{\int_{\Delta u} \sigma_a(u) \phi(u) du}{\int_{\Delta u} \phi(u) du} = \frac{\sum_n \omega_n \sigma_n \phi_n}{\sum_n \omega_n \phi_n} \quad (3-90)$$

여기서 σ_n 은 서브그룹 준위, ω_n 은 서브그룹 가중치, ϕ_n 은 서브그룹 준위에 대한 중성자속을 의미한다.

한편 중성자속 $\phi(u)$ 은 중간 공명 가정(Intermediate Resonance Approximation)을 적용한 감속 계산의 해로부터 얻어진다. 공명 산란은 무시할 수 있다고 가정한다.

$$\phi(u) = \frac{\lambda \Sigma_p}{\Sigma_a(u) + \lambda \Sigma_p} \quad (3-91)$$

여기서 λ 는 좁은 공명 인자(narrow resonance factor) 혹은 수소 등가 인자이다.

배경 반응단면적을 다음과 같이 정의하면, 중성자속은 배경 반응단면적에 대한 함수로 나타낼 수 있다.

$$\Sigma_b = \lambda \Sigma_p \quad (3-92)$$

$$\phi(u) = \frac{\Sigma_b}{\Sigma(u) + \Sigma_b} \quad (3-93)$$

식 (3-93)로부터 서브그룹 준위에 대한 중성자속을 구할 수 있다.

$$\phi_n = \frac{\Sigma_b}{\Sigma_n + \Sigma_b} = \frac{\sigma_b}{\sigma_n + \sigma_b} \quad (3-94)$$

식 (3-92) - (3-94)는 균질계(homogeneous system)에서 타당하며, 비균질계(non-homogeneous system)에서 풀 경우 누설을 고려하여 배경 반응단면적을 보정한 후 주어진 식을 이용한다. 비균질계의 보정된 배경 반응단면적은 다음과 같다.

$$\Sigma_b(\sigma_n) = \lambda \Sigma_p + \Sigma_e(\sigma_n) \quad (3-95)$$

여기서 Σ_e 는 등가 반응단면적으로, 아래와 같다.

$$\Sigma_e(\sigma_m) = \frac{\phi_m}{1 - \phi_m} \Sigma_m - \lambda \Sigma_p \quad (3-96)$$

최종적으로 식 (3-94)를 (3-90)에 대입하면 공명 영역 내 유효 반응단면적은 다음과 같이 표현된다.

$$\sigma_a = \frac{\sum_n \omega_n \sigma_{an} \frac{\sigma_{bn}}{\sigma_{an} + \sigma_{bn}}}{1 - \sum_n \omega_n \frac{\sigma_{an}}{\sigma_{an} + \sigma_{bn}}} \quad (3-97)$$

계 내에 하나 이상의 공명 핵종이 존재하는 경우 유효 반응단면적은 아래처럼 바뀐다.

$$\sigma_{ai} = \frac{\sum_n \omega_{ni} \sigma_{ni} \frac{\sigma_{bni}}{\sigma_{ni} + \sigma_{xi} + \sigma_{bni}}}{\sum_n \omega_{ni} \frac{\sigma_{bni}}{\sigma_{ni} + \sigma_{xi} + \sigma_{bni}}} \quad (3-98)$$

여기서 i 는 공명 핵종 지표, $\sigma_{xi} = \sum_{j \neq i} \Sigma_{aj} / N_i$.

제 2 절 공명 인자 생산

서브그룹 방법을 적용하기 위해 필요한 공명 인자로는 서브그룹 순위, 서브그룹 가중치, 수소등가인자(혹은 중간공명인자)가 있으며, 공명 인자 생산 단계에서는 모두 세 가지 자료가 생산되어야 한다. 그러나 서브그룹 순위와 수소등가인자를 결정하기 위한 체계가 아직 완성되지 못하였기 때문에 이들 자료는 기존 라이브러리에서 임차하여 사용한다. 따라서 여기서 말하는 공명 인자 생산은 서브그룹 가중치 결정을 의미한다.

공명 인자 생산체계는 크게 NJOY 코드를 이용한 원천 공명 핵자료 생산, 원천 공명 핵자료를 이용한 초미세 에너지군 감속 계산 및 감속 계산을 통하여 얻은 유효 반응단면적에 기반한 서브그룹 가중치 결정의 세 단계로 구성된다. 그림 4-1은 서브그룹 가중치를 결정하는 과정을 보여준다. 서브그룹 가중치를 결정하기 위한 자세한 과정은 다음과 같다.

공명 인자 생산은 NJOY 코드를 이용하여 ENDF-B 형식의 핵자료집을 처리하는 것으로 시작된다. NJOY 코드는 ENDF-B 형식의 핵자료집을 처리하기 위한 코드로 점이나 다 에너지군 반응단면적과 기타 자료를 다른 코드에서 사용할 수 있도록 생산해 준다. 코드 내부에는 여러 가지 모듈이 존재하며, 그 중 BROADR 모듈은 점 형태로 주어진 핵자료를 가지고 도플러 선폭 증대 계산을 수행한다. BROADR 모듈의 실행 결과로 도플러 증폭된 점별 핵자료를 얻고, 증폭된 핵자료는 초미세군 감속 계산을 하는데 이용된다.

BROADR 모듈의 계산 결과를 얻은 도플러 증폭된 반응단면적을 가지고 초미세군 감속 계산을 수행해 공명 영역 내 유효 반응단면적을 구한다. 감속 계산은 제2장에서 설명한 초미세군 감속 계산 코드 EXUS 내에서 사용자 입력에 따라 몬테칼로법 혹은 다군 충돌확률법 모듈에 의해 수행된다.

초미세군 감속 계산에서는 일반적으로 동일한 르싸지 크기를 갖는 800,000 에너지군 구조를 이용한다. NJOY 코드를 이용하여 선폭 증대한 점별 핵자료는 최대 100,000 점 정도의 자료를 가지고 있어 초미세군 계산에 부적합하다. 초미세군 반응단면적 자료를 얻기 위해서 BROADR 모듈의 결과 변환 작업이 선행되어야

한다. 이는 EXUS 코드 내부에서 수행되며, BROADR 모듈의 결과로 얻는 tape23 파일을 읽은 후, 선형 보간법을 이용하여 초미세군 반응단면적 자료로 확장한다. 감속 계산 시 필요 공명 핵종만 반응단면적이 제공되며, 나머지 핵종은 배경 핵종으로 처리하여 에너지 영역에 무관한 포텐셜 산란 반응단면적만 갖는다. 초미세군 감속 계산의 결과로 입력과일에 주어진 환경에 맞는 스펙트럼을 얻는다. 스펙트럼은 도플러 선평중대가 적용된 반응단면적과 함께 유효 반응단면적을 계산하는 데 이용된다.

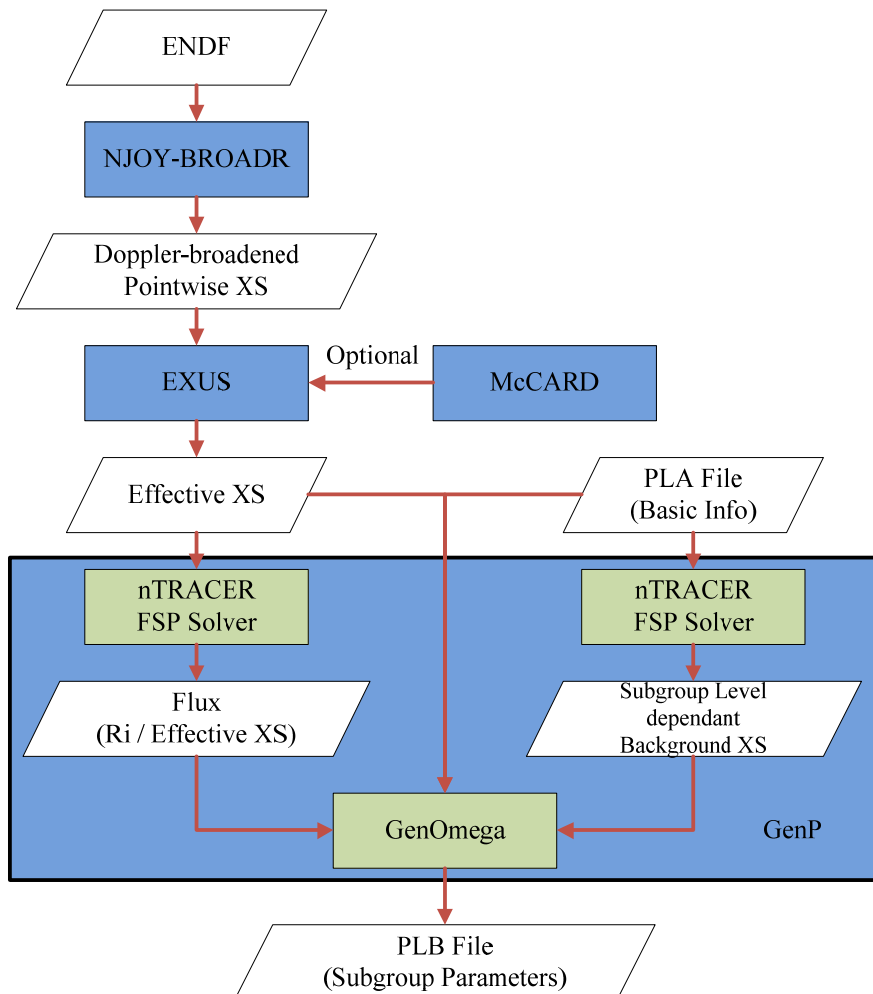


그림 4-1. 공명 인자 생성 과정 흐름도

EXUS 코드를 이용한 유효반응단면적 생산 대신 McCARD 코드를 이용한 감속 계산이 옵션으로 선택 가능하다. McCARD 코드는 서울대학교 심형진 등에 의해 몬테칼로법에 기반하여 작성되었으며[10], 기본적으로 연속 에너지 영역에 대해 고유치 문제나 선원 문제를 풀 수 있는 기능을 제공한다. 또한 정확한 산란 모의를 위한 DBRC 방법이 옵션으로 적용되어 있어, 상향 산란 효과를 고려한 감속 계산이 가능하다.

McCARD를 이용하여 유효 반응단면적을 생산하는 경우 선원 모드를 이용하여 계산을 수행하며, 이 때 초기 입자의 에너지는 Watt 핵분열 스펙트럼에 의해 결정된다. 또한 기존의 감속 계산 코드와 달리 물질 내 비 공명 핵종을 배경 핵종으로 처리할 수 없기 때문에 모든 핵종에 대한 배경 단면적이 제공된다. 표 4-2는 감속 계산 코드에 따른 계산 조건 차이를 비교한 것이다.

표 4-2. 감속 계산 코드에 따른 차이 비교

계산 코드	EXUS	McCARD
에너지군 구조	초미세군 (800,000)	연속 에너지
형상 처리	원통형만 가능(CP) 임의 형상 가능(MC)	임의 형상 가능
배경 핵종 처리	가능	불가능
초기 입자 위치	전 영역에 균일분포	핵연료에만 균일분포
초기 입자 에너지	공명 상한 - 2.0 MeV 균일분포	Watt 스펙트럼
산란 모의 방법	점근 산란 (CP) 점근 산란 + DBRC 방법 (MC)	점근 산란 + SVT 방법 + DBRC 방법

초미세군 감속 계산을 통해 얻는 유효 반응단면적을 바탕으로 서브그룹 가중치를 결정해야 한다. GenP 코드는 유효 반응단면적을 이용하여 고정선원 문제를 풀어 중성자속 및 배경 반응단면적을 계산하고, 최종적으로 서브그룹 가중치를 계산한다. 서브그룹 가중치는 감속 계산을 통해 얻은 유효 단면적이 보존되도록 최소 자승법을 적용하여 결정한다. 관련 식은 다음과 같다.

$$F_1(\mathbf{w}) = \sum_{k=1}^K \left(1 - \frac{\sigma_k^{SG}}{\sigma_k^{\text{ref}}} \right)^2 \quad (3-99)$$

여기서 k 는 서로 다른 배경단면적을 갖는 문제 구성에 대한 지표, σ_k^{SG} 는 서브그룹 인자로 나타난 유효 반응단면적(식 (3-98))을 의미한다.

GenP 코드를 구동하기 위해선 아래와 같은 정보가 필요하다. 이들 정보는 PLA 파일에 포함되어 있으며, 코드에서 직접 읽어 처리한다.

- 공명 영역 에너지군 구조
- 핵종의 개수
- 각 핵종들의 기본 정보(질량, 핵분열 여부, 공명 핵종 여부)
- 서브그룹 준위
- 수소 등가 인자
- 공명 온도

제 3 절 에너지군 반응단면적 생산

에너지군 반응단면적 생산 단계에서는 공명 인자를 제외하고 수송 계산에 필요한 모든 자료를 생산한다. 이 단계에서 생산 대상이 되는 에너지군 반응단면적은 다음과 같다.

- 흡수 반응 단면적, $\sigma_{a,g}(T)$
- 핵분열 반응단면적, $\sigma_{f,g}(T)$
- 핵분열 당 나오는 평균 중성자 수, ν
- 수송 반응단면적, $\sigma_{tr,g}(T)$
- 1 차 산란 반응 단면적, $\sigma_{sl,g}(T)$
- 1 차 산란 행렬, $\sigma_{sl}(T, g \rightarrow g')$
- 핵분열 스펙트럼, χ_g

- (n, 2n) 반응단면적, σ_{n2n}
- (n, 3n) 반응단면적, σ_{n3n}
- 포텐셜 산란 반응단면적, σ_p

에너지군 반응단면적은 NJOY 코드를 이용하여 핵자료평가집 ENDF-B 형식의 핵자료집을 처리하는 작업으로 시작한다. NJOY 코드는 각각 다른 역할을 수행하는 여러 종류의 모듈 집합으로 구성되어 있으며, 에너지군 반응단면적 생산을 위해 다음의 모듈들이 순차적으로 사용되었다. 이 중 MODER-RECONR-BROADR을 거친 결과 파일이 초미세군 감속 계산을 위해 사용된다.

- MODER : ENDF, PENDF, GENDF 구조의 파일 형식을 변환한다. ASCII 형식에서 이진 형식으로, 이진형식에서 ASCII 형식으로 변환시키는 역할을 한다.
- RECONR : 공명 인자들로부터 공명 영역의 반응단면적을 재생산하고, 비선형 보간법을 이용하여 반응단면적을 재구성한다.
- BROADR : PENDF 형태의 핵자료를 가지고 도플러 선폰중대 계산을 수행한다.
- UNRESOR : 미해결 공명에너지 영역에 대해 자기 차폐된 유효 반응단면적을 생산한다.
- THERMER : 열중성자 에너지영역에서 산란단면적을 생산한다.
- GROUPR : 자기 차폐된 다군 단면적, 비등방성 산란행렬등을 생산한다.

GROUPR 모듈은 기본적으로 내장된 가중 스펙트럼을 이용하여 다군 단면적을 생산한다. 옵션을 통해 집적 계산한 가중 스펙트럼을 입력으로 집어넣을 수도 있는데, 이 경우 몬테칼로 코드를 이용하여 단위 봉세포 문제를 풀어 해당하는 중성자 스펙트럼을 가중 스펙트럼으로 넣어준다.

LIBDEC 코드는 NJOY GROUPR 모듈의 출력 파일을 읽어 주요 다군 핵자료를 차후 수송 계산 코드에서 쓰일 수 있도록 편집 및 재구성하여 결과를 저장한다. 제 3장에서 설명한 유입 수송

보정과 유출 수송 보정도 이 단계에서 수행된다.

그림 4-2는 에너지군 반응단면적을 생산하는 과정을 순서대로 보여준다.

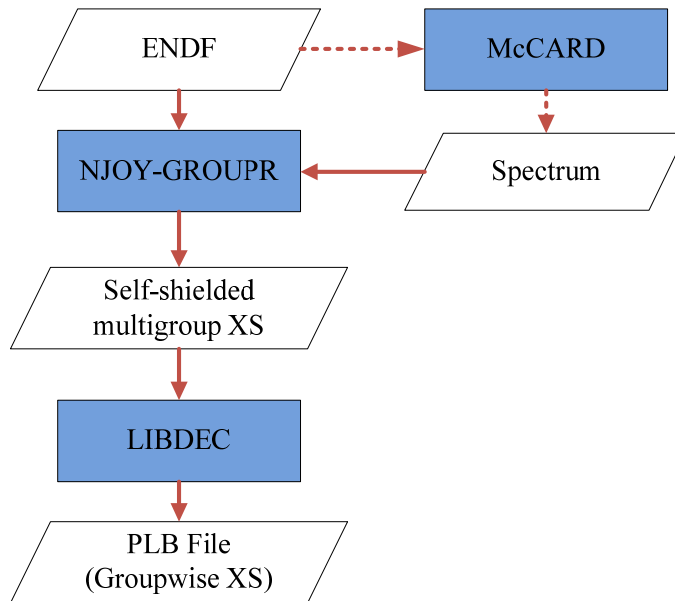


그림 4-2. 에너지군 반응단면적 생산 흐름도

제 4 절 최종 핵자료 라이브러리 생산

핵자료 생산은 앞선 과정에서 생산한 공명 인자와 에너지군 반응단면적을 종합하여 하나의 자료로 재생산하는 작업으로 마무리된다. 이 작업은 GUARDIAN(Gathering and Unifying All Resulting Data Into A New library) 코드 내에서 수행되며, 자료들을 취합해 하나의 최종 핵자료 파일로 저장한다. GUARDIAN 코드를 통해 작성된 최종 핵자료 파일 내에는 nTRACER에서 요구하는 자료 변수들이 모두 포함되어 있어, 다른 코드의 핵자료 파일 없이 독자적인 계산 수행이 가능하다.

GAURDIAN 코드는 생산한 핵자료를 취합하는 기능 외에도 이진 형식으로 저장되어 있는 기존 코드의 핵자료 파일을 읽어 PLC 형식의 자료로 변환하거나, 내부의 자료를 직접 생산한 핵종의 자료로 교체하는 옵션을 가지고 있다. 이 옵션은 미처 생산하지 못한 핵종의 자료가 필요한 경우 유용하게 사용 가능하다.

제 5 장 시험 계산 결과

통합 핵자료 생산체계를 구축한 후, 이를 검증하기 위하여 중요 핵종에 대한 핵자료 라이브러리를 생산한다. 생산한 핵자료 라이브러리는 수송 계산 코드 nTRACER를 이용하여 붕세포, 집합체, 노심 문제 등을 풀어 결과를 비교하는 방법으로 건전성을 평가할 수 있다. 비교 대상으로는 기존에 nTRACER 코드가 임차하여 사용하고 있는 HELIOS 코드의 라이브러리 사용 결과, 서울대학교 몬테칼로 코드 McCARD를 이용한 동일 계산 수행 결과 등이 이용될 수 있다. 추가로 연소 계산을 수행하여 생산한 핵자료 라이브러리의 연소 계산 능력을 평가한다. 많이 사용되고 있는 노심 해석 코드와 계산 결과 비교 혹은 실제 가동 중인 원전의 노심 연소 계산을 모의하여 실측값과 비교하여 핵자료 라이브러리의 연소 계산능력을 평가할 수 있다.

개발한 초미세균 감속 계산 코드는 다균 충돌확률법 코드 RMET21과 몬테칼로 코드 McCARD와 비교하여 검증한다. 일차적으로 감속 계산을 통해 얻은 스펙트럼 및 유효 반응단면적을 비교하고, 계산한 유효 반응단면적을 통해 만들어진 핵자료 라이브러리를 이용하여, nTRACER 코드를 이용한 계산을 수행, 결과를 비교하여 감속 계산 코드의 건전성을 평가한다.

한편 수송 보정의 효과를 확인하기 위해 각기 다른 방식으로 보정된 산란 반응단면적을 비교한다. HELIOS 라이브러리는 버전에 따라 유입 혹은 유출 수송 보정된 수소 반응단면적을 포함하므로, 각각을 비교 대상으로 삼는다. 각기 다른 방식으로 수송보정된 핵자료 라이브러리를 이용하여 반사체가 존재하는 노심 문제를 풀어 수송 보정의 효과를 확인한다. 이 때 기준값으로 McCARD를 이용한 계산 결과를 이용할 수 있다.

이번 장에서는 본 연구에서 구축한 다균 핵자료 통합 생산체계를 검증한 과정과 결과를 설명한다. 제1절에서는 작성한 초미세균 감속 계산 코드 EXUS를 이용하여 감속 계산을 수행하고, 결과로 얻은 스펙트럼 및 유효 반응단면적의 유효성을 판단하는 내용에 대해 설명한다. 제2절에서는 생산체계를 검증하기 위하여 중요 핵종에 대해 핵자료 라이브러리를 생산한 내용을 설명한다.

제3절에서는 생산한 핵자료 라이브러리를 이용하여 OPR 1000 타입 노심용 봉세포, 집합체 계산을 수행하여 결과를 비교하는 방법으로 핵자료 라이브러리의 건전성을 평가한다. 제4절에서는 DBRC 방법을 적용하여 ^{238}U 의 공명 인자를 생산하고, 봉세포, 집합체, 노심 단위의 문제를 풀어 상향 산란 고려 효과를 확인한다. 제5절에서는 수송 보정 방식을 달리하여 수소 에너지군 반응단면적을 생산하고, 누설이 있는 노심 문제를 해결하여 결과를 비교하는 방식으로 수송 보정 방식의 효과를 확인한다. 제6절에서는 상용 원자로 OPR 1000 집합체 및 노심에 대해 연소 계산을 수행한 후 다른 코드 결과와의 결과 비교를 통해 생산체계의 연소 계산 능력을 확인한다.

제 1 절 초미세군 감속 계산 코드 건전성 평가

제 2장에서 초미세군 감속 계산 코드 EXUS 개발 내용에 대해 설명하였다. EXUS 코드는 공명 인자를 생산하기 위해 필요한 유효 반응단면적 생산을 위해 작성되었으며, 충돌확률법과 몬테칼로법을 이용하여 감속 계산을 수행한다. 작성한 코드를 실제 핵자료 생산체계에 적용하기 위해선 계산 결과가 유효한 지 검증 작업이 선행되어 코드가 제대로 동작함을 증명해야 한다.

EXUS 코드의 계산능을 평가하기 위하여 3 wt% 농축도를 지닌 우라늄 연료봉을 구성하였다. 연료봉의 형상은 OPR 1000 평균 봉세포 구조를 따르며, 충돌확률법 계산을 위해 사각형 봉세포 대신 부피를 보존하는 방식으로 원통형 봉세포로 변환하여 계산을 수행하였다. 연료봉의 내부 온도는 296 K로 모두 일정하며, 모든 핵종을 공명 처리하여, 반응단면적 자료를 제공하였다. EXUS 코드의 몬테칼로법 모듈을 이용할 때 사용한 조건은 아래와 같다.

- 총 입자 수 : 10,000,000

코드의 건전성을 판단하기 위해 감속 계산의 직접적인 결과인 스펙트럼을 우선 비교하였으며, 이는 충돌확률법 기반 감속 계산 코드 RMET21의 결과를 비교 대상으로 삼았다. 두 번째로

스펙트럼을 통해 얻는 유효 반응단면적은 McCARD 코드를 이용하여 선원 모드 계산한 결과를 기준값으로 삼았다.

그림 5-1 및 그림 5-2는 RMET21 코드와 EXUS 코드의 충돌확률법 감속 계산 모듈을 이용하여 감속 계산 수행 결과로 얻은 80만 군 스펙트럼을 10만 에너지군 구조로 축약하여 그린 감속 스펙트럼이다. 이들 그림을 통해 붕세포 중 연료 영역과 감속재 영역에서 두 코드가 동일한 감속 스펙트럼을 보여줌을 확인할 수 있다. 이는 EXUS 코드 내 충돌확률법 기반 감속 계산 모듈이 유효하게 작동함을 의미한다.

한편 그림 5-3 및 그림 5-4는 EXUS 코드 내 충돌확률법 기반 모듈과 몬테칼로법 기반 모듈을 각각 이용하여 얻은 감속 계산을 수행하여 얻은 10만 군 축약 스펙트럼으로, 역시 연료 영역과 감속재 영역에서 두 코드의 감속 계산결과가 잘 일치함을 보여준다. 몬테칼로법을 이용하여 얻은 스펙트럼은 충돌확률법을 이용하여 얻은 스펙트럼에 비해 일정한 값을 보여주지 못하고 흔들림이 존재한다. 이는 각 에너지군의 크기가 매우 작아 좁은 에너지 구간에 많은 에너지군이 속하기 때문이다. 확률에 기반하는 몬테칼로법의 특성 상 충분한 양의 입자가 사용되지 못한 경우 중성자 감속 시 각 에너지군에 균일하게 분포하지 못하여 결과에 흔들림이 존재할 수 있다. 계산 시 충분한 양의 입자를 사용할 경우 충돌확률법 계산 결과와 유사한 결과를 얻을 수 있다. 이러한 결과를 통해 몬테칼로법 기반 감속 계산 모듈 역시 유효하게 적용되었음을 확인할 수 있다.

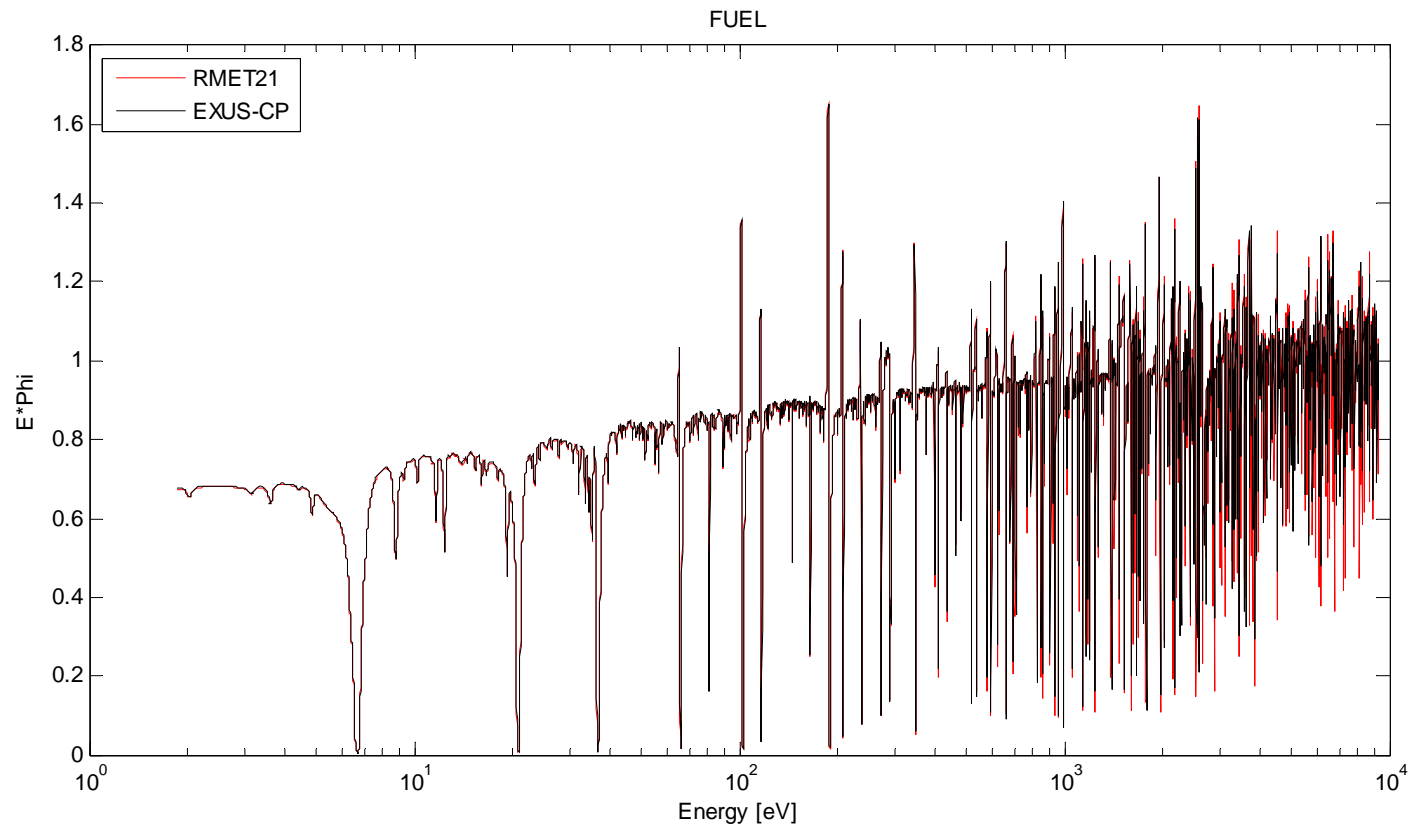


그림 5-1. 연료 영역 감속 스펙트럼, RMET21 및 EXUS.CP 결과 비교

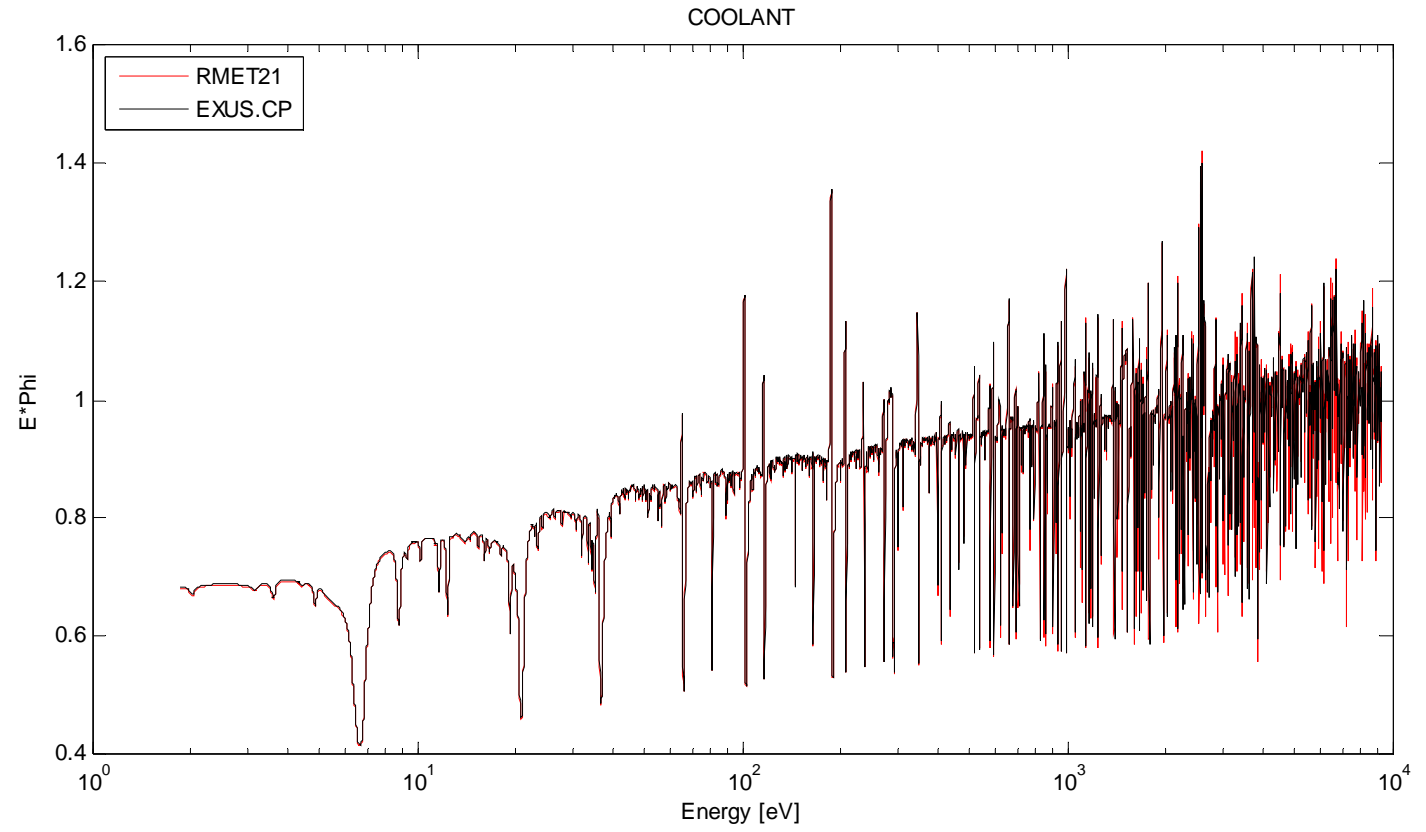


그림 5-2. 감속재 영역 감속 스펙트럼, RMET21 및 EXUS.CP 결과 비교

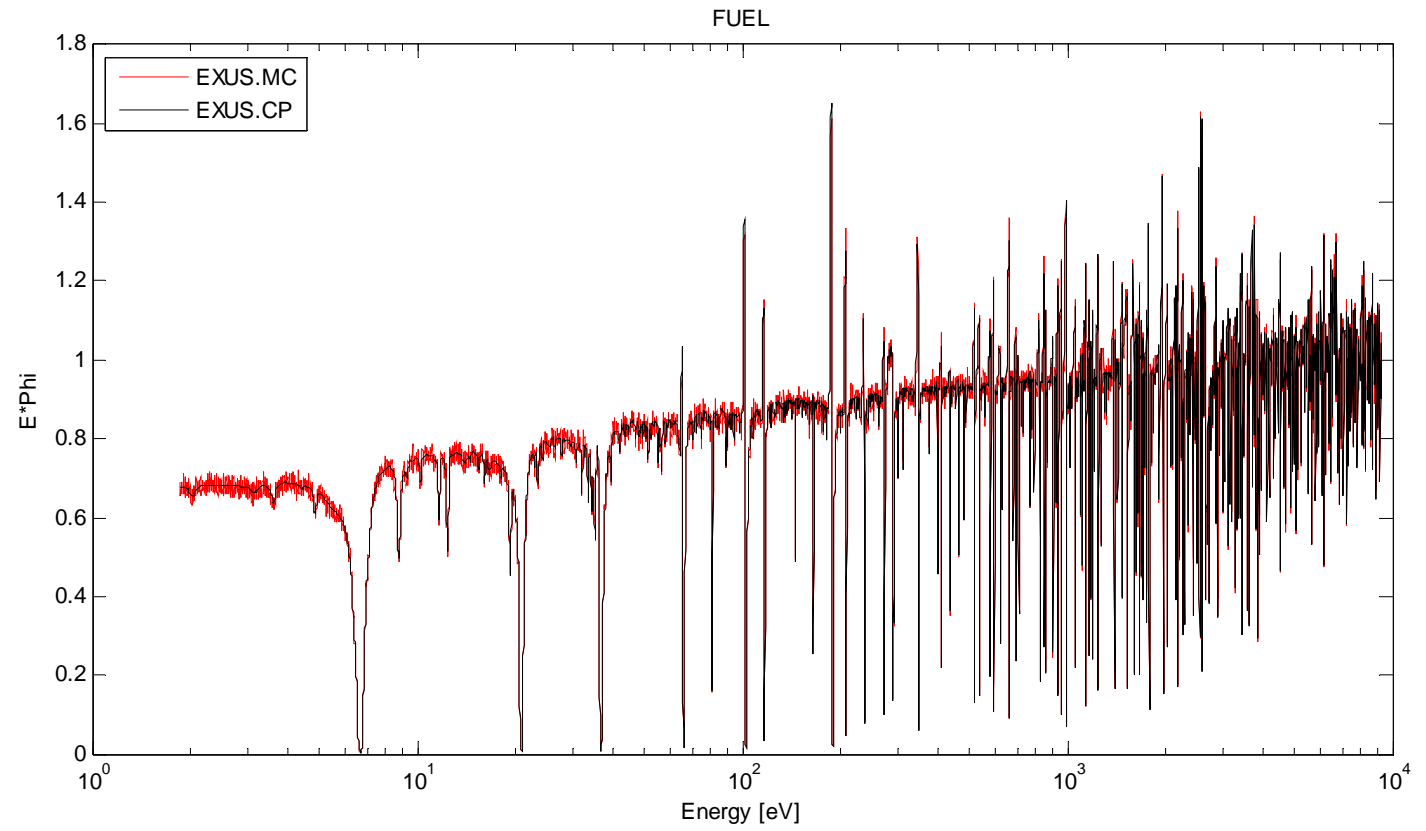


그림 5-3. 연료 영역 감속 스펙트럼, EXUS.MC 및 EXUS.CP 결과 비교

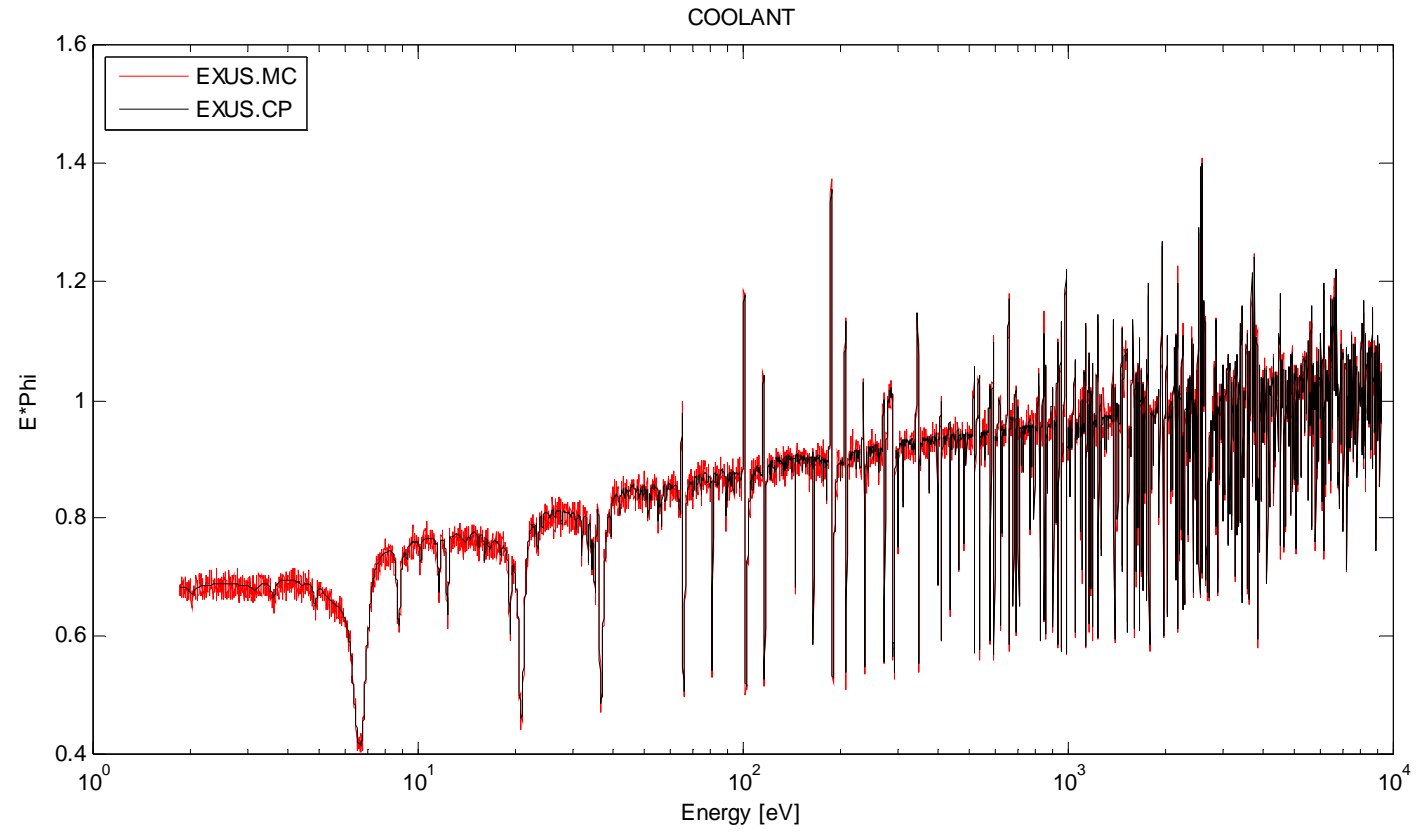


그림 5-4. 감속재 영역 감속 스펙트럼, EXUS.MC 및 EXUS.CP 결과 비교

EXUS 코드의 견전성을 더 정확히 판단하기 위해, 감속 스펙트럼을 이용해 계산된 ^{238}U 의 유효 반응 단면적을 비교해본다. 비교 대상으로는 몬테칼로 코드인 McCARD 코드를 이용하여 구한 유효 반응단면적 값을 이용한다. McCARD 계산 시 이용한 계산 조건은 아래와 같다.

- 총 입자 수 : 100,000,000 (선원 모드)

그림 5-5 - 그림 5-7는 각각 McCARD 계산을 통해 얻은 ^{238}U 의 공명 영역 내 흡수 단면적과 RMET21코드, EXUS 코드 충돌확률법 모듈, EXUS 코드 몬테칼로법 모듈을 이용해 얻은 흡수 단면적을 비교한 것이다. 그림들을 통해 코드에 상관없이 최대 약 2% 정도의 오차로 공명 영역 내 흡수 단면적이 비교적 잘 맞는 것을 확인할 수 있다. EXUS 코드 충돌확률법 모듈을 이용하여 얻은 결과의 경우 RMET21 코드의 결과보다 비슷하거나 좀 더 정확하다. 특히 ^{238}U 핵종의 중요 공명을 포함하는 80 eV 이하 에너지 영역에서 McCARD 코드의 결과와 0.5% 이내로 일치하는 모습을 보여준다.

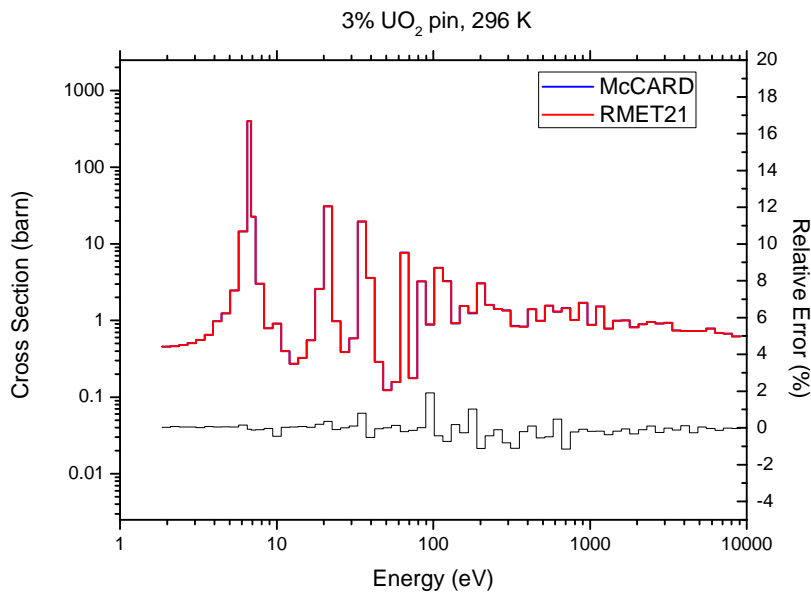


그림 5-5. ^{238}U 흡수 단면적, McCARD와 RMET21 결과 비교

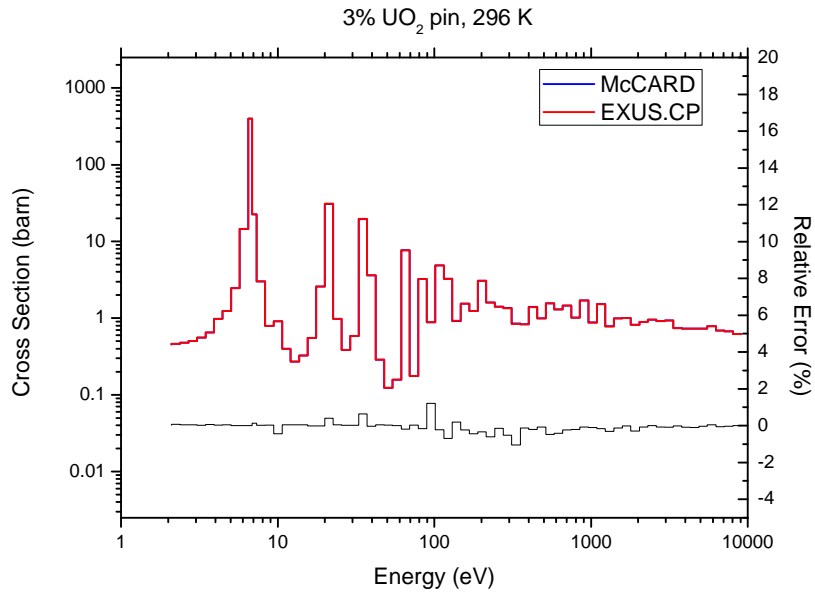


그림 5-6. ²³⁸U 흡수 단면적, McCARD와 EXUS.CP 결과 비교

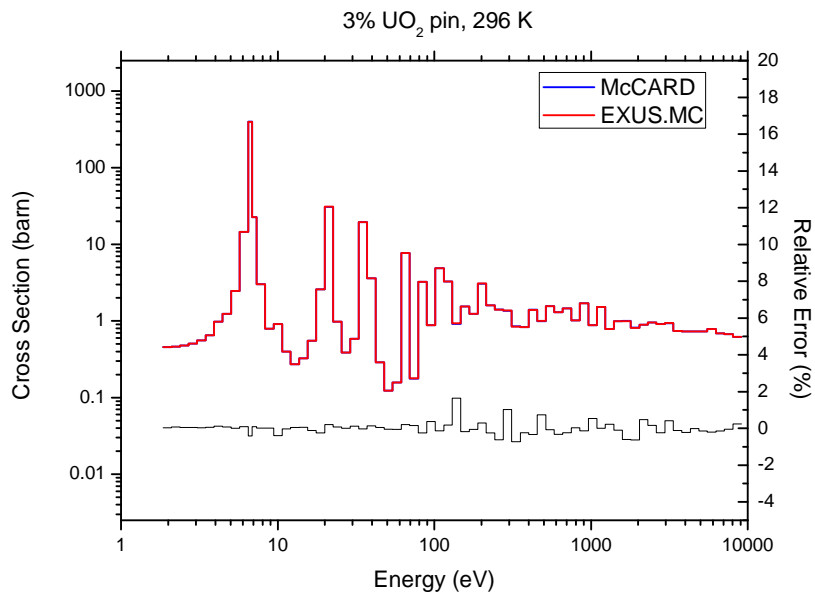


그림 5-7. ²³⁸U 흡수 단면적, McCARD와 EXUS.MC 결과 비교

흡수 단면적 비교 외에도, 균축약된 스펙트럼을 비교하여 코드의 계산능을 평가할 수 있다. 각 코드를 통해 얻은 중성자 스펙트럼의 정규화 정도가 달라 직접 비교할 수 없어, 모든 코드를 통해 얻은 스펙트럼을 가장 높은 에너지군의 중성자속이 1이 되도록 정규화한 후 비교하였다. 비교 대상은 연료 영역 스펙트럼으로 한정한다.

그림 5-8 - 그림 5-10은 각 감속 계산 코드를 통해 얻은 균축약된 스펙트럼을 McCARD 코드의 결과와 비교하고 있다. 전반적으로 감속 계산 코드를 이용하여 얻은 스펙트럼이 McCARD 코드를 통해 얻은 스펙트럼보다 약간 높게 나타나지만, 그 차이는 약 0.5% 미만이다. 스펙트럼이 정확히 일치하지 않는 이유는 표 4-2에 나타난 바와 같이 감속 계산 시 적용되는 조건이 동일하지 않기 때문이다. 저 에너지 영역에서 스펙트럼의 차이가 큰 이유도 동일하다. RMET21 코드나 EXUS 코드와 같은 감속 계산 코드는 관심 영역에서의 감속 계산만을 수행하지만 McCARD 코드를 이용한 계산의 경우 속중성자 에너지 영역뿐 아니라 열중성자 에너지 영역의 모의를 포함한다. 이에 열중성자 에너지 영역에서의 상향 산란 등에 의해 낮은 공명 에너지 영역의 중성자속이 영향을 받아 차이가 발생한다.

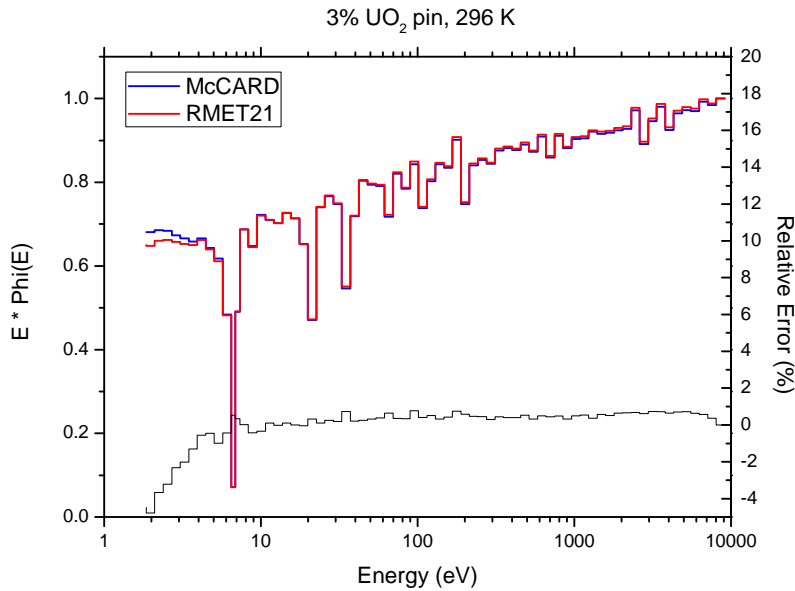


그림 5-8. 균축약 스펙트럼, McCARD 및 RMET21 결과 비교

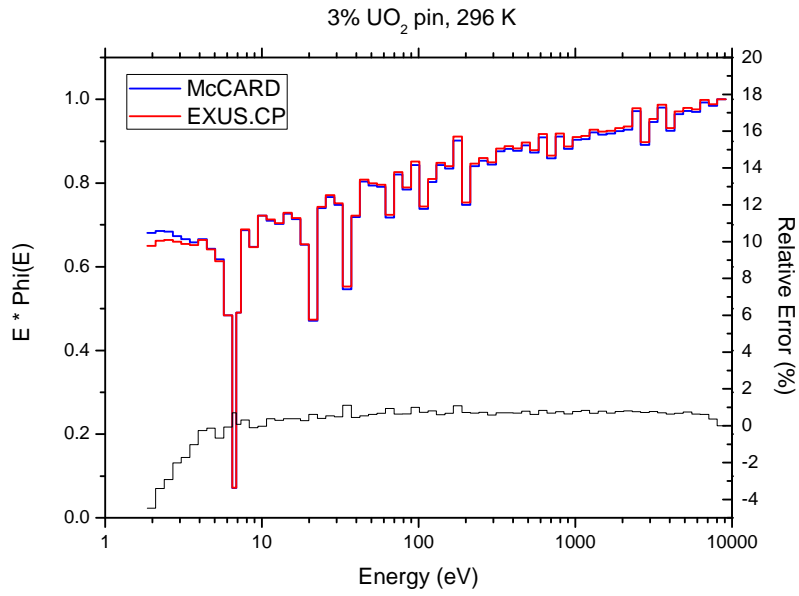


그림 5-9. 균축약 스펙트럼, McCARD 및 EXUS.CP 결과 비교

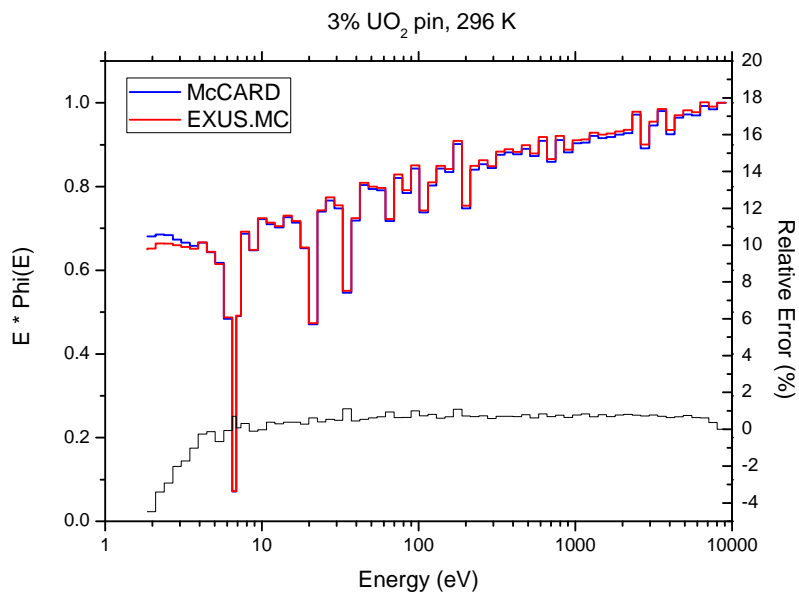


그림 5-10. 균축약 스펙트럼, McCARD 및 EXUS.MC 결과 비교

위의 비교 결과들을 통해 초미세 에너지군 감속 계산 코드 EXUS는 유효한 결과를 출력하며, 핵자료 통합 생산체계에 포함되기에 적합하다고 평가할 수 있다.

제 2 절 주요 핵종의 핵자료 생산

다군 핵자료 생산체계를 이용하여 앞서 설명한 절차에 따라 ENDF-B/VII.0 핵자료집을 바탕으로 중요 핵종에 대하여 핵자료 라이브러리를 생산하였다. 앞으로 이 과정을 통해 생산된 핵자료 라이브러리를 임의로 RPL 라이브러리라 지칭한다. 핵자료 라이브러리 생산 작업은 OPR 1000 타입의 노심을 염두에 두고 수행하였으며, 구체적인 생산 과정은 다음과 같다.

제 1 항 기본 연료 봉세포 선택

핵자료 라이브러리를 생산하기 위해 제일 먼저 필요한 작업은 생산하려는 핵종에 적합한 기본 연료 봉세포(Base Fuel Cell)를 선택하는 것이다. 연료 봉세포는 서브그룹 인자 및 에너지군 반응단면적 생산 시 모두 이용된다. 서브그룹 인자를 생산하는 경우, 공명 영역 내 자기 차폐를 고려한 유효 반응단면적 보존 계산을 위한 적절한 조성을 가지는 연료 봉세포를 고려해야 한다. 에너지군 반응단면적을 생산하는 과정에서 직접적으로 봉세포 정보를 요구하지는 않는다. 그러나 GROUPT 모듈에서 사용하는 중성자 스펙트럼을 사용자 입력으로 넣어줄 수 있기 때문에, 몬테칼로 계산을 수행하여 연료 봉세포 문제에 대한 스펙트럼을 구한 후 스펙트럼 가중 함수로 사용한다. 이와 같이 기본 연료 봉세포는 핵자료 생산에 전반적으로 영향을 미치기 때문에, 생산하려는 핵종에 맞는 기본 연료 봉세포를 선택하는 일은 매우 중요하다.

이번에 핵자료 라이브러리 생산을 위해 고온 전 출력 상태의 OPR 1000 봉세포를 기본 연료 봉세포로 사용하였으며, 연료 조성은 대상 핵종마다 달리하였다. 기본 연료 봉세포의 형상 및 각 영역의 온도는 다음과 같다.

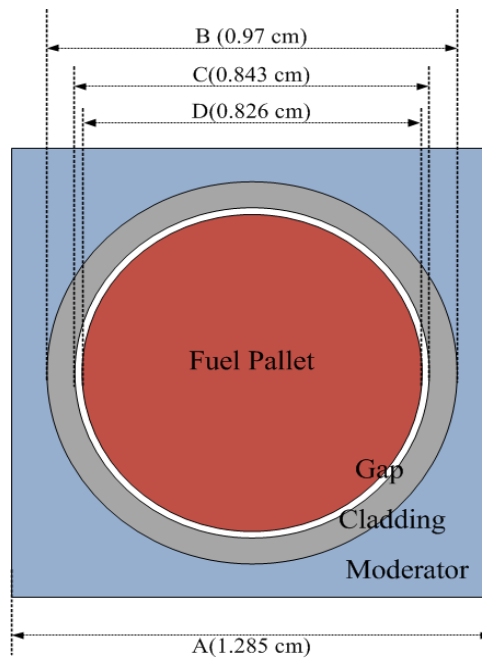


그림 5-11. OPR 1000 봉세포 구조

표 5-1. 고온 전 출력 상태 시 영역 온도

영역	온도 (K)
핵연료	900
틈	762.5
피복재	625
감속재	585

제 2 항 중요 핵종 (Primary Nuclide) 핵자료 생산

^{235}U , ^{238}U , Zr, H 와 O 이 다섯 개 핵종은 노심 내에 가장 많이 존재하는 우라늄 봉세포를 구성하는 핵종들로, 노심해석을 위해 반드시 필요하다. 따라서 이들 핵종에 대한 핵자료를 우선 생산하였다.

중요 핵종 핵자료는 OPR 1000 초기노심의 봉세포를 기반으로 생산하였다. OPR 1000 초기 노심에는 서로 다른 6가지 농축도를 갖는 우라늄 봉세포가 존재한다. 그 중 농축도가 극히 낮은 1.42

wt% 봉세포를 제외하면 2.42 wt% - 3.42 wt% 사이의 농축도를 갖는다. 따라서 평균값에 근사한 3 wt% 농축 우라늄 봉세포를 기본 연료 봉세포로 사용하였다. 그 조성은 다음과 같다.

표 5-2. 주요 핵종 라이브러리 생산을 위한 기본 연료 봉세포 조성

영역	밀도 (g/cm ³)	핵종	수밀도 (#/cm · barn) / 구성비율 (at%)
핵연료	10.44	²³⁵ U	7.13479317E-04
		²³⁸ U	2.27777769E-02
		¹⁶ O	4.69822916E-02
틈	0.001	¹⁶ O	3.79756973E-05
피복재	6.391	Nat Zr	4.25548734E-02
		⁹⁰ Zr	51.45
		⁹¹ Zr	11.22
		⁹² Zr	17.15
		⁹⁴ Zr	17.38
		⁹⁶ Zr	2.38
냉각재	0.701	¹ H	4.72688477E-02
		¹⁶ O	2.36344238E-02

표 5-2에 나타난 기본 연료 봉세포 조성을 살펴보면, 피복재가 자연 지르코늄인 것을 확인할 수 있다. ENDF-B/VII에는 자연 지르코늄에 관한 자료가 존재하지 않기 때문에, 전 버전인 ENDF-B/VI를 사용하던지, 자연 지르코늄 대신 지르코늄 동위원소를 모두 고려해야 한다. 이번 실험에서는 자연 지르코늄의 수밀도와 구성비율을 가지고 지르코늄 동위원소들의 수밀도를 계산하여, ENDF-B/VII 지르코늄 동위원소 자료를 사용하였다. 자연 지르코늄을 구성하는 지르코늄 동위원소는 표 5-2에 나타난 바와 같다. 각 동위원소 별로 핵자료를 구한 뒤 동위원소의 존재비로 가중평균하여 자연 지르코늄 에너지군 반응단면적을 구하였다.

공명 핵종인 ²³⁵U와 ²³⁸U의 공명 인자를 생산하기 위해 유효 반응단면적을 구하는 단계에서 서로 다른 3가지 코드를 이용하였다. 첫째는 충돌확률법 코드인 RMET21을 사용한 것이다. 두 번째는

제 2장에서 설명한 EXUS 코드를 이용하였는데, 이 경우 각각 몬테칼로법과 충돌확률법을 이용하여 유효 반응단면적을 생산한 후 이를 기반으로 공명인자를 생산하였다. 마지막으로 McCARD를 이용하여 유효 반응단면적을 생산하였다. 또한 EXUS 코드를 이용한 몬테칼로 감속 계산 및 McCARD를 이용한 계산 시 추가로 DBRC 방법을 적용하여 유효 반응단면적을 결과를 얻고, 이를 기반으로 공명 인자를 생산하였다.

제 3 항 등가 반지름을 적용한 공명 인자 생산

충돌확률법은 원통형 구조만을 다룰 수 있기 때문에, RMET21 코드나 EXUS 코드의 충돌확률법 감속 계산 모듈을 적용하여 유효 반응단면적을 생산하기 위해서 사각형 봉세포 형상을 원통형 구조로 변환해야 한다. 일반적으로 Wigner-Seitz 가정 [8]을 이용하여 감속재 영역의 부피를 유지한 채 변환하는 방법을 사용한다. 그러나 이렇게 형상을 변환하는 경우, 유효 반응단면적 및 증배계수는 보존되지 못한다. 아래 표 5-3와 그림 5-12 및 그림 5-13은 사각형 봉세포와 원통형 봉세포에 대하여 McCARD 계산을 각각 수행하여 얻은 결과를 비교한 것이다. McCARD 계산 수행 시 사용한 조건은 다음과 같다.

- 주기 당 입자 수 : 100000
- 활성 주기 : 1000
- 비활성 주기 : 100

사각형 봉세포를 원통형 봉세포로 변환한 경우 증배계수는 약 400 pcm 정도 차이가 나며 ^{235}U 의 핵분열 단면적이거나 ^{238}U 의 흡수 단면적에서도 약 2% 정도의 차이가 발생한다.

표 5-3. 봉세포 형상에 따른 증배계수 비교

연료봉 형상	사각형	원통형
증배계수	1.31615	1.31198

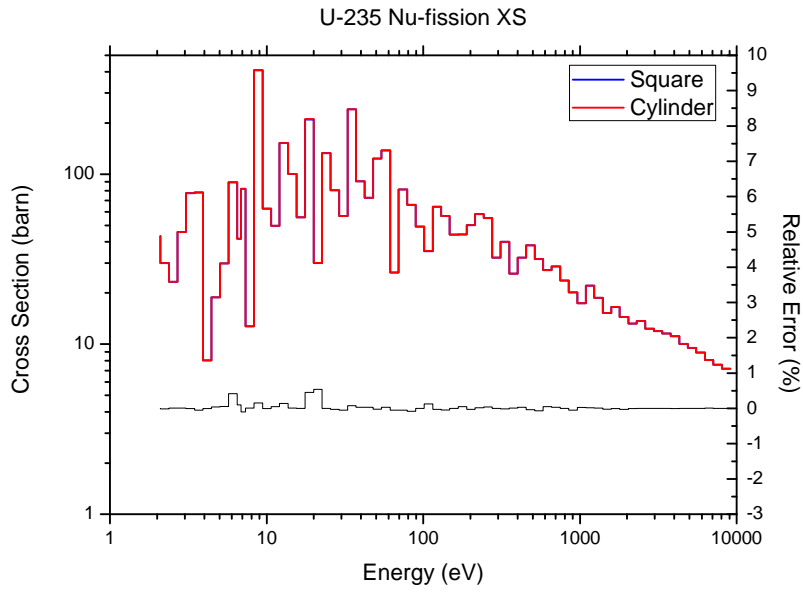


그림 5-12. ^{235}U 핵분열 단면적, 봉세포 형상에 따른 결과 비교

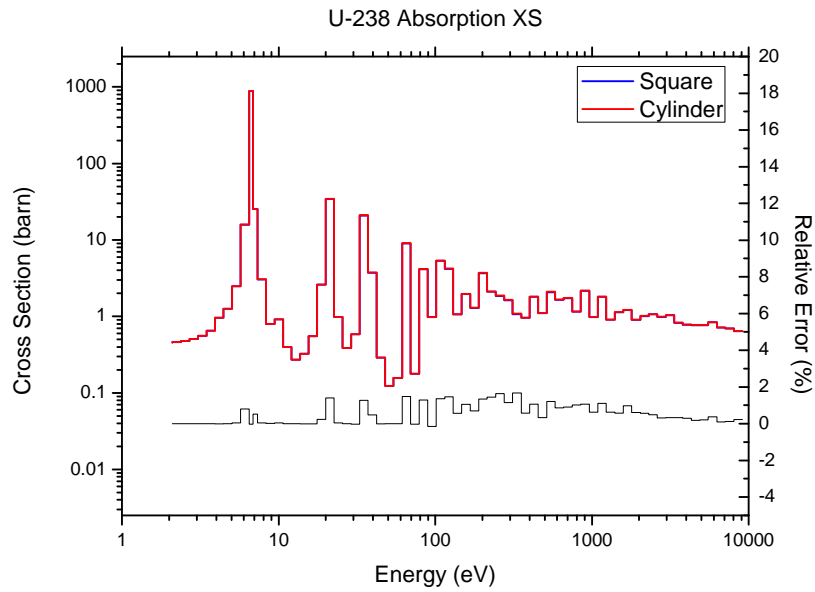


그림 5-13. ^{238}U 흡수 단면적, 봉세포 형상에 따른 결과 비교

이 문제를 보완하기 위하여 핵연료봉의 반지름을 적절히 조절하면서 형상 변환에 따른 증배계수 차이가 없도록 하는 등가 반지름(Equivalence Radius)을 찾아 충돌확률법을 이용한 감속 계산에 적용한다. 등가 반지름은 McCARD 코드를 사용한 계산을 반복적으로 수행하여 찾는다. 과정은 다음과 같다.

- 연료봉의 반지름을 줄인다. 단 연료의 총량은 유지하도록 줄어든 부피만큼 수밀도를 보정한다.
- 연료와 피복재 사이의 틈 간격은 유지한다.
- 연료봉의 반지름 변화에 따른 피복재 부피 변화 발생 시, 피복재 총량을 유지하도록 수밀도를 보정한다.
- 계산을 수행한 후 증배계수를 비교한다.
- 사각형 봉세포 문제와 동일한 증배계수를 얻을 때까지 위의 계산을 반복한다.

위의 과정을 반복 수행하여 기본 연료 봉세포의 등가 반지름을 계산한 후, 초미세균 감속 계산 시 등가 반지름을 적용하여 유효 반응단면적을 얻는다. 그림 5-14 및 그림 5-15은 사각형 봉세포 문제의 반응 단면적과 등가 반지름을 적용한 원통형 봉세포 문제의 반응 단면적을 비교한 것이다. 그림 5-12 및 그림 5-13의 결과와 달리 등가 반지름을 적용하여 원통형 봉세포 문제를 풀 경우 사각형 봉세포 문제의 결과와 차이가 없음을 확인할 수 있다. 이는 충돌확률법의 원통형 구조만 다룰 수 있는 형상 제한 문제를 등가 반지름의 적용으로 해결할 수 있음을 의미한다.

감속 계산을 통해 얻은 유효 반응단면적을 기반으로 공명인자를 생산한다. 본 연구에서는 등가 반지름의 효과를 보기 위하여 EXUS 코드의 충돌확률법 감속 계산 모듈을 이용하여 유효 반응단면적 및 공명 인자를 생산한다.

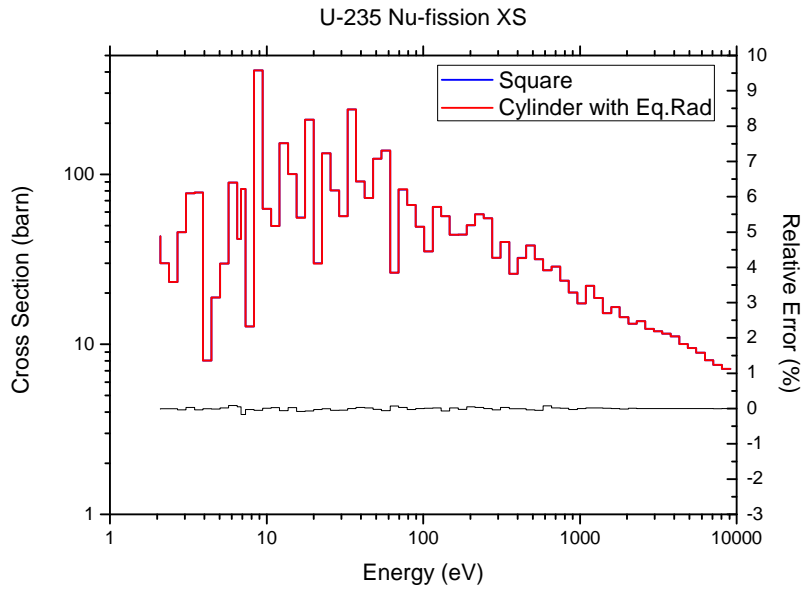


그림 5-14. ^{235}U 핵분열 단면적, 등가 반지름 효과 확인

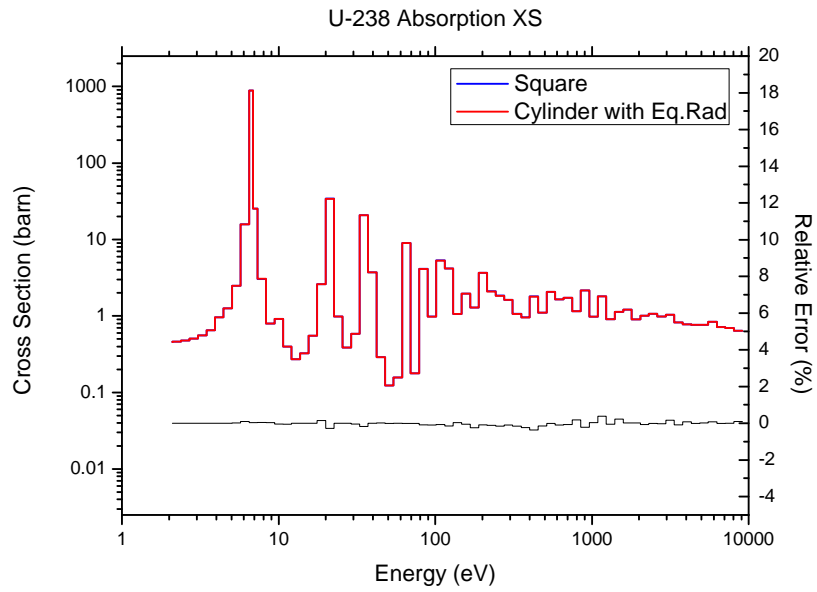


그림 5-15. ^{238}U 흡수 단면적, 등가 반지름 효과 확인

제 3 절 다군 핵자료 건전성 평가

앞서 설명한 대로 생산한 RPL 라이브러리의 건전성을 검증하기 위하여 OPR 1000 붕세포, 집합체 단위의 문제들에 대한 nTRACER 계산을 수행하여, 기존 라이브러리(HELIOS 코드 라이브러리)를 사용한 결과 및 McCARD를 이용하여 계산한 결과와 비교하였다. 이 때 McCARD 계산 결과를 기준값으로 삼아, 기존 라이브러리와 대비하여 정확성을 평가하였으며, 감속 계산 코드에 따른 공명 인자의 정확성 평가도 함께 수행하였다.

기준값을 구하기 위해 McCARD 계산 수행 시 사용한 조건은 다음과 같다.

- 주기 당 입자 수 : 100000
- 활성 주기 : 1000
- 비활성 주기 : 100

McCARD 코드의 반응단면적 자료는 NJOY 코드의 ACER 모듈을 이용하여 ENDF-B/VII로부터 필요한 온도에 해당하는 자료를 직접 변환하여 이용하였다.

nTRACER 코드를 이용하여 RPL 라이브러리와 HELIOS 코드의 라이브러리를 정확히 비교하기 위하여 동일한 선추적 인자와 공명 계산 조건을 사용하였다. 계산 조건은 다음과 같다.

- 추적선 간격, cm : 0.01
- 방위각 방향 추적선 수 : 32
- 극각 방향 추적선 수 : 4
- 공명 옵션 : 9

제 1 항 붕세포 문제 유효 증배계수 비교

생산한 RPL 라이브러리의 건전성을 검증하기 위하여 nTRACER 코드를 이용하여 다양한 농축도 및 온도를 갖는 붕세포 문제에 대한 계산을 수행하였다. 표 5-4는 전출력 상태의 온도에서 서로 다른 농축도를 갖는 붕세포 문제를, 표 5-5는 3% 농축도의 연료봉에 대해 서로 다른 온도 조건을 갖는 붕세포

문제를 190군 라이브러리를 사용하여 계산한 결과를 보여준다. 반면 표 5-6 및 표 5-7이 보여주는 결과는 동일한 문제를 47군 라이브러리를 사용하여 계산한 것이다. 기준값으로 사용한 McCARD 코드 결과 이외에는 모두 nTRACER 코드를 이용하여 얻은 결과이며, 'HELIOS lib' 은 기존 라이브러리를 사용하여 얻은 결과를 의미한다. 'RPL lib -' 은 핵자료 생산 시 공명 인자 생산에 사용한 감속 계산 코드에 따라 구분한 것이다.

표 5-4를 통해 다군 핵자료 생산체계를 이용하여 생산한 RPL 라이브러리를 사용한 경우 기존 라이브러리를 사용한 결과에 비해 크게 측정되긴 하지만 평균적으로 약 100 - 150 pcm의 반응도 오차 수준에서 기준값에 근접하고 있음을 확인할 수 있다. RPL 라이브러리를 사용한 결과 중에는 EXUS 코드의 충돌확률법 모듈을 이용한 경우(RPL lib. - EXUS.CP) 가장 기준값에 근접한 해를 보여주고 있으며, 동일한 방법을 적용하고 있는 감속 계산 코드 RMET21을 이용하여 생산한 라이브러리의 결과와 비슷하거나 나은 수준이다. 이는 본 연구를 통해 제작한 EXUS 코드가 핵자료 생산체계에 포함되어 핵자료 생산을 위해 사용되는 것에 문제가 없음을 의미한다. 오히려 EXUS 코드를 이용한 경우 기존의 RMET21 코드를 이용한 경우보다 농축도의 변화에 따른 차이가 적게 발생한다.

한편 EXUS 코드의 몬테칼로법 모듈을 이용한 경우(RPL lib. - EXUS.MC) 전반적으로 약 70 pcm 정도 큰 오차를 보인다. 그러나, 충돌확률법을 통한 감속 계산 시 정확한 봉세포 구조를 모의하지 않음을 고려하면, 오차는 감속 계산 방법론의 정확도를 알려주는 정확한 지표가 되지 못한다. 오히려 등가 반지름을 고려하여 EXUS 코드의 충돌확률법 모듈을 통해 핵자료를 생산한 경우(RPL lib - Equiv.Rad) 몬테칼로법을 이용한 결과에 근접하는데 이는 증배계수의 오차가 단지 감속 계산을 통한 유효 증배계수에서만 발생하는 것이 아님을 의미한다. 오차를 줄이기 위해 오차의 원인을 규명하는 일이 필요하며, 이는 차후 연구에서 반드시 수행되어야 한다.

표 5-5는 각기 다른 핵연료 온도에 따른 봉세포 문제 계산 결과를 나타낸다. 라이브러리 종류에 따른 경향은 농축도에 대한 봉세포 문제 결과의 경향과 비슷함을 확인할 수 있다. 몬테칼로법을

적용하거나 등가 반지름을 고려하며 충돌확률법을 적용한 경우 나머지 경우보다 큰 오차를 기록하였다. 사용한 라이브러리에 무관하게 핵연료의 온도가 높아질수록 기준값에 근접한다. 그러나 라이브러리의 정확도 때문에 이러한 결과가 나온 것이 아니라 오차의 상쇄 및 고온 영역에서의 핵연료의 도플러 계수가 기준값보다 낮아 온도에 따른 증배계수 감소가 크게 나타난 것 때문이라 판단할 수 있다.

47군 라이브러리를 사용한 경우 결과가 190군 라이브러리를 사용한 결과보다 적은 오차를 갖는데, 이것 만으로 47군 라이브러리가 더 정확하다고 판단할 수 없다. 라이브러리 종류에 따른 결과 경향은 전반적으로 190군 라이브러리를 사용한 경우와 동일하다. EXUS 코드의 충돌확률법 모듈을 이용하여 생산한 라이브러리의 결과는 RMET21 코드를 이용한 경우보다 좋거나 비슷한 수준의 결과를 보이며, 등가 반지름을 고려한 경우 몬테칼로법 모듈을 이용하여 생산한 라이브러리와 비슷한 수준의 오차를 갖는다. 그러나 190군 라이브러리를 사용한 경우보다 농축도에 따른 오차의 변화가 비교적 크게 발생한다. 고온 영역에서의 핵연료 도플러 계수가 낮게 측정되어 온도가 증가할수록 오차가 크게 변한다.

표 5-4. 농축도에 따른 봉세포 문제 유효 증배계수 및 반응도 오차, 190군 라이브러리 사용

농축도 (wt%)	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5
McCARD	1.13919	1.22074	1.27612	1.31615	1.34638	1.37020	1.38951
Std [pcm]	4	4	4	4	4	4	4
HELIOS lib	1.14020	1.22183	1.27715	1.31712	1.34738	1.37112	1.39028
오차 [pcm]	78	73	63	56	55	49	40
RPL lib - McCARD	1.14097	1.22285	1.27841	1.31861	1.34906	1.37298	1.39228
오차 [pcm]	137	141	140	142	148	148	143
RPL lib - RMET21	1.14074	1.2227	1.27835	1.31863	1.34916	1.37315	1.39253
오차 [pcm]	119	131	137	143	153	157	156
RPL lib - EXUS.CP	1.14049	1.22236	1.27791	1.31811	1.34857	1.37248	1.39179
오차 [pcm]	100	109	110	113	121	121	118
RPL lib - EXUS.MC	1.14165	1.22358	1.27917	1.31938	1.34985	1.37376	1.39306
오차 [pcm]	189	190	187	186	191	189	183
RPL lib - Equiv.Rad*	1.14150	1.22342	1.27900	1.31920	1.34966	1.37356	1.39285
오차 [pcm]	178	179	176	176	181	179	173

* : 등가 반지름을 적용하여 EXUS 코드의 충돌확률법 모듈(EXUS.CP)을 이용한 공명 인자 생산

표 5-5. 온도에 따른 봉세포 문제 유효 증배계수 및 반응도 오차, 190군 라이브러리 사용

온도 (K)	296	500	700	900	1100	1400	2000
McCARD	1.34854	1.33373	1.32325	1.31615	1.31012	1.30133	1.28628
Std [pcm]	4	4	4	4	4	4	4
HELIOS lib	1.34628	1.33389	1.32449	1.31712	1.31057	1.30146	1.28598
오차 [pcm]	-124	9	71	56	26	8	-18
RPL lib - McCARD	1.35073	1.3362	1.32601	1.3186	1.31199	1.30252	1.2864
오차 [pcm]	120	139	157	141	109	70	7
RPL lib - RMET21	1.35148	1.33687	1.32639	1.31862	1.31169	1.30204	1.28562
오차 [pcm]	161	176	179	142	91	42	-40
RPL lib - EXUS.CP	1.35087	1.33631	1.32587	1.31811	1.31119	1.30154	1.28512
오차 [pcm]	128	145	149	113	62	12	-70
RPL lib - EXUS.MC	1.35200	1.33744	1.32702	1.31938	1.31257	1.30294	1.28654
오차 [pcm]	190	208	215	186	142	95	16
RPL lib - Equiv.Rad	1.35183	1.33732	1.32692	1.31920	1.31231	1.30270	1.28635
오차 [pcm]	180	201	209	176	127	81	4

표 5-6. 농축도에 따른 봉세포 문제 유효 증배계수 및 반응도 오차, 47군 라이브러리 사용

농축도 (wt%)	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5
McCARD	1.13919	1.22074	1.27612	1.31615	1.34638	1.37020	1.38951
Std [pcm]	4	4	4	4	4	4	4
HELIOS lib	1.13938	1.22101	1.27631	1.31627	1.34651	1.37023	1.38938
오차 [pcm]	15	18	12	7	7	2	-7
RPL lib - McCARD	1.13934	1.22151	1.27732	1.31771	1.34831	1.37233	1.39171
오차 [pcm]	12	52	74	90	106	113	114
RPL lib - RMET21	1.13922	1.22152	1.27746	1.31801	1.34879	1.37299	1.39255
오차 [pcm]	2	52	82	107	133	148	157
RPL lib - EXUS.CP	1.13870	1.22083	1.27660	1.31697	1.34756	1.37157	1.39093
오차 [pcm]	-38	6	29	47	65	73	73
RPL lib - EXUS.MC	1.14058	1.22282	1.27864	1.31904	1.34963	1.37364	1.39299
오차 [pcm]	107	139	154	166	179	183	180
RPL lib - Equiv.Rad	1.14010	1.22229	1.27810	1.31847	1.34906	1.37305	1.39240
오차 [pcm]	70	104	121	134	148	151	149

표 5-7. 온도에 따른 봉세포 문제 유효 증배계수 및 반응도 오차, 47군 라이브러리 사용

온도 (K)	296	500	700	900	1100	1400	2000
McCARD	1.34854	1.33373	1.32325	1.31615	1.31012	1.30133	1.28628
Std [pcm]	4	4	4	4	4	4	4
HELIOS lib	1.34608	1.33343	1.32356	1.31627	1.30978	1.30092	1.28584
오차 [pcm]	-136	-17	18	7	-20	-24	-27
RPL lib - McCARD	1.35005	1.33532	1.32496	1.31771	1.31125	1.30204	1.28636
오차 [pcm]	83	89	98	90	66	42	5
RPL lib - RMET21	1.35108	1.33629	1.32575	1.31801	1.31112	1.30165	1.28553
오차 [pcm]	139	144	143	107	58	19	-45
RPL lib - EXUS.CP	1.35005	1.33526	1.32471	1.31697	1.31009	1.30064	1.28456
오차 [pcm]	83	86	83	47	-2	-41	-104
RPL lib - EXUS.MC	1.35185	1.33707	1.32663	1.31903	1.31228	1.30293	1.28701
오차 [pcm]	182	187	193	166	126	94	44
RPL lib - Equiv.Rad	1.35139	1.33665	1.32616	1.31847	1.31163	1.30225	1.28627
오차 [pcm]	156	164	166	134	88	54	-1

제 2 항 다군 유효 반응단면적 비교

유효 증배계수 측면에서 살펴보았을 때, HELIOS 라이브러리가 가장 나은 결과를 보여주었으며, RPL 라이브러리 중에는 EXUS 코드의 충돌확률법 모듈을 이용한 라이브러리가 가장 기준값에 근접했다. 하지만 유효 증배계수만으로 정확도의 우열을 판단하는 것은 부적절하다. 여러 가지 이유로 발생하는 오차가 서로 상쇄되어 정확한 것처럼 보일 수 있기 때문이다. 확실하게 라이브러리의 정확성을 검증하기 위해 공명 계산에 가장 많은 영향을 미치는 ^{238}U 의 공명 영역 내 유효 흡수 반응단면적을 비교하였다.

그림 5-16 - 그림 5-21은 각기 다른 라이브러리를 사용하였을 때 ^{238}U 흡수 반응단면적을 기준값과 비교한 것이다. HELIOS 라이브러리를 사용한 경우(그림 5-16) 유효 증배계수는 잘 맞지만 흡수 반응단면적은 기준값에서 굉장히 벗어나 있는 것을 확인할 수 있다. 이는 계산의 정확성을 위해 ^{238}U 의 공명적분을 보정하였기 때문이다. HELIOS 라이브러리의 흡수 반응단면적 오차 경향을 살펴보면 ^{238}U 의 흡수 반응 단면적의 형태를 띄고 있는데, 이는 유효 증배계수를 맞추기 위한 보정 작업의 결과로 볼 수 있다.

반면 그림 5-17에 나타난 McCARD 기반 RPL 라이브러리 사용 결과의 경우 흡수 단면적이 기준값과 평균적으로 2% 이내로 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다. McCARD 코드를 제외한 감속 계산 코드를 사용한 경우 흡수 단면적의 최대 오차가 5%로 이내로 일치함을 확인하였다. RMET21 코드를 이용한 경우 ^{238}U 의 주 공명영역 구간에서 약 7%의 큰 오차를 보인 반면 EXUS 코드의 충돌확률법 감속 계산 모듈을 이용한 경우의 동일한 구간에서 오차 범위 1% 이내로 일치함을 그림 5-18 및 그림 5-19을 통해 확인할 수 있다. 등가 반지름을 적용하여 얻은 흡수 단면적(그림 5-21)과 EXUS 코드 몬테칼로법 모듈을 이용하여 얻은 흡수 단면적(그림 5-20)도 다른 결과와 비슷한 수준의 오차를 보여준다.

이로써 RPL 라이브러리는 HELIOS 코드의 라이브러리와 같은 ^{238}U 의 흡수 단면적 보정 없이 비교적 정확한 증배계수를 보장함을 확인할 수 있다. 특히 EXUS 코드가 기존 코드와 비슷하거나 더 나은 결과를 보임으로 EXUS 코드가 핵자료 생산체계에서 기존 코드를 대체할 만한 능력을 지닌다 평가할 수 있다.

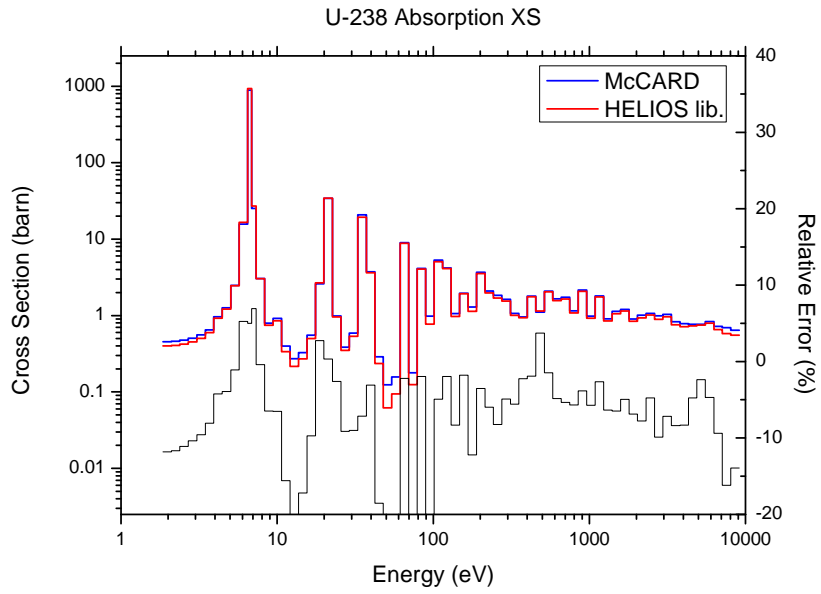


그림 5-16. 공명 영역 내 ^{238}U 흡수 단면적, HELIOS lib.

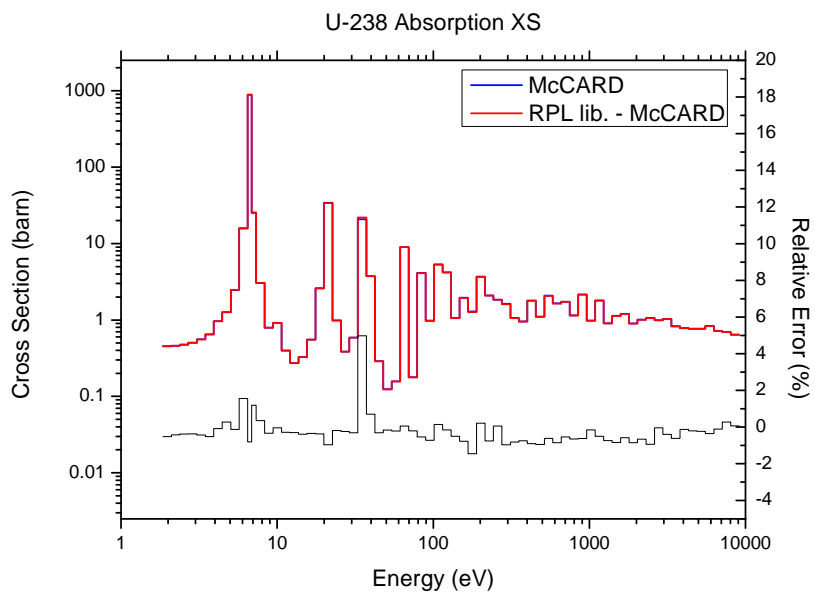


그림 5-17. 공명 영역 내 ^{238}U 흡수 단면적, RPL - McCARD

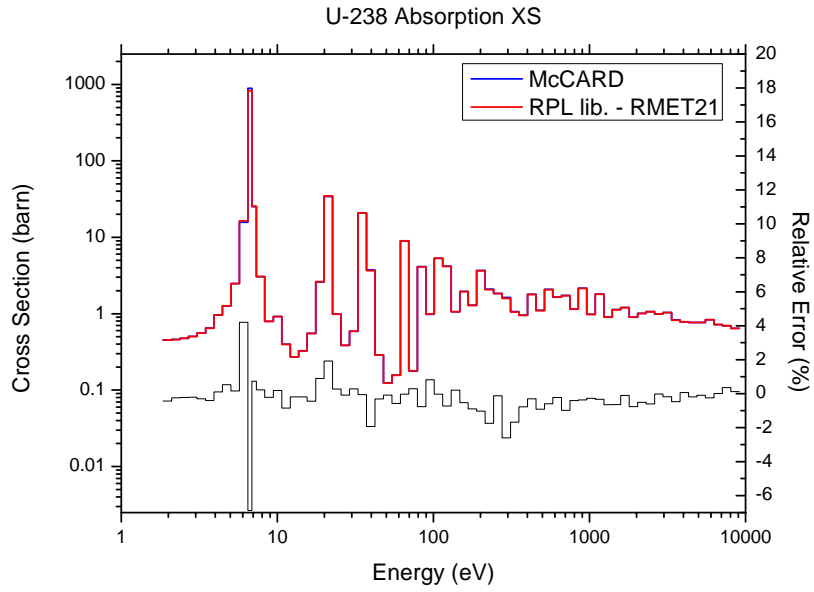


그림 5-18. 공명 영역 내 ^{238}U 흡수 단면적, RPL - RMET21

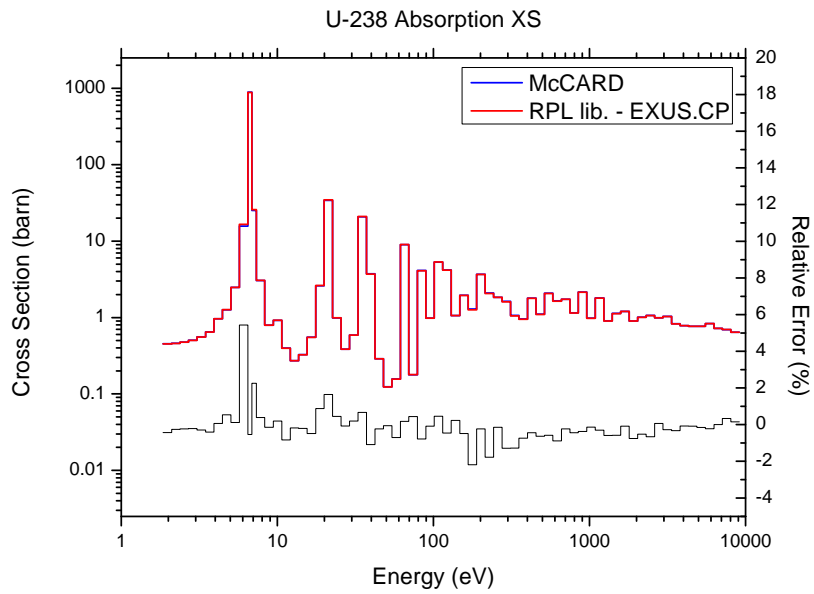


그림 5-19. 공명 영역 내 ^{238}U 흡수 단면적, RPL - EXUS.CP

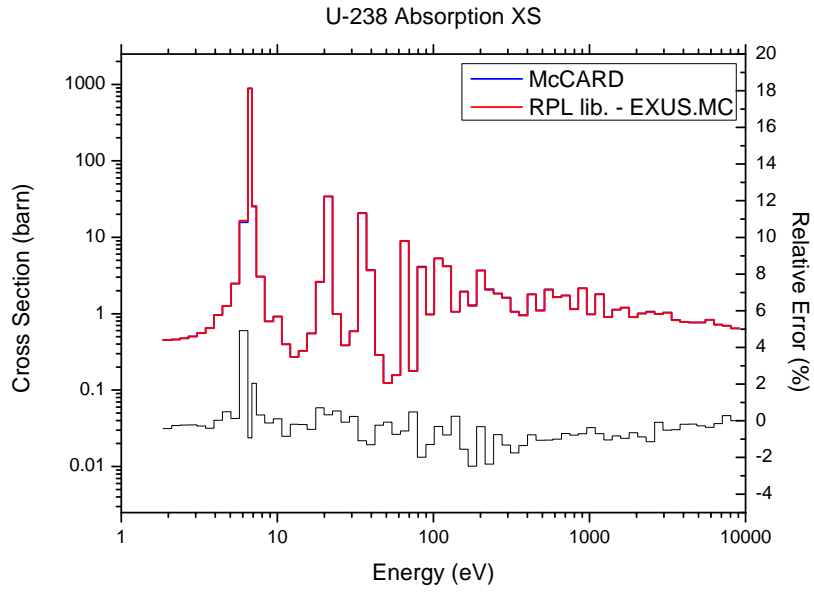


그림 5-20. 공명 영역 내 ^{238}U 흡수 단면적, RPL - EXUS.MC

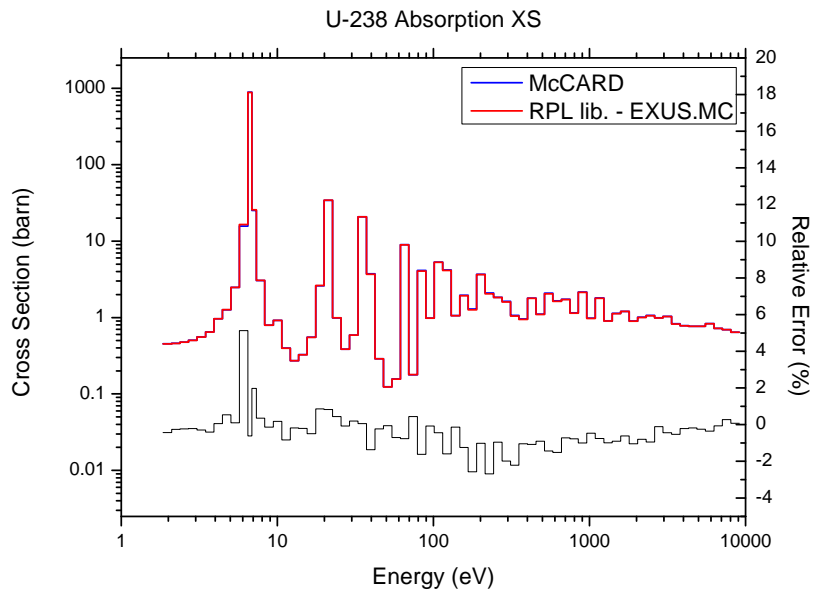


그림 5-21. 공명 영역 내 ^{238}U 흡수 단면적, RPL - 등가반지름 적용

제 3 항 반응단면적 차이에 의한 반응도 오차 평가

중요 공명 핵종인 ^{238}U 의 공명 영역 내 유효 흡수 반응단면적을 비교한 결과 McCARD 코드를 이용하여 공명 인자를 생산한 경우 오차 범위 2% 이내로 기준값과 일치함을 확인하였으며, 본 연구를 통해 제작한 EXUS 코드를 이용한 경우 약 5%의 최대 오차 구간을 제외하고 평균 오차 2% 수준의 결과를 보여주었다. 그러나 핵종 및 에너지 구간에 따라 반응단면적의 중요도가 다르기 때문에 반응단면적 오차 평가 시 이러한 점을 고려해주어야 한다. 그러기 위한 방법으로 각 핵종 별 반응단면적 차이에 의해 발생하는 반응도 오차를 평가할 수 있다.

누설이 없다고 가정할 때 무한증배계수는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$k_{\text{inf}} = \frac{\text{Total Production}}{\text{Total Absorption}} = \frac{\sum_r V_r \sum_i \sum_{g'} N_i v \sigma_{f,i,g'} \phi_{g'}}{\sum_r V_r \sum_i \sum_{g'} N_i \sigma_{a,i,g'} \phi_{g'}} \quad (3-100)$$

j 핵종의 g 군 흡수 반응단면적 및 핵분열 반응단면적이 각각 $\Delta\sigma_{a,j,g}$, $\Delta\sigma_{f,j,g}$ 만큼 변했을 때 식 (3-100)은 아래와 같이 바뀌어 표현된다.

$$k'_{\text{inf}} = \frac{\sum_r V_r (v \Delta\sigma_{f,j,g} + \sum_i \sum_{g'} N_i v \sigma_{f,i,g'} \phi_{g'})}{\sum_r V_r (\Delta\sigma_{a,j,g} + \sum_i \sum_{g'} N_i \sigma_{a,i,g'} \phi_{g'})} \quad (3-101)$$

식 (3-100) 및 (3-101)으로부터 반응단면적 변화에 따른 반응도 오차 관련 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \Delta\rho = \rho - \rho' &= \left(\frac{1}{k'_{\text{inf}}} - \frac{1}{k_{\text{inf}}} \right) \\ &= \left(\frac{\sum_r V_r (v \Delta\sigma_{f,j,g} + \sum_i \sum_{g'} N_i v \sigma_{f,i,g'} \phi_{g'})}{\sum_r V_r (\Delta\sigma_{a,j,g} + \sum_i \sum_{g'} N_i \sigma_{a,i,g'} \phi_{g'})} - \frac{1}{k_{\text{inf}}} \right) \end{aligned} \quad (3-102)$$

식 (3-102)을 이용하여 반응단면적 차이에 의해 발생하는 반응도 오차를 평가하였다. 반응단면적 차이는 McCARD 코드를 이용하여 얻은 결과를 기준값으로 하여 아래 식과 같이 결정하였다.

$$\Delta\sigma_{x,i,g} = \sigma_{x,i,g}^{\text{nTRACER}} - \sigma_{x,i,g}^{\text{McCARD}} \quad (3-103)$$

양 코드를 이용하여 얻은 중성자속이 서로 동일하다는 가정을 통해 McCARD 코드를 이용하여 얻은 중성자속만을 사용하여, 반응단면적 차이에 의한 영향만을 확인하고자 하였다.

그림 5-22 및 그림 5-23는 EXUS 코드 충돌확률법 모듈을 이용하여 얻은 라이브러리를 이용하여 얻은 공명 영역 내 핵종 별 반응단면적 오차와 그로 인한 반응도 오차를 보여준다. 반응단면적 오차 중 ^{238}U 의 오차는 그림 5-19에 나타난 결과와 동일하다. 몇몇 에너지 구간에서 ^{235}U 의 반응단면적 오차는 약 20% 이상으로 ^{238}U 의 오차에 비해 상당히 크게 나타난다. 오차가 큰 에너지 영역은 ^{238}U 의 중요 공명이 위치한 구간으로 공명 핵종간의 간섭이 제대로 반영되지 않아 오차가 크게 나타나는 것이다. 이는 현재 nTRACER 코드에서 적용하고 있는 서브그룹 방법의 문제로, 차후 반드시 보완되어야 한다.

반응단면적 오차와 달리 반응도 오차는 그림 5-23에 나타난 바와 같이 ^{238}U 에 의해 더 크게 발생하였다. 이는 핵연료 내에 ^{238}U 이 ^{235}U 에 비해 약 30배가 넘게 존재하기 때문이다. 핵종의 양이 많기 때문에 반응단면적의 작은 차이도 반응도에 큰 영향을 미칠 수 있다. 또한 동일한 반응단면적 오차를 갖더라도 높은 에너지 영역에서 중성자속이 더 높기 때문에 높은 반응도 오차가 발생한다. 한편 ^{235}U 의 흡수 반응단면적과 핵분열 반응단면적에 의한 반응도 오차가 서로 다른 부호를 가짐을 확인할 수 있다. 그 이유는 흡수 반응단면적과 핵분열 반응단면적이 각각 무한중배계수의 분자와 분모에 위치하기 때문이다. 따라서 두 반응단면적에 의한 반응도 오차는 서로 상쇄되어 공명 영역 내 전 에너지 영역에 대해 약 10 pcm 내외의 값만을 지니게 된다.

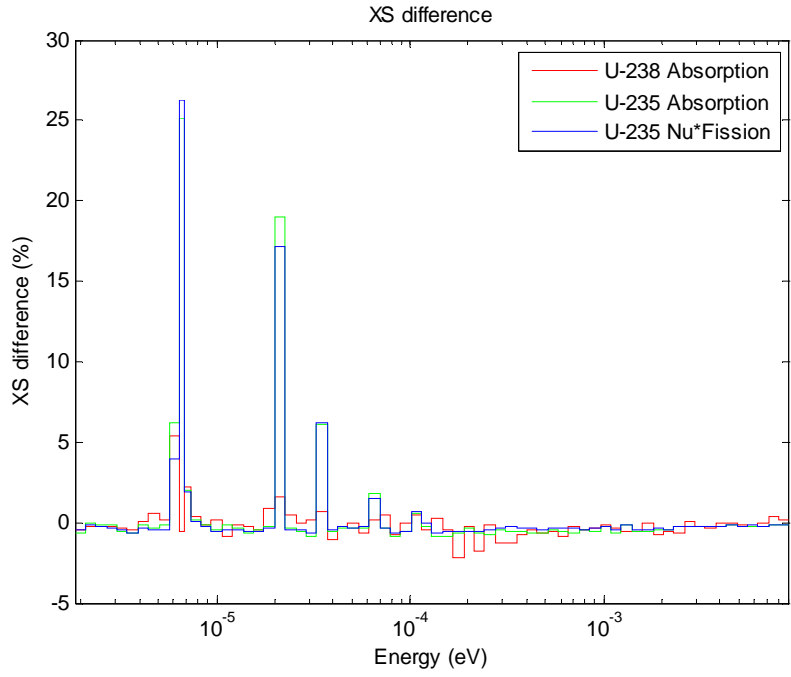


그림 5-22. 핵연료 내 핵종 별 반응단면적 오차, RPL - EXUS.CP

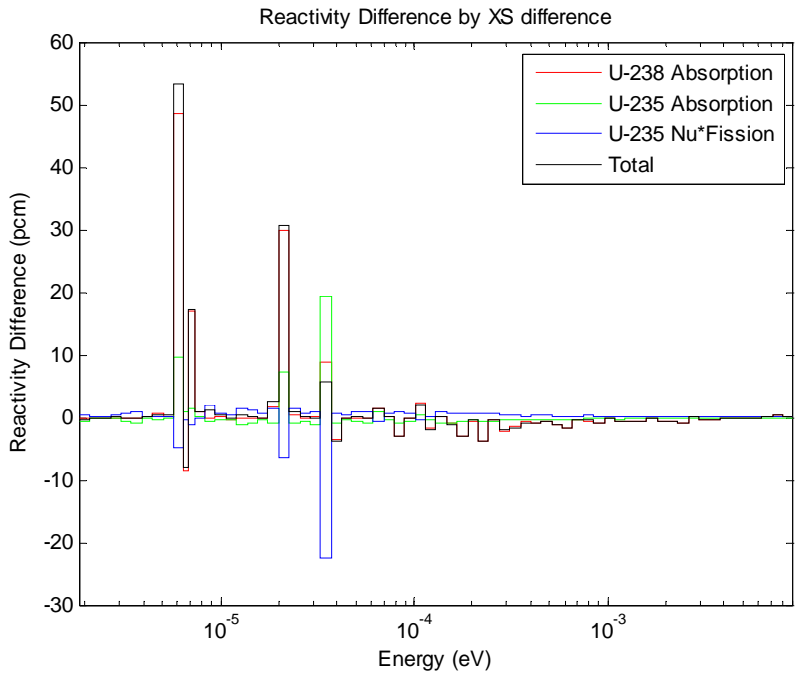


그림 5-23. 반응단면적 오차에 의한 반응도 오차, RPL - EXUS.CP

표 5-8는 공명 영역 내 각 에너지군에서 반응단면적 차이에 의해 발생한 반응도 오차를 모두 더한 결과이다. 기존 라이브러리를 이용하여 계산한 경우 RPL 라이브러리를 이용한 결과와 비교하여 큰 반응도 오차를 보이는데 이는 ^{238}U 의 흡수단면적을 보정하였기 때문이다. 보정된 ^{238}U 의 흡수단면적에 의해 공명 간섭이 제대로 반영되지 않아 ^{235}U 의 반응단면적에 의한 반응도 오차도 크게 나타난다.

반면 RPL 라이브러리를 이용한 경우 반응단면적 차이에 의한 반응도 오차는 수십 pcm 수준으로 나타났다. 공명 인자 생산에 McCARD 코드를 이용한 경우 기존 라이브러리를 이용한 결과보다 약 8배 이상 오차가 줄었으며, 충돌확률법 기반 감속 계산 코드인 RMET21이나 EXUS 충돌확률법 모듈을 이용한 것보다 절반의 오차를 보여주었다. 나머지 결과와는 다르게 RMET21 코드를 이용하여 얻은 결과는 반응도 오차의 부호가 다르다. 이는 그림 5-18에 나타난 바와 같이 6.67 eV의 ^{238}U 의 중요 공명 위치에서 반응단면적을 저평가하기 때문이다. EXUS 코드 몬테칼로 모듈을 이용한 경우 충돌확률법 모듈을 이용한 경우보다 적은 반응도 오차를 보였으며, 등가 반지름을 이용한 경우 몬테칼로 모듈을 이용하여 얻은 결과와 유사하며 반응도 오차가 제일 작게 발생하였다.

그러나 표 5-8에 나타난 반응도 오차 총합은 표 5-4등에 나타난 무한증배계수 오차와는 무관한 결과이다. 이 분석을 위해 계산 종류에 상관 없이 중성자속이 동일하다는 가정을 이용하였지만, 실제 각 계산을 통해 얻는 중성자속은 모두 다르기 때문이다.

표 5-8. 공명 영역 내 핵종 별 반응단면적 차이에 의한 반응도 오차 비교

	^{235}U 흡수	^{235}U 핵분열	^{238}U 흡수	총합
HELIOS lib	116.7	-36.6	-343.5	-263.7
RPL lib - McCARD	18.2	-14.2	30.4	34.4
RPL lib - RMET21	-22.9	28.5	-70.7	-65.2
RPL lib - EXUS.CP	15.5	-9.1	69.2	75.5
RPL lib - EXUS.MC	13.6	-7.8	-23.7	-17.9
RPL lib - Equiv Rad	11.8	-5.8	-2.9	3.1

제 4 항 OPR 1000 집합체 계산 평가

봉세포 문제 외에, 서로 다른 농축도의 핵연료로 구성된 집합체 문제를 풀어 검증 작업을 수행하였다. OPR 1000내의 집합체들은 3개의 우라늄 연료로만 구성된 집합체와 가돌리늄 붕을 포함하고 있는 3개의 집합체로 나뉜다. A, B, C 집합체는 각각 1.42 wt%, 2.42 wt% 및 2.92 wt%, 2.92 wt% 및 3.42 wt%의 연료봉으로 구성되어 있다. 계산을 수행하기 위하여 봉세포 문제와 마찬가지로 nTRACER 코드를 이용하였으며, 계산 시 사용한 옵션은 다음과 같다.

- 추적선 간격, cm : 0.02
- 방위각 방향 추적선 수 : 8
- 극각 방향 추적선 수 : 4
- 공명 옵션 : 9

다음 표 5-9 및 표 5-10에 제시된 바와 같이 190군 RPL 라이브러리를 사용한 경우, 동일한 에너지군의 HELIOS 라이브러리를 사용한 결과와 비슷한 수준의 유효 증배계수를 계산한다. HELIOS 라이브러리가 정확한 증배 계수를 얻기 위해 보정 작업한 것을 고려하면, RPL 라이브러리의 정확도는 상당하다고 평가할 수 있다. B 집합체와 C 집합체 문제와는 달리 A 집합체에서 유효 증배 계수를 저평가하는 것을 관측할 수 있다. 이러한 현상은 190군 라이브러리를 사용하는 경우보다 47군 라이브러리를 사용하여 계산하는 경우 두드러진다. 이는 중요 핵종을 생산할 때 3 wt% 농축된 우라늄을 가정하였기 때문이다. OPR 1000 노심의 A 집합체는 1.42 wt%의 저농축 우라늄 연료봉으로 구성되어 있어 집합체의 평균 농축도가 상대적으로 낮다. 반면 B 집합체와 C 집합체는 2.42 wt% 에서 3.42 wt% 사이의 농축도를 갖는 핵연료로 구성되어 있다. 이는 각기 다른 농축도의 봉세포 문제의 결과로부터 확인한 사실과 일치한다.

B1, B2, C1 집합체와 같이 가돌리늄 붕을 포함하고 있는 경우 증배계수는 평소보다 높게 계산된다. 이는 기존 라이브러리의 가돌리늄 자료 문제라 여겨진다.

표 5-9. OPR 1000 집합체 문제 유효 증배계수, 190군 라이브러리 사용

집합체 타입	A	B	B1	B2	C	C1
McCARD	1.13925	1.33010	1.18808	1.17812	1.36696	1.16809
Std [pcm]	11	14	14	14	13	14
HELIOS lib	1.13715	1.32763	1.18951	1.17945	1.36433	1.17060
오차 [pcm]	-162	-140	101	96	-141	184
RPL lib - McCARD	1.13817	1.32929	1.18947	1.17933	1.36617	1.17021
오차 [pcm]	-83	-46	98	87	-42	155
RPL lib - RMET21	1.13782	1.32912	1.18928	1.17912	1.36607	1.17005
오차 [pcm]	-110	-55	85	72	-48	143
RPL lib - EXUS.CP	1.13762	1.32870	1.18897	1.17882	1.36558	1.16974
오차 [pcm]	-126	-79	63	50	-74	121
RPL lib - EXUS.MC	1.13867	1.32988	1.18999	1.17985	1.36676	1.17072
오차 [pcm]	-45	-12	135	124	-11	192
RPL lib - Equiv.Rad	1.13857	1.32974	1.18987	1.17973	1.36663	1.17060
오차 [pcm]	-52	-20	127	116	-18	184

표 5-10. OPR 1000 집합체 문제 유효 증배계수, 47군 라이브러리 사용

집합체 타입	A	B	B1	B2	C	C1
McCARD	1.13925	1.33010	1.18808	1.17812	1.36696	1.16809
Std [pcm]	11	14	14	14	13	14
HELIOS lib	1.13647	1.32692	1.18838	1.17833	1.36359	1.16924
오차 [pcm]	-215	-180	21	15	-181	84
RPL lib - McCARD	1.13626	1.32798	1.18864	1.17847	1.36501	1.16963
오차 [pcm]	-231	-120	40	25	-105	113
RPL lib - RMET21	1.13594	1.32796	1.18852	1.17832	1.36513	1.16954
오차 [pcm]	-256	-121	31	14	-98	106
RPL lib - EXUS.CP	1.13552	1.32714	1.18791	1.17773	1.36415	1.16892
오차 [pcm]	-288	-168	-12	-28	-151	61
RPL lib - EXUS.MC	1.13727	1.32909	1.18962	1.17944	1.36611	1.17056
오차 [pcm]	-153	-57	109	95	-46	181
RPL lib - Equiv.Rad	1.13689	1.32864	1.18921	1.17904	1.36565	1.17017
오차 [pcm]	-182	-83	80	66	-70	152

제 4 절 ^{238}U 상향 산란 고려한 도플러 효과 평가

이덕중 (2008)등에 의해 ^{238}U 의 공명 영역 내 상향 산란 고려할 경우 점근 산란 가정 사용 등으로 저평가 되었던 도플러 효과가 약 12%정도 증가한다고 알려졌다[6]. 이를 검증하기 위해 McCARD 코드와 EXUS 코드의 몬테칼로 모듈을 이용하여 ^{238}U 의 상향 산란 효과를 고려한 핵자료 라이브러리를 생산하였다. 유효 반응단면적을 얻기 위해 사용한 계산 조건은 다음과 같다. 두 코드 계산 시 동일한 조건을 이용하였다.

- 총 입자 수 : 100,000,000 (선원 모드)

생산한 핵자료 라이브러리와, 기존에 가지고 있던 핵자료 라이브러리를 이용하여 OPR 1000의 3 wt% 붕세포 문제와, B0 집합체 문제에 대해 온도를 바꿔가며 계산을 수행하였다. B0 집합체는 2.42 wt% 농축도의 핵연료와 2.82 wt% 농축도의 핵연료로 구성된다.

표 5-11와 표 5-12는 온도 변화에 따른 봉세포, 집합체 문제의 증배 계수 및 그에 따른 핵연료 온도 계수(FTC)를 보여주고 있다. 위 두 표의 결과는 McCARD를 이용하여 공명 인자를 생산한 RPL 라이브러리의 결과이다. DBRC 방법을 통해 ^{238}U 의 상향산란을 고려한 경우 점근 방식으로 산란을 모사한 경우보다 핵연료 온도계수가 약 12 % 감소한 것을 확인하였다.

표 5-13, 표 5-14에 나타난 결과는 동일한 문제를 EXUS 코드 몬테칼로 모듈로 생산한 RPL 라이브러리의 사용 결과이다. 위와 도플러 계수가 감소하긴 하였지만, 그 정도는 약 5 - 9 % 정도이다.

표 5-11. 봉세포 단위 도플러 계수 평가, McCARD

^{238}U 상향산란 비고려			^{238}U 상향산란 고려		
Temp (K)	keff	FTC (pcm/K)	Temp (K)	keff	FTC (pcm/K)
700	1.32591	-2.02	700	1.32491	-2.28
1100	1.31184	-1.69	1100	1.30908	-1.90
2000	1.28625	-	2000	1.28044	-

FTC : $(k(T_2) - k(T_1)) / (T_2 - T_1)$

표 5-12. 집합체 단위 도플러 계수 평가, McCARD

^{238}U 상향산란 비고려			^{238}U 상향산란 고려		
Temp (K)	keff	FTC (pcm/K)	Temp (K)	keff	FTC (pcm/K)
900	1.32914	-1.73	900	1.32738	-1.94
1100	1.32307	-1.68	1100	1.32057	-1.88
1400	1.31432	-	1400	1.31079	-

표 5-13. 봉세포 단위 도플러 계수 평가, EXUS

^{238}U 상향산란 비고려			^{238}U 상향산란 고려		
Temp (K)	keff	FTC (pcm/K)	Temp (K)	keff	FTC (pcm/K)
700	1.32879	-2.08	700	1.32893	-2.20
1100	1.31426	-1.68	1100	1.31358	-1.84
2000	1.28867	-	2000	1.28555	-

표 5-14. 집합체 단위 도플러 계수 평가, EXUS

^{238}U 상향산란 비고려			^{238}U 상향산란 고려		
Temp (K)	keff	FTC (pcm/K)	Temp (K)	keff	FTC (pcm/K)
900	1.33206	-1.76	900	1.33175	-1.86
1100	1.32585	-1.66	1100	1.32518	-1.82
1400	1.31715	-	1400	1.31565	-

그림 5-24와 그림 5-25은 각각 McCARD와 EXUS 코드를 이용하여 상향 산란 효과를 고려할 때 ^{238}U 흡수 단면적의 차이를 보여준다. 두 경우 모두에서 상향 산란을 고려할 때 유효 흡수 단면적이 큰 것을 확인할 수 있다. 그러나 McCARD 코드를 통해 적용한 경우 최대 20% 가까이 흡수 단면적이 증가한 경우가 있지만, EXUS를 통해 적용한 경우는 그 양이 10%를 넘지 않는다. 이 것이 EXUS 코드를 통한 상향 산란 고려 시 도플러 계수 변화율이 적은 이유이다. 이러한 결과는 두 감속 계산 코드 간의 산란 모의 방법 차이에서 발생할 수 있다. 표 4-2에서 언급한 바와 같이 McCARD 코드는 기본적으로 점근 산란 가정법에 의한 하향 산란과 일정 에너지 조건에서 자유 기체 산란을 고려하여 표적 핵의 속도를 추출하는 표적 핵 속도 추출법(SVT)을 산란 모의에 적용한다. 특히 감속에 중요한 역할을 하는 수소는 열 산란 자료가 존재하지 않는 한 SVT법에 의해 산란이 결정된다. 한편 EXUS 코드 내 몬테칼로법을 적용한 감속 계산 시에는 점근 산란 가정에 의한 하향 산란만을 고려하며, 사용자 옵션으로 DBRC 법에 의한 산란을 제공하므로, McCARD 코드를 이용한 감속 계산과는 차이가 발생하게 된다.

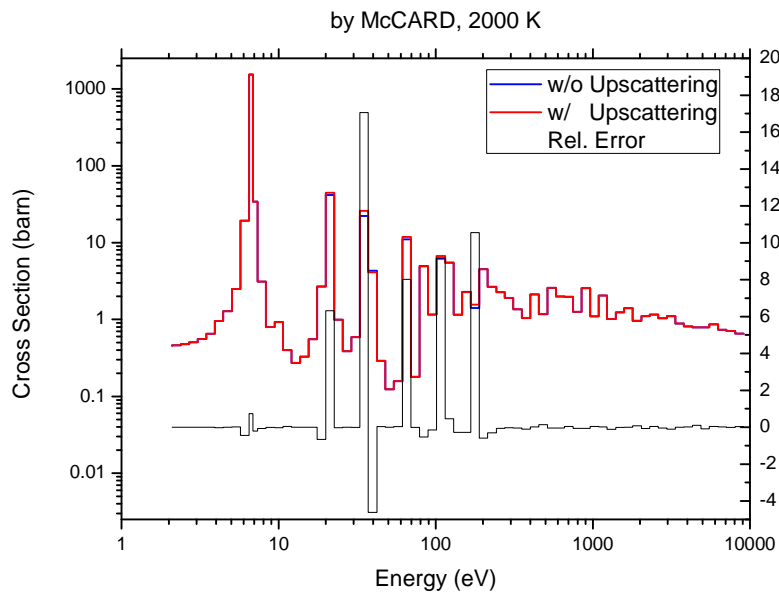


그림 5-24. 상향 산란 고려에 따른 ^{238}U 흡수 단면적 비교, McCARD

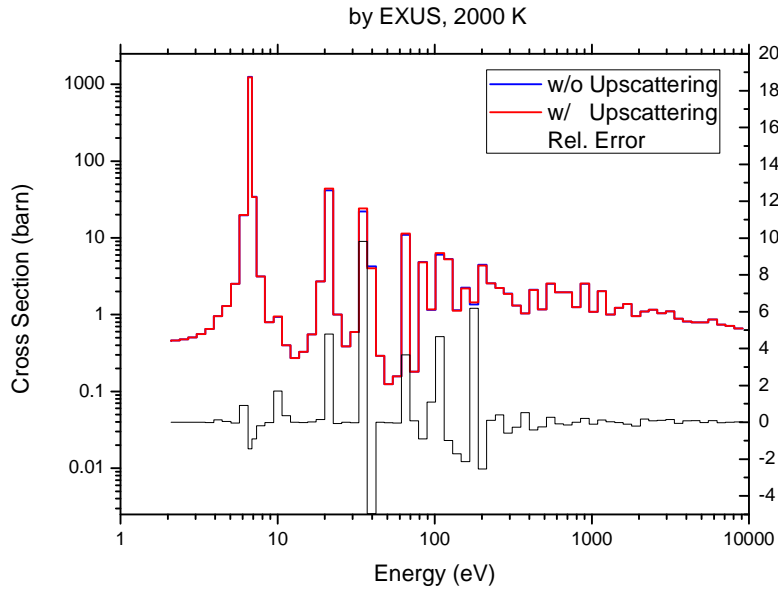


그림 5-25. 상향 산란 고려에 따른 ^{238}U 흡수 단면적 비교, EXUS

McCARD 를 통해 상향 산란을 고려한 RPL 라이브러리를 이용하여 OPR 1000 초기 노심에 대한 도플러 효과를 살펴보았다. 그림 5-26와 표 5-15에서 알 수 있듯이, ^{238}U 의 상향 산란 효과를 고려한 경우 노심에서의 도플러 효과가 약 10%정도 강화되는 것을 확인하였다. 이를 통해 ^{238}U 의 상향 산란 효과를 고려하는 것이 봉세포, 집합체 단위뿐 아니라 노심에서의 도플러 효과에도 영향을 미친다는 것을 확인할 수 있다.

표 5-15. OPR 1000 초기 노심에서 온도에 따른 반응도 변화율

	상향산란 고려	상향산란 비고려	HELIOS 핵자료
기울기, $\rho / \sqrt{T_f}$	-1.83e-03	-1.60e-03	-1.62e-03

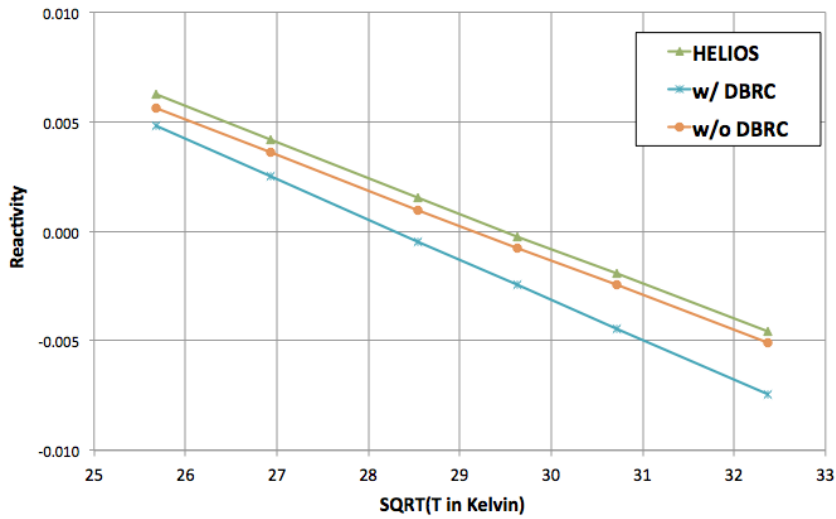


그림 5-26. OPR 1000 초기 노심에서 온도에 따른 반응도 변화

제 5 절 유입 수송 보정 효과 평가

수송 보정 효과는 질량에 반비례하여, 핵종이 무거울수록 효과는 급격히 떨어진다. 이러한 이유로 핵자료를 생산한 주요 핵종 중 수소만 유입 수송 보정을 고려하여 에너지군 반응단면적을 재생산하였다. 수소의 반응단면적은 수송 보정 방법에 따라 두 종류로 나뉘며 방법에 따른 차이는 수송 반응단면적에 반영된다. 이를 확인하기 위하여 수소의 수송 반응단면적을 비교해 보았다. 그림 5-27은 유입 및 유출 수송 보정에 의한 수송 반응단면적과 그 비를 보여준다.

대부분의 낮은 에너지 영역에서는 보정 방법에 따른 반응단면적이 차이가 크게 나타나지 않는다. 그러나 1 MeV 이상의 높은 에너지 영역에서는 유입 수송 보정한 반응단면적이 기존의 유출 수송 보정한 반응단면적보다 급격히 증가하여 2배 이상의 크기를 갖는다.

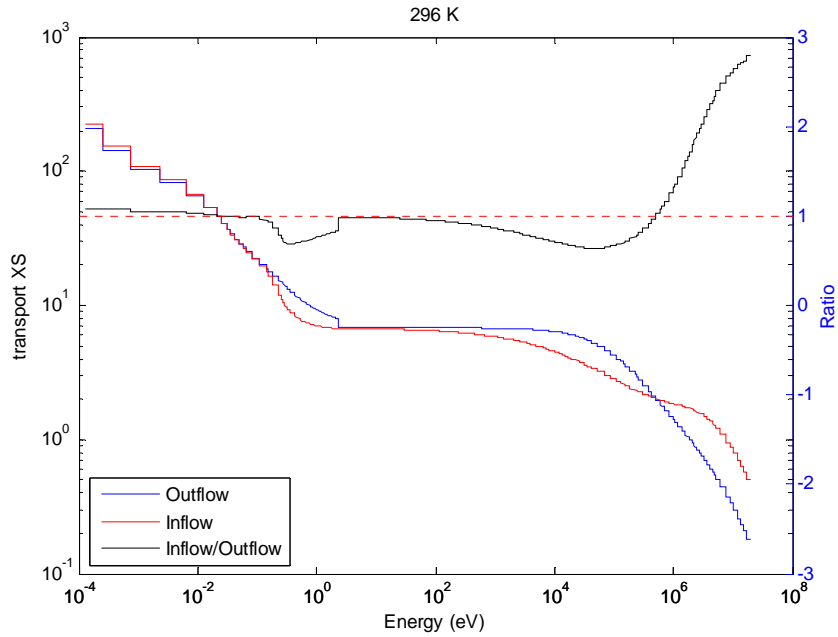


그림 5-27. 수송 보정 방법에 따른 수소의 수송 단면적 비교

높은 에너지 영역에서 수송 반응단면적의 차이가 미치는 영향을 확인하기 위하여, 반사 경계를 갖는 집합체 문제, 반사체로 둘러싸인 간단한 노심 문제, B&W 임계 문제 등을 풀어 결과를 확인하였다. 문제를 풀기 위해 47 군 핵자료 라이브러리를 사용하였으며, 수소의 수송 보정 방법만 다르게 처리한 핵자료 라이브러리를 사용하였다.

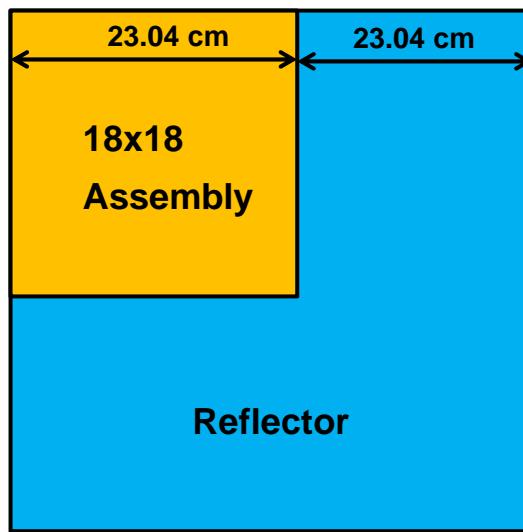
표 5-16은 수송보정 방법에 따른 집합체 문제 결과 및 반응도 오차를 보여준다.

표 5-16. 반사 경계를 갖는 OPR 1000 집합체 문제 결과

	A	B	B1	B2	C	C1
McCARD	1.13925	1.33010	1.18808	1.17812	1.36696	1.16809
Std	11	14	14	14	13	14
유출보정	1.13626	1.32798	1.18864	1.17847	1.36501	1.16963
오차	-231	-120	40	25	-105	113
유입보정	1.13637	1.32809	1.18862	1.17843	1.36511	1.16956
오차	-222	-114	38	22	-99	108

표 5-16의 결과는 수송 보정 방법에 관계없이 증배계수가 유사함을 보여준다. 반응단면적의 차이에도 불구하고 결과가 유사한 이유는 반사 경계 때문이다. 핵분열로 생성된 중성자가 물과 반응하여 감속을 하게 되는데 반사 경계덕분에 누설이 없으며, 집합체 내부엔 연료봉이 균질하게 존재하여 수소에 의한 감속 효과가 그리 크지 않기 때문이다.

수송 보정방법에 따른 누설량 평가 차이를 확인하기 위해 간단한 소형 노심 문제를 고안하였다. 이 노심은 3 wt% 우라늄 핵연료로 구성되어 있으며 18x18 크기의 집합체가 2x2로 배열되어 구성된다. 노심 주변은 중성자 누설이 발생하지 않도록 충분한 반사체로 둘러 쌓여있다. 자세한 노심 구성은 아래와 같다.



 3.00 wt% U-235 Enriched Fuel

그림 5-28. 수송 보정 효과 평가 위한 소형 노심 구성

기준값은 McCARD 계산을 수행하여 제공되었으며, 계산 시 사용한 조건은 다음과 같다.

- 주기당 입자 수 : 300,000
- 활성 주기 : 1,000
- 비활성 주기 : 100

표 5-18는 보정방법에 따른 소형 노심 계산결과를 보여준다. 반사경계 조건의 집합체 문제와 달리 유출 수송 보정한 경우와 유입 수송 보정한 경우의 결과가 크게 차이 나는 것을 확인하였다. 유출 수송 보정된 핵자료의 경우 약 900 pcm 에 가까운 오차가 발생했으나, 유입 수송 보정 시 800 pcm 정도가 줄어 100 pcm 수준의 오차가 발생하였다.

표 5-17. 반사체로 쌓인 소형 노심 계산 결과

	McCARD(ref)	유출보정	유입보정
k-eff	1.04143	1.03197	1.0405
오차	4	-880	-86

수송 보정 방법에 따른 결과 차이를 확실하게 살펴보기 위해 추가로 B&W 임계 문제를 풀어 결과를 비교하였다. B&W 임계 문제는 총 6종의 서로 다른 노심 문제로 구성되어 있으며, 4 문제는 동일한 노심 종류를 다루며(1, 5, 12, 14), 나머지 두 문제(18, 20)는 다른 종류의 노심에 대한 문제이다. 계산 결과는 다음과 같다.

표 5-18. B&W 임계 문제 계산 결과

노심종류	1	5	12	14	18	20
McCARD	1.01942	1.01887	1.01856	1.01844	1.01884	1.01743
std, pcm	5	5	5	5	5	5
유출보정	1.01737	1.0158	1.01645	1.01599	1.01788	1.01743
오차	-198	-297	-204	-237	-93	0
유입보정	1.02052	1.01893	1.02026	1.01933	1.02184	1.02087
오차	106	6	164	86	288	331

1 - 14 번 노심의 4 문제는 유입보정 결과가 정확하며, 18번, 20 번 노심의 경우 유출보정 결과가 정확하다. 그러나 이것만으로는 어떠한 보정 방법이 더 정확하다 단정지을 수 없다. 그러나 확실히 확인 할 수 있는 점은 유입보정 결과가 유출보정 결과보다 항상 크다는 점이다. 이는 표 5-17의 결과에서도 확인할 수 있다. 이러한 현상은 유입 수송 반응단면적이 높은 에너지영역에서 큰 에너지를 갖기 때문이다. 핵분열로 인해 생성된 중성자는 높은 에너지와 함께 빠른 속도로 누설되는데, 수소의 산란 단면적이 높다면 중간에 감속되는 양이 많아지고, 누설이 줄어든다. 원자로 밖으로 누설된 중성자도, 반사체에 존재하는 수소와 반응하여 곧바로 되돌아 올 확률이 높아진다. 이러한 이유로 유입 수송 반응단면적을 사용하였을 때, 증배계수가 높게 관측된다.

한편 보정 방법에 따른 결과 차이는 소형 노심 결과에 비해 B&W 임계문제에서 작아지는데, 이것도 중성자의 누설로 설명 가능하다. 노심의 크기가 클수록 중성자 누설이 적으며, 높은 수송 반응단면적의 누설 방지 효과가 작아진다.

제 6 절 다군 핵자료 연소 계산능 평가

다군 핵자료 통합생산체계를 통해 생산한 RPL 라이브러리의 연소 계산능을 평가하기 위하여, 영광 3호기 CO 타입 집합체에 대한 연소 계산을 수행하였다. 중요 핵종에 대한 핵자료만을 생산하였기 때문에, 연소 계산 시 필요한 다른 핵종의 자료는 기존 라이브러리로부터 임차하여 사용하였다. 결과 비교를 위해 생산한 라이브러리를 제외하고 기존 라이브러리만을 가지고 연소 계산을 수행하였다. 모든 연소계산은 전노심 수송 계산 코드 nTRACER를 통해 수행되었으며, CASMO 코드의 결과와 비교하여 핵자료의 연소 계산 유효성을 판단하였다. 연소 계산을 위해 47군 구조의 DBRC 옵션 없이 McCARD 계산을 통해 생산한 중요 핵종 라이브러리를 사용하였다.

그림 5-29는 연소 정도에 따른 유효 증배계수의 변화를 보여준다. 그림의 'CASMO'는 CASMO 코드를 이용하여 얻은 결과를, 'HELIOS'와 'RPL'은 각각 기존 라이브러리와 RPL

라이브러리를 이용하여 nTRACER 코드를 통해 얻은 결과를 의미한다. 기존 라이브러리를 이용하여 nTRACER 코드의 연소 계산을 수행한 경우 CASMO 코드를 이용하여 얻은 결과와 비슷한 경향을 보임을 확인할 수 있다. 그러나 RPL 라이브러리를 이용한 경우 연소주기가 길어질수록 증배계수 차이가 점점 커지며, 주기 말에서는 약 1000 pcm의 오차를 갖는다. 오차가 발생하는 원인은 연소도에 따른 핵연료 물질의 수밀도 변화에서 찾아볼 수 있다.

그림 5-30 및 그림 5-31는 연소 진행에 따른 ^{238}U 와 ^{239}Pu 의 수밀도의 변화를 보여준다. ^{238}U 수밀도는 nTRACER 코드를 이용하여 얻은 결과와 CASMO 코드를 이용하여 얻은 결과 상에 큰 차이가 없다. 그러나 ^{239}Pu 의 변화는 두 코드를 이용하여 얻은 결과에 상당한 차이가 존재하였다. CASMO 코드를 이용하여 얻은 결과에서는 일정량 이상 연소가 진행된 경우 ^{239}Pu 수밀도의 변화가 거의 없게 나타난 반면, nTRACER 코드의 경우 증가하였다. 연소에 따른 증가량은 RPL 라이브러리를 사용한 경우 더 크게 관측되었다. ^{239}Pu 가 핵분열 물질이므로, 주기 말에서 많은 양의 ^{239}Pu 는 높은 값의 증배계수를 보장한다. 이는 그림 5-29에 나타난 RPL 라이브러리를 이용한 경우 주기 말에서의 높은 증배계수를 설명할 수 있다.

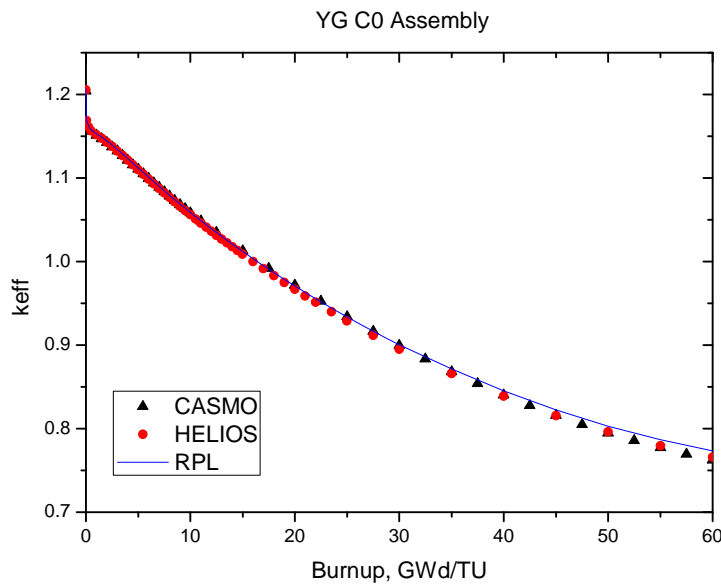


그림 5-29. 영광 3호기 C0 집합체 연소 계산 결과, 증배계수

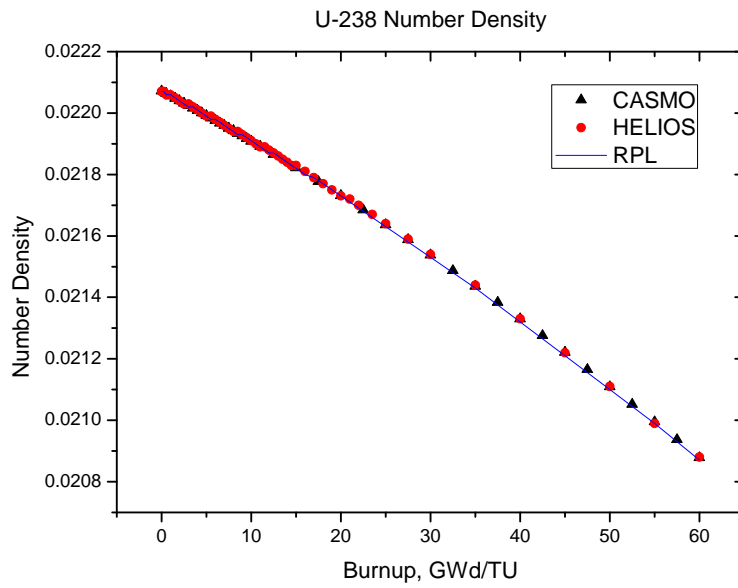


그림 5-30. 영광 3호기 C0 집합체 연소 계산 결과, ^{238}U 수밀도

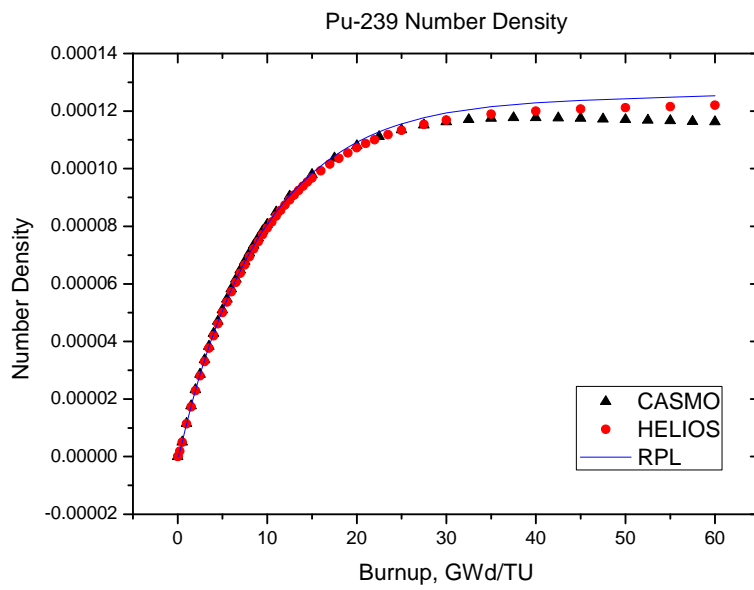


그림 5-31. 영광 3호기 C0 집합체 연소 계산 결과, ^{239}Pu 수밀도

집합체 연소 계산 결과 CASMO 코드와 nTRACER 코드 결과 상에 차이가 존재하였다. 그러나 CASMO 코드를 이용하여 얻은 비교 결과 역시 전산모사를 수행하여 얻은 결과이므로, 정확한 연소 계산능을 평가하기에는 무리가 있다. 이에 보다 나은 비교를 위하여 현재 가동 중인 영광 3호기와 울진 5호기에 대한 1주기 노심 연소 계산을 수행하였다. 기준값으로는 CASMO 코드를 이용하여 얻은 결과 대신 실측값을 이용하였다. 그림 5-32 및 그림 5-33에서 나타난 바와 같이, 중요 핵종을 생산한 RPL 라이브러리로 대체한 경우의 결과가 기존 라이브러리를 이용한 결과보다 실측값에 잘 맞는 것을 확인하였다.

그림 5-32에서 절반쯤 연소가 진행된 경우 실측치와 계산을 통해 얻은 값이 상당히 차이 나는 것을 확인할 수 있다. 이는 연소가 진행되면서 자연 보론 속의 ^{10}B 이 연소되기 때문이다. 강력한 흡수 반응단면적을 가지는 ^{10}B 이 연소하면 자연 붕소 속 ^{10}B 비율이 줄어들어 실제 필요한 농도보다 과도하게 요구하는 것이다.

상용 원자로의 집합체 및 초기 노심에 대한 연소 계산을 수행하여 각각 CASMO 코드 결과와 실측값과 비교함으로써 RPL 라이브러리의 연소 계산 능력을 평가하였다. 계산 결과 RPL 라이브러리는 기존 라이브러리보다 높은 증배계수를 예측하였고, 이는 집합체 문제에서는 큰 오차를, 초기 노심 문제에서는 실측값에 근사한 결과를 보여주었다. 비록 집합체 문제에서 다른 코드를 이용하여 얻은 결과와는 차이를 보였으나, 노심 문제에서 실측값에 가까운 결과를 보임으로 RPL 라이브러리가 충분한 연소 계산능을 보유하고 있다고 판단할 수 있다. 단 노심 계산 시에는 많은 이유에 의해 오차가 발생하며, 이러한 오차들이 서로 상쇄되어 오차가 제대로 측정되지 못하는 경우가 존재할 수 있다. 따라서 RPL 라이브러리를 이용하여 연소계산을 수행하고, 동일한 계산을 다른 코드 결과들과 비교함으로써, 연소 계산 능력을 좀 더 정확하게 평가하는 작업이 필요하다.

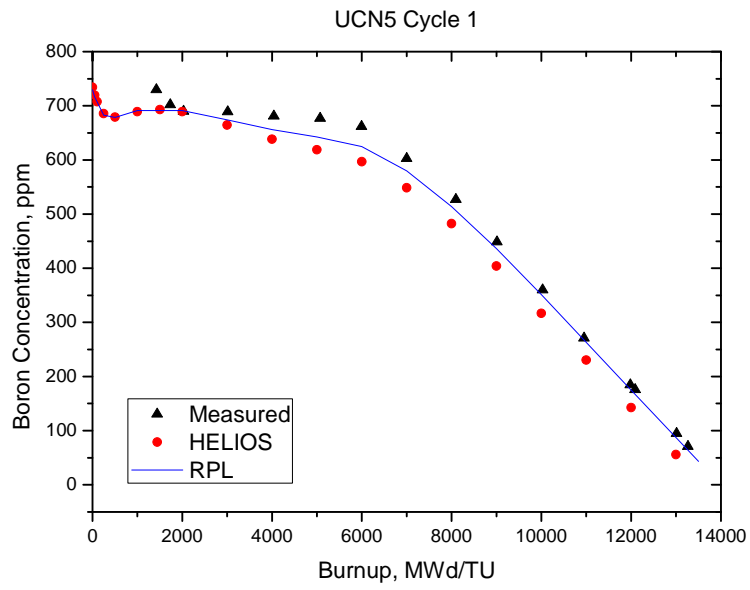


그림 5-32. 울진 5호기 1주기 노심 연소 결과

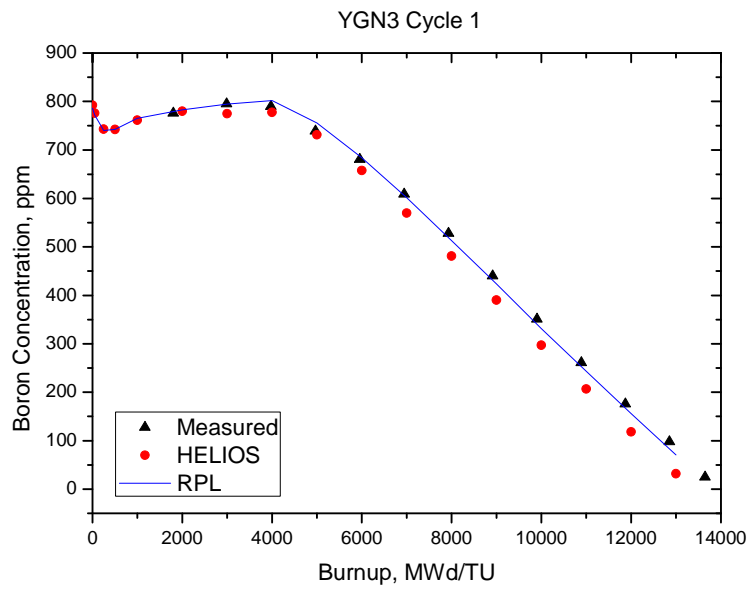


그림 5-33. 영광 3호기 1주기 노심 연소 결과

제 6 장 결 론

다군 충돌확률법을 사용해서 초미세 에너지군 감속 계산 기능을 갖는 EXUS 코드를 작성하였고, 기존의 생산체계에서 사용하던 감속 계산 코드를 대체함으로써, 독자적 생산체계를 갖추는데 일조하였다. 또한 몬테칼로법을 감속 계산에 적용하여 충돌확률법이 가지는 형상 제한을 극복하였으며, DBRC 방법을 적용하여 정확한 산란 모델을 사용하여 공명 인자를 생산할 수 있는 체계를 갖추었다. 한편 에너지군 반응단면적 생산 시 사용자 입력에 의해 유입 수송 보정을 사용 가능하도록 B1 해법을 구현하였다.

기존의 생산체계를 세 단계로 구분하고 각 단계에 필요한 파일 형식을 지정하여 생산체계를 체계화하였다. 세 단계로 구성된 생산체계 중 공명 인자 생산 단계에서 기존의 감속계산 코드 대신 몬테칼로 코드 McCARD를 적용하여 공명 인자를 생산하는 체계를 추가하였다. 한편 기존 생산체계가 HELIOS 코드 라이브러리에 대한 의존성을 가지고 있었기 때문에 이를 제거하고 독립적인 입력 자료를 다루도록 보완하였다. 또한 핵종 별로 생산한 자료를 종합하여 하나의 최종 파일로 만드는 기능을 구현하였으며 미비한 자료를 다른 라이브러리에서 빌려 쓸 수도 있도록 하였다. 이러한 과정들을 통해 전노심 수송계산 코드 nTRACER의 고유 핵자료 라이브러리 생산을 위한 다군 핵자료 통합생산체계를 구축하였다.

감속계산 코드의 검증을 위해 원통형 연료봉에 대해 EXUS 충돌확률법 모듈과 몬테칼로법 모듈을 이용해 감속 계산을 수행하고, 기존에 사용해오던 RMET21 코드와 비교하여 감속 계산 능력을 검증하였다. 추가적으로 계산된 초미세군 스펙트럼을 이용하여 구한 유효 반응단면적을 McCARD 코드의 계산을 통해 구한 기준값과 비교하여 공명 인자 생산에 적용 가능함을 확인하였다.

이렇게 구축한 다군 핵자료 통합생산체계를 이용하여 ENDF-B/VII 핵자료집을 기반으로 중요 공명핵종에 대해 핵자료를 생산하고 OPR1000 봉세포, 집합체 문제를 해석하여 생산한 라이브러리의 건전성을 평가하였다. McCARD 기반 생산체계를

이용한 경우 평가 결과는 McCARD 코드의 해를 기준으로 150 pcm 이내의 적은 오차로 준수하였다. 또한 EXUS 기반 생산체계 역시 평가 결과가 150 - 200 pcm 수준의 오차를 보여 EXUS 코드가 기존의 RMET21 코드를 대체 가능함을 검증하였다. 한편 등가 반지름을 적용한 충돌확률법 계산을 수행하여 몬테칼로법 결과와 비교함으로써 충돌확률법이 갖는 형상 제한 한계의 극복 가능성을 확인하였다. 그러나 수소 등가 인자와 공명 준위를 결정하는 방법이 미비한 점은 완벽한 라이브러리 생산체계를 위해 시급히 개선되어야 한다.

한편, 정확한 산란 모의를 위한 DBRC 방법을 적용하여 상향 산란 효과가 적용된 공명 인자를 생산하고 붕세포, 집합체 및 노심에 대한 문제에 적용해 기존의 경우보다 약 10% 도플러 효과가 강화되는 것을 검증하였다. 그러나 EXUS 코드 몬테칼로법 모듈을 통해 동일 계산 수행 시 상향 산란 효과가 제대로 반영되지 않아 차후 보완이 필요함을 확인하였다.

반면, 유입 수송 보정된 수소는 1 MeV 이상 에너지 영역에서 2배가 넘는 수송 단면적을 가짐을 확인하였다. 높은 수송 단면적이 중성자 누설을 억제하는 효과가 있음을 B&W 임계 문제, 소형 노심 문제 등을 풀어 검증하였다.

마지막 검증계산으로는 통합생산체계를 통해 생산한 핵자료 라이브러리를 가지고 OPR1000 집합체 및 노심에 대한 nTRACER 연소계산을 수행하였다. 집합체 연소계산 결과는 CASMO 코드 해와 비교하여 주기 초에 비슷한 경향을 보임을 확인하였다. 그러나 연소 주기에 따른 무한증배계수 차이가 증가하여, 주기 말에는 약 1000 pcm의 오차를 기록하였으며 이는 연소 진행에 따른 ^{239}Pu 의 수밀도 차이에서 발생한 것으로 판단된다. 한편, 노심 연소계산을 통해 결정된 임계농도를 실측값과 비교하여 평가해 본 결과 새로이 생산된 핵자료가 기존 라이브러리에 비해 약 30 ppm 이상 더 정확함을 확인하였다.

이와 같은 방법으로 핵자료 생산, 실질적인 문제 해석 등을 통해 다군 핵자료 통합생산체계를 검증하였다. 비록 공명 준위, 수소등가인자 등의 공명 인자 결정 방법 미비, EXUS 코드 내 상향 산란 효과 검증 등 해결해야 할 과제가 남아있으나, 본 논문에서 구축한 핵자료 통합생산체계는 전노심 수송계산 코드 nTRACER의

독자적인 라이브러리를 생산하는데 큰 역할을 할 것이다. 차후 검증 과정에서 제기된 문제가 모두 해결되고, 과도 해석을 위한 생산체계가 도입될 경우 본 생산체계는 국내 고유의 핵자료 라이브러리를 생산하는 데 중요한 기여를 할 수 있을 것이라 판단된다.

참고 문헌

1. Y. S. Jung, "nTRACER v1.0 Methodology Manual", SNURPL-CM-001(10), Seoul National University Reactor Physics Laboratory (2010).
2. Leonid Pogobekyan and Han Gyu Joo, "Generation of Multigroup Cross Section Library Data for Primary Nuclides", SNURPL-TR-001(07), Seoul National University Reactor Physics Laboratory (2007).
3. Gwan Young Kim and Han Gyu Joo, "Consistent Generation and Verification of 190 Group Cross Section Library Data for Primary Nuclides", Transactions of the Korean Nuclear Society, Spring Meeting, Korea, (2008).
4. Han Gyu Joo, Gwan Young Kim and Leonid Pogobekyan, "Subgroup weight generation based on shielded pin-cell cross section conservation", Annals of Nuclear Energy 36, p859-868 (2009)
5. F. Leszczynski, "Neutron Resonance Treatment with Details in Space and Energy for Pin Cells and Rod Clusters", Annals of Nuclear Energy 14, p 589-601 (1987).
6. Deokjung Lee, Kord Smith and Joel Rhodes, "The impact of ^{238}U resonance elastic scattering approximations on thermal reactor Doppler reactivity", Annals of Nuclear Energy 36, p274-280 (2009)
7. T. T. Simeonov and R. J. J. Stamm'ler, "From HELIOS-1.8 to HELIOS 1.9", SSP-05/235, Studsvik Scandpower (2005).
8. R. J. J. Stamm'ler, M. J. Abbate, "Methods of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design", Academic Press, London (1983).
9. Kang-Seog Kim, Ser Gi Hong, "The method of characteristics applied to solving slowing down equation to estimate the self-shielded resonance cross sections with an explicit geometrical effect", Annals of Nuclear Energy 38, p 438-446 (2011).

10. Hyung Jin Shim, "McCARD Methodology manual Ver 1.0", SNUMCL-TR-001(10), Seoul National University Monte Carlo Laboratory (2010).
11. M. Ouisloumen and R. Sanchez, "A Model for Neutron Scattering Off Heavy Isotopes That Accounts for Thermal Agitation Effects", Nuclear Science and Engineering 107, p189-200 (1991)
12. Bjorn Becker, "On the Influence of the Resonance Scattering Treatment in Monte Carlo Codes on High Temperature Reactor characteristics", Ph.D. Thesis, University Stuttgart (2010).
13. D. E. Cullen and C. R. Weisbin. Exact Doppler broadening of tabulated cross sections. Nuclear Science and Engineering, Vol. 60:199-229 (1976).
14. R. J. J. Stamm'ler, "HELIOS method", Studsvik Scandpower (2003).
15. "중성자 수송계산용 라이브러리 생산체계 개발", KAERI/RR-2947/2008, 한국원자력연구원 (2008).

Abstract

Establishment of Integrated Multigroup Cross Section Data Generation System for Whole Core Transport Calculation

Lim, Chang-hyun

Department of Energy Systems Engineering

The Graduate School

Seoul National University

In this research, as a preliminary to generate a cross section library for whole core transport code nTRACER, the integrated multigroup cross section data generation system is constructed. The point of the generation system is a code for ultra-fine energy group slowing down calculation which generates the effective cross section for resonance treatment. So, the slowing down code EXUS is developed with employing multi-group collision probability method and resolve the geometrical limitation of the collision probability method by implementing the slowing down calculation module by applying the Monte Carlo method. In Monte Carlo slowing down calculation, the function to handle the exact scattering model including up-scattering is added. Furthermore, the B1 method is implemented for inflow transport correction in the generation procedure for group-wise cross section as user input.

This generation procedure is composed of three steps. First, the group-wise cross sections are generated by using NJOY code system and the resonance parameters are

determined by ultra-fine energy group slowing down calculation in second. Final step is to generate the cross section library for nTRACER by combining the group-wise cross sections and resonance parameters. On the other hand, the option for slowing down calculation with the continuous energy group Monte Carlo code, McCARD is added into the generation procedure for the resonance parameters. The option is also realized to take incomplete data from other cross section library.

To verify EXUS, the slowing down calculation about cylindrical fuel pin is performed by using the collision probability module and Monte Carlo module of EXUS and the accuracy is evaluated by comparison of the result with RMET21. In addition, the effective cross section which is obtained from the ultra-fine group slowing down calculation is compared with the reference by McCARD calculation.

By using the constructed multi-group integrated cross section generation data system, the cross section data for primary nuclides are generated based on ENDF-B/VII.0 library and quality of the generated cross section data is evaluated by solving pin and assembly problem of OPR 1000. The reactivity differences are about 150 pcm when the result by McCARD calculation is used as the reference. As a result, it is confirmed that the integrated multi-group cross section data generation system is constructed well.

The resonance parameters are generated with considering the up-scattering effect of ^{238}U by using the McCARD based resonance parameter generation procedure. It is shown that the Doppler Effect is increased about 10 % from the result of the pin, assembly and core problem. On the other hand, the inflow transport corrected cross section of ^1H is two or three times higher than outflow transport corrected one over 1 MeV energy range. It is verified that the increased ^1H transport corrected cross section restrained neutron leakage by solving mini core

problem and B&W critical problem.

And finally, OPR 1000 assembly and core depletion calculations by nTRACER are performed for verification. In the result of assembly problem, the result with the generated library shows good agreement with the reference by the code CASMO at begin of cycle, but the difference of k-inf value are increased about 1000 pcm at end of cycle. It is because of larger quantity of ²³⁹Pu which is the fissile isotope at end of cycle. In the result of core problem, while the result of assembly problem, the critical boron concentration with the generated library is 30ppm more accurate than that with the existing library compared with the measured data.

Keywords : Resonance Parameter, Transport Correction, Up-scattering, Slowing down Calculation, Nuclear data library
Student Number : 2010-23344