

การศึกษาอุณหภูมิและความหนาแน่นของพลาสมาระหว่างการใช้เชื้อเพลิง
แบบแช่แข็งในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบโทคาแมค



พลกฤษณ์ คล้ายวิภักตร์

วิทยานิพนธ์นี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตร
ปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์
มหาวิทยาลัยทักษิณ



ใบรับรองวิทยานิพนธ์
ปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์
มหาวิทยาลัยทักษิณ

ชื่อวิทยานิพนธ์ : การศึกษาอุณหภูมิและความหนาแน่นของพลาสมาระหว่างการใช้เชื้อเพลิง
แบบแช่แข็งในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบโทคาแมค

ชื่อ – ชื่อสกุลผู้ทำวิทยานิพนธ์ : ว่าที่ร้อยตรีพลกฤษณ์ คล้ายวิตภัทร

อาจารย์ที่ปรึกษาวิทยานิพนธ์

คณะกรรมการสอบปากเปล่าวิทยานิพนธ์

(อาจารย์ ดร. ประสงค์ เกษราธิคุณ)

(รองศาสตราจารย์ ดร. นิคม ชูศิริ)

ประธานที่ปรึกษา

ประธานกรรมการ

(ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร. ธวัชชัย อ่อนจันทร์)

(อาจารย์ ดร. ประสงค์ เกษราธิคุณ)

กรรมการที่ปรึกษา

กรรมการ

(ดร.รพพน พินา)

(ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร. ธวัชชัย อ่อนจันทร์)

กรรมการที่ปรึกษา

กรรมการ

(ดร.รพพน พินา)

กรรมการ

(อาจารย์ ดร. นพพร พูลยรัตน์)

กรรมการ

มหาวิทยาลัยทักษิณอนุมัติให้รับวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตร
ปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์ ของมหาวิทยาลัยทักษิณ

(รองศาสตราจารย์ ประดิษฐ์ มีสุข)

คณบดีบัณฑิตวิทยาลัย

วันที่ 11 เดือน มีนาคม พ.ศ. 2553

ลิขสิทธิ์ของมหาวิทยาลัยทักษิณ

ประกาศคุณูปการ

การทำวิทยานิพนธ์ให้สำเร็จเป็นประสบการณ์ที่ทั้งเจ็บปวดและรื่นรมย์ มันเหมือนกับการปีนไปสู่ส่วนที่สูงที่สุดของยอดเขาที่ละชัน ซึ่งเต็มไปด้วยความขมขื่นทุกขระทม ความยากลำบาก ความไม่พอใจ ความผิดหวัง ความท้อแท้ ความเชื่อใจและการช่วยเหลือของผู้ใจดีมากมาย เมื่อพบว่าตัวเองอยู่บนจุดสูงสุดมองเห็นทิวทัศน์ที่สวยงาม ข้าพเจ้าตระหนักในสิ่งที่เกิดขึ้น โดยความจริงที่ว่า ด้วยการทำงานเป็นกลุ่มจึงสามารถทำให้ข้าพเจ้ามาอยู่ตรงจุดนี้ได้ การที่จะส่งผ่านความขอบคุณในรูปของถ้อยคำสู่ทุกคนที่ช่วยเหลือข้าพเจ้าคงไม่เพียงพอที่จะทดแทนการช่วยเหลืออย่างจริงใจที่ทุกคนมีให้กับข้าพเจ้า แต่ข้าพเจ้าก็ยังปรารถนาที่จะส่งผ่านคำขอบคุณของข้าพเจ้าไปสู่ทุกๆคนที่ให้ความช่วยเหลือแก่ข้าพเจ้า

อันดับแรกของคำขอบคุณทั้งหมดขอมอบด้วยความจริงใจสู่อาจารย์ที่ปรึกษาของข้าพเจ้า อ.ดร.ประสงค์ เกษราธิคุณ และ ผศ.ดร.ธวัชชัย อ่อนจันทร์ อาจารย์ที่ปรึกษาร่วมผู้ซึ่งเสนอแนะและให้คำแนะนำเป็นอย่างมากในการทำวิทยานิพนธ์ เพื่อที่ข้าพเจ้าจะได้ดำเนินไปในแนวทางที่ถูกต้อง ข้าพเจ้าได้เรียนรู้วิธีการทำงานเป็นอย่างมากจากอาจารย์ทั้งสองท่านโดยปราศจากความความช่วยเหลือของอาจารย์ทั้งสองท่าน วิทยานิพนธ์ฉบับนี้คงจะไม่สามารถสำเร็จลงไปได้

ขอส่งความขอบคุณอย่างพิเศษไปสู่อาจารย์ที่ปรึกษาร่วมอีกท่านหนึ่ง ดร.รพณ พินา ซึ่งเป็นคนสำคัญคนหนึ่งในการจัดหาทุนการศึกษาให้ข้าพเจ้าภายใต้ความร่วมมือโครงการผลิตภัณฑ์วิจัยของสำนักงานปลัดกระทรวงวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยีและสถาบันเทคโนโลยีนิวเคลียร์แห่งชาติ (องค์การมหาชน) อีกทั้งยังช่วยเหลือข้าพเจ้าในการหาอาจารย์ที่ปรึกษาเมื่อข้าพเจ้าได้ตัดสินใจทำวิทยานิพนธ์เรื่องนี้ ดร.รพณ พินา ช่วยเหลือข้าพเจ้าค่อนข้างมากในการใช้ไวยากรณ์ในวิทยานิพนธ์ของข้าพเจ้า และยังให้คำแนะนำในการปรับปรุงอีกหลายอย่างซึ่งคงจะไม่พอที่จะส่งผ่านความซึ่งใจทั้งหลายในรูปของคำขอบคุณด้วยถ้อยคำ

ข้าพเจ้าขอขอบคุณ ความช่วยเหลือและคำแนะนำของ รศ.ดร.นิคม ชูศิริ อาจารย์ผู้สอนข้าพเจ้า เกี่ยวกับพื้นฐานของวิชาฟิสิกส์ กลศาสตร์ควอนตัม ฟิสิกส์เชิงสถิติ ซึ่งเป็นพื้นฐานที่สำคัญให้กับข้าพเจ้าในการทำวิทยานิพนธ์เรื่องนี้ ระหว่างที่ข้าพเจ้าทำงานวิจัยที่สถาบันเทคโนโลยีนานาชาติสิรินธร พืษุทธ พืษาคี พืษตัน น้อยบุญ น้อยจิน และน้อยฝน ได้ช่วยเหลือข้าพเจ้าด้วยมิตรภาพที่จริงใจอย่างมาก และอาจารย์ ดร.นพพร พูลยรัตน์ สำหรับเทคนิคในการใช้งานโปรแกรม MATLAB ขอขอบคุณในมิตรภาพที่จริงใจเหล่านั้น

ข้าพเจ้าขอส่งผ่านความขอบคุณไปยังมหาวิทยาลัยเทคโนโลยีพระจอมเกล้าพระนครเหนือ มหาวิทยาลัยทักษิณ และมหาวิทยาลัยธรรมศาสตร์ สำหรับบรรยากาศความเป็นอิสระในการทำงาน ทำให้ข้าพเจ้ามีสมาธิในการทำงานวิจัยและเพื่อนๆหลายคนที่ไม่ให้ความช่วยเหลืออย่างดีขอส่งผ่านคำขอบคุณนี้ไปสู่พวกเขา

ท้ายที่สุด แต่ไม่น้อยที่สุด ขอขอบคุณ คุณแม่ น้องสาว สุดที่รัก จากส่วนลึกของหัวใจ ความรัก และการสนับสนุนในทุกๆอย่างทำให้ข้าพเจ้าสามารถทำวิทยานิพนธ์ฉบับนี้เสร็จสมบูรณ์ลงได้ สำหรับแม่ ความเข้าใจและความรักของแม่เป็นแรงกระตุ้นให้ข้าพเจ้าทำงานวิจัยที่หนักได้อย่างต่อเนื่อง ความเด็ดเดี่ยวและเข้มแข็งของแม่เป็นตัวอย่างสำคัญที่ทำให้ข้าพเจ้าไม่เคยย่อท้อต่อปัญหาและอุปสรรค แม้ยังคงแสดงให้เห็นอยู่เสมอว่าแม่ภูมิใจในตัวของคุณพ่อกับข้าพเจ้า เป็นแรงจูงใจให้ข้าพเจ้าตั้งใจทำงานอย่างหนักเพื่อให้ได้งานที่ดี

พลกฤษณ์ คล้ายวิฑูร



บทคัดย่อ

ชื่อวิทยานิพนธ์ : การศึกษาผลกระทบของอุณหภูมิและความหนาแน่นของพลาสมาระหว่างการใช้

เชื้อเพลิงแบบแช่แข็งในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบโทคาแมค

ชื่อ- ชื่อสกุลผู้ทำวิทยานิพนธ์ : ว่าที่ร้อยตรีพลกฤษณ์ คล้ายวิศภัทร

อาจารย์ที่ปรึกษาวิทยานิพนธ์ : อาจารย์ ดร. ประสงค์ เกษราธิคุณ

ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร. ธวัชชัย อ่อนจันทร์

ดร. รพณ พิชชา

ปริญญาและสาขาวิชา : ปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์

ปีการศึกษาที่สำเร็จ : 2552

การศึกษาผลกระทบของอุณหภูมิและความหนาแน่นของพลาสมาระหว่างการใช้เชื้อเพลิงแบบแช่แข็งในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบโทคาแมค ทำการศึกษาผ่านการคำนวณด้วยระเบียบวิธีเชิงตัวเลขของแบบจำลองการเสียดร่อนสองรูปแบบ แบบจำลองแรกคือแบบจำลองการเสียดร่อนแบบปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลาง ซึ่งได้รับการพัฒนา สำหรับเม็ดยูเรเนียมแช่แข็งที่เป็นไอโซโทปของไฮโดรเจน โดยสมมุติให้เกิดการเสียดร่อนในสภาวะคงตัว ไม่มีคลื่นกระแทก มีการไหลแบบทรานโซนิค และสมมาตรเชิงทรงกลม ทั้งพลังงานที่เข้ามากระทบและการขยายของกลุ่มหมอกที่ปกคลุมระบบสำหรับการขยายตัวในการเสียดร่อน อีกแบบจำลองหนึ่งคือแบบจำลองแบบปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลางและพลาสมา ซึ่งได้รวมเอาการคำนวณเกี่ยวกับสนามแม่เหล็ก และส่วนของสารเสียดร่อนที่ถูกไอออไนซ์มาคำนวณด้วย โดยการขยายแบบสมมาตรเชิงทรงกลม ถูกแทนที่โดยแบบจำลองที่ประกอบด้วยส่วนที่เป็นการไหลในท่อ แต่อัตราการเสียดร่อนยังคำนวณอยู่บนพื้นฐานของการขยายแบบสมมาตรของทรงกลม (การขยายแบบสมมาตรเชิงทรงกลมวางอยู่ในท่อที่รู้ค่าเส้นผ่านศูนย์กลาง) ผลของสนามแม่เหล็กทำให้สารที่เสียดร่อนที่ถูกไอออไนซ์ปกคลุมเม็ดยูเรเนียมอีกหนึ่งชั้น โดยการแปรค่าขนาดและความเร็วของเม็ดยูเรเนียมแช่แข็ง อุณหภูมิและความหนาแน่นของพลาสมาได้รับการศึกษาผ่านการจำลองแบบ ผลที่ได้มีแนวโน้มไปในทางเดียวกันทั้งการแปรค่าขนาดและความเร็วของเม็ดยูเรเนียม เมื่อยูเรเนียมแช่แข็งเพิ่มขึ้นหลังจากการยิงเม็ดยูเรเนียมเข้าไป ความหนาแน่นของพลาสมาอิเล็กตรอนจะเพิ่มขึ้น และเมื่อเพิ่มความเร็วในการยิงเชื้อเพลิงแช่แข็ง เม็ดยูเรเนียมแช่แข็งสามารถทะลุทะลวงเข้าไปสู่ใจกลางของพลาสมาได้ลึกยิ่งขึ้น เนื่องจากพลังงานจลน์ที่เพิ่มขึ้น ในทางตรงกันข้าม อุณหภูมิของพลาสมาอิเล็กตรอนจะลดลงหลังจากการยิงเม็ดยูเรเนียมแช่แข็งเข้าไป เนื่อง

อุณหภูมิที่ต่ำของเมดเชื้อเพลิง แข็งแรง แต่อย่างไรก็ตามแบบจำลองทั้งสองมีความแตกต่างกันในส่วน
ของโปรไฟล์ของอัตราการเสียดคร่อนและระยะการทะลุทะลวงของเมดเชื้อเพลิงแข็งแรง โดยสรุป ผล
จากการจำลองแบบผ่าน แบบจำลองทั้งสอง โดยการแปรค่าทั้งขนาดและความเร็วของเมดเชื้อเพลิง
แสดงให้เห็นอย่างชัดเจนว่าการยิงเมดเชื้อเพลิงแข็งแรงคิวเทอเรียม สามารถเพิ่มความหนาแน่นของ
พลาสมาให้เพิ่มขึ้น นั่นหมายถึงการเติมเชื้อเพลิงโดยการยิงเชื้อเพลิงแข็งแรงเข้าไปสามารถเพิ่ม
ประสิทธิภาพของพลาสมาได้ ในการปรับปรุงแบบจำลองในอนาคต ควรมีการเพิ่มผลกระทบของ
สนามแม่เหล็กและสนามไฟฟ้า $\vec{E} \times \vec{B}$ ที่ทำให้สารเสียดคร่อนเลื่อนตำแหน่งเข้าไปด้วย



Abstract

Thesis Title : A study of plasma temperature and density during pellet injection in Tokamak

Student 's Name : Acting Sub Lt Ponkris Klaywittaphat

Advisory Committee : Dr. Prasong Kessaratikoon Advisor

Asst. Prof. Dr Thawatchai Onjun Co-Advisor

Dr. Roppon picha Co-Advissor

Degree and Program : Master of Science in Physics

Academic Year : 2009

A study of plasma temperature and density during pellet injection in a tokamak was conducted by using a numerical code for computing the ablation rate with two ablation models. The first is neutral gas shielding (NGS), which is developed for hydrogen isotope pellets by assuming steady state, shock-free transonic flow and spherical symmetry both for the energy flux affecting the pellet plus cloud system and for the expansion of the ablatant. The other model is the neutral gas plasma shielding (NGPS) models, in which the magnetic confinement of the ionized ablatant was taken into account, the spherical expansion models were replaced by models resembling linear channel flows, but the ablation rates were still calculated on the basis of the old spherically symmetric schemes (spherically ablating pellets placed in tubes of given diameters). Magnetic constriction of the ionized particles yields additional collision shielding. By varying sizes and velocities of the pellet, plasma temperature and density was studied from a simulations. The results of the two models agree well on the dependence of pellet size and velocity. When pellet size is increased the density of plasma electrons after pellet injection also increased when the pellet velocity is increased the pellet can penetrate deeply into a core plasma because of kinetic energy is increase. On the contrary temperature of plasma electrons is decrease due to a low temperature of pellet. The two ablation models give different ablation rate profile and pellet penetration. To summarize, the results of simulations conducted in two different ablation models at different pellet sizes and velocities definitely showed that the injection of deuterium pellets can increase plasma density which serve as an effective means to replenish the fuel particles and

improve the plasma performance. To improve the ablation model, an effect of $\vec{E} \times \vec{B}$ drift should be included in the future.



สารบัญ

บทที่	หน้า
1 บทนำ	1
1.1 พลังงานนิวเคลียร์แบบฟิวชันในสถานะของแหล่งพลังงานหลักแห่งอนาคต .	1
1.2 พลังงานนิวเคลียร์ฟิวชัน	4
1.3 วิธีการที่ใช้ในการควบคุมปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชัน	6
1.3.1 การกักด้วยวิธีการทางแม่เหล็ก	7
1.3.1.1 โทคาแมค	7
1.3.1.2 สเตลลารเตอร์	7
1.4 พัฒนาการของพลังงานนิวเคลียร์ฟิวชัน	7
1.4.1 ความสำเร็จของการวิจัยเกี่ยวกับพลังงานนิวเคลียร์ฟิวชัน	9
1.4.2 เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ทดลองนานาชาติ (ITER)	10
1.4.3 ช่วงเวลาหลังจาก ITER	13
1.5 ระบบเชื้อเพลิงของ ITER	14
1.5.1 หน้าที่การทำงานต่างๆของระบบเชื้อเพลิง	14
1.6 ข้อมูลเบื้องต้นของระบบเติมเชื้อเพลิงแช่แข็ง	16
1.6.1 ความต้องการพื้นฐานในการออกแบบระบบเติมเชื้อเพลิง	16
1.6.2 วิธีการทำตรีเทียมเยือกแข็ง	16
1.6.3 เครื่องบีบอัดเชื้อเพลิงแช่แข็ง	17
1.7 วัตถุประสงค์ของวิทยานิพนธ์	20
1.8 คุณค่าของวิทยานิพนธ์	20
2 เอกสารและงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง	21
2.1 บทนำ	21
2.2 นิยามของพลาสมา	22
2.3 สมการของโบลมานซ์	22
2.4 สมการของปัวซองส์	22
2.5 ความสัมพันธ์ของความหนาแน่นของโบลมานซ์	23
2.6 ความยาวเดอบายด์	23
2.7 สมการสถานะ	24
2.8 สมการของแมกเวลล์	26
2.9 การแจกแจงแบบโบลมานซ์	26
2.10 แบบจำลองการเสียดร่อนของเชื้อเพลิงแช่แข็ง	29
2.10.1 แบบจำลองการเสียดร่อนแบบปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลาง	29

สารบัญ (ต่อ)

บทที่	หน้า
2.10.2 แบบจำลองการเสียดร่อนแบบปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลาง และพลาสมา	39
2.11 การทะลุทะลวงของเชื้อเพลิงแช่แข็ง	48
2.12 โปรแกรมจำลองแบบในการทำนายผลแบบรวม	52
2.12.1 โปรแกรม BALDUR	53
3 วิธีดำเนินการวิจัย	54
3.1 การจำลองแบบโดยแบบจำลองการเสียดร่อนแบบปกคลุมด้วยก๊าซ ที่เป็นกลาง	54
3.2 การจำลองแบบโดยแบบจำลองการเสียดร่อนแบบปกคลุมด้วยก๊าซ ที่เป็นกลางและพลาสมา	55
4 ผลและการอภิปรายผล	56
4.1 ผลและการอภิปรายผลการจำลองแบบจากการใช้แบบจำลองการเสียดร่อน แบบ NGS	56
4.1.1 เปรียบเทียบผลจากการจำลองแบบของแบบจำลอง NGS 2 รูปแบบ ...	56
4.1.2 ผลการจำลองแบบโดยการแปรค่ารัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็ง	58
4.1.3 ผลการจำลองแบบโดยการแปรค่าความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็ง	59
4.1.4 ความสัมพันธ์ระหว่างรัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็งขณะเติมเชื้อเพลิง และอัตราการเสียดร่อนแบบจำลองของปาร์คโดยการแปรค่าขนาด และความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็ง	60
4.2 ผลและการอภิปรายผลการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลองการเสียดร่อน แบบ NGPS	62
4.2.1 ผลการจำลองแบบโดยการแปรค่ารัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็ง	62
4.2.2 ผลการจำลองแบบโดยการแปรค่าความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็ง	62
5 สรุปและข้อเสนอแนะ	65
5.1 ผลกระทบของขนาดและความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็งที่มีต่อแบบจำลอง	65
5.2 การทะลุทะลวงและรูปร่างของโปรไฟล์อัตราการเสียดร่อน ที่มีต่อแบบจำลอง	65
บรรณานุกรม	68
ประวัติย่อผู้วิจัย	72

สารบัญตาราง

ตารางที่	หน้า
1.1 แหล่งพลังงานตามแหล่งที่มาซึ่งใช้ในการผลิตไฟฟ้าของโลก	3
1.2 พารามิเตอร์หลักและขนาดของ ITER	11
1.3 ความท้าทายหลักที่สามารถทำให้สำเร็จด้วยเครื่อง ITER	12
2.1 แสดงค่ายกกำลังที่ได้ของ ความหนาแน่นอนุภาคนิวตรอน และรัศมีสำหรับ แบบจำลอง NGS และ แบบจำลอง NGPS	47
4.1 ความสัมพันธ์ระหว่างรัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็งและความหนาแน่นอิเล็กตรอน สูงสุดขณะที่เชื้อเพลิงแช่แข็งมีความเร็วคงที่	61
4.2 ความสัมพันธ์ระหว่างรัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็งและความหนาแน่นอิเล็กตรอน สูงสุดขณะที่เชื้อเพลิงแช่แข็งมีรัศมีคงที่	61

สารบัญภาพประกอบ

ภาพที่	หน้า
1.1 การเพิ่มขึ้นของประชากรโลกตามข้อมูลขององค์การสหประชาชาติ	1
1.2 การเพิ่มขึ้นของความเข้มข้นของ CO ₂ ในชั้นบรรยากาศ	2
1.3 กราฟแสดงการลดลงของปริมาณน้ำมันที่หามาได้	3
1.4 แผนภาพแสดงปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบฟิชชันและนิวเคลียร์ฟิวชัน	4
1.5 การเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชัน	5
1.6 การเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชัน	9
1.7 แผนภาพแสดงเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบสเตเลเลเตอร์	9
1.8 พัฒนาการของเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์แบบฟิวชันเปรียบเทียบกับ เตาปฏิกรณ์ของความสามารถในระบบการประมวลผลของคอมพิวเตอร์	10
1.9 แผนภาพแสดงส่วนประกอบหลักของ ITER	11
1.10 แผนกลยุทธ์สู่การเป็นเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันในเชิงพาณิชย์	13
1.11 ระบบเชื้อเพลิงของ ITER	14
1.12 แสดงแผนผังการวางท่อที่ใช้การเติมเชื้อเพลิงแช่แข็ง (1)	15
1.13 แสดงแผนผังการวางท่อที่ใช้การเติมเชื้อเพลิงแช่แข็ง (2)	15
1.14 สกรูที่ใช้ในการบีบอัดเชื้อเพลิงแช่แข็ง	17
1.15 เครื่องบีบอัดเชื้อเพลิงแช่แข็ง	18
1.16 การทดสอบเครื่องบีบอัดสำหรับทำเชื้อเพลิงแช่แข็ง	18
1.17 สกรูสำหรับทำเครื่องบีบอัดเชื้อเพลิงแช่แข็ง	19
1.18 แผนภาพแสดงระบบนิวเมติกของเครื่องยิงเชื้อเพลิงแช่แข็ง	19
2.1 แผนภาพแสดงแบบจำลอง NGS กระบวนการเสียดกรอบและรูปร่าง	29
2.2 แผนภาพแสดงแบบจำลอง NPGS กระบวนการเสียดกรอบและรูปร่าง	39
2.3 แสดงถึงค่าที่คำนวณได้จากแบบจำลอง NGPS เปรียบเทียบกับค่าจาก การทดลอง	45
2.4 แผนภาพแสดงการทำงานของโปรแกรมจำลองแบบในการทำนายผล แบบรวม	52
4.1 การเปรียบเทียบอัตราการเสียดกรอบของแบบจำลอง NGS ของปาร์ค และคูทฟี	56
4.2 ผลกระทบของรัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็งที่มีต่อความหนาแน่นของพลาสมา อิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGS ของปาร์ค	58
4.3 ผลกระทบของรัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็งที่มีต่ออุณหภูมิของพลาสมา อิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGS ของปาร์ค	58

สารบัญภาพประกอบ (ต่อ)

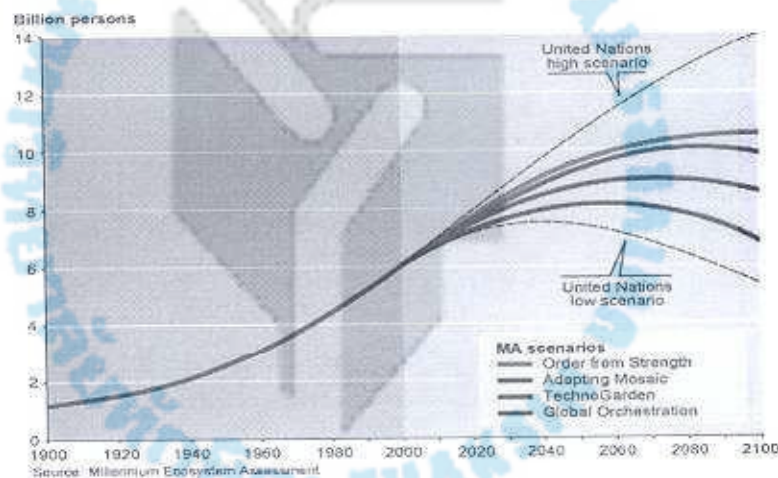
ภาพที่	หน้า
4.4 ผลกระทบของความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็งที่มีต่อความหนาแน่นของ พลาสมาอิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGS ของปาร์ค	59
4.5 ผลกระทบของความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็งที่มีต่ออุณหภูมิของพลาสมา อิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGS ของปาร์ค	59
4.6 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างรัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็งและอัตราการเสียด กรณ์สูงสุด ระหว่างเคลื่อนที่ผ่านรัศมีรองของโทคาแมค	60
4.7 ผลกระทบของรัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็งที่มีต่อความหนาแน่นของพลาสมา อิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGPS	63
4.8 ผลกระทบของรัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็งที่มีต่ออุณหภูมิของพลาสมา อิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGPS	63
4.9 ผลกระทบของความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็งที่มีต่อความหนาแน่นของ พลาสมาอิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGPS	64
4.10 ผลกระทบของความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็งที่มีต่ออุณหภูมิของพลาสมา อิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGPS	64
5.1 ผลของการเสียดร่อนจากการจำลองแบบและการทดลอง	66

บทที่ 1

บทนำ

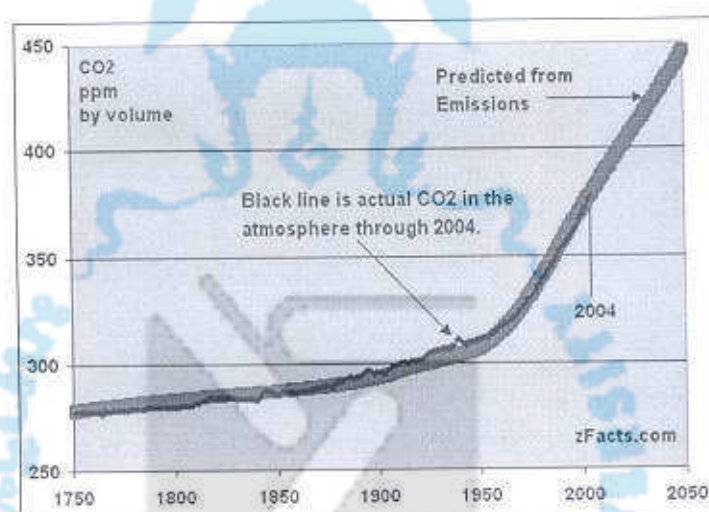
1.1 พลังงานนิวเคลียร์แบบฟิวชันในสถานะของแหล่งพลังงานหลักแห่งอนาคต

ปัญหาเรื่องพลังงานกลายเป็นปัญหาที่สำคัญสำหรับประชากรโลก มีสาเหตุมาจากปัญหาต่างๆหลายประการ ทั้งปัญหาในการได้มาซึ่งแหล่งพลังงานและวิกฤตการณ์พลังงาน เช่น การขยายตัวทางเศรษฐกิจและการเพิ่มขึ้นของประชากร พฤติกรรมการบริโภคและการใช้เทคโนโลยีที่ก้าวหน้าซึ่งส่วนประกอบทั้งหมดล้วนมีความสัมพันธ์กันอย่างยิ่ง ไม่ว่าจะเป็นการขยายตัวทางเศรษฐกิจนำมาซึ่งการกำหนดพฤติกรรมของผู้บริโภคให้มีพฤติกรรมบริโภคนิยมแบบตะวันตก ทำให้เพิ่มการบริโภคพลังงานในอัตราที่สูงขึ้น การใช้เทคโนโลยีสมัยใหม่ช่วยยืดอายุขัยของมนุษยชาติให้ยาวนานขึ้น ข้อเท็จจริงนี้ทำให้ประชากรโลกเพิ่มจำนวนขึ้น ในขณะที่เด็วกันการเพิ่มขึ้นของประชากรก็นำมาซึ่งการปลดปล่อยก๊าซที่ทำลายชั้นบรรยากาศ(เนื่องจากการเผาเชื้อเพลิงฟอสซิล) และนำมาซึ่งปัญหาการเปลี่ยนแปลงของระบบบนพื้นโลก



ภาพที่ 1.1 การเพิ่มขึ้นของประชากรโลกตามข้อมูลขององค์การสหประชาชาติ [1]

ตามข้อมูลของสหประชาชาติในภาพที่ 1.1 ประชากรของโลกจะเพิ่มขึ้นสู่ 9 ล้านคนในปี ค.ศ. 2050 ซึ่งหมายถึงการเพิ่มขึ้นถึง 1.5 เท่าเมื่อเทียบกับจำนวนในปัจจุบัน ยิ่งกว่านั้นอัตราการเพิ่มขึ้นอย่างต่อเนื่องนี้ยังคงเกิดขึ้นจนกระทั่งปี ค.ศ. 2100 ข้อเท็จจริงจากการคำนวณนี้ แสดงให้เห็นว่าประชากรที่เพิ่มขึ้นของประเทศกำลังพัฒนา ซึ่งตอนนี้ยังขาดแคลนเทคโนโลยีที่ทันสมัย แต่ในไม่ช้าจะเข้าถึงเทคโนโลยีสมัยใหม่ๆ และจะทำให้อัตราความต้องการพลังงานเพิ่มมากขึ้นอย่างมีนัยสำคัญ ในประเทศที่พัฒนาแล้ว ได้มีการตัดสินใจที่จะกำหนดนโยบายลดความต้องการพลังงานขึ้น วิธีการที่ง่ายที่สุดในการแก้ไขวิกฤตพลังงานคือ การชักจูงให้ประชากรส่วนใหญ่ลดการใช้พลังงานอย่างฟุ่มเฟือย และพยายามนำกลับมาใช้ใหม่ แผนการนี้ให้ผลในเชิงบวกในประเทศที่พัฒนาแล้ว เพราะความต้องการพลังงานเริ่มอยู่ในสภาวะที่คงที่ อย่างไรก็ตามวิธีการต่างๆ เหล่านี้ไม่สามารถนำมาใช้ได้กับประเทศที่กำลังพัฒนา เนื่องจากความต้องการที่จะเพิ่มคุณภาพในการดำรงชีวิตของประชากรทำให้เกิดการเพิ่มขึ้นของความต้องการพลังงานในประเทศที่กำลังพัฒนาอย่างหลีกเลี่ยงไม่ได้



ภาพที่ 1.2 การเพิ่มขึ้นของความเข้มข้นของ CO_2 ในชั้นบรรยากาศ (ในหน่วย ppm) [2]

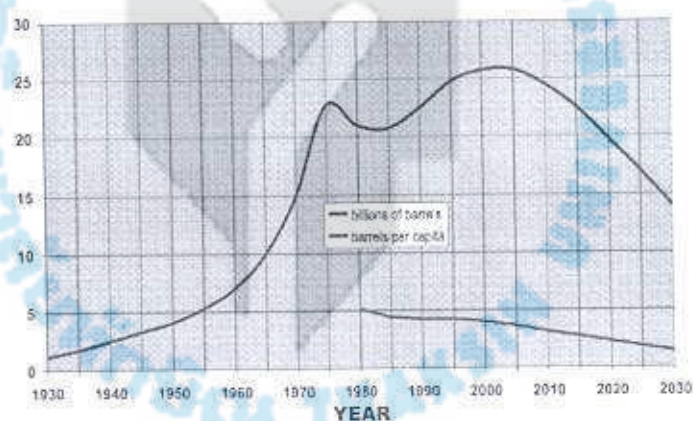
ในปัจจุบันความต้องการด้านพลังงานส่วนใหญ่ของประชากรโลกได้รับการตอบสนองจากวิธีการเผาไหม้เชื้อเพลิงฟอสซิลทำให้ก๊าซ CO_2 ถูกปลดปล่อยสู่บรรยากาศ ประชาคมโลกจึงได้มีความพยายามร่วมกันในพันธสัญญาโตเกียว ได้มีระบุถึงการลดจำนวนการปลดปล่อย CO_2 ในบรรยากาศขึ้นแต่ดูเหมือนจะเป็นไปได้ยากในทางปฏิบัติ ยิ่งกว่านั้นประเทศในกลุ่ม EEUU ซึ่งปล่อยก๊าซ CO_2 จำนวนมากยังไม่ได้เข้าร่วมพันธสัญญา ดังนั้นความเข้มข้นของก๊าซ CO_2 ที่ถูก

ปลดปล่อยในบรรยากาศเพิ่มขึ้นมาเกือบตลอด 200 ปีมานี้ จะยังคงเพิ่มขึ้นต่อไป ดังแสดงในภาพที่ 1.2 ซึ่งข้อมูลที่ได้จากคำนวณรวมถึงประเทศพัฒนาใหม่ เช่น ประเทศจีน

ตารางที่ 1.1 แหล่งพลังงานตามแหล่งที่มาซึ่งใช้ในการผลิตไฟฟ้าของโลก [3]

แหล่งพลังงาน	อัตราส่วนที่ใช้ (%)
น้ำมัน	6%
ก๊าซธรรมชาติ	20%
ถ่านหิน	40%
พลังงานน้ำ	16%
พลังงานนิวเคลียร์ฟิชชัน	16%
อื่นๆ (พลังงานหมุนเวียน)	2%

ตามข้อมูลในตารางที่ 1.1 มีความเป็นไปได้เล็กน้อยที่จะลดปริมาณ CO_2 ซึ่งถูกปลดปล่อยสู่บรรยากาศ เนื่องจากพลังงานหมุนเวียนยังคงมีไม่เพียงพอที่จะผลิตให้กับประชากรของโลกและยังคงต้องปรับปรุงในเรื่องประสิทธิภาพ ยิ่งกว่านั้นพลังงานนิวเคลียร์ฟิชชันถึงแม้ว่าจะไม่มีการปลดปล่อย CO_2 ก็ยังไม่เป็นที่ยอมรับในมุมมองทางสังคมศาสตร์ เนื่องจากการมีกากกัมมันตรังสีซึ่งต้องใช้เวลาค่อนข้างยาวนานในการดูแลและเก็บรักษาและแง่ของความมั่นคงทางการทหาร

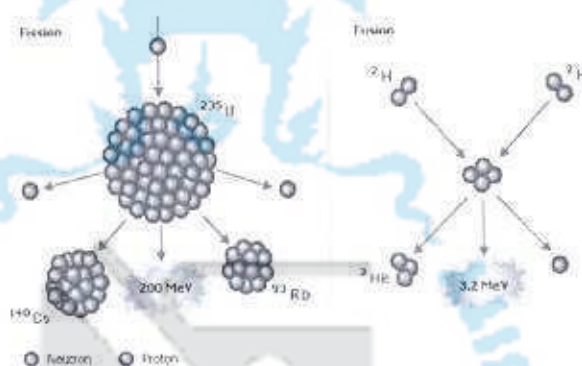


ภาพที่ 1.3 กราฟแสดงการลดลงของปริมาณน้ำมันที่หาได้ [4]

ปัญหาอีกสิ่งหนึ่งที่เกิดขึ้นเกี่ยวกับพลังงานที่สำคัญคือปัญหาเกี่ยวกับน้ำมันซึ่งถือเป็นแหล่งพลังงานหลักในขณะนี้ ซึ่งสามารถดูได้จากภาพที่ 1.3 ปริมาณที่หาได้ในแต่ละปีจะลดลง ตั้งแต่ปี ค.ศ. 2005

เนื่องจากการลดลงของปริมาณน้ำมันสำรองความจริงข้อนี้เกิดขึ้นจากการเพิ่มขึ้นของจำนวนประชากร ซึ่งทำให้ความต้องการพลังงานเพิ่มขึ้น ซึ่งอาจนำมาสู่การเพิ่มขึ้นของราคาน้ำมันและการขาดแคลนของพลังงานปิโตรเลียม ในความเป็นจริงพฤติกรรม คุณลักษณะเช่นนี้ ได้แสดงให้เห็นตั้งแต่ปี ค.ศ. 2004 และเพิ่มขึ้นอย่างต่อเนื่องในปี ค.ศ. 2005 มีความเป็นไปได้ อยู่ 2 ประการที่จะแก้ปัญหาเกี่ยวกับวิกฤตการณ์ด้านพลังงานนี้ได้คือ ประการแรกจะต้องศึกษาค้นคว้าพัฒนาเกี่ยวกับพลังงานหมุนเวียนให้มากขึ้นโดยการปรับปรุงประสิทธิภาพและเพิ่มความเป็นไปได้ที่จะใช้พลังงานชนิดนี้ไม่เพียงเฉพาะประเทศที่พัฒนาแล้วแต่สำหรับประเทศที่กำลังพัฒนา ประการที่สองพัฒนาเกี่ยวกับพลังงานนิวเคลียร์แบบฟิวชันซึ่งสามารถตอบสนองความต้องการหลายแง่มุมดังได้บรรยายมาแล้ว เพื่อผลลัพธ์ที่อาจจะสามารถใช้ในเชิงพาณิชย์และก่อให้เกิดประโยชน์กับมนุษยชาติ

1.2 พลังงานนิวเคลียร์ฟิวชัน

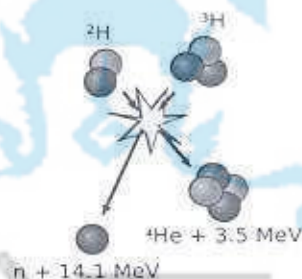


ภาพที่ 1.4 แผนภาพแสดงปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบฟิชชันและนิวเคลียร์ฟิวชัน

ในหัวข้อที่ผ่านมาพลังงานนิวเคลียร์ฟิวชันถูกหยิบยกขึ้นมาให้เป็นความหวังที่จะนำไปสู่การแก้ปัญหาด้านพลังงาน แหล่งที่มาของพลังงานนิวเคลียร์ฟิวชันสามารถหาได้ทั่วไปในโลกและที่สำคัญพลังงานนิวเคลียร์ฟิวชันเป็นมิตรกับสิ่งแวดล้อมเพราะไม่มีการปล่อยก๊าซ CO₂ สู่ชั้นบรรยากาศและยังแตกต่างกับพลังงานนิวเคลียร์ฟิชชันเนื่องจากการปลดปล่อยกัมมันตภาพรังสีในปริมาณที่น้อยมาก ยิ่งกว่านั้นพลังงานนิวเคลียร์แบบฟิวชันยังมีข้อได้เปรียบในแง่ของความปลอดภัยเมื่อนำมาเปรียบเทียบกับพลังงานนิวเคลียร์แบบฟิชชันเพราะว่าการที่กระแสน้ำในเตาปฏิกรณ์สูญเสียนิวตรอนนั้นไม่ได้นำมาสู่การปลดปล่อยกัมมันตภาพรังสีและพลังงานในระดับที่สูงสู่สิ่งแวดล้อม และที่สำคัญปฏิกิริยาจะหยุดในไม่กี่วินาที พลังงานนิวเคลียร์แบบฟิวชันเกิดจากการ

รวมตัวกันของนิวเคลียสของธาตุเบาอันนำมาซึ่งผลลัพธ์ของอะตอมสุดท้ายที่มีมวลน้อยกว่าอะตอมของสารตั้งต้นดังภาพที่ 1.4 ซึ่งกล่าวมวลที่หายไปนี้จะถูกแปรค่าไปเป็นพลังงานตามสมการ $E = (\Delta m)c^2$ จึงจำเป็นต้องอาศัยพลังงานจำนวนมาก (อุณหภูมิประมาณ 1,000 ล้านองศา) เพื่อที่จะเอาชนะแรงผลักทางไฟฟ้าในอะตอม อุณหภูมิระดับนี้อาจมีการพบได้ที่ใจกลางของดวงดาว เช่น ดวงอาทิตย์ เนื่องจากความดันจากแรงโน้มถ่วงจำนวนมาก อย่างไรก็ตามปฏิกิริยานี้สามารถทำให้เกิดขึ้นได้แล้วบนโลกมนุษย์โดยใช้อุปกรณ์การทดลองที่สร้างขึ้นมาเพื่อใช้ในการศึกษาปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันในปัจจุบัน

โดยมุมมองเชิงพาณิชย์ของเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ ปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันที่เป็นที่น่าสนใจเป็นปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันที่แสดงดังภาพที่ 1.5



ภาพที่ 1.5 การเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชัน

ในปฏิกิริยานี้ดิวเทอเรียมและทริเทียม หลอมรวมตัวกันเพื่อที่จะผลิตอนุภาคแอลฟาและนิวตรอน ทั้งดิวเทอเรียมและทริเทียมคือ 'ไอโซโทปของไฮโดรเจน' ดิวเทอเรียมมีเสถียรภาพ ราคาไม่แพงและมีมากมายบนโลก ถูกค้นพบได้ในน้ำทะเลในอัตราความเข้มข้น $0.034g/L$ ส่วนทริเทียมไม่สามารถพบได้ในธรรมชาติแต่สามารถหาได้โดยการใช้ลิเทียมเป็นตัวดูดซับนิวตรอนที่ถูกผลิตในเครื่องปฏิกรณ์ของปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันเอง



ในความเป็นจริงนั้น จากการคำนวณลิเทียมมีจำนวนมากและหาได้ทั่วโลก ซึ่งจากสมการของปฏิกิริยาจะเห็นได้ว่าปฏิกิริยาที่เกิดขึ้นไม่มีการผลิตเศษสารกัมมันตรังสีโดยตรง อย่างไรก็ตามนิวตรอนสามารถกระตุ้นให้ผนังของเครื่องปฏิกรณ์กลายเป็นสารกัมมันตรังสีได้ ดังนั้นความท้าทาย

อย่างหนึ่งของการวิจัยเกี่ยวกับพลังงานนิวเคลียร์ฟิวชันก็คือการที่จะหาวัสดุที่มีค่าความเป็นกัมมันตรังสีในระดับที่ต่ำหลังจากได้รับการกระตุ้นในเครื่องปฏิกรณ์มาเป็นส่วนประกอบของเครื่อง อย่างไรก็ตามกากกัมมันตรังสีที่ถูกผลิตจากปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบฟิวชันมีค่าต่ำกว่าปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิชชันมาก ยังมีอุปฏิกิริยาอย่างอื่นที่สามารถเกิดปฏิกิริยาฟิวชันได้ เช่น ดิวเทอเรียม-ดิวเทอเรียม ($D-D$)



ปฏิกิริยานี้มีข้อได้เปรียบคือไม่ได้ใช้ตรีเทียมเป็นเชื้อเพลิงและไม่ได้ผลิตนิวตรอนที่มีพลังงานสูง แต่อย่างไรก็ตามอุณหภูมิที่สามารถทำให้เกิดปฏิกิริยานี้มีค่าสูงกว่าอุณหภูมิที่สามารถเกิดปฏิกิริยาระหว่างดิวเทอเรียม-ตรีเทียมถึง 10 เท่า ดังนั้นปฏิกิริยาระหว่างดิวเทอเรียม-ดิวเทอเรียมจึงอาจจะสามารถนำมาพิจารณาในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันในรุ่นถัดไป

ท้ายที่สุด ปฏิกิริยานิวเคลียร์ที่เป็นไปได้อีกแบบหนึ่งคือ ปฏิกิริยาระหว่างดิวเทอเรียม-ฮีเลียม 3 ($D-{}^3He$)



ซึ่งน่าสนใจเป็นอันมากเนื่องจากไม่ได้ใช้ตรีเทียมและไม่ได้ผลิตนิวตรอน อย่างไรก็ตามก็ยังมีข้อด้อยอีกหลายประการ เช่น จำเป็นต้องใช้อุณหภูมิสูงขึ้นในการเกิดปฏิกิริยาและจำนวน He ที่อยู่น้อยบนโลก (ซึ่งไม่เหมือนดวงจันทร์ที่สามารถหาได้ง่ายมาก)

1.3 วิธีการที่ใช้ในการควบคุมปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชัน

เป้าหมายสุดท้ายของการควบคุมปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันก็เพื่อที่จะให้สามารถนำมาใช้เชิงพาณิชย์ได้เมื่อเปรียบเทียบกับพลังงานแหล่งอื่น เพื่อที่จะบรรลุวัตถุประสงค์ข้อนี้ พลังงานที่เกิดขึ้นจากปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันต้องเกิดขึ้นได้อย่างยั่งยืนหรือในอีกความหมายหนึ่งก็คือการเผาไหม้ของพลาสมาต้องเกิดขึ้นจากพลังงานของตัวเอง พลาสมาเอง มีวิธีการสองอย่าง ที่นักวิทยาศาสตร์ได้นำมาพัฒนาขึ้นเพื่อใช้ในการควบคุมพลาสมา คือการควบคุมเก็บกักพลาสมาโดยพลังงานเฉื่อยและการควบคุมเก็บกักพลาสมาโดยสนามแม่เหล็ก

ในการควบคุมเก็บกักด้วยวิธีพลังงานเฉื่อย แคปซูลอันเล็กของตรีเทียมและดิวเทอเรียมถูกอัดให้ชนกันแล้วรวมกันโดยพลังงานแสงเลเซอร์เมื่อความหนาแน่นของเมื่อดแคปซูลเข้าสู่สภาวะวิกฤตจะเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันขึ้นแล้วแพร่ไปสู่พลาสมาบริเวณรอบๆ การควบคุมปฏิกิริยาโดยวิธีนี้ ช่วงเวลาที่ควบคุมปฏิกิริยาให้เกิดขึ้นได้ค่อนข้างต่ำ ข้อด้อยของวิธีการควบคุมด้วยวิธีนี้ก็คือการควบคุมความถูกต้องแม่นยำของลำแสงเลเซอร์ซึ่งจะต้องสามารถบีบอัดเม็ดแคปซูลให้ได้และหลอมรวมเป็นเนื้อเดียวกันซึ่งทำให้ค่อนข้างยาก

อีกวิธีหนึ่งในการควบคุมปฏิกิริยาฟิวชันคือการควบคุมด้วยวิธีการเก็บกักด้วยวิธีการทางสนามแม่เหล็ก เพราะว่าพลาสมาประกอบด้วยประจุสองชนิดคือไอออนและอิเล็กตรอน พลาสมาจะถูกเก็บกักด้วยสนามแม่เหล็กที่มีความเข้มสูงในสถานะเช่นนี้ อนุภาคจะเคลื่อนเป็นเกลียวตามเส้นแรงแม่เหล็ก ระยะเวลาที่สามารถควบคุมให้เกิดปฏิกิริยาโดยวิธีการนี้ค่อนข้างจะนาน

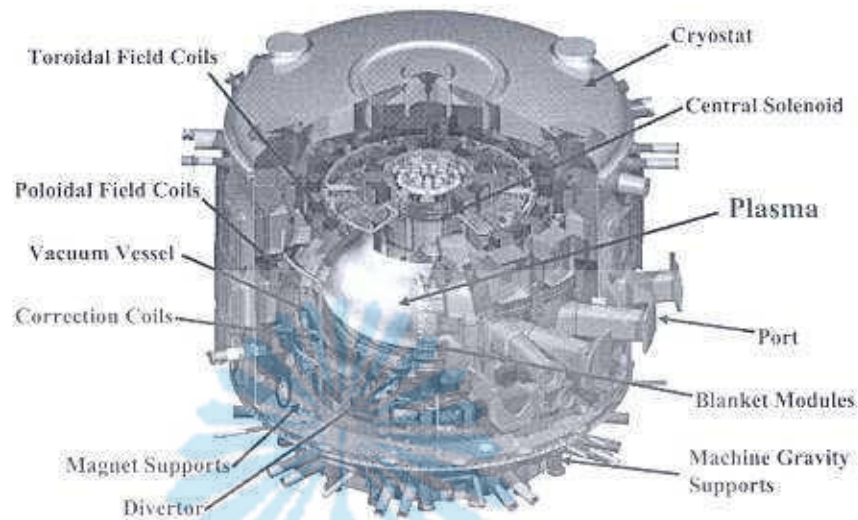
1.3.1 การกักด้วยวิธีการทางแม่เหล็ก วิธีการทางแม่เหล็กสามารถแบ่งออกเป็นสองแบบคือ วิธีการแบบเปิดและปิด ในวิธีการแบบเปิดเส้นแรงแม่เหล็กไม่ได้บรรจบกัน พลาสมาโดนเก็บกัก ด้วยอาศัยการเพิ่มขึ้นอย่างมหาศาลที่จุดสะท้อน ทำให้อนุภาคไม่สามารถหลบหนีไปจากสถานะเช่นนี้ได้และอีกวิธีคือ วิธีการแบบปิดซึ่งจะประกอบไปด้วยส่วนประกอบหลักคือ ขดลวดทอรรอยด์ (รูปโดนัท) และจากขดลวดโพลารอยด์ ซึ่งพลาสมาจะถูกกักด้วยสนามแม่เหล็กจากอุปกรณ์นี้ การสร้างสนามแม่เหล็กเกิดขึ้นจากการเหนี่ยวนำของขดลวดภายนอกเพื่อที่จะทำให้เกิดสนามแม่เหล็ก วิธีการเก็บกักด้วยสนามแม่เหล็กนี้สามารถทำได้สองวิธีคือ วิธีแรกสร้างสนามแม่เหล็กขึ้นจากพลาสมาเองและจากขดลวดภายนอกเมื่อขดลวดภายนอกถูกเหนี่ยวนำให้เกิดกระแส วิธีที่สองสนามแม่เหล็กถูกสร้างจากขดลวดภายนอกโดยสมบูรณ์ ซึ่งมีชื่อต่างกันคือ โทคาแมคและสเตลลารเตอร์

1.3.1.1 โทคาแมค ในโทคาแมคสนามแม่เหล็กโพลารอยด์ถูกสร้างโดยการเหนี่ยวนำจากภายนอกให้เกิดกระแสในพลาสมาและมีขดลวดอีกอันหนึ่งจากข้างนอกเพื่อเพิ่มสนามแม่เหล็กดังภาพที่ 1.6 ซึ่งจะเกิดสนามแม่เหล็กลัพธ์หลังจากการรวมกันของสนามแม่เหล็กในแนวทอรรอยด์และโพลารอยด์ ข้อเสียของโทคาแมคคือ ไม่สามารถสร้างเพื่อให้เกิด กระแส เกิดขึ้นได้อย่างต่อเนื่องได้ อย่างไรก็ตามมีวิธีการหลายวิธีการที่ศึกษาเพื่อจะหลีกเลี่ยงปัญหานี้ เช่น การใช้ชิงโครตรอนรีโซแนนซ์ในการให้ความร้อนหรือการให้ความร้อนด้วยกระแสที่เป็นกลาง

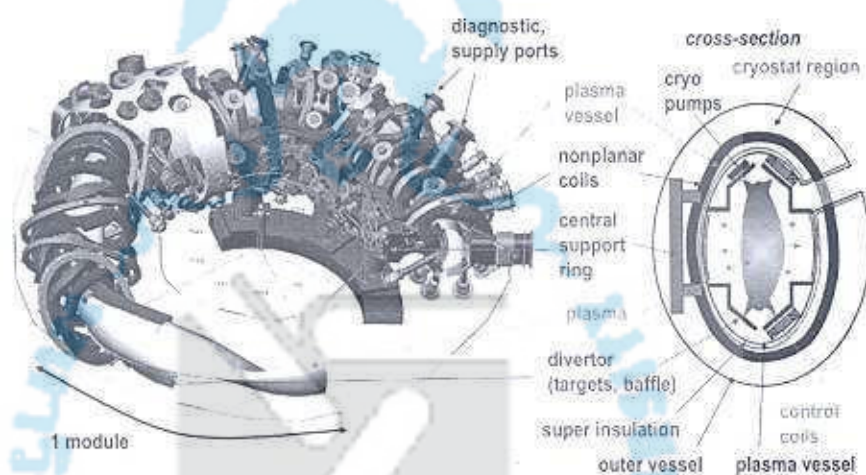
1.3.1.2 สเตลลารเตอร์ มีหลักการทำงานคือ สนามแม่เหล็กทั้งหมดถูกสร้างจากภายนอกอย่างสมบูรณ์โดยไม่มีความจำเป็นต้องอาศัยกระแสที่เกิดจากการเหนี่ยวนำของพลาสมาให้เกิดสนามแม่เหล็กซึ่งทำให้สเตลลารเตอร์ทำงานได้อย่างต่อเนื่องดังแสดงในภาพที่ 1.7 ข้อเท็จจริงอันนี้ทำให้สเตลลารเตอร์มีความได้เปรียบโทคาแมคแต่ก็นำมาซึ่งความยากในการออกแบบ

เนื่องจากสนามแม่เหล็กต้องผ่านการคำนวณที่มีความเที่ยงตรงสูงหากเกิดการเบี่ยงเบนแม้เพียงส่วนน้อย ก็อาจจะทำให้พลาสมาหลุดจากการควบคุมข้อด้วยอีกอันหนึ่งของสเตลลารเตอร์คือผลกระทบของการส่งผ่านแบบนิโอคลาสสิกมีค่าเพิ่มขึ้นเพื่อจะหลีกเลี่ยงข้อเท็จจริงข้อนี้จำเป็นต้องเพิ่มอัตราส่วนระหว่างระยะทางแกนตั้งและแกนนอนของเครื่องปฏิกรณ์ทั้งหมดให้มีค่าสูง อย่างไรก็ตามผลการศึกษาล่าสุดแสดงให้เห็นว่ามีความเป็นไปได้ที่จะต้องใช้อัตราส่วนแกนตั้งและแกนนอนที่ต่ำและมีค่าการส่งผ่านแบบนิโอคลาสสิกที่ต่ำ





ภาพที่ 1.6 การเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชัน

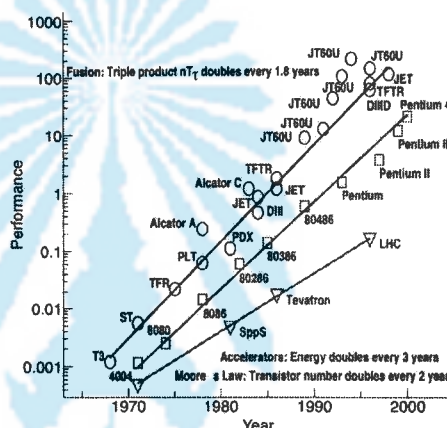


ภาพที่ 1.7 แผนภาพแสดงเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบสเตลเลเตอร์

1.4 พัฒนาการของพลังงานนิวเคลียร์ฟิวชัน

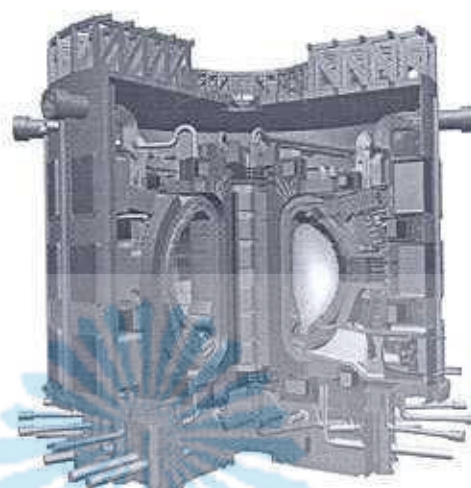
1.4.1 ความสำเร็จของการวิจัยเกี่ยวกับพลังงานนิวเคลียร์ฟิวชัน มีอุปกรณ์การทดลองมากมายที่ได้ถูกสร้างขึ้นมาเพื่อปรับปรุงประสิทธิภาพของพลังงานนิวเคลียร์ฟิวชันให้ได้ดียิ่งขึ้นซึ่งสามารถดูได้จากกราฟในภาพที่ 1.8 พลังงานนิวเคลียร์ฟิวชัน ได้ถูกสร้างขึ้นเมื่อประมาณ 30 ปีที่แล้ว และพัฒนาอย่างต่อเนื่อง เมื่อเทียบกับความก้าวหน้าของความสามารถในระบบการประมวลผลของคอมพิวเตอร์ ยิ่งกว่านั้นพลังงานฟิวชันสามารถสร้างได้แล้ว 10.7 MW จากเครื่อง TFTR ในปี ค.ศ. 1994 และ 16 MW จากเครื่อง JET ในปี ค.ศ. 1997 ซึ่งให้ค่า Q ประมาณ 0.6 และไม่นานมานี้

สามารถสร้างพลังงานได้ช่วงระยะเวลาที่ยาวนานขึ้น เช่นเครื่อง Tore-Supra และ LHD โดยผ่านทางตัวนำยิ่งยวด ซึ่งสามารถให้การทดลองแต่ละครั้งได้ถึง 30 นาที ด้วยระยะเวลาเช่นนี้ทำให้สถิติล่าสุดของพลังงานที่เกิดขึ้นจากเครื่อง LHD คือ 1.3 GJ ข้อเท็จจริงต่างๆเหล่านี้จึงแสดงให้เห็นถึงความสามารถที่น่าจะเป็นไปได้ของพลังงานนิวเคลียร์ฟิวชันยิ่งกว่านั้นในอนาคตเพื่อที่จะยืนยันความเป็นไปได้จริงว่าพลังงานฟิวชันสามารถใช้ได้จึงมีโครงการ ITER เกิดขึ้น



ภาพที่ 1.8 พัฒนาการของเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์แบบฟิวชันเปรียบเทียบกับกราฟ
เติบโตของความสามารถในการประมวลผลของคอมพิวเตอร์

1.4.2 เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ทดลองนานาชาติ (ITER) ITER เป็นเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ที่แสดงให้เห็นถึงความเป็นไปได้ที่จะใช้พลังงานนิวเคลียร์แบบฟิวชันเป็นแหล่งพลังงานหลักของมนุษย์ เพื่อที่จะบรรลุวัตถุประสงค์หลักข้อนี้เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ ITER จำเป็นต้องรักษาเงื่อนไขการเกิดปฏิกิริยาฟิวชันและคงสถานะนั้นไว้ให้ได้ อย่างไรก็ตามในเบื้องต้น ก่อนที่จะเข้าสู่สภาวะคงตัว การกระตุ้นด้วยกระแสจากภายนอกได้ถูกนำมาใช้ในโทคาแมคส่วนใหญ่ในปัจจุบัน ซึ่งข้อมูลพารามิเตอร์เบื้องต้นต่างๆของ ITER ดูได้จากตาราง 1.2 ทันทึที่ที่เกิดการทดลองขึ้นค่าต่างๆ นั้นจะถูกวัดและได้รับการตรวจสอบอย่างละเอียดไม่ว่าจะเป็นสภาวะคงตัวหรือสภาวะผสมผสานระหว่างการให้พลังงานจากภายนอก



ภาพที่ 1.9 แผนภาพแสดงส่วนประกอบหลักของ ITER

ตารางที่ 1.2 พารามิเตอร์หลักและขนาดของ ITER

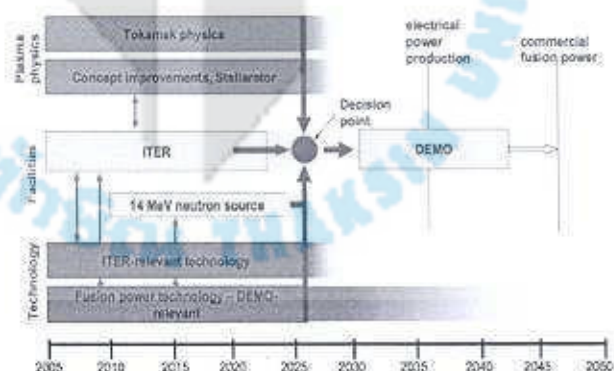
พารามิเตอร์	ค่า
รัศมีหลัก	6.2
รัศมีรอง	2.0
ปริมาตรของพลาสมา	840
กระแส	15.0
สนามแม่เหล็กในแนวทอรอยด์	5.3
พลังงานนิวเคลียร์ฟิวชั่น	500
การเผาไหม้เนวราบช่วงบน	>400
กำลังขยาย	>10
อัตราการเกิด	1.9
อัตราความเป็นสามเหลี่ยม	0.4

ตารางที่ 1.3 ความท้าทายหลักที่สามารถทำให้สำเร็จด้วยเครื่อง ITER

	ปัญหาที่จำเป็นต้องปรับปรุง	JET	ITER
1	รายการค่าประสิทธิภาพ ความมีเสถียรภาพในการ จำกัดพลาสมา	ได้รับการยืนยัน	ยืนยันและหาค่าที่เหมาะสมใน อัตราส่วนใหม่
2	การให้ความร้อนพลาสมาเพื่อ เพิ่มอุณหภูมิ	ตรวจสอบสมรรถนะ ของแต่ละทางเลือก	หาค่าที่เหมาะสมและมีสมรรถภาพ ของทุกทางเลือก
3	การควบคุมพลาสมาใน สถานะคงตัว	ตรวจสอบทางเลือกที่ สามารถทำได้สำเร็จ	มีการสาธิตถึงแผนการดำเนินงาน และปฏิบัติจริง
4	การสร้างตรีเทียมอุณหภูมิสูง จากส่วนของผนังที่ปกคลุม	ไม่สามารถทดสอบได้	ทดสอบส่วนประกอบและพัฒนา วัสดุกันชนกัน
5	การควบคุมการเลื่อนตำแหน่ง จากระยะไกล	ทดสอบวิธีการ	จัดการใช้งานในเครื่องปฏิกรณ์ตาม สถานการณ์จริง
6	การยอมรับในเรื่องความ ปลอดภัยและสิ่งแวดล้อม	เป็นหัวข้อที่ยากใน การดำเนินการ	การจัดหาตรีเทียมจากภายนอก, การ เพิ่มขึ้นของของเสีย, ต้องกระทบกับ สิ่งแวดล้อมน้อยที่สุด
7	ความเป็นไปได้ เชิงเศรษฐศาสตร์	ไม่ได้พิจารณา	ค่าต้นทุนส่วนใหญ่ถูกจำกัดให้ น้อยลง
8	การใช้อุปกรณ์กำจัดกาก และ การทำให้พลาสมาบริสุทธิ์	อยู่ในระหว่างทำความเข้าใจและพัฒนา	แสดงการควบคุมและประสิทธิภาพ
9	ส่วนประกอบที่เกี่ยวข้องกับ ฟลักซ์ความร้อนสูง	อยู่ในระหว่างทำความเข้าใจและพัฒนา	แสดงการออกแบบทางวิศวกรรม และเทคโนโลยี
10	แม่เหล็กที่ทำจากตัวนำไฟฟ้า ยวดยิ่ง	ใช้เพียงแค่ตำแหน่ง เล็กๆสองตำแหน่งเพื่อ การทดลอง	แสดงกระบวนการผลิต ความ เป็นไปได้ สมรรถภาพและความ น่าเชื่อถือ
11	วัสดุที่ตอบสนองต่อการ กระตุ้นต่ำ	อยู่ภายใต้การพัฒนา และใช้งานในปัจจุบัน	คุณสมบัติบางอย่างได้รับการวัดใน ส่วนประกอบของ ITER และส่วน อื่นวัสดุ
12	ความน่าเชื่อถือ	ความน่าเชื่อถือถูกทำ ให้เกิดในช่วง ระยะเวลาสั้นๆ	สามารถแสดงให้เห็นถึงความ น่าเชื่อถือและสมรรถนะสูงช่วงเวลา สองสัปดาห์

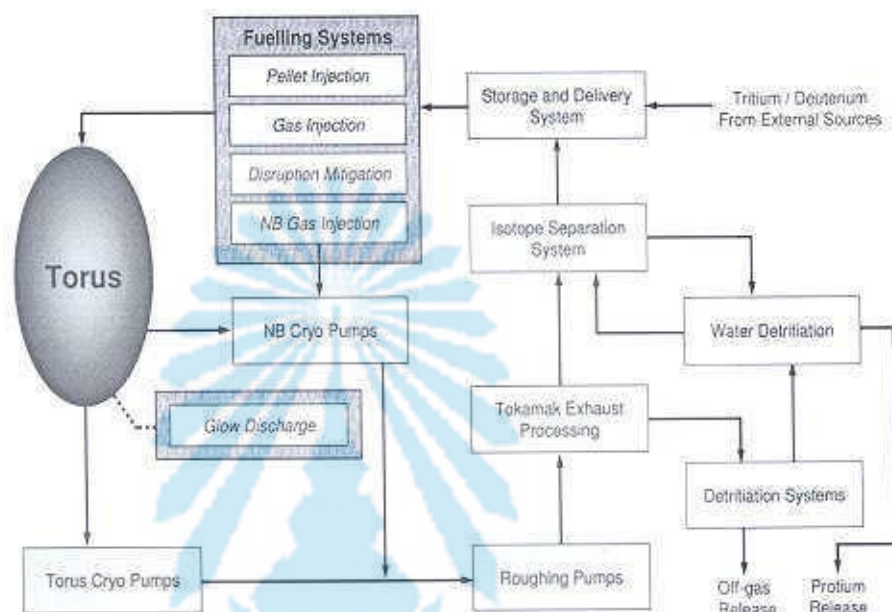
ITER จะแสดงให้เห็นถึงส่วนต่างๆ ในการออกแบบและใช้งานของข้อจำเป็นต่างๆ ในการแก้ปัญหาซึ่งเครื่องโทคาแมคอื่นๆ ยังไม่เคยทำได้สำเร็จรายละเอียดต่างๆ ได้แสดงในตารางที่ 1.3 โดยหัวข้อที่สำคัญได้แก่ 1, 2, 3, 5, 8, 9 และ 10 สามารถบอกถึงการพัฒนาพลังงานนิวเคลียร์ที่ใช้เครื่องปฏิกรณ์แบบโทคาแมคในเชิงพาณิชย์ได้ ระหว่างช่วงเวลาในการใช้งาน ITER จะทดสอบและยืนยันความสามารถในข้อที่ 4 โดย ITER จะต้องแสดงให้เห็นถึงโอกาสและคำตอบในเชิงวิศวกรรมที่จะสามารถสร้างเชื้อเพลิงคิริเทียมในทางปฏิบัติจริงของเครื่องปฏิกรณ์ในสภาวะแวดล้อมอย่างต่ำที่สุดของการหล่อเย็น อย่างไรก็ตามเนื่องจาก ITER มีระดับพลังงานที่ต่ำ การทดลองจะใช้เวลาพิจารณาประมาณ 15 ปี ของการใช้งานเครื่อง ITER เต็มความสามารถจึงต้องทำงานโดยการเติมคิริเทียมจากนอกระบบแต่ในรุ่นต่อมา เครื่องปฏิกรณ์จำเป็นต้องพึ่งพาคิริเทียมโดยการสร้างเองจากตัวเครื่อง ถึงแม้ว่าจะไม่สามารถแสดงให้เห็นถึงการใช้งานในระยะยาวในการผลิตกระแสไฟฟ้าแต่ ITER ก็จำเป็นถึงความมั่นคงของระบบในข้อที่ 12

1.4.3 ช่วงเวลาหลังจาก ITER ITER ได้ถูกออกแบบมาเพื่อจะได้พลังงานฟิวชันที่ 500 MW ถ้าในอนาคตเครื่องปฏิกรณ์ในเชิงพาณิชย์จำเป็นต้องมีขนาดเท่านี้ พลังงานจากปฏิกิริยาฟิวชันจำเป็นต้องเกิดขึ้นสูงกว่าประมาณสี่เท่าเพื่อที่จะให้กำลังไฟฟ้า 500 MW เข้าไปสู่ระบบ ทำให้ฟลักซ์ความร้อนที่กระทบกับผนังมีขนาดเพิ่มขึ้นเป็นสี่เท่าด้วย และค่าประสิทธิภาพทั้งหมดจึงจำเป็นต้องเพิ่มขึ้นสี่เท่าด้วย การศึกษาบางส่วนที่เกี่ยวข้องกับเรื่องนี้แสดงให้เห็นถึงค่าความหนาแน่นของพลาสมาที่จำเป็นต้องเพิ่มขึ้นถึง 30% ของปัจจุบันเพื่อที่จะบรรลุวัตถุประสงค์อันนี้ DEMO จึงถูกพัฒนาขึ้น ดังนั้น DEMO จะเป็นต้นแบบของพลังงานนิวเคลียร์ฟิวชันเชิงพาณิชย์ในอนาคต ยุทธศาสตร์เหล่านี้ควรจะเร่งพัฒนาเพื่อจะไปให้ถึงเป้าหมายสามารถสร้างพลังงานนิวเคลียร์แบบฟิวชันในเชิงพาณิชย์ได้ใน 20 ปี



ภาพที่ 1.10 แผนกลยุทธ์สู่การเป็นเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันในเชิงพาณิชย์

1.5 ระบบเชื้อเพลิงของ ITER



ภาพที่ 1.11 ระบบเชื้อเพลิงของ ITER

1.5.1 หน้าที่การทำงานต่างๆของระบบเชื้อเพลิง

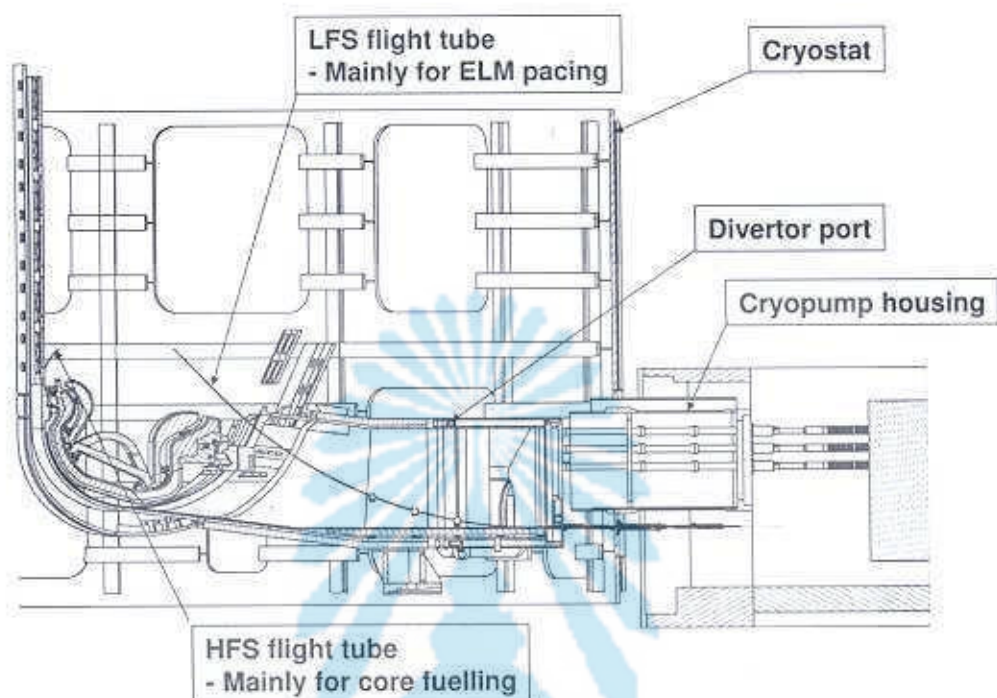
1.5.1.1 ระบบฉีดด้วยก๊าซ ฉีดเชื้อเพลิงที่เป็นก๊าซเพื่อที่จะควบคุมความหนาแน่นของพลาสมา จัดหา H_2 และ D_2 ก๊าซ เพื่อใช้ฉีดในระบบ NB และ DNB ฉีดก๊าซเจือปนเพื่อศึกษาและควบคุมพลาสมา

1.5.1.2 ระบบปิดพลังงานนิวเคลียร์ฟิวชัน จัดเตรียมในการปิดระบบนิวเคลียร์ฟิวชันในกรณีฉุกเฉิน

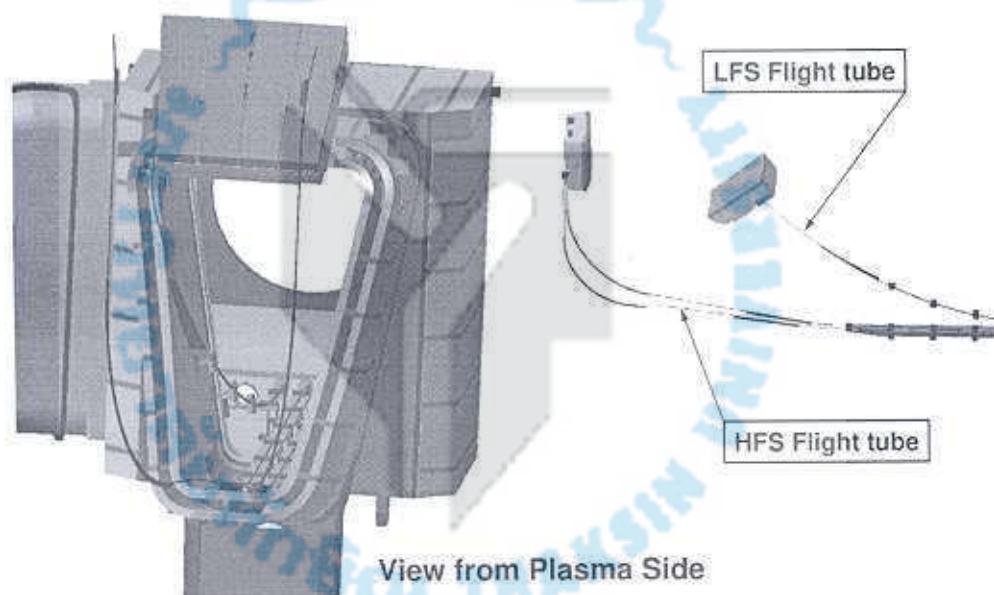
1.5.1.3 ระบบฉีดเชื้อเพลิงแช่แข็ง ฉีดไอโซโทปของไฮโดรเจนแช่แข็งเพื่อควบคุมความหนาแน่นของพลาสมา จัดเตรียมเชื้อเพลิงแช่แข็ง เพื่อฉีดเข้าไปตรงขอบเพื่อควบคุมความถี่ ELM ดังแสดงในภาพที่ 1.12 และภาพที่ 1.13 ฉีดเชื้อเพลิงแช่แข็งชนิดเจือปนเข้าไปสู่พลาสมาเพื่อศึกษา การส่งผ่านการเจือปน การเริ่มต้นของการแผ่รังสี เพื่อปรับปรุงประสิทธิภาพที่ขอบ

1.5.1.4 ระบบลดการทำลาย จัดมวลของอนุภาคเข้าไปในหลอดสูญญากาศเพื่อลดการทำลายและป้องกันการสูญหายของอิเล็กตรอน

1.5.1.5 ระบบทำความสะอาด ลดและควบคุมสิ่งเจือปนเพื่อทำให้อุปกรณ์ที่สัมผัสพลาสมามีความสะอาดและเหมาะสมในการใช้งาน



ภาพที่ 1.12 แสดงแผนผังการวางท่อที่ใช้การเดิมเชื้อเพลิงชั้นแข็ง (1) [8]



ภาพที่ 1.13 แสดงแผนผังการวางท่อที่ใช้การเดิมเชื้อเพลิงชั้นแข็ง (2) [8]

1.6 ข้อมูลเบื้องต้นของระบบเติมเชื้อเพลิงแช่แข็ง

1.6.1 ความต้องการพื้นฐานในการออกแบบระบบเติมเชื้อเพลิง

1.6.1.1 อัตราการเติมเชื้อเพลิงสูงสุดเข้าสู่พลาสมา

ชนิดของเชื้อเพลิงแช่แข็ง H_2 , D_2 และ DT : 120 Pam^2/s

ชนิดของเชื้อเพลิงแช่แข็ง T_2 (90%T/10%D) : 110 Pam^2/s

ชนิดของเชื้อเพลิงแช่แข็งแบบเจือปน (Ar , Ne , N_2) : 10 Pam^2/s

1.6.1.2 จำนวนของหัวเติมเชื้อเพลิง

เชื้อเพลิงแช่แข็งหลัก : 2 injectors (D_2 , T_2)

การเติมเชื้อเพลิงแช่แข็งที่ขอบเพื่อควบคุม ELM : 1 injector (TBD)

การเติมเชื้อเพลิงแช่แข็งเจือปนเพื่อคุณสมบัติทางฟิสิกส์ : 1 injector

การเติมเชื้อเพลิงแช่แข็งสำรอง : 2 injectors

1.6.1.3 ความถี่ของการเติมเชื้อเพลิงแช่แข็ง

สูงที่สุด 16 Hz. การเติมเชื้อเพลิงแช่แข็งหลักและควบคุม

สูงที่สุด 10 Hz. การเติมเชื้อเพลิงแช่แข็งเจือปน

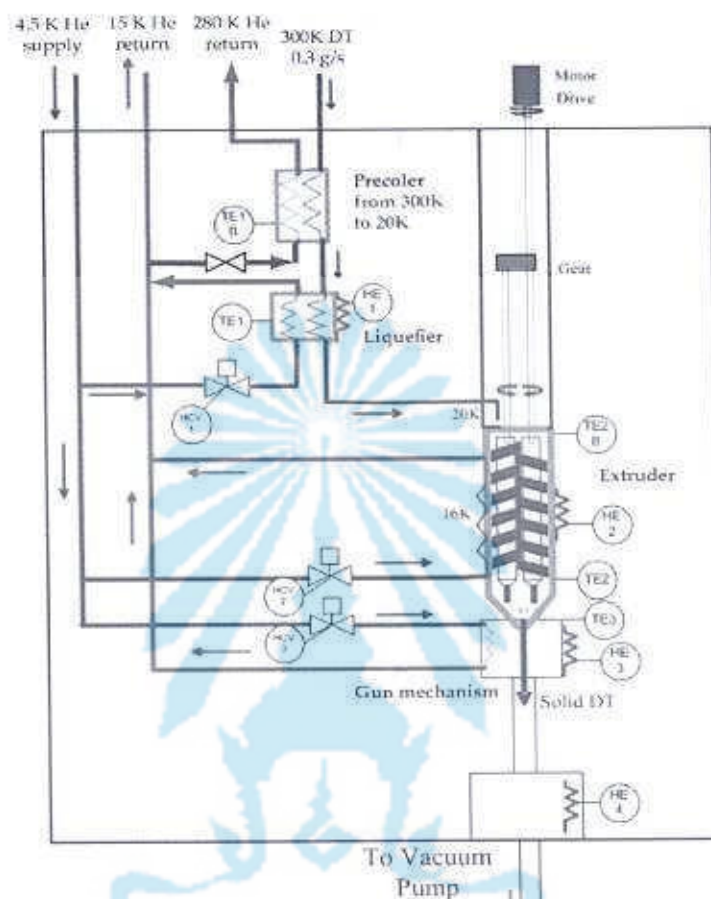
1.6.1.4 ความเร็วของการเติมเชื้อเพลิงแช่แข็ง

ความเร็วอ้างอิง : 300 m/s

ความเร็วสูงสุด : 500 m/s

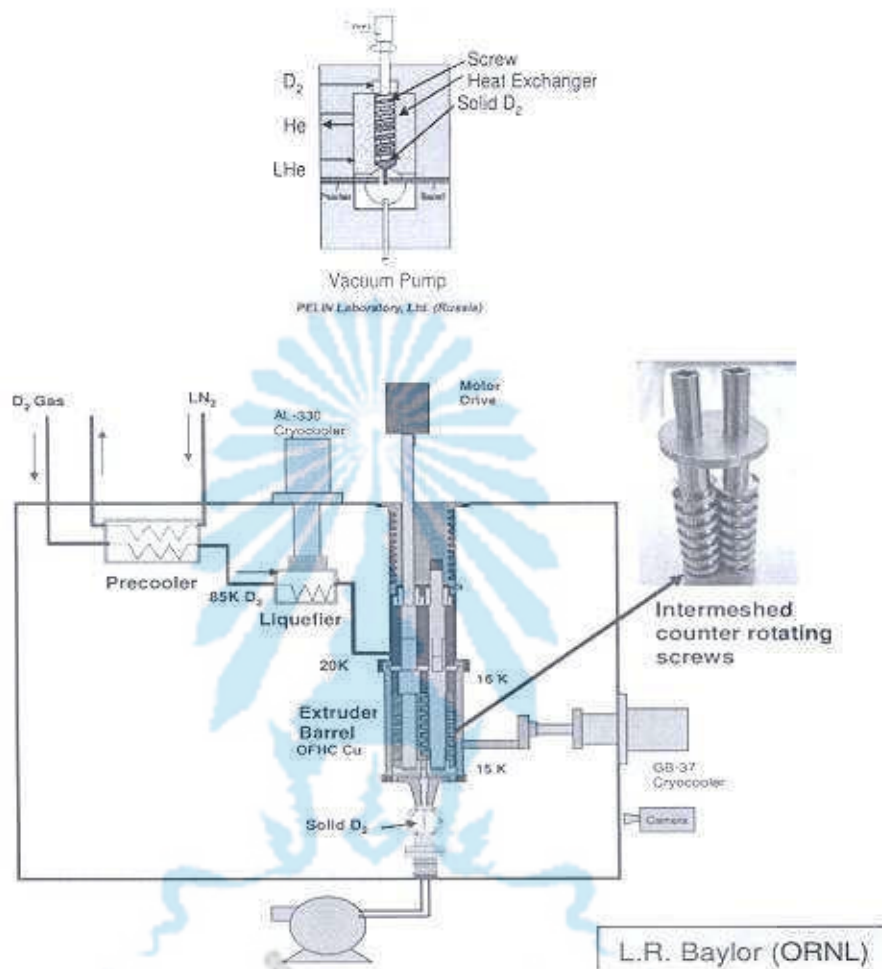
1.6.2 วิธีการทำทรีเทียมเยือกแข็ง ระบบสกรูว์ ได้รับการพัฒนาเพื่อการผลิต D_2 และ T_2

เยือกแข็งอย่างต่อเนื่อง สำหรับระบบเติมเชื้อเพลิงแช่แข็งของ ITER โดยการให้ความเย็นจนกระทั่งอุณหภูมิลดลงเหลือ 4 K หลังจากนั้นของเหลวจะได้รับการเพิ่มความดันโดยการอัดด้วยสกรูว์จนเป็นของแข็งในที่สุดซึ่งมีอุณหภูมิประมาณ 14 K ดังแสดงในภาพ 1.14

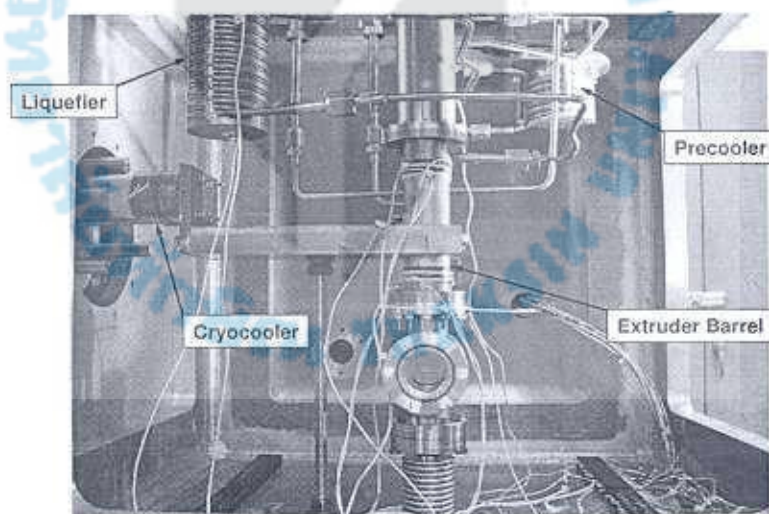


ภาพที่ 1.14 สกรูที่ใช้ในการบีบอัดเชื้อเพลิงแช่แข็ง [8]

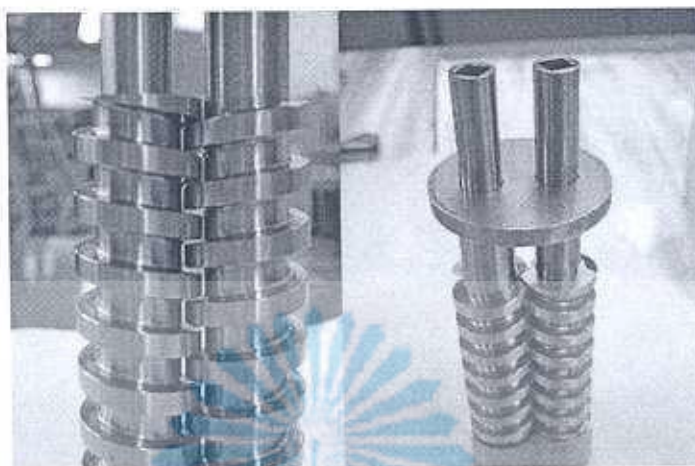
1.6.3 เครื่องบีบอัดเชื้อเพลิงแช่แข็ง ทำจากสกรูเพื่อผลิตเชื้อเพลิงแช่แข็งสำหรับระบบเดินเชื้อเพลิงแช่แข็งของ ITER โดยเริ่มทำการคำนวณและออกแบบในช่วงฤดูร้อนของปี ค.ศ. 2005 ดังแสดงในภาพที่ 1.15 เพื่อตรวจสอบความเป็นไปได้ที่จะใช้สกรูในการผลิตเชื้อเพลิงแช่แข็ง ซึ่งเครื่องต้นแบบสามารถผลิตเชื้อเพลิงแช่แข็งได้ประมาณ 20 เปอร์เซ็นต์ของความถี่ของการเชื้อเพลิงแช่แข็งของเครื่อง ITER ปัจจุบันเครื่องต้นแบบได้มีการวิจัยพัฒนาและปรับปรุงแบบใหม่เพื่อวัตถุประสงค์ให้เครื่องมีความสามารถในการบีบอัดได้เร็วยิ่งขึ้น ดังแสดงในภาพที่ 1.15, 1.16, 1.17 และ 1.18



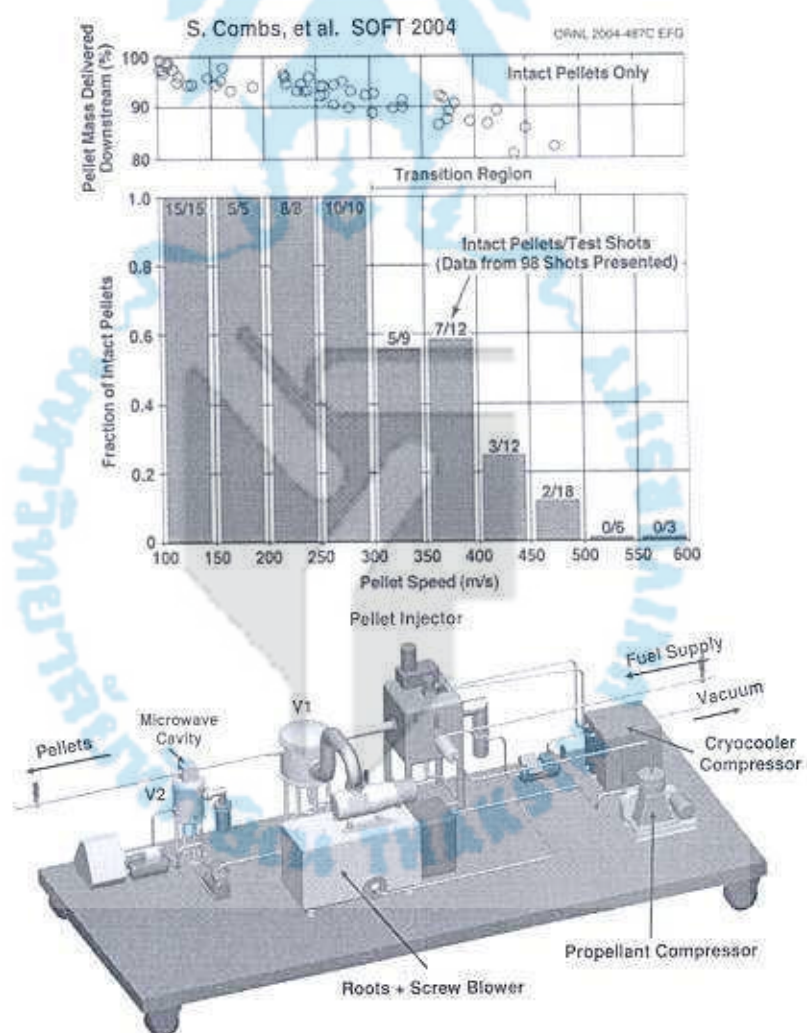
ภาพที่ 1.15 เครื่องบีบอัดเชื้อเพลิงแช่แข็ง [8]



ภาพที่ 1.16. การทดสอบเครื่องบีบอัดสำหรับทำเชื้อเพลิงแช่แข็ง [8]



ภาพที่ 1.17 สกรูสำหรับทำเครื่องบีบอัดเชื้อเพลิงแข็งแข็ง [8]



ภาพที่ 1.18 แผนภาพแสดงระบบนิวเมติกของเครื่องยิงเชื้อเพลิงแข็งแข็ง [8]

1.7 วัตถุประสงค์ของวิทยานิพนธ์

1.7.1 เพื่อศึกษาพฤติกรรมของอุณหภูมิและความหนาแน่นของพลาสมาระหว่างการใช้เชื้อเพลิงแบบแช่แข็งในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบโทคาแมค

1.7.2 ศึกษาแบบจำลองการเสียดร่อนของเชื้อเพลิงแช่แข็ง

1.7.3 พัฒนาระบบโปรแกรมคอมพิวเตอร์ของแบบจำลองการกลายเสียดร่อนของเชื้อเพลิงแช่แข็ง เพื่อที่จะศึกษาอันตรกิริยาระหว่างเชื้อเพลิงแบบแช่แข็งและพลาสมาในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบโทคาแมค

1.7.4 เพื่อเปรียบเทียบประสิทธิภาพและข้อได้เปรียบของแบบจำลองการเสียดร่อนแต่ละแบบ

1.7.5 หาค่าที่เหมาะสมของความเร็ว ขนาด และทิศทางของเชื้อเพลิงแช่แข็งในการเติมเชื้อเพลิงและควบคุมพลาสมา

1.8 คุณค่าของวิทยานิพนธ์

1.8.1 มีความเข้าใจเกี่ยวกับอุณหภูมิและความหนาแน่นของพลาสมาระหว่างการใช้เชื้อเพลิงแบบแช่แข็งในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบโทคาแมค

1.8.2 มีความเข้าใจแบบจำลองการกลายเสียดร่อนของเชื้อเพลิงแช่แข็ง

1.8.3 ประยุกต์แบบจำลองการเสียดร่อนของเชื้อเพลิงแช่แข็งเพื่อทำนายอุณหภูมิและความหนาแน่นของพลาสมาระหว่างการใช้เชื้อเพลิงแบบแช่แข็ง

1.8.4 มีความเข้าใจในการใช้เชื้อเพลิงแบบแช่แข็งจากการจำลองแบบทางคอมพิวเตอร์สำหรับการเติมเชื้อเพลิงและควบคุมพลาสมา

บทที่ 2

เอกสารและงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง

2.1 บทนำ

มากกว่า 30 ปี จนกระทั่งปัจจุบัน ทั้งงานด้านการทดลอง และงานทางด้านทฤษฎีได้รับการศึกษาทำความเข้าใจเกี่ยวกับระบบเดิมเชื้อเพลิงด้วยเชื้อเพลิงแบบแช่แข็ง งานทั้งหมดสามารถหาข้อได้จากรายงานผลการประชุมทางวิชาการและวารสารวิจัยต่างๆ สำหรับเครื่องปฏิกรณ์ในปัจจุบันและอนาคต ระบบฉีดเชื้อเพลิงด้วยเชื้อเพลิงแข็งจะกลายมาเป็นระบบที่ถูกนำมาใช้ไม่จำกัดเพียงวัตถุประสงค์ในการเติมเชื้อเพลิงแต่จะถูกนำมาใช้เพื่อควบคุมพลาสมาด้วย ซึ่งสามารถประยุกต์เข้ากับพลาสมาตรงกลางและพลาสมาที่ขอบ ในการศึกษาครั้งแรกนั้นเพื่อที่จะศึกษาความสามารถและประสิทธิภาพของเชื้อเพลิงแบบเม็ดซึ่งเกี่ยวข้องกับกระแสพลาสมาที่ปั่นป่วนทั้งในโหมด L และโหมด H ซึ่งข้อมูลที่ได้จากการทดลองหลายๆครั้งพบว่า เมื่อฉีดเม็ดเชื้อเพลิงมาจากด้านขอบด้านนอกของพลาสมา โดยที่ประสิทธิภาพของเชื้อเพลิงถูกนิยามโดยอัตราส่วนของมวลเริ่มต้นของเชื้อเพลิงแช่แข็งที่ยังคงเหลืออยู่ในพลาสมาในแต่ละส่วนที่เชื้อเพลิงแช่แข็งทะลุผ่าน ต่อการเลื่อนตำแหน่งของมวล ซึ่งให้เห็นว่าการเลื่อนของมวลจะเลื่อนตำแหน่งไปในทิศทางการเพิ่มขึ้นแกนรองของโทคาแมค ด้วยเหตุผลนี้งานวิจัยงานวิจัยส่วนใหญ่จึงมุ่งเน้นเพื่อศึกษาและพัฒนาเทคโนโลยีเพื่อเพิ่มขนาดของความเร็วในการฉีดเชื้อเพลิงแช่แข็ง ซึ่งงานวิจัยที่เกี่ยวข้องเหล่านี้สามารถหาได้ในบทความวิจัยทั่วไปเกี่ยวกับระบบเดิมเชื้อเพลิงแบบแช่แข็ง [10, 11, 13-15] และการทบทวนวรรณกรรมที่ค่อนข้างละเอียดในสองทศวรรษนี้ [11, 13, 15] ในส่วนของเนื้อหาเกี่ยวกับกระบวนการแปรสภาพจากของแข็งไปสู่สถานะของพลาสมาสามารถศึกษาได้จาก [15]

ท่ามกลางปรากฏการณ์ที่หลากหลายกระบวนการทางคุณภาพที่เกิดขึ้นในกระบวนการเสียดร่อนและกระบวนการส่งผ่านความร้อนโดยอิเล็กตรอน (และไอออน) ผู้ก๊าซที่เย็นและหนาแน่นที่ปกคลุมเชื้อเพลิงแช่แข็ง แบบจำลองที่สำคัญซึ่งสอดคล้องกับปรากฏการณ์ค่อนข้างมากคือแบบจำลองการปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลาง [19] เนื่องจากมีความสามารถที่จะเข้ากันได้กับความหลากหลายของเครื่องปฏิกรณ์ทดลองและใช้ได้ในการส่งผ่านพลังงานของพลาสมาในช่วงที่กว้าง กระบวนการสำคัญๆอันอื่นๆ ซึ่งเกิดขึ้นภายหลังสามารถอธิบายเพิ่มเติมจากแบบจำลองนี้เช่นกระบวนการปกคลุมของก๊าซที่ได้รับการไอออนไนซ์ [10, 11] และประจุซึ่งเกี่ยวข้องกับกระแสพลาสมาพื้นหลัง [14] การศึกษาปรากฏการณ์ต่างๆที่เกิดขึ้นผ่านกระบวนการวัดความหนาแน่น

อุณหภูมิมิติ ได้ถูกศึกษาในหลายสภาวะ (วัสดุที่ใช้ในการทำเชื้อเพลิงแข็งแข็ง เจ็อนไขพลาสติกในหลากหลายเครื่องปฏิกรณ์) ทำให้ได้มาซึ่งชุดข้อมูลในปัจจุบันเพื่อทดสอบการเข้ากันได้กับแต่ละแบบจำลองซึ่งสามารถศึกษาได้จากการศึกษาของมิลลอร์ (Milora S.L.) [20] ซึ่งประเด็นในการศึกษามุ่งศึกษาเกี่ยวกับการเพิ่มความหนาแน่นตรงใจกลางของพลาสติกและศึกษาปรากฏการณ์ “การสูญเสียมวลอย่างกะทันหัน” ซึ่งนำมาสู่ข้อจำกัดเกี่ยวกับประสิทธิภาพของการยิงเม็ดเชื้อเพลิงแข็งสู่ใจกลางของพลาสติก ซึ่งเกี่ยวข้องกับการเลื่อนตำแหน่งมวลเมื่อเทียบกับเส้นทางการเปลี่ยนสถานะจากของแข็งเป็นพลาสติก

ซึ่งโดยสรุปแล้วงานวิจัยส่วนใหญ่ที่เกี่ยวกับเชื้อเพลิงแข็งจะมุ่งเน้นไปที่ขบวนการแปรสภาพจากของแข็งไปเป็นพลาสติกโดยนำเสนอผ่านแบบจำลองการเสียดสร่อนชนิดต่างๆเพื่อทำความเข้าใจกับปรากฏการณ์ต่างๆที่เกิดขึ้นนำมาซึ่งการนำเชื้อเพลิงแข็งแข็งไปใช้ไม่ว่าในการเติมเชื้อเพลิงหรือการควบคุมพลาสติกในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์แบบฟิวชัน

2.2 นิยามของพลาสติก

พลาสติกคือสภาพส่วนที่เป็นกลางชั่วขณะของประจุและอนุภาคซึ่งมีพฤติกรรมต่อต้านการรวมตัว

2.3 สมการของโบลมานซ์

สมการของโบลมานซ์รู้จักกันดีในชื่อสมการการส่งผ่านของโบลมานซ์ซึ่งพิสูจน์โดยโบลมานซ์ใช้ในการบรรยายเกี่ยวกับค่าทางสถิติของการแจกแจงของอนุภาคเดี่ยวในของไหล

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \cdot \frac{p}{m} + \frac{\partial f}{\partial p} \cdot F = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{coll} \quad (2.1)$$

2.4 สมการของปัวซองส์

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Phi &= -\frac{\rho}{\epsilon} \\ &= \frac{e}{\epsilon} (n_e - n_i) \end{aligned} \quad (2.2)$$

2.5 ความสัมพันธ์ของความหนาแน่นของโพลมานซ์

ในพลาสมาความสัมพันธ์ของความหนาแน่นของโพลมานซ์คือ ความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นของอิเล็กตรอน n กับศักย์ของพลาสมา ϕ

$$n = n_0 e^{\left(\frac{e\phi}{kT_e}\right)} \quad (2.3)$$

2.6 ความยาวเดอบายด์

ในการคำนวณความยาวเดอบายด์คือค่าประสิทธิภาพค่าหนึ่งที่พลาสมาจะสามารถถูกปกคลุมด้วยสนามไฟฟ้า พิจารณาสมการปัวซองส์

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Phi &= -\frac{\rho}{\epsilon} \\ &= \frac{e}{\epsilon} (n_e - n_i) \end{aligned}$$

สมมติให้ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในช่วงที่ไม่มีความต่างศักย์มีค่าเท่ากับความหนาแน่นของไอออน ดังนั้น

$$n_i = n_0$$

นำค่าความหนาแน่นและความสัมพันธ์ของโพลมานซ์มาใส่ในสมการปัวซองส์และขยายด้วยอนุกรมเทเลอร์จะได้

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Phi &= \frac{e^2 n_0 \phi}{\epsilon kT} \\ \phi &= \phi_0 \exp\left(\frac{-|r|}{\lambda_{Debye}}\right) \end{aligned}$$

แก้สมการดิฟเฟอเรนเชียลได้ผลลัพธ์เป็น

$$\lambda_{Debye} = \left(\frac{e^2 n_0}{\epsilon kT}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

2.7 สมการสถานะ

ในการขยายแบบไอเดียเบติกของก๊าซเราสามารถอาศัยความสัมพันธ์ทางเทอร์โมไดนามิกส์ หาค่าการส่งผ่านความร้อนได้เป็น $\Delta Q = 0$ เราสามารถเขียนความสัมพันธ์ได้เป็น

$$p\Delta V = -\Delta u = -C_v\Delta T \quad (2.5)$$

เมื่อ p คือความดัน V คือปริมาตร u คือพลังงานภายใน T คืออุณหภูมิและ C_v คือค่าความจุความร้อนที่ปริมาตรคงที่ จากกฎของก๊าซจะได้

$$p\Delta V + V\Delta p = R\Delta T = (C_p - C_v)\Delta T \quad (2.6)$$

เมื่อ R คือค่าคงที่ของก๊าซ และ C_p คือค่าความจุความร้อนที่สภาวะความดันคงที่ รวมสมการ 2.5 และ 2.6 จะได้

$$\frac{\Delta p}{p} = -\gamma \frac{\Delta V}{V} \quad (2.7)$$

เมื่อ อินทิเกรต สมการที่ 2.7 โดยอาศัยผลจากกฎของก๊าซอุดมคติในสมการที่ 2.5

$$pV^\gamma = \text{constant} \quad (2.8)$$

พิจารณาในกรณีทั่วไปแต่ละโมเลกุลของก๊าซอุดมคติมีดีกรีความเป็นอิสระ q จากทฤษฎีการแบ่งเท่ากันของพลังงาน แต่ละองศาความเป็นอิสระมีค่าพลังงานเป็น $(1/2)k_B T$ ต่อโมเลกุล เมื่อ k_B คือค่าคงที่โบลมานซ์ จะได้ค่าพลังงานภายใน U ของ N โมเลกุล

$$U = qNk_B T = qnRT \quad (2.9)$$

เมื่อ N คือจำนวนโมล, พลังงานภายในต่อโมล U คือ

$$u = \frac{U}{n} = \frac{q}{2} RT \quad (2.10)$$

เพราะว่าความจุความร้อนจำเพาะที่ความดันคงที่ถูกนิยามเป็น

$$C_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad (2.11)$$

จะได้

$$C_v = \frac{q}{2} R \quad (2.12)$$

จากความสัมพันธ์ทางเทอร์โมไดนามิกส์

$$C_p = C_v + R \quad (2.13)$$

รวมสมการ 2.11 และ 2.12 จะได้

$$C_p = \frac{q+2}{2} R \quad (2.14)$$

สมการ 2.12 และ 2.13 สามารถรวมกันได้และให้ผลลัพธ์เป็น

$$\gamma = \frac{q+2}{q} \quad (2.15)$$

2.8 สมการของแมกเวลล์

เป็นสมการที่อธิบายความสัมพันธ์ระหว่างสนามไฟฟ้ากับสนามแม่เหล็กซึ่งเป็นพื้นฐานที่สำคัญอย่างมากในการคำนวณเกี่ยวกับเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์แบบฟิวชัน

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times E &= -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla \times H &= J + \frac{\partial D}{\partial t} \\ \nabla \cdot D &= \rho_v \\ \nabla \cdot B &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

2.9 การแจกแจงแบบโบลมานซ์

ในวิชาฟิสิกส์และคณิตศาสตร์ การแจกแจงแบบโบลมานซ์คือ ฟังก์ชันการแจกแจงแบบเจาะจงหรือการวัดความน่าจะเป็นสำหรับการแพร่ของแต่ละสถานะของระบบ ในกรณีพิเศษของการกระจายแบบโบลมานซ์ สามารถใช้สำหรับบรรยายความเร็วของอนุภาคในสถานะก๊าซ ซึ่งถูกเรียกว่าการแจกแจงแมกเวลล์โบลมานซ์ ในเชิงคณิตศาสตร์โดยทั่วไป การแจกแจงแบบโบลมานซ์ยังรู้จักกันดีในชื่อของการวัดแบบกิบส์ การแจกแจงแบบโบลมานซ์ซึ่งเขียนอยู่ในรูปอัตราส่วนของอนุภาค N_i/N ซึ่งจับจองชุดของสถานะ i และพลังงาน E_i คือ

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i e^{-E_i/(k_B T)}}{Z(T)} \quad (2.17)$$

เมื่อ k_B คือค่าคงที่โบลมานซ์ T คืออุณหภูมิ g_i คือสถานะซ้อนสถานะ (หมายถึงจำนวนสถานะที่มีพลังงาน E_i) N คือจำนวนอนุภาคทั้งหมดและ $Z(T)$ คือพาร์ทิชันฟังก์ชัน

$$N = \sum_i N_i$$

$$Z(T) = \sum_i g_i e^{-E_i/(k_B T)}$$

สำหรับระบบโคเดเดี่ยวที่อุณหภูมิถูกระบุอย่างชัดเจน ระบบจะให้ความน่าจะเป็นซึ่งอยู่ในสถานะที่เจาะจง การประยุกต์ใช้การกระจายแบบโบลมานซ์นั้น สามารถใช้ได้กรณีที่อนุภาคอยู่

ในสถานะที่มีอุณหภูมิและความหนาแน่นต่ำเพียงพอ ที่จะละความสำคัญจากผลกระทบทางควอนตัมและแต่ละอนุภาคที่สอดคล้องกับสถิติแบบแมกเวลล์-โบลมานซ์ การแจกแจงแบบแมกเวลล์-โบลมานซ์ถูกแสดงบ่อยครั้งในเทอมของ $\beta = 1/kT$ เมื่อ β อ้างอิงถึงค่าทางเทอร์โมไดนามิกส์เบตา

เทอมของ $e^{-\beta E_i}$ หรือ $e^{-E_i/(kT)}$ ให้ความสัมพันธ์กับความน่าจะเป็นของสถานะซึ่งถูกเรียกว่า โบลมานซ์แฟกเตอร์ซึ่งพบบ่อยครั้งในการศึกษาเกี่ยวกับฟิสิกส์และเคมีในบางกรณีสามารถประมาณค่าโดยอาศัยความต่อเนื่อง ถ้ามีจำนวนสถานะ $g(E)dE$ ซึ่งมีพลังงาน E ถึง $E+dE$ ดังนั้นการแจกแจงแบบโบลมานซ์จึงทำนายด้วยความน่าจะเป็นของการแจกแจงพลังงานเป็น

$$p(E)dE = \frac{g(E)e^{-\beta E}}{\int g(E')e^{-\beta E'}dE'} dE \quad (2.18)$$

เมื่อ $g(E)$ คือความหนาแน่นของสถานะและสเปกตรัมของพลังงานมีค่าต่อเนื่อง

อนุภาคในเชิงคลาสสิกที่มีการแจกแจงพลังงานแบบนี้ถือว่าสอดคล้องกับสถิติแบบแมกเวลล์-โบลมานซ์ ในกรณีที่ข้อจำกัดเชิงคลาสสิกเช่น $E/(kT)$ มีค่ามากๆ หรือกรณีค่าความหนาแน่นสถานะมีค่าน้อย เมื่อฟังก์ชันคลื่นของความน่าจะเป็นของอนุภาคอยู่ระหว่างการแจกแจงแบบโบลมานซ์-ไอส์ไตน์ หรือเฟอร์มิ-ดิเรกอนุภาคจะมีการแจกแจงแบบแมกเวลล์-โบลมานซ์ การแจกแจงแบบแมกเวลล์-โบลมานซ์ถูกประยุกต์เข้ากับก๊าซอุดมคติ ที่เข้าสู่สมดุลทางเทอร์โมไดนามิกส์ โดยละทิ้งผลกระทบทางควอนตัมและความเร็ว ซึ่งไม่ได้เป็นความเร็วแบบสัมพัทธภาพ นำมาสู่พื้นฐานทางทฤษฎีจลน์ของก๊าซ ซึ่งอธิบายหลากหลายคุณสมบัติพื้นฐานของก๊าซ รวมถึงความดันและการแพร่ โดยปกติการแจกแจงแบบแมกเวลล์-โบลมานซ์ถูกใช้เพื่อแสดงรูปแบบการแจกแจงอัตราเร็วของโมเลกุล แต่ก็ยังมีการนำมาอ้างอิงถึงการแจกแจงของความเร็ว โมเมนตัม ขนาดของโมเมนตัมของโมเลกุล ซึ่งมีความแตกต่างกันในแต่ละฟังก์ชันการแจกแจงแต่ทุกรูปแบบก็มีความสัมพันธ์กัน

การแจกแจงของโมเมนตัมสามารถแสดงให้เห็นได้โดยผ่านความสัมพันธ์ของการแจกแจงของพลังงาน

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i e^{-E_i/(kT)}}{\sum_j g_j e^{-E_j/(kT)}}$$

เพราะว่าทั้งอัตราเร็วและความเร็วสัมพันธ์กับพลังงาน สมการ 2.18 สามารถใช้แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเร็วและอุณหภูมิของก๊าซ อุดมคติเศษส่วนซึ่งปรากฏในสมการ รู้จักกันในนามฟังก์ชันคานอนิคอลซึ่งถูกแสดงโดยที่มันแตกต่างกันจากการอธิบายของแมกเวลล์และโบลมานซ์ ในกรณีของก๊าซอุดมคติ ซึ่งประกอบด้วยอะตอมที่ไม่มีอันตรกิริยาต่อกันในสถานะพื้น พลังงานทั้งหมดอยู่ในรูปของพลังงานจลน์ ความสัมพันธ์ระหว่างพลังงานจลน์และโมเมนตัมของอนุภาคคือ

$$E = \frac{p^2}{2m}$$

เมื่อ p^2 คือค่ายกกำลังสองของโมเมนตัมเวกเตอร์ $p = [p_x, p_y, p_z]$ เราสามารถเรียบเรียงสมการ 2.11 ได้ใหม่เป็น

$$\frac{N_i}{N} = \frac{1}{Z} e^{\left[-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2mkT} \right]}$$

การแจกแจงของ N_i/N คือสัดส่วนของฟังก์ชันความหนาแน่นของความน่าจะเป็น f_p ซึ่งสามารถเขียนในรูปฟังก์ชันการแจกแจงของโมเมนตัมได้เป็น

$$f_p(p_x, p_y, p_z) = \frac{c}{Z} e^{\left[-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2mkT} \right]} \quad (2.19)$$

ค่าคงที่ปกติ C สามารถหาได้โดยความจริงที่ว่า ค่าความน่าจะเป็นของโมเลกุลที่มีโมเมนตัมแต่ละค่ารวมกันต้องเท่ากับหนึ่ง ดังนั้นการอินทิเกรตสมการ การแจกแจงของโมเมนตัม p_x, p_y และ p_z จำเป็นต้องเท่ากับหนึ่ง

$$c = \frac{Z}{(2\pi mkT)^{3/2}}$$

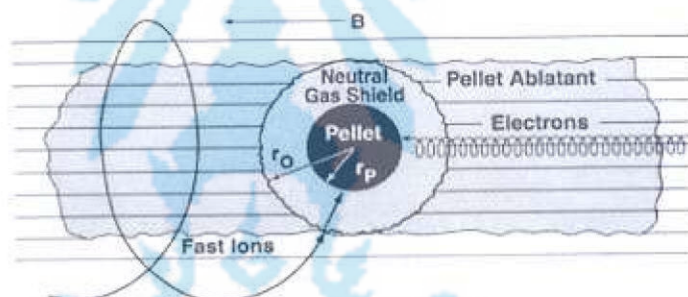
จะได้นำมาซึ่ง

$$f_p(p_x, p_y, p_z) = \left(\frac{1}{2\pi mkT} \right)^{3/2} \quad (2.20)$$

ซึ่งแสดงให้เห็นว่า ขึ้นอยู่กับค่าปกติ p_x, p_y และ p_z ด้วยความแปรผันของ mkT และแสดงให้เห็นถึงขนาดของโมเมนต์จะแจกแจงแบบแมกเวลล์โบลมานซ์ด้วยค่า $a = \sqrt{mkT}$ คล้ายกันกับการแจกแจงของโมเมนต์ การแจกแจงของความเร็วก็สามารถพิสูจน์ได้ด้วยวิธีที่คล้ายกัน สำหรับการแจกแจงของความเร็วของอนุภาคในทิส V_i คือ

$$f_v(v_i) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{\left[\frac{-mv_i^2}{2kT} \right]} \quad (2.21)$$

2.10 แบบจำลองการเสียดกร่อนของเชื้อเพลิงแข็งแข็ง



ภาพที่ 2.1 แผนภาพแสดงแบบจำลอง NGS กระบวนการเสียดกร่อนและรูปร่าง [14]

2.10.1 แบบจำลองการเสียดกร่อนแบบปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลาง (Neutral Gas Shield model) เป็นแบบจำลองไฮโดรไดนามิกส์ที่ได้รับการพัฒนาจากไอโซโทปของเชื้อเพลิงแข็งแข็งไฮโดรเจนโดยสมมติให้เกิดอันตรกิริยาในสภาวะที่มีเสถียรภาพไม่มีคลื่นกระแทกในการไหลแบบทรานโซนิกสมมูลในเชิงทรงกลมทั้งพลังงานที่กระทบเชื้อเพลิงแข็ง กลุ่มหมอกและการขยายตัวของเชื้อเพลิงแข็งที่ได้รับการเสียดกร่อน โดยมีสองแบบจำลองที่ได้รับการพัฒนาลักษณะคือแบบจำลองของมิลเลอร์และคณะกับของปาร์ก (Parks P.B.) และเทิร์นบูล (Turnbull R.J.) [24-27] ในโมเดลนี้โดยปกติสมการอนุพันธ์ไฮโดรไดนามิกส์ของมวล โมเมนต์และพลังงานแสดงผ่านในรูปแบบของความร้อนที่ได้รับการถ่ายเทในกลุ่มหมอกโดยการชนแลกเปลี่ยนพลังงานและส่งผ่านอนุภาคเป็นกลางที่ได้รับการเสียดกร่อนจากแบบจำลองนี้หลังจากที่เชื้อเพลิงแข็งแข็งได้รับผลกระทบพลังงานของพลาสมาอิเล็กตรอนจะเกิดการก่อตัวของกลุ่มหมอกที่เป็นกลางของอนุภาคเพื่อปกป้องผลกระทบจากพลาสมาอิเล็กตรอน เกิดการชนทั้งแบบยืดหยุ่นสมบูรณ์และยืดหยุ่นไม่สมบูรณ์ของอิเล็กตรอนจากกระแสพลาสมา กระบวนการเหล่านี้ทำให้พลาสมาอิเล็กตรอนเดินทาง

ช้าลงและเกิดการกระจายของพลาสมาอิเล็กตรอนที่ชนกับอนุภาคเป็นกลางในกลุ่มหมอกที่มาปกคลุมทำให้เวลาของการเสื่อมสลายของเชื้อเพลิงแชนจ์แชนจ์ยาวนานขึ้นหรืออาจกล่าวได้ว่ากลุ่มหมอกที่เกิดขึ้นจากการเสียดร่อนเป็นตัวกลางในการปกป้องเชื้อเพลิงแชนจ์แชนจ์ โดยการหยุดการเคลื่อนที่ของพลาสมาอิเล็กตรอน อย่างไรก็ตามกลุ่มหมอกที่ปกคลุมนี้แตกต่างกันกับตัวกลางการจัดขวางที่เป็นของแข็งเพราะว่าความสามารถในการจัดขวางขึ้นอยู่กับกลุ่มหมอกอิเล็กตรอนนี้ ความหนาแน่นของตัวกลางภายใต้กฎการขยายตัวแบบไฮโดรไดนามิกส์ การขยายตัวของกลุ่มหมอกขึ้นอยู่กับทิศทางของพลังงานที่ตกกระทบที่ผิวของเชื้อเพลิงแชนจ์แชนจ์ ด้วยเหตุผลนี้อาจจะคาดการณ์ได้อย่างชัดเจนว่าการกลายเป็นไอที่ผิวของเชื้อเพลิงแชนจ์แชนจ์มีผลกระทบต่อการขยายตัวของเชื้อเพลิงแชนจ์แชนจ์หลังจากนั้นจะส่งอิทธิพลต่อการดูดซับพลังงานของกลุ่มหมอกเพื่อจะให้การปกคลุมที่มีประสิทธิภาพฟลักซ์พลังงาน q_p ของอิเล็กตรอนที่ผิวของเชื้อเพลิงแชนจ์แชนจ์ได้รับถือว่าน้อยขณะที่การขยายตัวใกล้เคียงกับผิวของเชื้อเพลิงแชนจ์แชนจ์ อุณหภูมิ T_v ของการขยายตัวที่ผิวถือว่ามีความต่ำเมื่อเปรียบเทียบกับค่า q^* และ T^* ของการขยายตัวที่รัศมีโซนิก สมมติให้ $\hat{q} = q_p/q^* = 0$ และ $\hat{T} = T_v/T^* = 0$ เป็นขอบเขตภายในของเงื่อนไขของการขยายตัวจากสมการของแบบจำลองการปกคลุมเงื่อนไขขอบเขตนี้สามารถแสดงให้เห็นว่ากระบวนการระเหยของเชื้อเพลิงแชนจ์แชนจ์ตกอยู่ใต้กระบวนการดูดความร้อนโดยมีเงื่อนไขขอบเขตและสมการบังคับค่าคงที่ที่จะแสดงให้เห็นต่อไปโดยข้อสมมติฐานหลักของแบบจำลองของปาร์กและเทิร์นบูล มีดังนี้

- 2.10.1.1 การแจกแจงแบบแมกเวลล์ของพลาสมาอิเล็กตรอนถูกแทนที่ด้วยค่าพลังงานแบบเชิงเดี่ยวที่มีฟลักซ์พลังงานและความหนาแน่นของอิเล็กตรอนคงที่
 - 2.10.1.2 มวลที่ถูกเสียดร่อนที่กำหนดให้เป็นก๊าซอุดมคติที่อัตราส่วนของความจุความร้อนในขณะที่มีความดันคงที่และปริมาตรคงที่มีค่าคงที่ γ
 - 2.10.1.3 การขยายตัวเกิดขึ้นแบบสมมาตรในสถานะสมดุลชั่วขณะ
 - 2.10.1.4 อัตราส่วนฟลักซ์พลังงานของอิเล็กตรอนที่ถูกใช้ในการให้ความร้อนในการเสียดร่อนและการขยายในแนวรัศมี
- ด้วยสมมติฐานเหล่านี้การขยายตัวของมวลที่ได้รับการเสียดร่อนสามารถแสดงได้ด้วยระบบสมการข้างล่างเหล่านี้

$$P = \rho \frac{kT}{m} \quad (2.22)$$

$$\rho v r^2 = G/4\pi \quad (2.23)$$

$$\rho v dv/dr + dp/dr = 0 \quad (2.24)$$

$$\rho v \frac{d}{dr} \left[\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{kT}{m} + \frac{v^2}{2} \right] = \frac{dq}{dr} \quad (2.25)$$

$$\frac{dq}{dr} = \frac{\rho}{m} q \Lambda(E) \quad (2.26)$$

$$\frac{dE}{dr} = 2 \frac{\rho}{m} L(E) \quad (2.27)$$

$$\Lambda(E) = 2 \frac{L(E)}{E} + \sigma(E) \quad (2.28)$$

จากระบบสมการนี้ m คือมวลของโมเลกุลไฮโดรเจน

G คืออัตราการเสียดร่อนของมวลของเชื้อเพลิงแช่แข็ง

$L(E)$ คือฟังก์ชันการสูญเสีย

$\Lambda(E)$ คือประสิทธิภาพของภาคตัดขวาง สำหรับพลังงานที่มารบกวนระบบ

ประกอบด้วย 2 ส่วนคือ

$2L(E)/E$ สำหรับภาคตัดขวางหยุดนิ่งแสดงผ่านการชนแบบยืดหยุ่นไม่สมบูรณ์

$\sigma(E)$ สำหรับภาคตัดขวางการกระจายแสดงผ่านการชนแบบยืดหยุ่นสมบูรณ์

โดยที่

$$\begin{aligned} \sigma(E) [cm^2] &= 8.8 \times 10^{13} E^{-1.71} - 1.62 \times 10^{-12} E^{-1.932} \quad \text{สำหรับ} \quad E > 100eV \\ &= 1.13 \times 10^{-14} E^{-1} \quad \text{สำหรับ} \quad E < 100eV \end{aligned} \quad (2.29)$$

$$L(E) [eV - cm^2] = \{ 2.35 \times 10^{14} + 4 \times 10^{11} E + 2 \times 10^{17} E^{-2} \}^{-1} \quad (2.30)$$

โดยค่าพารามิเตอร์ที่รัศมีความเร็วเสียงถูกแสดงโดยสัญลักษณ์ดอกจันที่สมการทั้งหลายที่ได้กล่าวแล้วข้างบนนี้สามารถแสดงให้สอดคล้องกันในตัวแปรไร้มิติได้ดังนี้ เช่น $r' = r/r^*$, $\rho' = \rho/\rho^*$, $\Lambda(E)/\Lambda(E^*)$ โดยการกำจัด ρ' และ p' เราสามารถแทนที่สมการโมเมนตัมและ

พลังงานด้วยคู่ของสมการที่บรรยายถึง v' และ T' โดยแสดงผ่านการเปลี่ยนแปลงของอุณหภูมิ และพลังงานจลน์ของการไหลที่ถูกเสียดคร่อนดังนั้นจะได้

$$2\pi\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)\frac{q^*\rho^*r^{*3}\Lambda^*}{kT^*G}-1=0 \quad (2.31)$$

$$4\pi r^{*2}q^*=2\frac{G}{\rho^*\Lambda^*r^*}\frac{\gamma kT^*}{\gamma-1} \quad (2.32)$$

$$\lambda^*=\rho^*\Lambda^*r^*/m \quad (2.33)$$

$$\frac{dq}{dr}=2\lambda^*\left(\frac{L}{E^*\Lambda^*}\right)\frac{1}{r^2v} \quad (2.34)$$

ในเชิงฟิสิกส์ $m\lambda^*$ สามารถแสดงถึงตัวกลางการหยุดที่รัศมีโซนิกเพราะ $T^*=v^*=1$ ที่ $r^*=1$ ที่จะให้ค่า dv'/dr' ถูกนิยาม จำเป็นต้องจำกัดเทอมในวงเล็บสี่เหลี่ยมจะได้

$$\frac{A^*\lambda^*}{2}=1 \quad (2.35)$$

หรือ

$$2\pi\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)\frac{q^*\rho^*r^{*3}\Lambda^*}{kT^*G}-1=0 \quad (2.36)$$

ความหมายของสมการที่ 2.3.7 จะชัดเจนยิ่งขึ้นถ้าเขียนในอีกรูปแบบหนึ่ง

$$4\pi r^{*2}q^*=2\frac{G}{\rho^*\Lambda^*r^*}\frac{\gamma kT^*}{\gamma-1} \quad (2.37)$$

เพราะว่า $\rho^*\Lambda^*r^*$ คือมวลทั้งหมดของวัสดุที่ถูกเสียดคร่อนของรัศมีโซนิกเป็นส่วนหนึ่งของเฟลคเตอร์ 2 ดังนั้นข้างหนึ่งของสมการจึงแสดงถึงเทอมของพลังงานความร้อน ที่รัศมีโซนิกหรืออาจจะกล่าวได้ว่าการไหลจะเป็นการไหลแบบโซนิกเมื่อเทอมของพลังงานความร้อนเท่ากับเทอมของพลังงานจลน์ดังนั้นสมการ 2.37 จึงเป็นอย่างอื่นเสียไม่ได้นอกจากแสดงให้เห็นถึงการอนุรักษ์ของพลังงานที่รัศมีโซนิกโดยที่

$$\frac{dv}{dr} = 2 \frac{vT}{T-v^2} \left[\frac{\Lambda q}{Tv} - \frac{1}{r} \right] \quad (2.38)$$

$$\frac{dT}{dr} = 2 \frac{\Lambda q}{v} - (\gamma-1)v \frac{dv}{dr} \quad (2.39)$$

$$\frac{dq}{dr} = \lambda^* \frac{\Lambda q}{r^2 v} \quad (2.40)$$

$$\frac{dq}{dr} = 2\lambda^* \left(\frac{L}{E^* \Lambda^*} \right) \frac{1}{r^2 v} \quad (2.41)$$

$$\rho v r^2 = 1 \quad (2.42)$$

$$P = \rho T \quad (2.43)$$

ค่าตัวเลขมักของการไหลคือ

$$M = (v^2/T)^{1/2} \quad (2.44)$$

ค่าพารามิเตอร์ของการไหลทุกตัวกับเว้นพลังงาน E ของระบบสมการข้างบนถูกทำให้เป็นปกติโดยเทียบกับค่ารัศมีของการไหลตรงรัศมีโซนิก พลังงานของอิเล็กตรอนที่ตกกระทบของรัศมีการไหลโซนิกที่ $r=1$ ถูกทำให้เป็นปกติแสดงโดยค่า E^* ดังนั้น $E' = E/E^*$ คือพลังงานของอิเล็กตรอนที่ถูกทำให้เป็นปกติจาก $L(E)/E^*$ มีมิติอยู่ในรูปของภาคตัดขวาง $L(E)/E^* \Lambda^*$ ไม่มีหน่วย สมการข้างบนซึ่งประกอบไปด้วยค่าพารามิเตอร์สองตัวคือ λ^* และ Λ^* ถูกนิยามเป็น

$$\lambda^* = \rho^* \Lambda^* r^* / m \quad (2.45)$$

$$\Lambda^* = \Lambda(E) \quad (2.46)$$

โดยที่ λ^* และ Λ^* ขึ้นอยู่กับ E^* ค่าพลังงานของอิเล็กตรอนที่ตกกระทบที่รัศมีโซนิกถูกระบุโดยสมการที่ 2.28, 2.29 และ 2.30 เมื่อค่า E^* ถูกเลือก $\Lambda^* = \Lambda^*(E^*)$ จะถูกบังคับ อย่างไรก็ตาม ค่า λ^* จะถูกแสดงในลำดับถัดมาซึ่งมีหลายค่าในช่วงที่จำกัด

ที่ตรงรัศมีโซนิก $r=1$ ทุกพารามิเตอร์ของการไหลและ Λ' มีค่าเป็น 1 ขณะที่ค่า dv/dr ไม่สามารถระบุได้ เมื่อรู้ค่า E^* จะให้อนุพันธ์ $(dv/dr)_{r=1} = Z_s$ มีค่าดังแสดงโดยขึ้นอยู่กับพารามิเตอร์ λ^* ซึ่งสามารถพิจารณาโดยค่าไฮเกนของปัญหาจากสมการที่ 2.39-2.41 ซึ่ง $r=1$

$$\frac{dT}{dr} = 2 - (\gamma - 1)Z_s \quad (2.47)$$

$$\frac{dq}{dr} = \lambda^* \quad (2.48)$$

$$\frac{dE}{dr} = 2 \frac{\Lambda^* L(E^*)}{E^* \Lambda^*} \quad (2.49)$$

โดยที่ Z_s สามารถหาได้จากสมการ 2.38 โดยการประยุกต์กฎของโลปีตาล ทำให้เกิดสมการควอดราติกของ Z_s ซึ่งคำตอบของสมการแสดงให้เป็น

$$Z_s = \left(\frac{3-\gamma}{1+\gamma} \right) \left\{ 1 \pm \sqrt{1 - 2 \frac{1+\gamma}{(3-\gamma)^2} \left[\lambda^* - 1 \left(\frac{d\Lambda}{dr} \right)_{r=1} \right]} \right\} \quad (2.50)$$

เพื่อความสะดวกในการแก้สมการ จึงแทนค่า λ^*

$$K = \lambda^* + \left(\frac{d\Lambda}{dr} \right)_{r=1} \quad (2.51)$$

โดยในเบื้องต้นจะเห็นได้ว่าค่า Z_s จะเป็นจำนวนจริงอย่างไรก็ตามในกรณีที่เรากำลังต้องการคำตอบ $dv/dr > 0$ ในการไหล Z_s จำเป็นต้องมีค่าเป็นบวก ยิ่งกว่านั้นถ้าเราต้องการค่าที่เป็นบวกได้ดังแสดงไว้แล้วหลังจากค่าของ E^* ถูกกำหนดเพื่อให้ได้ค่าที่สอดคล้องของ λ^* จำเป็นจะต้องเลือกค่าของ K ให้อยู่ใน 0-1

ในมุมมองของพลังงาน การกลายเป็นไอที่ต่ำของคิวเทอเรียมแข็งเพื่อแสดงค่าคาดหวังของกลไกการปกคลุมตัวเองเงื่อนไขที่ขอบเขตของเชื้อเพลิงแข็ง $\hat{r} = r_p / r^*$ อาจเขียนได้เป็น

$$q(\lambda^*, E^*) = 0 \quad (2.52)$$

$$T(\lambda^*, E^*) = 0 \quad (2.53)$$

เงื่อนไขขอบเขตที่ระยะไกลจากทางผิวมากๆ $r \geq r_m$ สามารถแสดงได้เป็น

$$q(\lambda^*, E^*) \rightarrow \tilde{q} \approx q_0/q^* \quad (2.54)$$

$$E(\lambda^*, E^*) \rightarrow \tilde{E} \approx E_0/E^* \quad (2.55)$$

หรือเขียนในรูปแบบหนึ่งได้เป็น

$$\frac{dq}{dr} \rightarrow 0, \frac{dE}{dr} \rightarrow 0 \text{ สำหรับ } r \geq r_m \quad (2.56)$$

โดยการระบุเงื่อนไขขอบเขตเหล่านี้และกำหนดให้อนุภาคเทอมอยู่ในเทอมของค่าที่กำหนดให้ E^* และค่าที่ได้รับจาก λ^* หลังจากนั้นเราอาจจะจัดหาค่าโดยการอินทิเกรตจากพื้นผิวส่วนหนึ่งเข้ามาเพื่อที่จะหาค่าขอบเขตภายในที่สอดคล้องกับผิวของเชื้อเพลิงแข็งแข็ง สำหรับค่าคงที่กำหนดให้ E^* หลังจากนั้นจะดำเนินการหาค่า λ^* จนกระทั่งสอดคล้องกับเงื่อนไขกับสมการที่ 2.53 และ 2.54 โดยแท้จริงแล้วสมการที่ 2.53 และ 2.54 ใช้เพื่อระบุตำแหน่งที่ผิวของเชื้อเพลิงแข็งในทำนองเดียวกันเราอาจจะพิจารณาเงื่อนไขขอบเขตจากภายนอกในความหมายระบุถึงตำแหน่งขอบเขตของกลุ่มหมอกที่ถูกเสียดคร่อน

เพราะว่าพารามิเตอร์ของการไหลที่ห่างออกไปจะพิจารณาโดยเทียบกับรัศมีโซนิก การได้มาซึ่งค่าที่แท้จริงนี้ทางฟิสิกส์เป็นสิ่งที่จำเป็นในการพิจารณาค่าที่รัศมีโซนิกเป็นอันดับแรกโดยความจริงที่ว่า การไหลที่ความเร็วเสียงมวลแบบอนุรักษณ์และสถานะของวัสดุที่ถูกเสียดคร่อนสามารถกำหนดให้เป็นก๊าซอุดมคติเราจึงมีสมการทางคณิตศาสตร์ที่เกี่ยวข้องสามสมการ

$$v^* = \left(\frac{\gamma k T^*}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.57)$$

$$\rho^* \Lambda^* r^{*2} = \frac{G}{4\pi} \quad (2.58)$$

$$p^* = \frac{\rho^* k T^*}{m} \quad (2.59)$$

และสมการช่วย 2 สมการคือ

$$\left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) q^* \rho^* \Lambda^* r^{*3} = k T^* \frac{G}{2\pi} \quad (2.60)$$

$$\lambda^* m = \rho^* \Lambda^* r^* \quad (2.61)$$

จากระบบของสมการที่ 5 สมการมีตัวแปรไม่ทราบค่า 8 ตัวแปร; G , ρ^* , p^* , T^* , v^* , r^* , q^* และ E^* (ทั้ง λ^* และ Λ^* ขึ้นอยู่กับ E^*) ถ้าเราพิจารณาให้ค่า E^* , r^* และ q^* ได้รับการกำหนดสมการทั้งห้าสมการสามารถแก้ได้เป็น

$$\frac{G}{4\pi} = \frac{\lambda^* m^{*2/3} (q^*)^{1/3} r^{*4/3}}{(2\Lambda^{*2})^{1/3}} \quad (2.62)$$

$$\rho^* = \frac{\lambda^* m}{\Lambda^* r^*} \quad (2.63)$$

$$k T^* = \frac{m^{1/3}}{\gamma} \left[\frac{(\gamma-1) q^* r^* \Lambda}{2} \right]^{2/3} \quad (2.64)$$

$$v^* = \left[\frac{(\gamma-1) q^* r^* \Lambda}{2m} \right]^{1/3} \quad (2.65)$$

$$\gamma P^* = \left(\frac{m}{\Lambda^* r^*} \right)^{1/3} \left[\frac{(\gamma-1) q^*}{2} \right]^{2/3} \lambda^* \quad (2.66)$$

จาก r^* และ E^* ซึ่งมีความสัมพันธ์กับรัศมีของเชื้อเพลิงแข็ง r_p และพลังงานของอิเล็กตรอนที่ไม่ถูกรบกวนจากระบบ E_0 หรือเขียนในรูปแบบของอุณหภูมิพลาสมาเป็น $2kT_0$ โดยที่

$$r^* = r_p / \hat{r} \quad (2.67)$$

$$E^* = E_0 / \tilde{E} \quad (2.68)$$

$$q^* = q_0 / \tilde{q} = [n_0 (4\pi m_e)^{-1/2} (2kT_0)^{3/2}] / \tilde{q} \quad (2.69)$$

สมการ (2.62-2.69) ที่ถูกแสดงตามลำดับเหล่านี้ สามารถเชื่อมโยงกับพลาสมาพารามิเตอร์ n_0 , kT_0 และรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งแข็ง r_p ซึ่งสามารถแสดงได้เป็น

$$G = 8.4125 \times 10^{-17} (\gamma - 1)^{1/3} \frac{\lambda^*}{\Lambda^{*2/3}} \frac{n_0^{1/3} (kT_0)^{1/2}}{\tilde{q}^{1/3}} \left(\frac{r_p}{\hat{r}} \right)^{4/3} \quad (2.70)$$

$$\rho^* = \frac{m\lambda^*}{r^* \Lambda^*}, \lambda^* = \lambda^*(E^*), \Lambda^* = \Lambda^*(E^*) \quad (2.71)$$

$$\rho^* = 3.3452 \times 10^{-24} \left(\frac{\lambda^*}{\Lambda^*} \right) \frac{\hat{r}}{r_p} \quad (2.72)$$

$$kT^* = \frac{m^{1/3}}{\gamma} \left[\frac{(\gamma - 1) r^* \Lambda^* q^*}{2} \right]^{2/3} \quad (2.73)$$

$$kT^* = \frac{8.3592}{\gamma} \left[(\gamma - 1) n_0 \left(\frac{r_p}{\hat{r}} \right) \frac{\Lambda^*}{\tilde{q}} \right]^{2/3} (kT_0) \quad (2.74)$$

โดยปริมาณทั้งหมดถูกแสดงในหน่วย C.G.S. ยกเว้น kT_0 และ kT^* แสดงในหน่วย eV การคำนวณจะขึ้นอยู่กับ $\tilde{q}$, λ^* , Λ^* และ $\hat{r}$ ใน E^* สมการเหล่านี้ระบุให้เห็นว่าเมื่อกำหนดค่ารัศมีของเชื้อเพลิงแข็งแข็งเงื่อนไขของสภาวะแวดล้อมเป็นศูนย์ n_0 และ kT_0 อัตรามวลของการเสียความร้อน G สภาวะการเสียความร้อน p^* และ kT^* ยังคงไม่สามารถหาค่าได้ในทางปฏิบัติ อาจหาได้จากค่าคาดหวัง $\tilde{E}$ โดยอันดับแรกจำเป็นต้องหาค่าที่เหมาะสม $E^* (E^* = 2kT_0 / E^*)$ และการคำนวณค่า $\tilde{q}$, $\hat{r}$ และ $\tilde{E}$ อันซึ่งนำมาซึ่งการคำนวณค่า r , q และ kT ตามลำดับ

ซึ่งกระบวนการนี้ต้องมีการทำซ้ำจนกระทั่ง ค่าจากการคำนวณของ r_p , q_0 และ kT_0 เข้ากันได้อย่างถูกต้องกับค่าเริ่มต้นที่กำหนดให้ อัตราการเสียดร่อนแบบกฎอัตราที่ได้รับการใช้อย่างกว้างขวางจากแบบจำลองการปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลาง (NGS) ถูกแสดงโดยปาร์กและคณะในปี 1970 สำหรับพลาสมาที่มีอุณหภูมิอยู่ในช่วง 1–30 keV ซึ่งผลลัพธ์สามารถแสดงได้ดังสมการด้านล่าง

$$N = G/m = 1.854 \times 10^7 \frac{\lambda^*}{\Lambda^{*2/3}} \frac{n_0^{1/3} (kT)^{1/2}}{\tilde{q}^{1/3}} \left(\frac{r_p}{\hat{r}} \right)^{4/3} \quad (2.75)$$

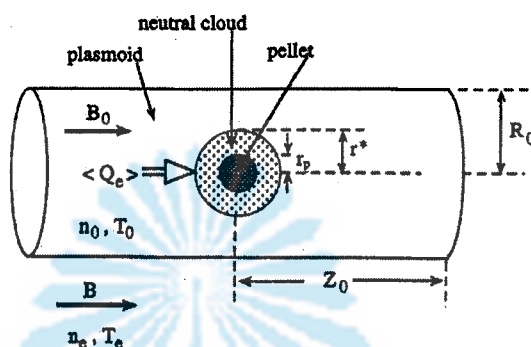
$$\frac{dN}{dt} = 1.12 \times 10^{16} n_e^{3.33} T_e^{1.64} r_p^{1.333} M_i^{0.333} \quad (2.76)$$

มีการปรับปรุงรูปแบบและขยายแบบจำลองการเสียดร่อนการปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลางซึ่งได้รับการเสนออีกหลายแบบเพราะว่าพลังงานของพลาสมาได้รับการส่งผ่านโดยอนุภาคที่มีสัดส่วนฟังก์ชันการเปลี่ยนแปลงที่มีพลังงานสูงและผลกระทบของการแจกแจงของพลังงานได้รับการวิเคราะห์โดยหลากหลายในการวิเคราะห์ของคูทิฟได้สมมติไว้ให้พลังงานของพลาสมาอิเล็กตรอนมีการแจกแจงแบบแมกเวลล์โดยได้คำนวณผลกระทบของการแจกแจงพลังงานของอิเล็กตรอนกับอัตราการเสียดร่อน จากการวิเคราะห์แบบ 2 มิติ โดยให้อัตราการเสียดร่อนได้รับผลกระทบจากการแจกแจงของพลังงานและปรับปรุงรูปร่างของเชื้อเพลิงแช่แข็งระหว่างเกิดการเสียดร่อนในการคำนวณ โดยกฎอัตราซึ่งได้ผลลัพธ์เป็น

$$\frac{dN}{dt} = 3.465 \times 10^{14} n_e^{0.453} T_e^{1.72} r_p^{1.443} M_i^{-0.283} \quad (2.77)$$

โดยสมการ 2.76 และ 2.77 dN/dt คืออัตราการเสียดร่อนในหน่วยอะตอมต่อวินาที n_e และ T_e คือความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในหน่วย และอุณหภูมิในหน่วย eV ตามลำดับ r_p คือรัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็งในหน่วยของ cm และ M_i คือหน่วยของเชื้อเพลิงแช่แข็งในหน่วย amu

2.9.1 แบบจำลองการเสียดร่อนโดยการปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลางและพลาสมา



ภาพที่ 2.2 แผนภาพแสดงแบบจำลอง NPGS กระบวนการเสียดร่อนและรูปร่าง [14]

แบบจำลองในยุคถัดไปของการเสียดร่อนซึ่งถูกเรียกว่าแบบจำลองการเสียดร่อนโดยการปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลางและพลาสมา สารเสียดร่อนที่ถูกไอออนไนซ์ถูกนำมาคำนวณด้วยการขยายตัวแบบสมมาตรทรงกลมถูกแทนที่ด้วยแบบจำลองแบบท่อทรงกระบอกมีทรงกลมวางอยู่ตรงกลาง แต่อัตราการเสียดร่อนยังคงถูกคำนวณ บนพื้นฐานของการสมดุลแบบทรงกลมโดยเพิ่มผลกระทบของอนุภาคที่ถูกไอออนไนซ์ซึ่งเข้ามาปกคลุมอีกชั้นหนึ่ง แบบจำลองชนิดนี้ถูกเผยแพร่ครั้งแรกโดยคูฟมานน์และคณะ (Kaufmann, M., *et al.*) ในการศึกษาวิจัยของการไหลถูกเลือกโดยพื้นฐานของการสังเกตและประมาณค่า รัศมีที่ถูกไอออนไนซ์และการส่งผ่านพลังงานกับเส้นแรงแม่เหล็ก อัตราการเสียดร่อนถูกคำนวณผ่านแบบจำลองของปาร์กและเทิร์นบูลโดยขึ้นอยู่กับอุณหภูมิและความหนาแน่นของแต่ละตำแหน่ง ในลำดับถัดมาแบบจำลองนี้ได้รับการเผยแพร่โดยฮัลเบิร์ก (Houlberg, W.A., *et al.*) ซึ่งทำผ่านแบบจำลองของมิลอร์ราและโฟลทเตอร์ (Milora, S.L., and Foster, C.A.) โดยเพิ่มผลกระทบในรูปสัดส่วนของการปกคลุมด้วยส่วนที่ถูกไอออนไนซ์โดยรัศมีของภาคตัดขวางของช่องการไหลในแบบจำลองนี้เท่ากับรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งแข็งบวกกับค่าคงที่ที่ถูกเลือกแบบเอ็มเพอร์ริคอล 1 มม.

แบบจำลองการเสียดร่อนในลำดับถัดมาถูกพัฒนาและเผยแพร่โดยแปกูรี (Pegourie, B.) ซึ่งพัฒนามาบนพื้นฐานแบบจำลองของฮัลเบิร์กและคณะ การไหลของสารที่ได้รับการเสียดร่อนซึ่งมีการสมมาตรในขณะหนึ่งได้รับการรบกวนโดยสนามแม่เหล็กขึ้นอยู่กับสัดส่วนของการไอออนไนซ์และตกอยู่ใต้อิทธิพลภายในของสนามแม่เหล็กในที่สุด การขยายตัวของพลาสมาที่หนาแน่นและเย็นก็จะเคลื่อนตัวไปขนานกับสนามแม่เหล็กดังภาพที่ 2.2 โดยแบบจำลองได้แยกส่วนที่ปกคลุม

ออกเป็นสองส่วน คือส่วนของก๊าซที่เป็นกลางและส่วนของพลาสมาที่เย็นคุณลักษณะของส่วนที่เป็นพลาสมาที่เย็นซึ่งล้อมรอบส่วนก๊าซที่เป็นกลางอยู่นั้นได้ถูกคำนวณโดยอาศัยแบบจำลองกลางค์เกรียนของตัวแปรมวลแบบสมมาตรทรงกระบอก โดยอาศัยการเปรียบของแลงเจล์ (Lengyel L.L.) [11] ระบบสมการประกอบไปด้วยกฎของโอห์ม สมการแมกเวลล์ สมการก๊าซอุดมคติ กฎการอนุรักษ์ไฮโดรไดนามิกส์ (มวลโมเมนตัม พลังงาน) สมการการแพร่ของสนามแม่เหล็ก และสมการอัตราการไอออนไนซ์ถูกใช้ในการคำนวณในแบบจำลองนี้ โดยสมการอัตราการเกิดไอออนไนซ์ถูกบรรยายผ่านสมการของซาฮา (Saha Equation) เพราะว่าการชนกันมีพลังงานสูงพอที่จะทำให้พลาสมาที่เย็นเข้าสู่สมดุลทางความร้อน โดยอาศัยพื้นฐานที่ข้อสำหรับอธิบายส่วนที่ปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลางคือ

2.10.2.1. รัศมีของการปกคลุมโดยพลาสมาซึ่งถือว่าเป็นพารามิเตอร์หลักสำหรับการหาค่าความแข็งแรงของพลาสมาที่มาปกคลุมโดยตัวห้อย 0 และ ∞ อ้างถึงพลาสมาเย็นและพลาสมาที่ไม่ถูกรบกวนโดยปฏิกิริยาตามลำดับ

2.10.2.2. ค่าเฉลี่ยของการอินทิเกรตตามเส้นของความหนาแน่นของพลาสมาที่เย็นซึ่งปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลางในทิศทางของฟลักซ์ของพลาสมาอิเล็กตรอนที่มากระทบคือ

$$\langle nl_0 \rangle = \frac{V_p}{2R_0} \int_0^{2R_0/V_p} n_0 z_0 dt = \frac{4n_s r_p^2 \dot{r}_p}{V_p R_0} \quad (2.78)$$

2.10.2.3. อัตราส่วนของสนามแม่เหล็กของพลาสมาที่เย็นที่ปกคลุมและพลาสมาที่ไม่ถูกรบกวนคือ $Q_B = B_0/B_\infty$ ซึ่งมีสัดส่วนสำคัญในการปกคลุมโดยเกี่ยวกับสนามแม่เหล็ก

2.10.2.4. ฟลักซ์ความร้อนโดยเฉลี่ยที่เข้าสู่ส่วนที่ปกคลุมโดยพลาสมาด้วยค่าพารามิเตอร์ ที่จำกัด = 0.3-0.6

$$\langle Q_e \rangle = \frac{V_p}{2R_0} \int_0^{2R_0/V_p} 2T_0 f_c (n_0 v_0 / 4) dt \quad (2.79)$$

ซึ่งคุณลักษณะเหล่านี้สอดคล้องกับการไหลของพลังงานที่ส่งผ่านโดยพลาสมาอิเล็กตรอนเข้าสู่ก๊าซที่เป็นกลาง

การคำนวณ $\dot{r}$ อยู่บนพื้นฐานของแบบจำลองแบบคลาสสิก NGS ของปาร์กและเทิร์นบูล [19] โดยให้เชื้อเพลิงแข็งถูกปกคลุมโดยกลุ่มหมอกรัศมี $r^* = \alpha r_p \leq R_0$ และค่าประสิทธิภาพความหนาแน่น $L_p = \delta r_p$ โดยที่ผิวของกลุ่มหมอกมีความหนาแน่น n^* อุณหภูมิ T^* ซึ่งขยายด้วย

ความเร็ว v^* โดยอาศัยสมการการคงตัวร่วมกันสามสมการซึ่งอนุญาตให้คำนวณ $\dot{r}$ โดยผลของการอนุรักษ์มวลที่ผ่านกลุ่มหมอกและผิวของเชื้อเพลิงแข็งมีเพียงแค่พารามิเตอร์ ($\alpha = r^*/r_p$) และ $\delta = L_p/r_p$ ซึ่งได้รวบรวมรายละเอียดของการขยายตัวของกลุ่มหมอกซึ่งไม่สามารถหาค่าได้โดยตรง ค่าเหล่านี้สามารถหาค่าได้โดยการสมมติให้เชื้อเพลิงแข็งถูกห่อหุ้มด้วยกลุ่มหมอกซึ่งมีรัศมี $r^* = \alpha$, $r_p \leq R_0$ (ข้อเท็จจริงนี้เกิดจากรัศมีของก๊าซที่เป็นกลาง) r^* จำเป็นต้องเล็กกว่าค่ารัศมีของพลาสมาที่มาปกคลุม R_0 ของพื้นผิวที่มีความหนาแน่นของอะตอม n^* อุณหภูมิ T^* และความเร็วในการขยายตัว $v^* = \sqrt{\gamma T^*/m}$

ผลลัพธ์ของสมการการอนุรักษ์มวลที่ผ่านผิวของกลุ่มหมอกคือ

$$\alpha^2 n^* v^* = 2 \dot{r}_p n_s \quad (2.80)$$

โดยสมดุลของพลังงานอาศัยพื้นฐานความรู้สามส่วน ส่วนแรกคือ ฟลักซ์ที่ส่งออกไปสู่ภายนอกกลุ่มหมอกบนพื้นผิว ($4\pi r^2$)

$$n^* v^* \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} T^* + \frac{mv^{*2}}{2} \right) + \frac{\varepsilon_D}{\alpha} \dot{r}_p n_s \quad (2.81)$$

ซึ่งแสดงถึงพลังงานและเอนโทรปีถูกใช้เพื่อให้ความร้อนแก่มอเลกุลที่ถูกเสียดกรอบ ($\varepsilon_D = 4.48 \text{ eV/molecule}$) ยิ่งกว่านั้นยังแสดงให้เห็นได้ว่าการขยายตัวของพลาสมาที่ปกคลุมกลายเป็นไอในทันทีที่อัตราส่วนการไอออนไนซ์มีค่าประมาณสิบเปอร์เซ็นต์ของการไอออนไนซ์เกือบทั้งหมดจะเกิดขึ้นเมื่อการขยายอยู่ในแนวขวาง มีเพียงแค่พลังงานในการแบ่งแยกโมเลกุลซึ่งถูกคำนวณในส่วนของกลุ่มหมอกที่เป็นกลาง

ส่วนที่สองคือ $\langle Q_e \rangle$ (บนพื้นผิว $4\pi r^2$) ซึ่งแสดงถึงฟลักซ์ที่มากระทบจากส่วนที่ปกคลุมโดยพลาสมา ส่วนที่สามคือ ฟลักซ์ที่ผ่านเข้ามาจากพลาสมาสู่ส่วนที่ปกคลุมโดยพลาสมา (บนพื้นผิว $2\pi r^2$)

$$\frac{Q_B n_\infty}{\Lambda} \int f_{T_\infty} f_{v_\infty} \Delta E^* dE \quad (2.82)$$

ซึ่ง f_{T_∞} คือการแจกแจงแบบแมกเวลล์ที่อุณหภูมิ T_∞ ของพลาสมาที่ไม่ถูกรบกวนและค่า ΔE^* คือค่าความแตกต่างของการเลื่อนของพลังงานในกลุ่มหมอกโดยอิเล็กตรอนที่ไม่ถูกรบกวน

โดยระบบที่มีพลังงาน E_∞ ซึ่งส่วนหลังสามารถคำนวณได้โดยภายในส่วนที่ปกคลุมโดยพลาสมา การกระเจิงแบบคูลอมบ์ตอบสนองการรบกวนโดยอิเล็กตรอนที่มากกระทบโดยสามารถแสดงได้ดังนี้

$$\frac{dE}{dz} = \frac{1}{\langle \cos \theta \rangle} \frac{dE}{ds} = -\frac{C_b n_0}{E \langle \cos \theta \rangle} \quad (2.83)$$

เมื่อ $C_b = (1.3 \times 10^{-17}) \ln \Lambda \text{ (eV}^2 \times \text{m}^2/\text{electron})$ ($\ln \Lambda$ คือ ค่าลอการิทึมของคูลอมบ์) และ $(\cos \theta)$ คือค่าเฉลี่ยมุมพิชชของความเร็วของอิเล็กตรอนเทียบกับสนามแม่เหล็กทันทีที่อิเล็กตรอนตามความยาวครึ่งหนึ่งของความยาวของพลาสมาเย็นที่ปกคลุมตามสมการที่ได้แสดงพลังงานที่คงอยู่ในส่วนกลุ่มหมอกที่เป็นกลางคือ

$$E_0 = \sqrt{E_\infty^2 - 2C_b \langle n l_0 \rangle / \langle \cos \theta \rangle} \quad (2.84)$$

อิเล็กตรอนที่มีพลังงานเริ่มต้นน้อยกว่า $E_{0\infty} = \sqrt{2C_b \langle n l_0 \rangle / \langle \cos \theta \rangle}$ ไม่สามารถผ่านเข้าสู่ผิวซึ่งมีก๊าซที่เป็นกลางปกคลุมอยู่ได้ พลังงานที่อิเล็กตรอนสูญเสียผ่านส่วนที่ปกคลุมโดยพลาสมาที่เย็นและใช้ส่วนต่างๆ ถูกรวมเข้าไปในการคำนวณในส่วนของ $\langle Q_e \rangle$

ข้างในกลุ่มหมอกเส้นแสดงการลดลงของฟลักซ์พลังงานเกิดขึ้นเนื่องจากการชนแบบยืดหยุ่นไม่สมบูรณ์และการกระเจิงสะท้อนกลับให้ผลตามการแสดงการสูญเสียพลังงานแบบเทียบเท่าเป็นดังนี้

$$\frac{dE}{dz} = \frac{1}{\langle \cos \theta \rangle} \frac{dE}{ds} = -\frac{C n_*}{E^\beta \langle \cos \theta \rangle} \quad (2.85)$$

เมื่อ $\beta = 0.71$ และ $C = 2.25 \times 10^{-17} \text{ eV}^{\beta+1} \text{ m}^2/\text{atom}$ อินทิเกรตสมการ (2.85) ตามค่าประสิทธิภาพความหนาแน่นของก๊าซที่เป็นกลาง δ_p สามารถแสดงเทอมของพลังงานที่กระทบผิวของเชื้อเพลิงแข็งได้เป็น

$$E^* = [E_0^{\beta+1} - (\beta+1) C L_p n^* / \langle \cos \theta \rangle]^{1/(\beta+1)} \quad (2.86)$$

ในทำนองเดียวกับที่ได้กล่าวมาแล้วมีเพียงอิเล็กตรอนที่มีพลังงาน E_0 มากกว่า $E_0 = [(\beta+1)CL_p n^* / \langle \cos \theta \rangle]^{1/(\beta+1)}$ ที่สามารถผ่านเข้าสู่ผิวของเชื้อเพลิงแข็งแข็ง โดยการรวมสมการ 2.83 และ 2.85 จะได้ผลลัพธ์ที่แสดงในรูป ΔE^* เป็น

$$\begin{aligned} E^* &\leq E_{0\infty} & \Delta E^* &= 0 \\ E_{0\infty} &\leq E_\infty \leq \sqrt{E_{0\infty}^2 - E_{00}^2} & \Delta E^* &= E_0 \\ \sqrt{E_{0\infty}^2 - E_{00}^2} &< E_\infty & \Delta E^* &= E_0 - E^* \end{aligned} \quad (2.87)$$

สำหรับสมมูลของพลังงานที่ผ่านผิวของกลุ่มหมอกสามารถเขียนเทอมของอุณหภูมิ T^* ในรูปแบบฟังก์ชัน n^* ได้เป็น

$$T^* = \left[\frac{1}{n^* \sqrt{\frac{\gamma}{m} \left(\frac{\gamma}{\lambda-1} + \frac{\gamma}{2} \right)}} \times \left(\langle Q_e \rangle + \frac{n_\infty Q_\infty}{8} \int f_{T\infty} f_c v_\infty \Delta E^* dE - \frac{\dot{r}_p n_s \varepsilon_D}{\alpha^2} \right) \right]^{2/3} \quad (2.88)$$

ความสัมพันธ์สุดท้ายนี้ให้รูปสมการในระบบปิดซึ่งก็คือ สมมูลของพลังงานที่ผิวของเชื้อเพลิงแข็งแข็งฟลักซ์ของพลังงานสามารถแสดงได้แตกต่างกันระหว่างฟลักซ์ที่ผิว r^* และฟลักซ์ที่นำไปใช้ในการให้ความร้อนแก่กลุ่มหมอกเพื่อขยายตัว สมมูลนี้สามารถบรรลุผลได้โดยที่ค่าพลังงานที่ต้องใช้ในการกลายเป็นไอของเชื้อเพลิงแข็งแข็งมีค่าเป็น

$$\dot{r}_p = \frac{\alpha^2 n_\infty Q_B}{8 n_s g_a} \int f_{T\infty} f_c v_\infty E^* dE \quad (2.89)$$

เมื่อ g_a คือเอนทาลปีของกระบวนการการเสียดสร่อนซึ่งอยู่ในช่วงของพลังงานการระเหิดต่อโมเลกุล $E_s = 10^{-2} eV$

โดยที่พารามิเตอร์อิสระตามที่ได้แสดงมาแล้วมีค่า $\alpha = r^*/r_p$ และ $\delta = L_p/r_p$ ซึ่งได้รวมรายละเอียดของการขยายตัวทั้งหมดไว้แล้วค่าเหล่านี้สามารถหาได้โดยพิจารณาสมมติฐานทั้งหมด [25] การคำนวณทั้งหมดจะต้องให้ค่าตามกฎอัตราที่ได้รับเช่นเดียวกับแบบจำลองแบบคลาสสิก NGS ในสมมติฐานดังกล่าวเหล่านี้คือ อิทธิพลของสนามแม่เหล็กที่ถูกนำมาคำนวณในรูปของตัวประกอบส่วนลด Q_B พลังงานของอิเล็กตรอนทั้งหมดถูกดูดซับด้วยกลุ่มหมอกที่ปกคลุม

โดยที่พื้นที่ของกลุ่มหมอกที่ได้รับผลกระทบจากฟลักซ์ความร้อนของพลาสมาที่มีค่าเท่ากับ ซึ่งสมมูลกับสมการ 2.88 $\mathcal{G} = 0$ และ $E^* = 0$ การแจกแจงแบบแมกเวลล์ถูกแทนที่โดยลำพลังงานคงที่ที่สมมูลกัน f_{T_∞} ถูกแทนที่โดย $\delta(E - 2T_\infty)$ โดยที่ $v_\infty = \sqrt{8T_\infty/\pi m_e}$ ไม่มีการปกคลุมด้วยพลาสมา ($\Delta E^* = 2T_\infty$) และ ($Q_e = 0$) การเสียดคร่อนอยู่ในรูปโมเลกุลจาก ($\varepsilon_D = 0$ และ $\gamma = 7/5$) ใช้สมการ 2.79 และ 2.87 จะได้สมการดังนี้ ซึ่งสามารถแสดงได้เป็น

$$\dot{r} = \frac{1}{n_s} \left(\frac{f_c Q_B \gamma^{2\beta+1} \sqrt{8/\pi m_e}}{(\beta+1)^2 C^2 m \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} + \frac{\gamma}{2} \right)} \right) \times \left(\frac{\alpha^3 \langle \cos \theta \rangle / r_p}{\delta} \right)^{2/3} n_\infty^{1/3} T_\infty^{(7+4\beta)/6} \quad (2.90)$$

โดยที่ $f_c = 1$, $Q_B = 0.65$, $m(D_2) = 6.7 \times 10^{-27} \text{ kg}$ และ $n_s = 2.98 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ ซึ่งสามารถแสดงได้เป็น

$$\dot{r}_p \text{ (m/s)} = 3.1 \times 10^{-14} \frac{\alpha^2}{\delta^{2/3}} \times r_p^{-2/3} \text{ (m)} n_\infty^{-1/3} \text{ (m}^{-3}) T_\infty^{1.64} \text{ (eV)} \quad (2.91)$$

ซึ่งจะได้ผลลัพธ์เป็นที่มีหน่วยเหมือนกันค่าคงที่ทางตัวเลขของกฎอัตรา NGS คือ 5.6×10^{-14} เพื่อที่จะหาค่าคงที่ที่เหมาะสมและสอดคล้องกับกฎอัตราของค่า $\dot{r}_p n^*$ และ T^* ที่ได้แสดงการคำนวณผ่าน [25] จำเป็นต้องใช้ค่า $\delta = 1.13$ และ $\alpha = 1.4$ (อัตราส่วน $\delta/(\alpha-1)$) แสดงคุณลักษณะตามกฎอัตราความหนาแน่นภายในกลุ่มหมอกที่เป็นกลางโดยค่า α จำเป็นต้องเปรียบเทียบกับอัตราส่วนของ r^*/r_p ซึ่งได้รับโดยการคำนวณเกี่ยวกับไฮโดรไดนามิกส์ ซึ่งอยู่ในช่วงระหว่าง 1.5 ถึง 1.65 สำหรับ $\gamma = 7/5$ ซึ่งสามารถดูได้จากภาพที่ 4 ของ [25] พลังงานที่มากกระทบส่วนใหญ่ถูกดูดซับอย่างมีประสิทธิภาพในช่วงแคบๆ โดยปกติทั่วไปมีค่าความหนาแน่นเป็น $r_p/3$ ใกล้กับผิวของเชื้อเพลิงแข็งแข็ง (ซึ่งมีค่าใกล้เคียงกันกับค่าที่ใช้ในการประมาณในปัจจุบัน)

แบบจำลองของปฏิริได้ถูกนำมาเรียบเรียงและพัฒนาใหม่โดยการชอติ [39] สำหรับเครื่องปฏิกรณ์ที่ใช้อยู่โดยทั่วไป ระยะทางที่ทะลุทะลวงได้โดยการคำนวณแบบ NGPS มีค่าน้อยกว่าแบบจำลอง NGS ประมาณ 15 เปอร์เซ็นต์ โดยแบบจำลองของการชอติสามารถเขียนเป็นแผนภาพได้เช่นเดียวกับภาพ 2.2 รัศมีของเชื้อเพลิงแข็งแข็ง r_p ถูกวางในพลาสมาที่มีเนื้อเดียวกันความหนาแน่น n_e อุณหภูมิ T_e สนามแม่เหล็ก B โดยที่สมมติให้แหล่งพลังงานของพลาสมาที่มีค่าอย่างไม่จำกัด

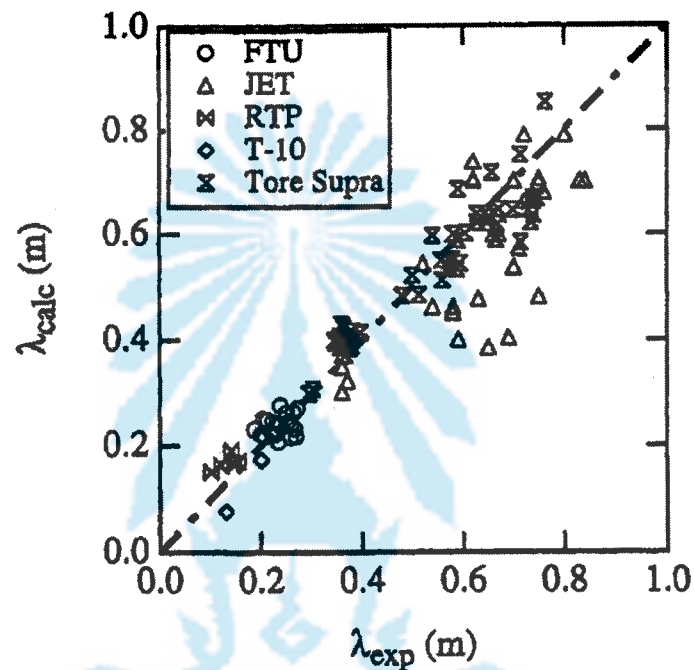
พื้นที่ที่มีอัตราส่วนเท่ากันหรือใกล้เคียงกับผิวของเชื้อเพลิงแข็งเกิดการเสียดคร่อนมีการไหลที่สมมาตรในเชิงทรงกลมและมีการขยายของกลุ่มหมอกที่เป็นกลางที่รัศมี r^* ความหนาแน่นเฉลี่ย n^* อุณหภูมิ T^* ระหว่างการขยายตัวนี้กลุ่มหมอกที่เป็นกลางได้รับความร้อนและเกิดการไอออนไนซ์เมื่อสัดส่วนการไอออนไนซ์อยู่ที่ประมาณ 5 ถึง 10 เปอร์เซ็นต์ ค่าการนำของกลุ่มหมอกมีค่าสูงพอที่สนามแม่เหล็กจะหยุดการเสียดคร่อนและการขยายตัวในแนวรัศมีหลังจากนั้นสารที่ได้รับการเสียดคร่อนจะถูกกักอย่างสมบูรณ์ในหลอดรัศมี R_0 ในช่วงเวลานี้มีเพียงแค่ความยาว Z_0 ของพลาสมาเย็นที่ปกคลุมมีค่าเพิ่มขึ้น ปริมาณกายภาพอื่นๆ ที่แสดงคุณลักษณะของพลาสมาคือค่าความหนาแน่น n_0 อุณหภูมิ T_0 สนามแม่เหล็ก B_0 ค่าประสิทธิภาพของเวลาที่แหล่งของมวลยังคงอยู่ในกลุ่มหมอก เป็นค่าสำคัญค่าหนึ่งของแบบจำลอง ในเวอร์ชันที่แล้ว [41] เวลาช่วงขณะในการเลื่อนตำแหน่งมวลของสารที่ถูกเสียดคร่อนถูกสมมติให้สอดคล้องกับเวลา $\tau_d = R_0/v_p$ อย่างไรก็ตามเมื่อไม่นานมานี้ ข้อมูลจากการทดลองในเครื่อง ASDEX-U ของเยอรมันแสดงให้เห็นว่า ค่าการทะลุทะลวงควรมีค่าเพิ่มขึ้นเป็นสองเท่าเมื่ออิงเชื้อเพลิงแข็งแข็งจากส่วนที่สนามแม่เหล็กมีความเข้มสูง [42] ซึ่งแสดงให้เห็นอย่างแน่ชัดว่า สารที่ได้รับการเสียดคร่อนจะเลื่อนไปในทิศการเพิ่มขึ้นของรัศมีหลัก รูปแบบของการทดลองของเครื่องแสดงให้เห็นใน [43] ดังนั้นจึงได้เวลาที่ใช้ในการเคลื่อนที่เป็น $\tau_d = R_0/\langle v \rangle$ ซึ่ง $\langle v \rangle$ คือความเร็วแกนของการเสียดคร่อนในกรอบอ้างอิงของเชื้อเพลิงแข็ง [44] ซึ่ง $\langle v \rangle \approx C_0 \sqrt{R_0/R}$ ความเร็วโซนิกในการเสียดคร่อนของกลุ่มหมอก R คือรัศมีหลัก โดยทั่วไปค่า $R_0 \approx 1$ cm, $T_0 \approx 1.5$ eV ดังนั้น $C_0 \approx 1.5 \times 10^4$ m/s และ $\langle v \rangle \approx 10^3$ m/s สำหรับ $R = 3$ m

การสอดคล้องกันได้ชี้ระหว่างค่าการทะลุทะลวงที่ได้จากการทดลองและการทำนายผลโดยแบบจำลอง NGPS เทียบกับการทำนายผลโดยแบบจำลอง NGS ทำให้คาดการณ์ได้ว่า แบบจำลองทั้งสองสามารถใช้ได้ในช่วงพารามิเตอร์ที่กว้างทั้งของพลาสมาและเชื้อเพลิงแข็ง การเปรียบเทียบสามารถทำได้โดยการพล็อตค่า dr_p/dt จากการคำนวณด้วยแบบจำลอง NGPS โดยสามารถแสดงได้เป็น

$$\frac{dr_p}{dt} \propto T_e^{\alpha(r_e)} n_e^{\alpha(n_e)} r_p^{\alpha(r_p)} \quad (2.92)$$

ซึ่งข้อมูลที่ได้แสดงในตาราง 2.1 จากการจำลองค่าของข้อมูลที่ได้จาก IPADBASE ในส่วนของค่า α_r มีค่าเข้าใกล้แบบจำลอง NGS ($|\alpha_{NPGS} - \alpha_{NGS}|/\alpha_{NPGS} < 20\%$) โดยทั่วไปค่าจากการทะลุทะลวงแบบจำลอง NGS ถือว่าประสบความสำเร็จเพราะมีค่าใกล้เคียงกับค่าการทะลุทะลวงจากผลการทดลอง อย่างไรก็ตามค่าความแตกต่างเกิดขึ้นในขณะที่พิจารณาตัวอย่างอยู่บน

โดเมนเล็กๆ ในพารามิเตอร์ของพลาสมาและเชื้อเพลิงแช่แข็ง จากการเปรียบเทียบ α_s แบบเครื่องต่อเครื่องนำมาสู่ความแตกต่าง 50 เปอร์เซ็นต์



ภาพที่ 2.3 แสดงถึงค่าที่คำนวณได้จากแบบจำลอง NGPS เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลอง

ถึงแม้จะไม่ง่ายนักที่จะเขียนค่า dr_p/dt ในรูปแบบการคูณกันของกฎของตัวแปรกำลัง โดยข้อมูลอันหลากหลายของเชื้อเพลิงแช่แข็งในภาพที่ 2.3 แสดงถึงความสามารถของแบบจำลอง NGPS ที่สามารถจะเขียนให้อยู่ในรูปกฎอัตราโดยทั่วไปได้ ในการจำลองแบบการใช้เชื้อเพลิงแช่แข็งในพลาสมาที่มีการแจกแจงแบบแมกเวลล์ ซึ่งทำให้ในช่วงของความละเอียดประมาณ 7000 ช่องโดยมีข้อจำกัดของพลาสมา พารามิเตอร์และเชื้อเพลิงแช่แข็งดังนี้

T , (eV)	จาก	30	ถึง	3×10^4
n_e (m^{-3})	จาก	10^{18}	ถึง	10^{21}
B (T)	จาก	0.3	ถึง	10
R (m)	จาก	1	ถึง	10
r_p (mm)	จาก	0.03	ถึง	3

ตารางที่ 2.1 แสดงค่ายกกำลังที่ได้ของ ความหนาแน่นอุณหภูมิ และรัศมีสำหรับ แบบจำลอง NGS และ แบบจำลอง NGPS โดยข้อมูลจากฐาน IPADBASE โดยแยกตามเครื่องปฏิกรณ์ JET, Tore Supra, RTP, FTU และ T-10

	$\alpha(T_e)$	$\alpha(n_e)$	$\alpha(r_p)$
NGS	1.64	0.33	-0.67
NGPS,IPADBASE	1.71	0.40	-0.59
NGPS,JET	1.81	0.52	-0.59
NGPS,Tore Supra	1.85	0.43	-0.65
NGPS, RTP	1.52	0.66	-0.53
NGPS,FTU	2.00	0.37	-0.73
NGPS,T-10	1.71	0.48	-0.68

การกำหนดค่าที่ได้จากการคำนวณของ dr_p/dt ให้ผลลัพธ์ดังแสดงข้างล่าง ซึ่งค่าความซับซ้อนของตัวยกกำลังที่ได้จากแบบจำลอง NGPS นั้นไม่สามารถวิเคราะห์ได้ไม่มี ความหมายในเชิงฟิสิกส์ต่างจาก แบบจำลอง NGS ซึ่งสามารถวิเคราะห์ได้จากกฎสมมูลต่างๆ กฎอัตราของ NGPS นี้สามารถใช้คำนวณการทะลุทะลวงได้อย่างเพียงพอในช่วงกว้างของพลาสมาพารามิเตอร์ ทั้งในแง่ของความหนาแน่นและอุณหภูมิซึ่งสามารถแสดงเป็นสมการที่ใช้ในการคำนวณได้เป็น

$$dr_p/dt = 1.2882 \times \Pi_i P_i^{(\alpha_i + \sum_j \beta_{ij} P_j)} \quad (2.93)$$

เมื่อ T_e แสดงถึงอุณหภูมิในหน่วย keV, n_e ในหน่วย m^{-3} , B ในหน่วย Teslas, R ในหน่วย m และ r_p ในหน่วย mm, P_i, α_i และ β_{ij} ในรูปเวกเตอร์สามารถแสดงได้ดังนี้

$$P = \begin{bmatrix} T_e \\ n_e \\ B \\ R \\ r_p \end{bmatrix}; \quad \alpha = \begin{bmatrix} 1.7153 \\ 0.4022 \\ -0.0189 \\ -0.0940 \\ -0.5949 \end{bmatrix}$$

$$\beta = 10^{-3} \begin{bmatrix} -10.1 & -1.5 & 29.0 & 3.7 & 6.7 \\ -4.1 & 0.1 & -3.5 & 17.6 & 6.7 \\ 0.2 & 5.1 & -21.9 & 15.4 & 6.4 \\ 4.9 & -5.2 & 10.2 & -9.7 & 5.4 \\ 6.8 & -4.9 & -2.5 & -5.8 & -19.1 \end{bmatrix}$$

ค่า $\sum_j \beta_{ij} P_j$ มีค่าน้อยมากจึงทำให้เราสามารถใช้อัตราของแบบจำลอง NGPS ได้เป็นอย่างดี โดยมีค่าการกระจายประมาณ $\sigma = 5\%$

2.11 การทะลุทะลวงของเชื้อเพลิงแช่แข็ง

ผลเฉลยของสภาวะสมดุลของสมการไฮโดรไดนามิกส์ สำหรับการขยายตัวของกลุ่มหมอกที่เป็นกลางถูกบังคับโดยแหล่งของก๊าซที่เป็นกลางที่ผิวของเชื้อเพลิงแช่แข็ง (อัตราการกัดกร่อนของเชื้อเพลิงแช่แข็ง) ความร้อนที่เข้ามากระทบกลุ่มหมอกของก๊าซที่เป็นกลางที่มาจากพลาสมาอิเล็กตรอน แหล่งของก๊าซที่เป็นกลางที่ผิวของเชื้อเพลิงแช่แข็งการถูกทำให้ขยายโดยพลาสมาอิเล็กตรอนที่กระทบสามารถทำให้อยู่ในรูปความสัมพันธ์อย่างง่ายระหว่างอัตราการกัดกร่อนที่ผิว $\dot{r}_p$ ค่าประสิทธิภาพของรัศมี r_p ค่าความหนาแน่นของโมเลกุลไฮโดรเจนแข็ง n_m ค่าเลขมวลของสารเล็กร่อน A_p และค่าความหนาแน่นของพลาสมาพื้นหลัง n_e ค่าอุณหภูมิ T_e โดยมีค่าประมาณ [21, 25])

$$\dot{r} \equiv \frac{dr_p}{dt} \propto \frac{n_e^{1/3} T_e^{5/3}}{A_p^{1/3} n_m r_p^{2/3}} \quad (2.94)$$

$$n_m = 2.12 \times 10^{28} + 6.30 \times 10^{27} A_p - 8.66 \times 10^{26} A_p^2 m^{-3} \quad (2.95)$$

เพื่อให้่ายในการอินทิเกรต สมมติให้ค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนพลาสมาและค่าอุณหภูมิมีรูปแบบเป็น $n_e(x) = n_{e0}(1-x)^{\alpha n}$ และ $T_e(x) = T_{e0}(1-x)^{\alpha T}$ ตามลำดับ โดยที่ n_{e0} และ T_{e0} คือค่าการออกแบบที่มุมของพลาสมา $x = r/a_0$ คือตัวแปรไร้มิติเทียบกับรัศมีรองและค่า a_0 คือ ระยะทางจากมุมถึงใจกลางของพลาสมา โดยค่าของเวลาสามารถแทนที่โดยความสัมพันธ์ของตำแหน่งของเชื้อเพลิงแช่แข็งในพลาสมาโดยสมมติให้ความเร็วคงที่: $dt = -a_0 dx/v_p$ เมื่อ v_p คือความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็งซึ่งตั้งฉากกับพลาสมาที่ยิงจากใจกลางจากขอบด้านนอก (ซึ่งเป็นตำแหน่งที่ใช้โดยทั่วไปในการทดลอง) มีเพียงทางเดียวที่จะทราบค่าการทะลุทะลวงของการแช่แข็ง คือ การแปลงค่า dt ให้อยู่ในรูป dx แล้วอินทิเกรตตลอดช่วงระยะเวลาที่เชื้อเพลิงแช่แข็งอยู่ dr

รัศมีเริ่มต้นจาก 0 และ dx จากจุดที่เชื้อเพลิงแช่แข็งเริ่มเข้าสู่พลาสมาที่ x เท่ากับ 1 ถึง $1-\lambda/a_0$ เมื่อ λ คือระยะทางสุดท้ายที่เชื้อเพลิงแช่แข็งสามารถทะลุทะลวงเข้าไปได้) จะได้

$$\frac{\lambda}{a_0} \propto \left(\frac{v_p n_m A_p^{1/3} r_{p0}^{2/3}}{a_0 n_{e0} T_{e0}^{5/3}} \right)^{\beta_{ngs}} = (C_p v_p)^{\beta_{ngs}} \quad (2.96)$$

เมื่อ $\beta_{ngs} = 3/(3+\alpha_n+5\alpha_T)$ เราจึงนิยามค่ากลุ่มพารามิเตอร์ในวงเล็บเป็น $C_p v_p$ และสำหรับการเคลื่อนที่เชิงเส้นตรง ($\alpha_n = \alpha_T = 1$) $\beta_{ngs} \equiv 1/3$ จากข้อสังเกตของปาร์คและเทิร์นบูลการยิงจากจุดอื่นที่ไม่ได้ยิงจากจุดตรงกลางข้างนอก ก็สามารถหาค่าได้โดยการปรับปรุงค่าคุณสมบัติต่างๆทั้งมิติและความสัมพันธ์ระหว่างตำแหน่งของเชื้อเพลิงแช่แข็งและค่าพารามิเตอร์ของพลาสมา ซึ่งไม่ยากนักในการผสมผสานรายละเอียดกับแบบจำลองการเสียดร่อน

ในการวิเคราะห์ผลลัพธ์ของเครื่องปฏิกรณ์ ASDEX ปรีคและคณะ [45] โดยการจำกัดให้ $\alpha_n = \alpha_T = 1$ และค่าอุณหภูมิที่เพคสทอล $T_e(x)$ ที่เหมาะสมสำหรับการแสดงค่าที่ไม่ลึกเกินไปของการทะลุทะลวง ปรีคและคณะได้นิยามพารามิเตอร์ของกฎอัตราเป็น

$$Z \equiv \frac{d_p^{5/3} (mm) v_p (km/s)}{n_{e0}^{1/3} (10^{13} cm^{-3}) T_{e0}^{5/3} (keV)} \quad (2.97)$$

เมื่อค่า d_p เป็นค่าเส้นผ่านศูนย์กลางของเชื้อเพลิงแช่แข็ง Z คือค่าอย่างง่ายที่มีความเกี่ยวข้องกับค่า $C_p v_p$ ในหน่วย mks - keV โดยที่ $Z = 1.79 \times 10^{-21} a_0 C_p v_p$ เพราะว่าทั้ง JET และ ASDEX ใช้เชื้อเพลิงแช่แข็งที่ทำจากคิวเทอเรียม มีเพียงค่าที่แตกต่างกันคือ a_0 ใน $C_p v_p$ ค่าที่เพคสทอลที่มุ่มที่เป็นการทำให้สมดุลในการทะลุทะลวงสำหรับค่าโดยทั่วไปในการให้ความร้อนด้วยกระแสอิเล็กตรอนในโหมด H ของ ASDEX รูปแบบของการทะลุทะลวงโดนอาศัยแบบจำลองของปาร์คและเทิร์นบูล [25] ซึ่งได้จากปรีคและคณะคือ

$$\frac{\lambda_{0H}}{a_0} = 0.858Z^{1/3} - 0.085 \quad (2.98)$$

$$\frac{\lambda_{NBI}}{a_0} = 0.905Z^{1/3} - 0.176 \quad (2.99)$$

ตามลำดับโดยค่า $a_0 = 0.40$ m ถูกใช้ในการทำให้เป็นปกติในค่าการทะลุทะลวงของการใช้การแจกแจงของอิเล็กตรอนแบบแมกเวลล์จากพลาสมาพื้นหลังให้ค่าอัตราการเสียดสร่อนที่สูงขึ้นกว่าการใช้ค่าพลังงานเฉลี่ยเชิงเดี่ยว $3T_e/2$ เพราะว่าค่า $1/E$ ขึ้นอยู่กับค่าภาคตัดขวางของอิเล็กตรอนซึ่งมากกว่า 1 keV [19] การขยายแบบจำลอง NGS โดยการแจกแจงความเร็วของอิเล็กตรอนแบบแมกเวลล์จึงให้ค่าการทะลุทะลวงน้อยกว่าค่าจากการทดลอง มีการเพิ่มการปกคลุมที่สำคัญเข้าไปในแบบจำลองอีกแบบหนึ่ง โดยมีรูปแบบของก๊าซที่ถูกไอออนไนซ์ ถูกกักอยู่ที่ท่อที่ถัดจากเชื้อเพลิงแช่แข็งจึงเรียกแบบจำลองนี้ว่า แบบจำลองการปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลางและพลาสมา (NGPS) คุณลักษณะของแบบจำลองนี้ขาดความเป็นอิสระจากความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็งเพื่อที่จะแบ่งแยกความแตกต่างระหว่างแบบจำลอง NGS และ NGPS จึงเกิดแรงจูงใจที่ทำให้เกิดการทดลองที่ JET ประเทศอังกฤษ

กฎอัตราของค่าความลึกในการทะลุทะลวงในแบบจำลองปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลางและพลาสมา (NGPS) เมื่อการปกคลุมมีความสำคัญสามารถแสดงผ่านภาคตัดขวางการหยุดสำหรับพลังงานของอิเล็กตรอนในพลาสมาที่เย็นโดยการนิยามรัศมีของท่อพลาสมาที่เย็นผ่านความเข้มข้นและการไอออนไนซ์ [47] การอินทิเกรตเชิงเส้นของความหนาแน่นของพลาสมา (โดยการอินทิเกรตผ่านแกนของหลอดที่ต่อจากเชื้อเพลิงแช่แข็ง) ซึ่งต้องการเพื่อหยุดอิเล็กตรอนที่มีพลังงาน $E_e \propto T_e$ คือ $\int n_e dl \propto T_e^2$ จำนวนไอออนเย็นในหลอดให้มีค่าเป็น $A_c \int n_e dl$ ซึ่ง $A \equiv 2\pi r_c^2$ คือพื้นที่ภาคตัดขวางของหลอดรัศมี r_c จำนวนทั้งหมดของไอออนเย็นในหลอดสามารถเขียนได้อีกในรูปแบบหนึ่งเป็น $\dot{N} = n_m 4\pi r_D^2 \dot{r}$ และเวลาที่เชื้อเพลิงแช่แข็งที่ผ่านความเร็วของหลอดคือ $t_p = 2r_c/v_p$ อัตราการเสียดสร่อนที่ผิวของเชื้อเพลิงแช่แข็งจึงสามารถแสดงได้เป็น

$$\frac{dr_p}{dt} \propto \frac{v_p r_c T_e^2}{n_m r_p^2} \quad (2.100)$$

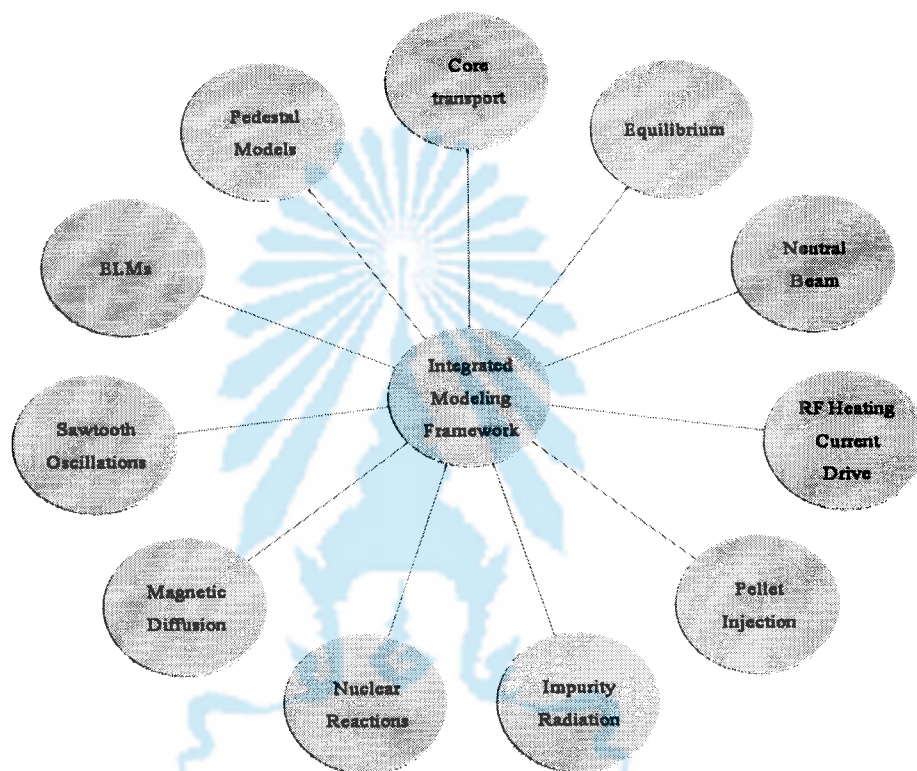
ความสัมพันธ์ระหว่างเวลาและตำแหน่งของเชื้อเพลิงแช่แข็งโดยที่เชื้อเพลิงแช่แข็งมีความเร็วคงที่จึงสามารถทำให้เป็นอิสระจากความเร็วเมื่อ $r_c \propto r_D$ และสมการที่ถูกอินทิเกรตสำหรับความหนาแน่นของอิเล็กตรอนและรูปแบบของอุณหภูมิสมมติให้เหมือนกับแบบจำลอง NGS กฎอัตราความลึกของการทะลุทะลวงจึงกลายเป็น

$$\frac{\lambda}{a_0} \propto \left(\frac{n_m r_{p0}^2}{a_0 T_{e0}^2} \right)^{\beta_{ps}} \quad (2.101)$$

เมื่อ $\beta_{ps} \equiv 1/(1+2\alpha_T)$ สำหรับรูปแบบของอุณหภูมิเชิงเส้นกฏอัตราของขนาดและอุณหภูมิของอิเล็กตรอนมีค่าใกล้เคียงกับค่าที่ได้จากแบบจำลอง NGS มาก มีทางเดียวที่จะให้กฏอัตราของความเร็วสามารถใช้ได้ผ่านแบบจำลองแบบ NGPS คือการให้ความเร็วขึ้นอยู่กับค่ารัศมีประสิทธิภาพของการกัก $r_c = r_c(v_p)$



2.12 โปรแกรมจำลองแบบในการทำนายผลแบบรวม



ภาพที่ 2.4 แผนภาพแสดงการทำงานของโปรแกรมจำลองแบบในการทำนายผลแบบรวม

แผนภาพอย่างง่ายอธิบายส่วนประกอบของแบบจำลองที่ถูกรวบรวมมาในภาพที่ 2.4 โดยพื้นฐานโปรแกรมทำนายผลแบบรวม รวบรวมโมดูลเกี่ยวกับฟิสิกส์ต่างๆ เช่น โมดูลการให้ความร้อนด้วยลำแสงที่เป็นกลาง โมดูลการให้ความร้อนด้วยคลื่นความถี่วิทยุ การเติมเชื้อเพลิงด้วยก๊าซที่เป็นกลาง การใช้เชื้อเพลิงแช่แข็ง โมดูลการส่งผ่านพลังงานหลัก โมดูลการแผ่รังสีของสารเจือปน ซึ่งแต่ละคอมดูลตอบสนองต่อวัตถุประสงค์เฉพาะ โมดูลเหล่านี้ส่งผลกระทบต่อแต่ละโมดูลด้วยการคำนวณที่ซับซ้อน โดยทั่วไปข้อมูลที่ป้อนเข้าไปสำหรับโปรแกรมจำลองแบบในการทำนายแบบรวมคือ ค่าพารามิเตอร์ที่ได้จากการทดลอง เช่น ค่าสนามแม่เหล็ก ค่าพลังงานในการให้ความร้อนทั้งหมด ค่ากระแสของพลาสมา ด้วยพารามิเตอร์ของพลาสมาเหล่านี้แปรผันตามเวลาของการจำลองแบบของพลาสมา ซึ่งถูกคำนวณตามโมดูลที่ถูกเลือก

2.12.1 โปรแกรม BALDUR คือรหัสภาษาทางคอมพิวเตอร์ที่เขียนโดยใช้ภาษาฟอร์แทรน ซึ่งเป็นโปรแกรมส่งผ่านแบบ 1.5 มิติ ออกแบบมาเพื่อจำลองแบบเพื่อการจำลองในช่วงเงื่อนไขกว้างของพลาสมา ในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบโทคาแมค โปรแกรม BALDUR สามารถประเมินค่าของอุณหภูมิของไอออน อิเล็กตรอน และความหนาแน่นของอนุภาคประจุตามเวลา (ขึ้นอยู่กับชนิดของไฮโดรเจน 2 ชนิด และสารเจือปน 4 ชนิด) ความหนาแน่นของพลาสมาแม่เหล็กในแนวโพลารอยด์ในรูปแบบของสนามแม่เหล็กที่ผิวรูปร่างของพลาสมาที่ผิวหาค่าได้โดยการแก้ปัญหาค่าที่ไม่สมมาตรของสมการสมดุลของแรงซึ่งค่าขอบเขตที่ได้มาอาจเปลี่ยนแปลงตามเวลา โปรแกรม BALDUR นำมาซึ่งรายละเอียดเกี่ยวกับการสลายของไฮโดรเจนที่เป็นกลางและการส่งผ่านสารเจือปน (ในรูปแบบที่เป็นกลาง) จากผนังของเครื่องปฏิกรณ์หรือจากแหล่งผลิตข้างใน ผลกระทบจากสารหลายชนิด (โดยการรวมการขยายลักษณะทางกายภาพชุดของอะตอมต่างๆ) หลากหลายรูปแบบของพลังงานที่ช่วยในการให้ความร้อน การเคลื่อนที่แบบเร็วของอนุภาคแอลฟา และการให้ความร้อนโดยปฏิกิริยาฟิวชัน ผลกระทบจากการอัดของพลาสมา การสูญเสียแบบริบเบิลและผลของฟิวตรงรอยต่อ ซึ่งมีหลากหลายแบบจำลอง การส่งผ่านให้เล็กลง ปัจจุบันใช้แบบจำลองการส่งผ่านจากทฤษฎีมัลติโหมด ยิ่งกว่านั้นยังมีวิธีการแก้ปัญหาลักษณะที่ส่งผลกระทบต่อความไม่สมมาตรในอัตราส่วนของความไม่เสถียรภาพที่สูง เช่น โหมดการสั่นแบบพินเลื้อย โหมดไฮบอนดุนิ่ง

บทที่ 3

วิธีดำเนินการวิจัย

โปรแกรม BALDUR ถูกใช้ในการจำลองแบบของระบบเดิมเชื้อเพลิงด้วยเชื้อเพลิงแช่แข็งโดยพารามิเตอร์ที่ใช้ในการออกแบบ ($R = 6.2$ m, $a = 2.0$ m, $I_p = 15$ MA, $B_T = 5.3$ T) ในแบบมาตรฐาน โหมด H หลังจากแบบจำลองการเสียดร่อนทั้งสองแบบ (NGS และ NPGS) ได้รับการติดตั้งหลังจากนั้นจึงมีการแปรค่ารัศมีและความเร็วของเชื้อเพลิงเพื่อศึกษาพฤติกรรมของพลาสมา และการเสียดร่อนที่เกิดขึ้นหลังจากใช้เชื้อเพลิงแช่แข็ง

3.1 การจำลองแบบโดยแบบจำลองการเสียดร่อนแบบปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลาง

การจำลองแบบโดยแบบจำลองการเสียดร่อนโดยปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลางถูกใช้ในการจำลองแบบในการยิงเชื้อเพลิงแช่แข็งโดยการใช้แบบจำลองการทะลุทะลวงรวมกับแบบจำลองการเสียดร่อนซึ่งมีแบบจำลองการปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลางสองแบบที่ใช้อย่างแพร่หลายแบบจำลองแบบแรกได้รับการพัฒนาโดยปาร์ค

$$\frac{dN}{dt} = 1.12 \times 10^{16} n_e^{0.333} T_e^{1.64} r_p^{1.33} M_i^{-0.333} \quad (3.1)$$

เมื่อ N , $n_e(\text{m}^{-3})$, $T_e(\text{eV})$, $r_p(\text{m})$ และ $M_i(\text{amu})$ คือจำนวนอนุภาคเชื้อเพลิงแช่แข็ง ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน, อุณหภูมิของอิเล็กตรอน, รัศมีของเชื้อเพลิง, เลขมวลของเชื้อเพลิงแช่แข็งตามลำดับ จำนวนอะตอมของในเชื้อเพลิงแช่แข็งสามารถแสดงได้เป็น

$$N = 2n_s \left(\frac{4\pi r_p^3}{3} \right) \quad (3.2)$$

เมื่อ n_s คือ ความหนาแน่นของโมเลกุลของไฮโดรเจนในสถานะของแข็ง ($n_s = 3.12 \times 10^{28} \text{m}^{-3}$)

แบบจำลองอีกแบบจำลองหนึ่ง คือ แบบจำลองที่ได้รับการพัฒนาโดยอูทฟีเป็นแบบจำลองแบบสองมิติ ซึ่งสมมติได้ให้พลังงานของอิเล็กตรอนและไอออน มีการแจกแจงแบบ

แมกเวลล์ รูปร่างของการเสียดคร่อนได้รับการปรับปรุงให้มีรูปร่างต่างจากแบบจำลองของปาร์ค โดยสามารถเขียนอยู่ในรูปกฎอัตราออกมาได้เป็น

$$\frac{dN}{dt} = 3.465 \times 10^{14} n_e^{0.453} T_e^{1.72} r_p^{1.443} M_i^{-0.283} \quad (3.3)$$

3.2 การจำลองแบบโดยแบบจำลองการเสียดคร่อนแบบปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลางและพลาสมา

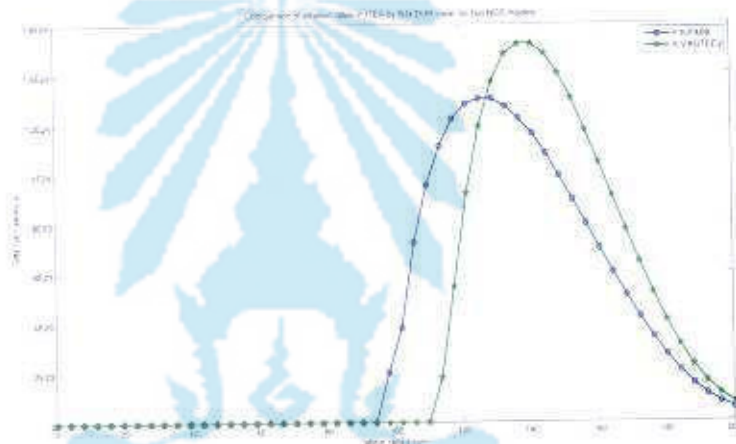
โปรแกรม BALDUR ได้ถูกใช้ในการจำลองแบบการเติมเชื้อเพลิงแช่แข็งด้วยแบบจำลองการทะลุทะลวง ร่วมกับแบบจำลองการเสียดคร่อน สารที่ถูกเสียดคร่อนที่ตกอยู่ภายใต้สนามแม่เหล็กได้ถูกนำมาคำนวณด้วย การขยายตัวแบบทรงกลมถูกแทนที่โดยแบบจำลองที่ประกอบไปด้วยสองส่วนคือ ส่วนที่เป็นทรงกลมวางอยู่ในท่อแบบหลอด ผลของสนามแม่เหล็กทำให้สารเสียดคร่อนส่วนถูกไอออนไนซ์ปกคลุมเชื้อเพลิงแช่แข็งอีกชั้นหนึ่งแบบจำลองเชื้อเพลิงแช่แข็งที่ปกคลุมด้วยก๊าซที่เป็นกลางและพลาสมาที่ใช้ในงานวิจัยนี้สามารถเขียนได้เป็น

$$\frac{dr_p}{dt} = 5.286 \times 10^{-18} \cdot B^{-0.02} [T] \cdot V_p^{0.05} [m/s] \cdot n_e^{0.57} [m^{-3}] \cdot T_e^{1.61} [eV] \cdot r_p^{-0.48} [m] \quad (3.4)$$

บทที่ 4

ผลและการอภิปรายผล

4.1 ผลและการอภิปรายผลการจำลองแบบจากการใช้แบบจำลองการเสียดร่อนแบบ NGS



ภาพที่ 4.1 การเปรียบเทียบอัตราการเสียดร่อนของแบบจำลอง NGS ของปาร์กและคูทิฟ

4.1.1 เปรียบเทียบผลจากการจำลองแบบของแบบจำลอง NGS 2 รูปแบบ เนื่องจากความแตกต่างของการมีเชิงของพลังงานทำให้รูปร่างของแบบจำลอง NGS ของทั้งปาร์กและคูทิฟแตกต่างกัน ดังแสดงในภาพที่ 4.1 แสดงให้เห็นว่าแบบจำลองคูทิฟที่ใช้การแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กตรอนแบบแมกเวลล์จากพลาสมาพื้นหลังซึ่งให้ค่าสูงกว่าแบบจำลองของปาร์กซึ่งสมมติให้พลังงานของอิเล็กตรอนแบบเชิงเดี่ยวให้ค่าการเสียดร่อนที่สูงกว่า และจากการจำลองแบบแสดงให้เห็นว่าการทะลุทะลวงของเชื้อเพลิงแข็งที่ใช้แบบจำลองของคูทิฟทะลุทะลวงเข้าไปได้น้อยกว่าแบบจำลองของปาร์กระยะห่างระหว่างจุดสูงสุดของอัตราการเสียดร่อนห่างกันประมาณ 15% ในส่วนของการลดลงของอุณหภูมิของพลาสมาและการเพิ่มขึ้นของความหนาแน่นของพลาสมาแบบจำลองทั้งสองที่ให้ค่าที่ใกล้เคียงกัน แต่ในส่วนรูปร่างของกราฟของอัตราการเสียดร่อนค่อนข้างต่างกัน อัตราส่วนการเสียดร่อนของคูทิฟสูงกว่าปาร์กประมาณสองเท่าและค่อนข้างชันในช่วงสุดท้ายแม้ว่าพื้นที่ใต้กราฟทั้งสองมีขนาดเท่ากันสอดคล้องกับข้อเท็จจริงที่ว่าจำนวนอนุภาคจะตกอยู่ภายใต้กฎการอนุรักษ์ไม่ว่าจะใช้แบบจำลองการเสียดร่อนแบบไหนในการ

คำนวณสำหรับ เชื้อเพลิงแช่แข็งชนิดเดียวกันในพลาสมาเดียวกัน อย่างไรก็ตามแบบจำลองของ ปาร์ค ค่อนข้างสอดคล้องกับผลการทดลองแม้ว่ามีหลายส่วนที่เกี่ยวข้องในกระบวนการเสียดร่อน ไม่ได้ถูกนำมาใช้คำนวณ [32]

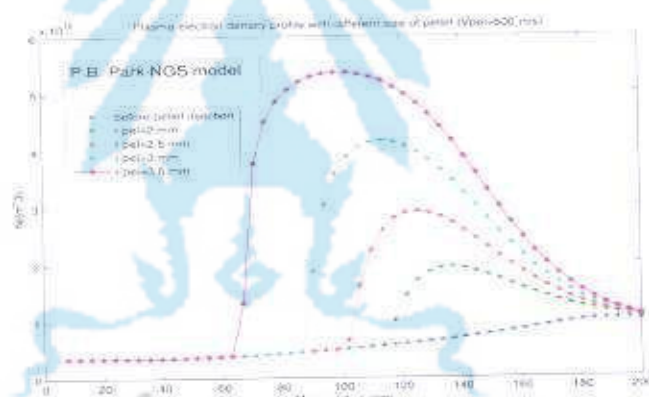
มีความเป็นไปได้อย่างหนึ่งคือเนื่องจากกลุ่มของประจุไฟฟ้าที่มีประจุลบได้ปกคลุม เชื้อเพลิงแช่แข็งและลดการพลังงานของอิเล็กตรอนที่มากกระทบความหนาแน่น n_∞ และฟลักซ์ ความร้อน ($\sim T_\infty$) ด้วยตัวประกอบของโบสมานซ์ $e^{-e\phi/T_\infty}$ เมื่อ T_∞ คืออุณหภูมิของพลาสมา อิเล็กตรอน และค่าพลังงานศักย์ที่ทำให้มีค่าเป็นปกติและลดลง [10, 11] ในส่วนที่กลุ่มหมอกที่เย็น และพลาสมาที่มีอุณหภูมิสูงกระทบกันคือ $e\phi/T_\infty = 1.8 - 2$ ดังนั้นค่าจำกัดของฟลักซ์ ที่เหมาะสม กับอัตราการเสียดร่อนคือ $e^{1.8}$ ถึง e^2 หรือ $0.135 - 0.165$ ค่าความถูกต้องของโบสมานซ์ซึ่งใช้ กับความหนาแน่นและฟลักซ์ความร้อนนั้นสัมพันธ์กับการแจกแจงของแบบแมกเวลล์สำหรับการ ทำให้เป็นปกติของการแจกแจงของพลังงานไม่ได้ถูกรบกวนโดยการลดลงของพลังงานศักย์ เพราะว่ากฎอัตราการเสียดร่อนเพิ่มขึ้นได้เป็น $n^{1/3}$ ดังนั้นอัตราการเสียดร่อนจึงลดลงด้วยตัว ประกอบ $e^{-e\phi/3T_\infty} = 0.51 - 0.55$ อันซึ่งอธิบายได้ว่าตัวประกอบยกกำลังประมาณ ~ 2 ในทำนอง เดียวกัน ค่าความดันที่ผิวของเชื้อเพลิงแช่แข็งแปรผันตาม $n^{2/3}$ จึงถูกทำให้ลดลงด้วยค่า $e^{-2e\phi/3T_\infty} = 0.26 - 0.30$ จึงสามารถแสดงการขยายความสัมพันธ์ของแบบจำลองของปาร์คโดย อาศัยการกระทบของพลังงานแบบแมกเวลล์ ผลกระทบจากความร้อนจากประจุไฟฟ้าให้อยู่ในรูป รัศมี r_p ของอัตราการลดลงของมวลได้เป็น [48]

$$G = \frac{1.36 \times 10^{-8} A^{2/3} r_p^{4/3} n_\infty^{1/3} T_\infty^{11/6}}{\ln(2T_\infty / I^*)^{2/3}} \quad (\text{g/s}) \quad (4.1)$$

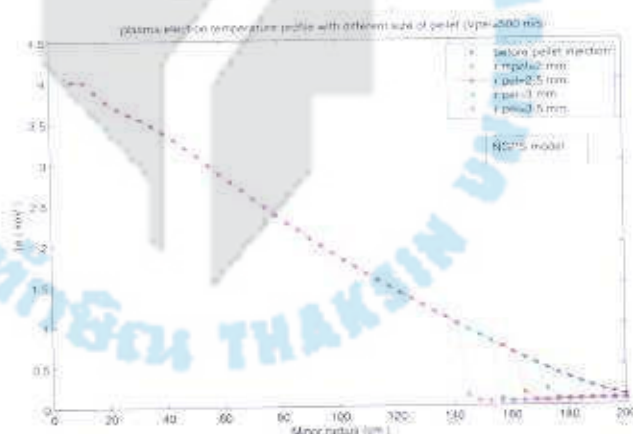
ซึ่ง A คือ มวลอะตอมในหน่วย amu ($A=2.014$ สำหรับเชื้อเพลิงแช่แข็งที่เป็นคิวเทอ เรียม) $I^* = 7.5 \text{ eV}$ คือค่าเฉลี่ยของพลังงานกระตุ้นของไฮโดรเจนอะตอม T_∞ และ n_∞ คือ อุณหภูมิและความหนาแน่นของพลาสมา โดยที่หน่วยที่ใช้คือ cgs eV ค่าคงที่เชิงตัวเลขของค่าคงที่ การเสียดร่อน ที่สามารถหาได้จาก [48] ซึ่งได้รวบรวมค่าที่ได้จากการทดลองจากเครื่องโทคาแมค หลายๆเครื่องเพื่อหาค่าอัตราการเสียดร่อน

โดยทั่วไปเชื้อเพลิงแช่แข็งจะอยู่ในรูปทรงลูกเต๋าหรือรูปทรงกระบอก แต่เมื่อผ่านไป ใน ท่อก็จะเกิดการเสียดสีจนเหลี่ยมมุมต่างๆหายไปทำให้มีรูปร่างใกล้เคียงกับทรงกลม ในแบบจำลอง ของการเสียดร่อนโดยทั่วไปจะใช้รัศมีของเชื้อเพลิงที่มีรูปร่างเป็นแบบทรงกลมซึ่งมีค่าเป็น $r_p = (3/16)^{1/3} D$ ในการแปลงค่าอัตราการลดลงของมวล G ไปเป็น dN/dt (atoms/s) สามารถ ทำได้โดยให้ $dN/dt = N_A G / A$ เมื่อ N_A คือ ตัวเลขอวกาโดร

4.1.2 ผลการจำลองแบบโดยการแปรค่ารัศมีของเชื้อเพลิงแข็ง ในการจำลองแบบนี้จะมีการศึกษาค่าความหนาแน่น ของอิเล็กตรอนและอุณหภูมิของพลาสมา โดยใช้เชื้อเพลิงแข็งที่เกิดจากผิวเทอเรียลที่ความเร็ว m/s และมีรัศมีที่แตกต่างกันคือ 2, 2.5, 3, 3.5 mm โดยภาพที่ 4.2 และภาพที่ 4.3 แสดงความหนาแน่นของอิเล็กตรอนและอุณหภูมิของพลาสมาระหว่างการเติมเชื้อเพลิงแข็งที่มีขนาดของรัศมีต่างกัน จากการจำลองแบบแสดงให้เห็นได้ว่าเมื่อรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งเพิ่มขึ้น ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนหลังจากเติมเชื้อเพลิงแข็งมีค่าเพิ่มขึ้น ในขณะที่อุณหภูมิของพลาสมาจะลดลงเนื่องมาจากอุณหภูมิที่ค่อนข้างต่ำของเชื้อเพลิงแข็ง อย่างไรก็ตามเชื้อเพลิงแข็งสามารถทะลุทะลวงเข้าไปได้ไกลยิ่งขึ้น เมื่อเพิ่มขนาดรัศมีเนื่องพลังงานจลน์ของเชื้อเพลิงแข็งมีค่ามากขึ้น

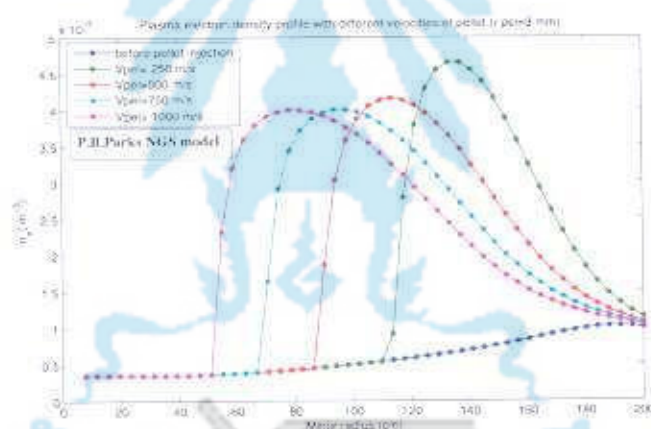


ภาพที่ 4.2 ผลกระทบของรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งที่มีต่อความหนาแน่นของพลาสมาอิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGS ของปาร์ก

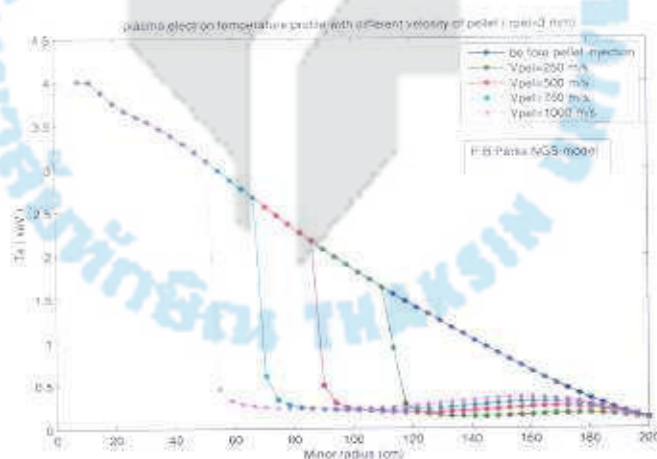


ภาพที่ 4.3 ผลกระทบของรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งที่มีต่ออุณหภูมิของพลาสมาอิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGS ของปาร์ก

4.1.3 ผลการจำลองแบบโดยการแปรค่าความเร็วของเชื้อเพลิงแข็งแข็ง ในการจำลองแบบนี้จะมีการศึกษาค่าความหนาแน่นและอุณหภูมิของพลาสมาอิเล็กตรอน โดยที่ใช้เชื้อเพลิงแข็งแข็งที่ทำจากคิวเทอริยมที่รัศมี 3 มม. จะถูกทำให้มีความเร็วในการเดินเชื้อเพลิงที่ 250, 500, 750, 1,000 m/s. ภาพที่ 4.4 และภาพที่ 4.5 แสดงความหนาแน่นของอิเล็กตรอนของพลาสมาระหว่างที่เดินเชื้อเพลิงแข็งแข็งด้วยความเร็วที่ต่าง ๆ กัน จากการจำลองแบบจะแสดงให้เห็นได้ว่าเมื่อความเร็วของเชื้อเพลิงแข็งแข็งเพิ่มขึ้นความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในพลาสมาค่อนข้างคงที่ แต่อุณหภูมิของพลาสมาจะลดลงเนื่องมาจากอุณหภูมิที่ต่ำของเชื้อเพลิงแข็งแข็ง อย่างไรก็ตามเมื่อความเร็วของเชื้อเพลิงแข็งแข็งเพิ่มขึ้นเชื้อเพลิงแข็งแข็งสามารถทะลุทะลวงเข้าไปได้ลึกยิ่งขึ้นเนื่องจากมีพลังงานจลน์ที่เพิ่มขึ้น

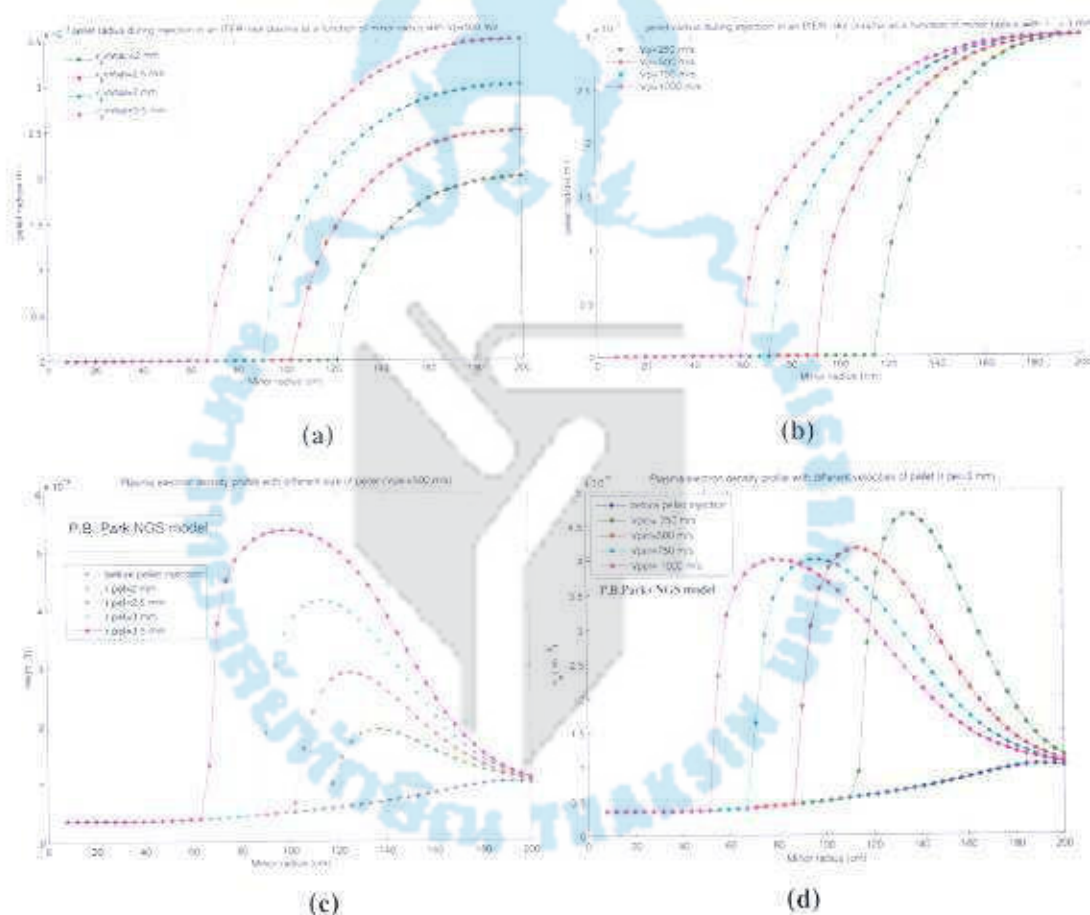


ภาพที่ 4.4 ผลกระทบของความเร็วของเชื้อเพลิงแข็งแข็งที่มีต่อความหนาแน่นของพลาสมาอิเล็กตรอนจากการจำลองแบบ โดยใช้แบบจำลอง NGS ของปาร์ค



ภาพที่ 4.5 ผลกระทบของความเร็วของเชื้อเพลิงแข็งแข็งที่มีต่ออุณหภูมิของพลาสมาอิเล็กตรอนจากการจำลองแบบ โดยใช้แบบจำลอง NGS ของปาร์ค

4.1.4 ความสัมพันธ์ระหว่างรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งกับอัตราการเสียดร่อนแบบจำลองของปาร์คโดยการแปรค่าขนาดและความเร็วของเชื้อเพลิงแข็ง ภาพที่ 4.6(a) แสดงความสัมพันธ์ระหว่างรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งและอัตราการเสียดร่อน ในส่วนนี้รัศมีของเชื้อเพลิงแข็งแข็งจะใช้เดิมเชื้อเพลิงผ่านพลาสติกที่จุดต่างๆจากขอบด้านนอกได้ถูกศึกษาโดยการแปรค่ารัศมี 2, 2.5, 3 และ 3.5 mm และความเร็วคงที่ 500 m/s โดยเชื้อเพลิงแข็งแข็งที่ทำจากคิวเทอริยมภาพที่ 4.6(b) แสดงการเติมเชื้อเพลิงแข็งแข็งโดยความเร็วที่แตกต่างกัน 250, 500, 750, 1,000 m/s โดยที่รัศมีของเชื้อเพลิงแข็งแข็งคงที่ 3 mm จากข้อมูลในตารางที่ 4.1 และ 4.2 ตำแหน่งที่เกิดความหนาแน่นของอิเล็กตรอนที่เกิดสูงสุด ซึ่งจะมีอัตราการเสียดร่อนเกิดสูงสุดเมื่อรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งแข็งลดลงเหลือประมาณ 63.2% โดยไม่ขึ้นอยู่กับความเร็วและขนาดของเชื้อเพลิงแข็งแข็งที่ใช้



ภาพที่ 4.6 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งแข็งและอัตราการเสียดร่อนสูงสุด ระหว่างเคลื่อนที่ผ่านรัศมีของโทคาแมค

จะได้

$$\frac{dN_{\max}}{dt} = 1.12 \times 10^{16} \times T_e^{1.64} n_e^{0.333} r_p^{1.333} M_i^{-0.333} \quad \text{when } r_p = 0.632 r_{p0} \quad (4.2)$$

จากเงื่อนไขเหล่านี้จึงสามารถหาตำแหน่งของจุดที่เกิดอัตราการเสียดกร่อนสูงสุดได้โดย
การอินทิเกรตสมการ 2.94 จะได้

$$\int_{r=0.632r_{p0}}^0 r_p^{2/3} dr_p = \int_1^{1-\lambda/a_0} 5.58 \times 10^{-14} n_e^{1/3} T_e^{5/3} (-a_0 dx/v_p) \quad (4.3)$$

ตารางที่ 4.1 ความสัมพันธ์ระหว่างรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งและความหนาแน่นอิเล็กตรอนสูงสุด
ขณะที่เชื้อเพลิงแข็งมีความเร็วคงที่

ความเร็วต้น (m/s)	รัศมีเริ่มต้น (mm)	รัศมีขณะเกิดอัตรา การเสียดกร่อนสูงสุด (mm)	$\frac{r_{\text{initial}}}{r_{\text{peak}}}$	ความหนาแน่นของ อิเล็กตรอนสูงสุด (m ⁻³)	ตำแหน่งที่เกิดอัตรา การเสียดกร่อนสูงสุด (minor radius cm)
500	3.5	2.22	0.634	5.25x10 ¹⁹	100
500	3.0	1.90	0.633	4.25x10 ¹⁹	114
500	2.5	1.58	0.632	3.00x10 ¹⁹	125
500	2.0	1.26	0.630	2.00x10 ¹⁹	135

ตารางที่ 4.2 ความสัมพันธ์ระหว่างรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งและความหนาแน่นอิเล็กตรอนสูงสุด
ขณะที่เชื้อเพลิงแข็งมีรัศมีคงที่

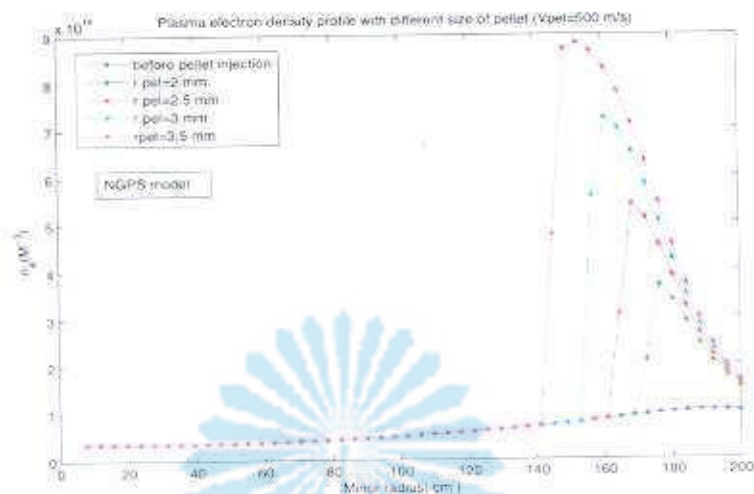
ความเร็วต้น (m/s)	รัศมีเริ่มต้น (mm)	รัศมีขณะเกิดอัตรา การเสียดกร่อนสูงสุด (mm)	$\frac{r_{\text{initial}}}{r_{\text{peak}}}$	ความหนาแน่นของ อิเล็กตรอนสูงสุด (m ⁻³)	ตำแหน่งที่เกิดอัตรา การเสียดกร่อนสูงสุด (minor radius cm)
250	3.0	1.95	0.650	4.60 x10 ¹⁹	137
500	3.0	1.90	0.633	4.25x10 ¹⁹	114
750	3.0	1.88	0.626	4.10x10 ¹⁹	92
1000	3.0	1.86	0.620	4.10x10 ¹⁹	76

4.2 ผลและอภิปรายผลการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลองการเสียดคร่อนแบบ NGPS

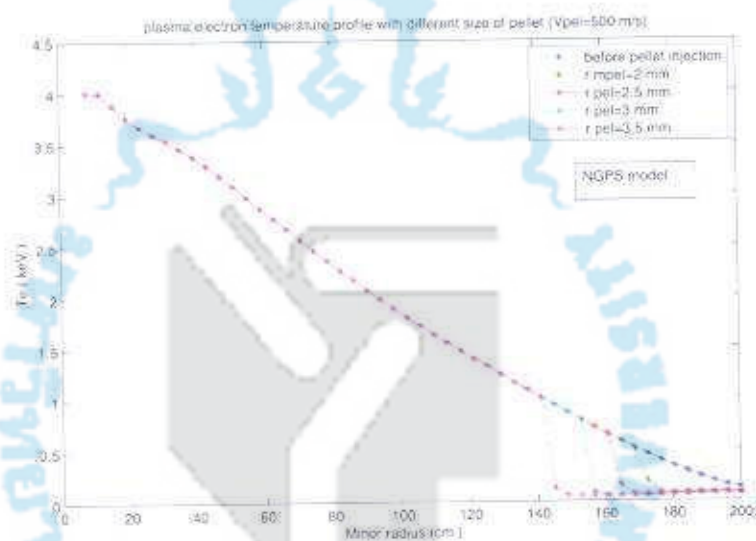
เป็นที่ทราบกันดีว่าแบบจำลอง NGPS เป็นแบบจำลองที่มีความซับซ้อนและยุ่งยากค่อนข้างมาก โดยทั่วไปแล้วแบบจำลอง NGPS จะอธิบายการเสียดคร่อนที่เกิดขึ้นจากการทำอันตรกิริยา อันเนื่องมาจากพลาสมาและสนามแม่เหล็กที่เกิดขึ้น และการแจกแจงแบบแมกเวลล์ของพลังงานอิเล็กตรอน เมื่อเทียบกับแบบจำลอง NGS แล้ว แบบจำลอง NGPS จะมีรายละเอียดทางฟิสิกส์เกี่ยวกับ ฟลักซ์ความร้อนที่กระทบต่อเม็ดเชื้อเพลิงมากกว่า ผลลัพธ์ที่ได้จากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGPS ด้วยโปรแกรม BALDUR โดยมีรายละเอียดดังต่อไปนี้

4.2.1 ผลการจำลองแบบโดยการแปรค่ารัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็ง ในการจำลองแบบนี้จะมีการศึกษาค่าความหนาแน่น ของอิเล็กตรอนและอุณหภูมิของพลาสมา โดยที่ใช้เชื้อเพลิงแช่แข็งที่เกิดขึ้นจากคิวเทอเรียมที่ความเร็ว m/s และมีรัศมีที่แตกต่างกันคือ 2, 2.5, 3, 3.5 mm โดยภาพที่ 4.7 และภาพที่ 4.8 แสดงความหนาแน่นของอิเล็กตรอนและอุณหภูมิของพลาสมาระหว่างการเติมเชื้อเพลิงแช่แข็งที่มีขนาดของรัศมีต่างกัน จากการจำลองแบบแสดงให้เห็นได้ว่าเมื่อรัศมีของเชื้อเพลิงแช่แข็งเพิ่มขึ้น ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนหลังจากเติมเชื้อเพลิงแช่แข็งมีค่าเพิ่มขึ้น ในขณะที่อุณหภูมิของพลาสมาจะลดลงเนื่องจากอุณหภูมิที่ค่อนข้างต่ำของเชื้อเพลิงแช่แข็ง อย่างไรก็ตามเชื้อเพลิงแช่แข็งสามารถทะลุทะลวงเข้าไปได้ไกลยิ่งขึ้น เมื่อเพิ่มขนาดรัศมีเนื่องจากพลังงานจลน์ของเชื้อเพลิงแช่แข็งมีมากขึ้น ซึ่งผลที่ได้รับคล้ายกับแบบจำลองแบบ NGS แต่ระยะการทะลุทะลวงที่เกิดขึ้นน้อยกว่าแบบจำลองแบบ NGS

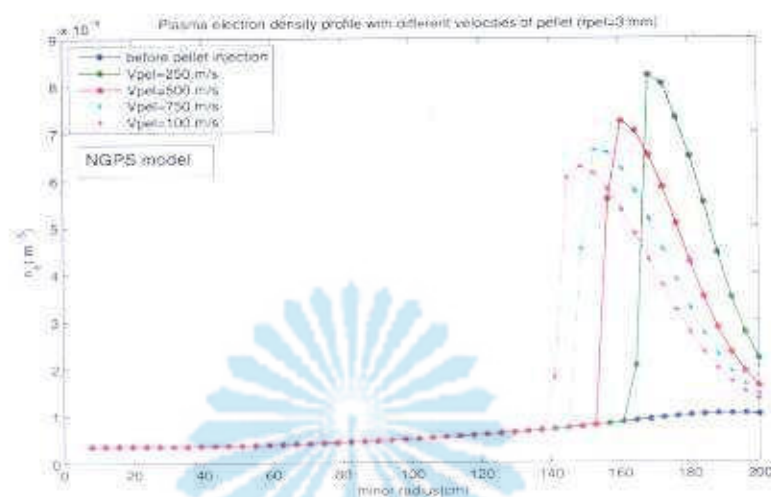
4.2.2 ผลการจำลองแบบโดยการแปรค่าความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็ง ในการจำลองแบบนี้จะมีการศึกษาค่าความหนาแน่นและอุณหภูมิของพลาสมาอิเล็กตรอน โดยที่ใช้เชื้อเพลิงแช่แข็งที่ทำจากคิวเทอเรียมที่รัศมี 3 มม.จะถูกทำให้มีความเร็วในการเติมเชื้อเพลิงที่ 250, 500, 750, 1,000 m/s ภาพที่ 4.9 และภาพที่ 4.10 แสดงความหนาแน่นของอิเล็กตรอนของพลาสมาระหว่างที่เติมเชื้อเพลิงแช่แข็งด้วยความเร็วที่ต่างกัน จากการจำลองแบบจะแสดงให้เห็นได้ว่าเมื่อความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็งเพิ่มขึ้นความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในพลาสมาค่อนข้างคงที่ แต่อุณหภูมิของพลาสมาจะลดลงเนื่องจากอุณหภูมิที่ต่ำของเชื้อเพลิงแช่แข็ง อย่างไรก็ตามเมื่อความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็งเพิ่มขึ้นเชื้อเพลิงแช่แข็งสามารถทะลุทะลวงเข้าไปได้ลึกยิ่งขึ้นเนื่องจากพลังงานจลน์ที่เพิ่มขึ้นแต่ระยะการทะลุทะลวงที่เกิดขึ้นน้อยกว่าแบบจำลองแบบ NGS



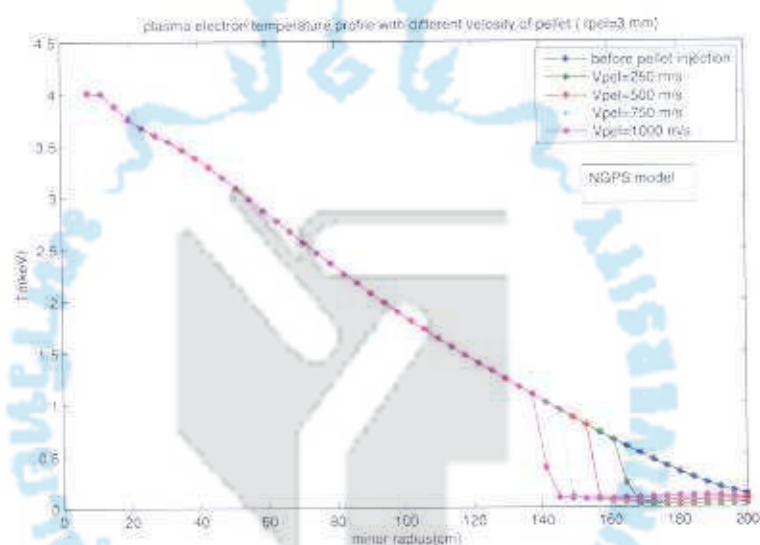
ภาพที่ 4.7 ผลกระทบของรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งที่มีผลกระทบต่อความหนาแน่นของพลาสมาอิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGPS



ภาพที่ 4.8 ผลกระทบของรัศมีของเชื้อเพลิงแข็งที่มีผลกระทบต่ออุณหภูมิของพลาสมาอิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGPS



ภาพที่ 4.9 ผลกระทบของความเร็วของเชื้อเพลิงแข็งที่มีผลกระทบต่อความหนาแน่นของพลาสมาอิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGPS



ภาพที่ 4.10 ผลกระทบของความเร็วของเชื้อเพลิงแข็งที่มีผลกระทบต่ออุณหภูมิของพลาสมาอิเล็กตรอนจากการจำลองแบบโดยใช้แบบจำลอง NGPS

บทที่ 5

สรุปและข้อเสนอแนะ

โดยภาพรวมแล้วผลจากการใช้การจำลองแบบของแบบจำลองทั้งสองรูปแบบที่มีรูปแบบการเสียดร่อนที่แตกต่างกัน คือ แบบ NGS และ NGPS โดยการแปรค่าทั้งขนาดเม็ดเชื้อเพลิงและความเร็วจะเห็นได้อย่างชัดเจนว่าการยิงเม็ดเชื้อเพลิงคิวเทอเรียม สามารถเพิ่มความหนาแน่นให้กับพลาสมา นั้นหมายถึงวิธีการเติมเชื้อเพลิงโดยใช้เชื้อเพลิงแบบแช่แข็งทำให้เกิดประสิทธิภาพของพลาสมาดีขึ้น

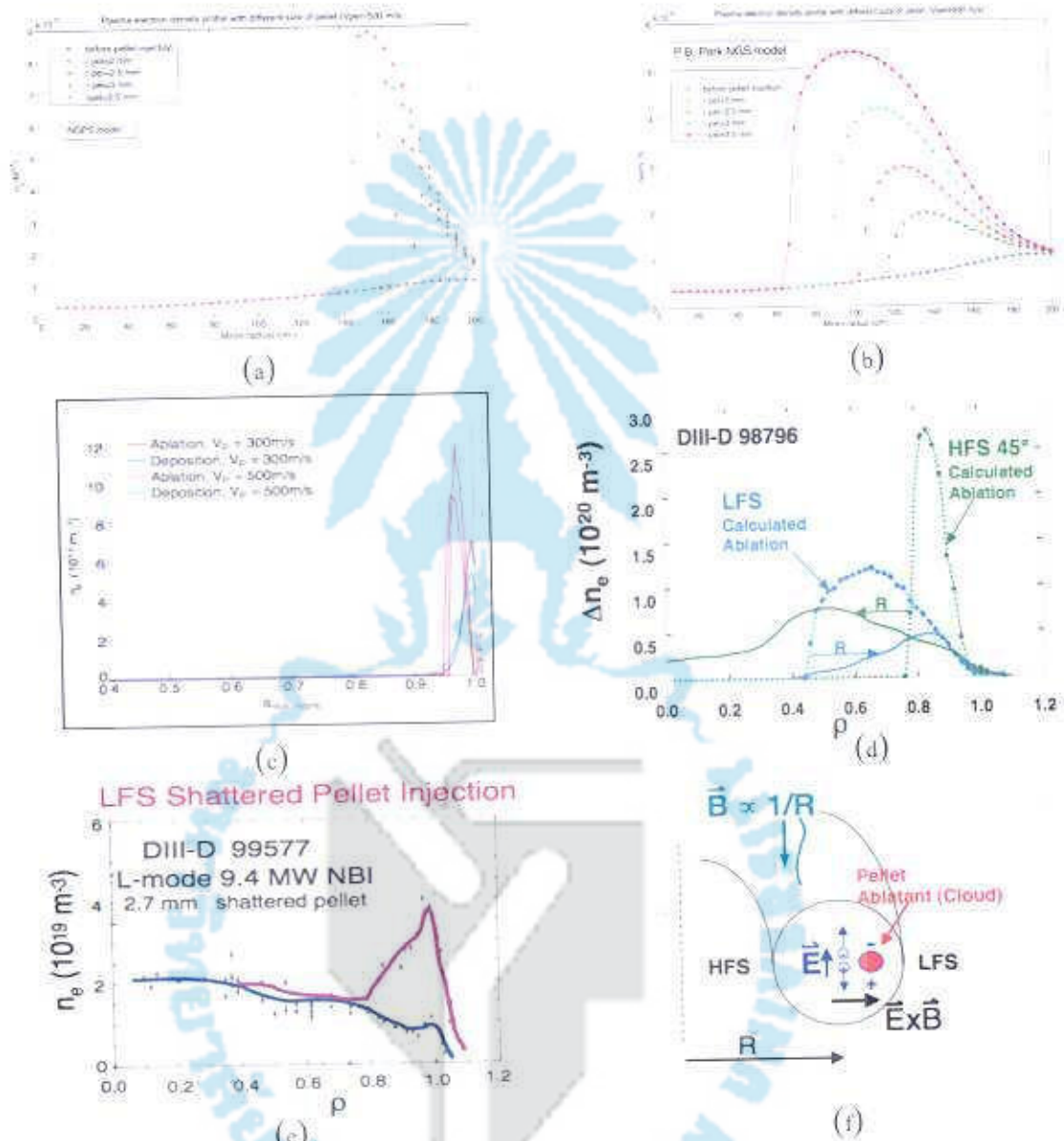
5.1 ผลกระทบของขนาดและความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็งที่มีต่อแบบจำลอง

จากการจำลองแบบแสดงให้เห็นในแนวทางเดียวกันทั้งสองแบบจำลองในส่วนของความสัมพันธ์ของขนาดของเชื้อเพลิงแช่แข็งและความเร็วเมื่อขนาดของเชื้อเพลิงแช่แข็งที่ใช้มีขนาดใหญ่ขึ้น ความหนาแน่นของพลาสมาอิเล็กตรอนก็จะเพิ่มขึ้นหลังจากเชื้อเพลิงแช่แข็งได้ถูกเติมลงไปในการปฏิกรณ์ในส่วนของความเร็วนั้น เมื่อความเร็วของเชื้อเพลิงแช่แข็งเพิ่มขึ้นเชื้อเพลิงแช่แข็งก็จะทะลุทะลวงเข้าไปในพลาสมาได้ลึกขึ้นเนื่องจากพลังงานจลน์ที่เพิ่มขึ้น ส่วนอุณหภูมิของพลาสมาอิเล็กตรอนนี้จะลดลงเมื่อเชื้อเพลิงแช่แข็งถูกใช้ จากการพิจารณาผลของการจำลองแบบเชื้อเพลิงแช่แข็ง ขนาดความเร็วในการเติม 500 m/s เป็นขนาดที่เหมาะสมที่สุดที่ควรนำมาใช้ในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบโทคาแมค ITER เพราะสามารถช่วยเพิ่มความหนาแน่นของพลาสมาและอุณหภูมิของพลาสมาอิเล็กตรอนลดลงไม่มากนัก

5.2 การทะลุทะลวงและรูปร่างของโปรไฟล์อัตราการเสียดร่อนที่มีต่อแบบจำลอง

จากผลการจำลองแบบรูปร่างของอัตราการเสียดร่อนและระยะการทะลุทะลวงของเชื้อเพลิงแช่แข็งของแบบจำลองการเสียดร่อนทั้งสองแบบให้ผลแตกต่างกัน การทะลุทะลวงจากแบบจำลอง NGS ค่อนข้างจะสอดคล้องกับผลการทดลองแต่อย่างไรก็ตามรูปร่างโปรไฟล์ของอัตราการเสียดร่อนแบบ NGPS สามารถเข้ากันได้ดีกับผลการทดลองดังนั้นแบบจำลองที่เหมาะสมน่าจะเกิดจากการรวมกันของข้อได้เปรียบของแบบจำลองทั้งสองแบบนี้และแบบจำลองที่พัฒนาขึ้นมาใหม่ควรจะรวมเอาผลจากการเลื่อนตำแหน่งเนื่องจากความหนาแน่นของสนามแม่เหล็กที่ไม่

นำมาเสนอ เพื่อที่จะให้ได้แบบจำลองที่สอดคล้องกับผลการทดลองมากที่สุด (สามารถดูผลการจำลองแบบ NGS, NGPS และผลจากการทดลองได้ในภาพที่ 5.1)



ภาพที่ 5.1 ผลของการเสียดกร่อนจากการจำลองแบบและการทดลอง

- (a) ความหนาแน่นของพลาสมาอิเล็กตรอนที่คำนวณได้จากแบบจำลอง LFS NGPS BALDUR
- (b) ความหนาแน่นของพลาสมาอิเล็กตรอนที่คำนวณได้จากแบบจำลอง LFS NGS BALDUR
- (c) การเลื่อนตำแหน่งของเชื้อเพลิงแข็งแข็งที่ความเร็วแตกต่างกันที่คำนวณได้จากแบบจำลอง LFS NGPS JETTO

- (d) การเลื่อนตำแหน่งของเชื้อเพลิงแข็งจากการคำนวณ เทียบกับผลการทดลองในเครื่องปฏิกรณ์ DIII-D
- (e) ผลจากการทดลองเดิมเชื้อเพลิงแข็งจาก LFS ในเครื่องปฏิกรณ์ DIII-D
- (f) ผลจากการเลื่อนตำแหน่งโดยอิทธิพลของ $\vec{E} \times \vec{B}$



บรรณานุกรม



บรรณานุกรม

1. The United Nations. Retrieved December 15, 2009, from <http://www.un.org>.
2. U.S. Energy Information Administration (EIA). Retrieved December 15, 2009, from <http://www.eia.doe.gov/emeu/international/contents.html>.
3. Stoft S., et al. Retrieved December 14, 2009, from <http://zfacts.com/>.
4. Campbell, C.J., Laherrère J.H. (1998). "The end of cheap oil," Sci Am. 278 (3), 60-65.
5. International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER). Retrieved December 15, 2009, from <http://www.iter.org>.
6. Conn, R.W. et al. (1990). "Economic safety and environmental prospects of fusion reactors," Nucl. Fusion. 30(9), 1919-1934.
7. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik. Retrieved December 17, 2009, from http://www.ipp.mpg.de/de/for/projekte/w7x/for_proj_w7x.html.
8. Princeton Plasma Physics Laboratory. Retrieved January 3, 2010, from <http://www.pppl.gov>.
9. Karlsruhe Institute of Technology. Retrieved January 3, 2010, from <http://iwrwww1.fzk.de/summerschool-fusion/>.
10. Kaufmann, M. (1986). "Review on pellet fuelling," Plasma Phys. Control. Fusion. 28(9), 1341-1352.
11. Lengyel, L.L. (1989). "Conference and Symposium: Pellet. Injection and Toroidal Confinement," Nucl. Fusion. 29(1), 325- 337.
12. Chang, C.T. et al. (1991). "Pellet-plasma interactions in tokamaks," Phys. Rep. 4(1), 143-145.
13. Nagami, M. (1993). "Pellet injection," Nucl. Fusion. 33(1), 1583-1587.
14. Milora, S.L., et al. (1995). "Pellet fuelling," Nucl. Fusion. 35(6), 657-754.
15. Milora, S.L. (1981). "Review of Pellet Fueling," J Fusion Energ. 1(1), 15-48.
16. Milora, S.L. (1989). "Review of Hydrogen Pellet Injection. Technology for Plasma Fueling Applications," J. Vac. Sci. Technol. 7(1), 925-928.
17. Combs, S.K. (1993). "Pellet injection technology," Rev Sci. Instrum. 64(8), 1679-1698.
18. Chang, C.T. et al. (1980). "The feasibility of pellet re-fuelling of a fusion reactor," Nucl. Fusion. 20(2), 859-893.

19. Parks, P.B., Turnbull, R.J. (1978). "Effect of transonic flow in ablation cloud on the lifetime of a solid hydrogen pellet in a plasma," Phys. Fluids. 21(3), 1735-1741.
20. Foster, C.A., et al. (1977). "ORNL Neutral Gas Shielding Model for Pellet-Plasma Interactions," Oak Ridge Natl Lab. Rep. ORNL/TM-5776.
21. Milora, S.L., Foster, C.A. (1978). "Pellet Fueling Development at Oak Ridge National Laboratory," IEEE Trans. Plasma Sci. 6(1), 578.
22. Houlberg, W.A., et al. (1979). "PELLET -A Computer Routine for Modeling Pellet Fueling in Tokamak Plasmas," Oak Ridge Natl Lab. Rep. ORNL/TM-6549.
23. Milora, S.L. (1983). "New Algorithm for Computing the Ablation of Hydrogenic Pellets in Hot Plasmas," Oak Ridge Natl Lab. Rep. ORNL/TM-8616.
24. Parks, P.B., et al. (1977). Nucl. Fusion. 17(1), 539.
25. Parks, P.B., Turnbull, R.J. (1978). "Effect of transonic flow in ablation cloud on the lifetime of a solid hydrogen pellet in a plasma," Phys. Fluids. 21(3), 1735-1741.
26. Felber, F.S., et al. (1979). "Effects of atomic processes on fuel pellet ablation in a thermonuclear plasma," Nucl. Fusion. 19, 1061-1072.
27. Parks, P.B. (1977). "Model of an Ablating Solid Hydrogen Pellet in a Plasma. Thesis PhD," Urbana Champaign : Univ. of Illinois.
28. Kuteev, B.V., Umov, A.P., Tsandin, L.D. (1985). "Two-dimensional kinetic model for the evaporation of hydrogen pellets in a tokamak," Sov. J. Plasma Phys. 11(4), 236-240.
29. Pegourie, B., M, Dubois. (1989). Nucl. Fusion. 29, 745.
30. Kuteev, B.V., et al. (1984). Sov. J. Plasma Phys. 10, 675.
31. Chang, C.T., Hansen, F.R. (1987). "In Controlled Fusion and Plasma Physics," Eur. Phys. 11(111), 1208.
32. Ishizaki, R., et al. (2004). "Nonspherical ablation flow (axial symmetry)," J. Plasma Phys. 11, 236.
33. MacAulay, A.K. (1994). "Geometrical, kinetic and atomic physics effects in a two dimensional time dependent fluid simulation of ablating fuel pellets," Nucl. Fusion. 34(1), 43-62.
34. Rozhansky, V.A. (1989). Sov. J. Plasma Phys. 15, 368.
35. Parks, P.B. (1996). "Theory of pellet cloud oscillation striations," Plasma Phys. Controlled Fusion. 38(4), 571-591.
36. Parks, P.B., Rosenbluth, M.N. (1998). Phys. Plasmas. 5, 1380.

37. Kaufmann, M., et al. (1986). Nucl. Fusion. 26, 171.
38. Houlberg, W.A., et al. (1988). Nucl. Fusion. 28, 595.
39. Garzotti, L., et al. (1997). Nucl. Fusion. 37, 1167.
40. Kuteev, B.V. (1995). Nucl. Fusion. 35, 431.
41. Pegourie, B. (1993). "Pellet ablation studies on Tore Supra," Nucl. Fusion. 33(4), 591-600.
42. Lang, P.T., et al. (1996, October). "Pellet Injection into ASDEX Upgrade Plasmas with Improved Scenario from the Magnetic High-Field Side," Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Report, IPP 1/304.
43. Peourie, B., Garzotti, L. (1997). "Pellet fuelling efficiency as a function of the launching location," In Conference Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 24th Eur. Conf. Berchtesgaden, 1997). Geneva : European Physical Society.
44. Rozhansky, V., Veselova, I., Voskoboynikov S. (1995). "Evolution and stratification of a plasma cloud surrounding a pellet," Plasma Phys. Control. Fusion. 37(4), 399.
45. Buchl, K., et al. (1987). Nucl. Fusion. 27(1), 1939.
46. Watkins, M.L., et al. (1987). "In Controlled Fusion and Plasma Physics," In 14th Eur. Conf, 201. Madrid : European Physical Society.
47. Houlberg, W.A., et al. (1989). "JET/USDOE Pellet Collaboration Team, in Pellet Injection and Toroidal Confinement," 217. Vienna : IAEA.
48. Baylor, L.R., et al. (1997). Nucl. Fusion. 37, 445.
49. Auriemma, F., et al. (2007). "Interaction of pellets with plasma in standard and advanced regimes at TPE." In 34th EPS Conf, 1-4. 2 - 6 July 2007. Warsaw : ECA.

ประวัติย่อผู้วิจัย

ชอ - ชอสกุล

ว่าที่ร้อยตรีพลกฤษณ์ คล้ายวิตรภัทร

วันเดือนปีเกิด

15 ธันวาคม 2525

สถานที่เกิด

จังหวัดพัทลุง

สถานที่อยู่ปัจจุบัน

4 หมู่ 4 ต.โตนดคว้น อ.ควนขนุน จ.พัทลุง 93110

ประวัติการศึกษา

พ.ศ. 2548

วิศวกรรมศาสตรบัณฑิตสาขาวิศวกรรมเครื่องกล
มหาวิทยาลัยเทคโนโลยีพระจอมเกล้าพระนครเหนือ
กรุงเทพมหานคร

พ.ศ. 2552

วิทยาศาสตร์มหาบัณฑิตสาขาวิชาฟิสิกส์
มหาวิทยาลัยทักษิณ
จังหวัดสงขลา

