



การประยุกต์ใช้ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนสำหรับปัญหาการสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง  
ในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงจาก GaAs/AlAs

AN APPLICATION OF TRANSFER-MATRIX METHOD FOR SECOND-HARMONIC  
GENERATION PROBLEM IN GaAs/AlAs PHOTONIC BAND GAP STRUCTURE

เพชร ตริวัณญา

บัณฑิตวิทยาลัย มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ

2563

การประยุกต์ใช้ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนสำหรับปัญหาการสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง  
ในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงจาก GaAs/AIAs



ปริญญานิพนธ์นี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตร  
การศึกษามหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์  
คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ  
ปีการศึกษา 2563  
ลิขสิทธิ์ของมหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ

AN APPLICATION OF TRANSFER-MATRIX METHOD FOR SECOND-HARMONIC  
GENERATION PROBLEM IN GaAs/AlAs PHOTONIC BAND GAP STRUCTURE



PACHARA THREEETANYA

A Thesis Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements  
for the Degree of MASTER OF EDUCATION  
(Physics)

Faculty of Science, Srinakharinwirot University

2020

Copyright of Srinakharinwirot University

ปริญญานิพนธ์

เรื่อง

การประยุกต์ใช้ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนสำหรับปัญหาการสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง

ในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงจาก GaAs/AlAs

ของ

เพชร ตีรัญญา

ได้รับอนุมัติจากบัณฑิตวิทยาลัยให้นับเป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตร

ปริญญาการศึกษามหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์

ของมหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ

(รองศาสตราจารย์ นายแพทย์ฉัตรชัย เอกปัญญาสกุล)

คณบดีบัณฑิตวิทยาลัย

คณะกรรมการสอบปากเปล่าปริญญานิพนธ์

..... ที่ปรึกษาหลัก  
(ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.สุรภูมิ วิจารณ์)

..... ประธาน  
(ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.ประธาน บุรณศิริ)

..... กรรมการ  
(ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.สุวรรณ พลายพิชิต)

ชื่อเรื่อง	การประยุกต์ใช้ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนสำหรับปัญหาการสั่นฮาร์มอนิกที่สอง ในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงจาก GaAs/AIAs
ผู้วิจัย	พชร ตริธัญญา
ปริญญา	การศึกษามหาบัณฑิต
ปีการศึกษา	2563
อาจารย์ที่ปรึกษา	ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร. สุรวุฒิ วิจารณ์

งานวิจัยนี้มีจุดประสงค์เพื่อศึกษาสมบัติการส่งผ่านของแสงและประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สองภายในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ โดยใช้ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนโดยเปลี่ยนแปลงค่าที่ต้องการศึกษาสมบัติการส่งผ่าน ดังนี้ ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ จำนวนคาบ และมุมตกกระทบของแสง โดยผลการคำนวณพบว่า คลื่นที่มีความถี่มูลฐานและในย่านฮาร์มอนิกที่สองแถบช่องว่างทางแสงจะเลื่อนไปยังช่วงความยาวคลื่นมากขึ้นเมื่อเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ และแถบช่องว่างทางแสงจะอยู่ที่ช่วงความยาวคลื่นเดิมเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงจำนวนคาบ และสเปกตรัมการส่งผ่านจะมีความคมชัดมากขึ้นเมื่อจำนวนคาบถูกเปลี่ยนแปลงมากขึ้น และแถบช่องว่างทางแสงจะมีช่วงความยาวคลื่นที่ลดลงเมื่อมุมตกกระทบของแสงเพิ่มขึ้นและสำหรับการศึกษาประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สองจะศึกษาโดยการเปลี่ยนแปลงปริมาณพร้อมกันสองปริมาณ ได้แก่ ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบของแสง ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบ ความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบของแสง ความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบ และมุมตกกระทบของแสงกับจำนวนคาบ ซึ่งจากผลการคำนวณประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองพบว่าความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ที่เหมาะสม , มุมตกกระทบของแสงที่เหมาะสม และจำนวนคาบที่มากจะส่งผลให้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่ามากที่สุด

คำสำคัญ : ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน, ผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ, คลื่นฮาร์มอนิกที่สอง

Title AN APPLICATION OF TRANSFER-MATRIX METHOD FOR  
SECOND-HARMONIC GENERATION PROBLEM IN  
GaAs/AIAs PHOTONIC BAND GAP STRUCTURE

Author PACHARA THREEETANYA

Degree MASTER OF EDUCATION

Academic Year 2020

Thesis Advisor Assistant Professor Dr. Surawut Wicharn

The objectives of this study are to study the transmission of light and the conversion efficiency of second harmonic generation (SHG) in one-dimensional photonic crystal (1D-NPC) using the Transfer Matrix Method (TMM) under the oblique incidence of fundamental-frequency (FF) wave and non-depleted pump approximation. In this work, the conditions that affected the to the transmission of light was investigated, along with the thickness of gallium arsenide, the thickness of aluminum arsenide, the number of periods, and the incident angle of light and the SHG conversion efficiency was studied by varying the thickness of gallium arsenide and the incident angle, the thickness of gallium arsenide and the number of periods, the thickness of aluminum arsenide and the incident angle, the thickness of aluminum arsenide and the number of periods and the incident angle and the number of periods. The TMM results showed that the transmission spectrums of the FF and SH wave depended on the thickness of both gallium arsenide and aluminum arsenide, the number of periods and the incident angle of light and the maximum SHG conversion efficiency can be produced in 1D-NPC by optimal incident angle, layer thickness and the number of periods

Keyword : Transfer matrix method, Second harmonic generation, One-dimensional photonic crystal

## กิตติกรรมประกาศ

ขอขอบพระคุณ ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.สุรวุฒิ วิจารณ์ อาจารย์ที่ปรึกษาปริญญาโทผู้อยู่เบื้องหลังความสำเร็จในครั้งนี้ ผู้วิจัยได้รับความรู้ คำชี้แนะ ตลอดจนคำปรึกษาในเรื่องต่างๆ ตลอดภาคเรียนการศึกษาที่ผ่านมา นอกจากนี้ยังเป็นผู้สนับสนุนทั้งทางด้านทุนทรัพย์และคอยช่วยเหลืออำนวยความสะดวกในการดำเนินการทำงานวิจัย

ขอขอบพระคุณ ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.ประธาน บุรณศิริ ที่กรุณาเป็นประธานกรรมการสอบปริญญาโท

ขอขอบพระคุณ ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.สุวรรณ พลายพิชิต ที่กรุณาเป็นกรรมการสอบปริญญาโท

ขอขอบพระคุณ โครงการส่งเสริมการผลิตครูที่มีความรู้ความสามารถพิเศษทางวิทยาศาสตร์และคณิตศาสตร์ (สควค.) ที่สนับสนุนทุนทรัพย์ในการดำเนินการวิจัย

สุดท้ายนี้ขอขอบพระคุณ ครอบครัวและเพื่อน ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ ผู้สนับสนุนกำลังใจและกำลังใจและช่วยเหลือในการดำเนินการวิจัยเป็นอย่างดี

พชร ตีรวิญญา

## สารบัญ

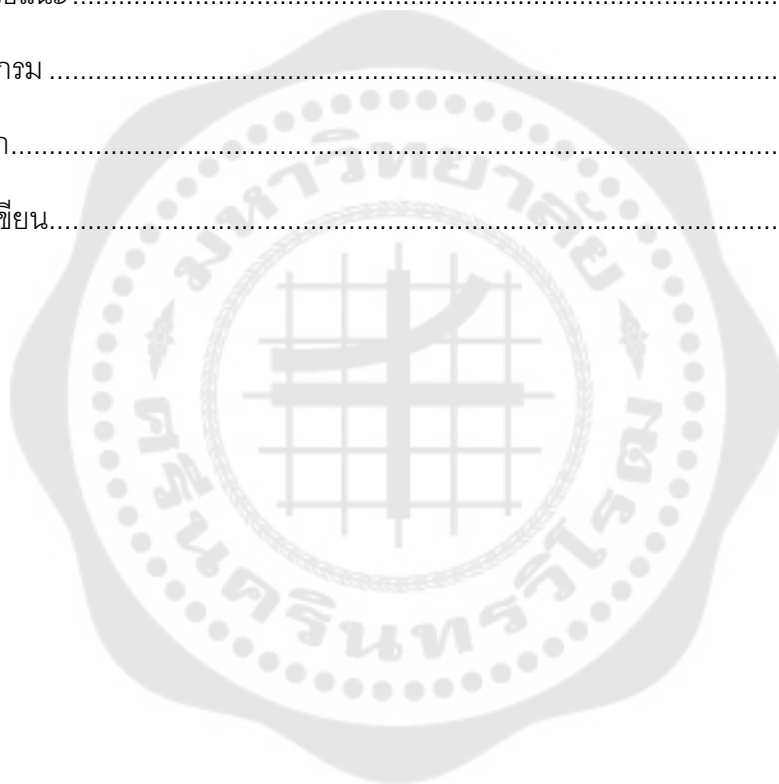
	หน้า
บทคัดย่อภาษาไทย .....	ง
บทคัดย่อภาษาอังกฤษ .....	จ
กิตติกรรมประกาศ.....	ฉ
สารบัญ .....	ช
สารบัญตาราง.....	ฎ
สารบัญรูปภาพ .....	ฏ
บทที่ 1 บทนำ.....	1
1.1 ภูมิหลัง .....	1
1.2 ความมุ่งหมายของการวิจัย.....	3
1.3 ความสำคัญของการวิจัย .....	3
1.4 ขอบเขตของงานวิจัย.....	3
1.5 ประโยชน์ที่ได้รับของงานวิจัย.....	4
บทที่ 2 เอกสารและงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง.....	5
2.1 ความรู้เบื้องต้นเกี่ยวกับผลึกโฟโตนิก .....	5
2.1.1 ผลึกโฟโตนิกแบบ 1 มิติ .....	5
2.1.2 ผลึกโฟโตนิกแบบ 2 มิติ .....	7
2.1.3 ผลึกโฟโตนิกแบบ 3 มิติ .....	8
2.2 การสร้างคลื่นในฮาร์โมนิคที่สอง.....	9
2.2.1 โพลาริเซชันไม่เชิงเส้น .....	9
2.2.2 สมการคลื่นสำหรับกระบวนการผสมสามคลื่น.....	10

2.2.3 ความสัมพันธ์ของสมการคลื่นของการผสมคลื่นความถี่ (sum-frequency generation) .....	11
2.2.4 การสร้างคลื่นฮาร์มอนิกอันดับที่สอง.....	13
2.2.5 วิธีการเข้าคู่ของเฟส.....	16
2.3 ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน .....	22
2.3.1 กฎของสเนลล์.....	22
2.3.2 การสะท้อนและการส่งผ่านที่รอยต่อวัสดุของคลื่นโพลาไรซ์ชนิด s (TE wave).....	24
2.3.3 การสะท้อนและการส่งผ่านที่รอยต่อของวัสดุของคลื่นโพลาไรซ์ชนิด p (TM wave)	25
2.3.4 การสะท้อนและการส่งผ่านในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน .....	28
2.3.5 การวิเคราะห์การเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน.....	32
2.4 งานวิจัยที่เกี่ยวข้อง .....	36
บทที่ 3 วิธีดำเนินการวิจัย.....	40
3.1 การออกแบบโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง .....	40
3.2 โปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับการคำนวณค่าการส่งผ่านของคลื่นความถี่มูลฐานและคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง GaAs/AlAs.....	41
3.3 โปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับการคำนวณค่าการส่งผ่านคลื่นความถี่มูลฐานและประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง GaAs/AlAs .....	44
3.4 ขั้นตอนการศึกษาค่าการส่งผ่านของคลื่นที่ความถี่มูลฐานและฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง GaAs/AlAs .....	46
3.4.1 การศึกษาค่าการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์ GaAs มีการเปลี่ยนแปลง .....	46

3.4.2 การศึกษาค่าการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ AIAs มีการเปลี่ยนแปลง .....	47
3.4.3 การศึกษาค่าการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อมุมตกกระทบมีการเปลี่ยนแปลง.....	48
3.4.4 การศึกษาค่าการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อจำนวนคาบมีการเปลี่ยนแปลง .....	48
3.5 ขั้นตอนการศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง GaAs/AIAs .....	49
3.5.1 การศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสงมีการเปลี่ยนแปลง.....	50
3.5.2 การศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบของโครงสร้างมีการเปลี่ยนแปลง.....	50
3.5.3 การศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสงมีการเปลี่ยนแปลง.....	51
3.5.4 การศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบของโครงสร้างมีการเปลี่ยนแปลง.....	52
3.5.5 การศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อมุมตกกระทบของแสงและจำนวนคาบของโครงสร้างมีการเปลี่ยนแปลง ...	52
บทที่ 4 ผลการดำเนินงานวิจัย .....	54
4.1 สมบัติการส่งผ่านของโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง.....	54
4.1.1 สมบัติการส่งผ่านเมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าต่างๆ .....	54
4.1.2 สมบัติการส่งผ่านเมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าต่างๆ.....	56

4.1.3 สมบัติการส่งผ่านเมื่อจำนวนคาบของโครงสร้างมีค่าต่างๆ .....	58
4.1.4 สมบัติการส่งผ่านเมื่อมุมตกกระทบของแสงมีค่าต่างๆ .....	61
4.2 ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองผ่านโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง .....	66
4.2.1 ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้น แกเลียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสง .....	66
4.2.2 ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้น แกเลียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบ .....	69
4.2.3 ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้น อลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบของแสง .....	72
4.2.4 ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้น อลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบ .....	75
4.2.5 ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบกับ คาบ .....	77
บทที่ 5 สรุปผลการวิจัย อภิปรายผล และข้อเสนอแนะ .....	80
สมบัติการส่งผ่านของโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงสำหรับผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ .....	80
สมบัติการส่งผ่านเมื่อความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์มีค่าต่างๆ .....	80
สมบัติการส่งผ่านเมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าต่างๆ .....	80
สมบัติการส่งผ่านเมื่อจำนวนคาบมีค่าต่างๆ .....	81
สมบัติการส่งผ่านเมื่อมุมตกกระทบมีค่าต่างๆ .....	81
ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองภายในผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ .....	81
ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้น แกเลียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสง .....	81
ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้น แกเลียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบ .....	82

ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้น อลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบของแสง.....	83
ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้น อลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบ .....	83
ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบกับจำนวน คาบ .....	84
ข้อเสนอแนะ .....	84
บรรณานุกรม .....	85
ภาคผนวก.....	88
ประวัติผู้เขียน.....	106

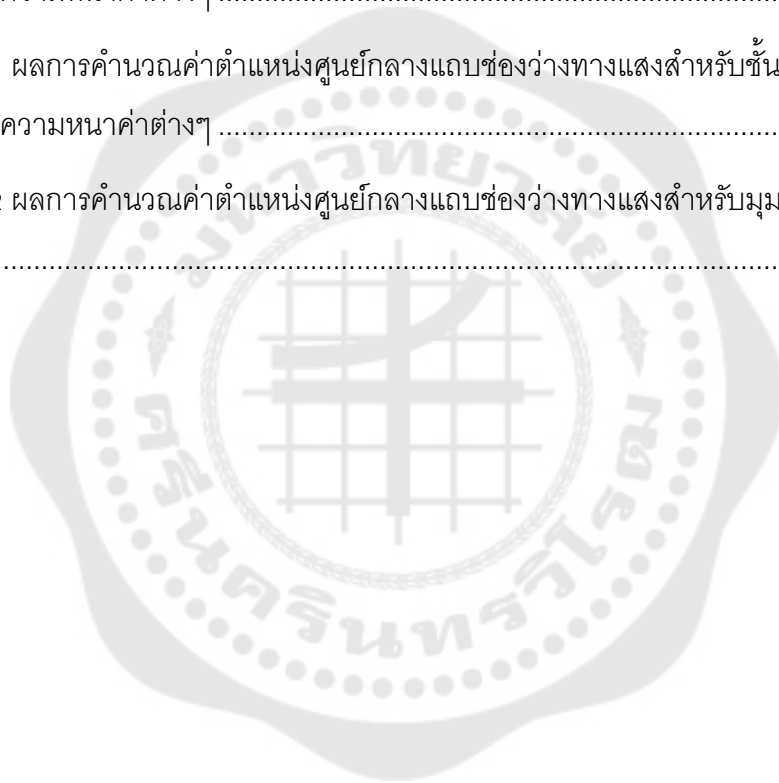


## สารบัญตาราง

หน้า

ตาราง 1 การจำแนกเป็นการเข้าคู่ของเฟสชนิดที่ 1 (Type-I) และชนิดที่ 2 (Type-II) ของ กระบวนการรวมสามคลื่น .....	18
ตาราง 2 การเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์ .....	46
ตาราง 3 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซ ไนด์ .....	47
ตาราง 4 การเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ .....	47
ตาราง 5 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซ ไนด์ .....	47
ตาราง 6 การเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบ .....	48
ตาราง 7 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบ .....	48
ตาราง 8 การเปลี่ยนแปลงจำนวนคาบ .....	48
ตาราง 9 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงจำนวนคาบ .....	49
ตาราง 10 การเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบ .....	50
ตาราง 11 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซ ไนด์และมุมตกกระทบ .....	50
ตาราง 12 การเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบ .....	50
ตาราง 13 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซ ไนด์และจำนวนคาบ .....	51
ตาราง 14 การเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสง ....	51
ตาราง 15 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซ ไนด์และมุมตกกระทบของแสง .....	51
ตาราง 16 การเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบ .....	52

ตาราง 17 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์ซีไนต์และจำนวนคาบ .....	52
ตาราง 18 การเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบของแสงและจำนวนคาบ.....	52
ตาราง 19 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบของแสงและจำนวนคาบ .....	53
ตาราง 20 ผลการคำนวณค่าตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงสำหรับชั้นของแกเลียมอาร์ซีไนต์ที่มีความหนาค่าต่างๆ .....	56
ตาราง 21 ผลการคำนวณค่าตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงสำหรับชั้นของอลูมิเนียมอาร์ซีไนต์ที่มีความหนาค่าต่างๆ .....	58
ตาราง 22 ผลการคำนวณค่าตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงสำหรับมุมตกกระทบที่ค่าต่างๆ.....	65



## สารบัญรูปภาพ

	หน้า
ภาพประกอบ 1 โครงสร้างผลึกโฟโตนิกในแบบ 1 มิติ.....	6
ภาพประกอบ 2 แบบจำลองของแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกในแบบ 1 มิติ .....	6
ภาพประกอบ 3 โครงสร้างผลึกโฟโตนิกในแบบ 2 มิติ.....	7
ภาพประกอบ 4 โครงสร้างการจัดเรียงแบบสี่เหลี่ยม และโครงสร้างการจัดเรียงแบบสามเหลี่ยมตามลำดับ .....	7
ภาพประกอบ 5 แบบจำลองของแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกในแบบ 2 มิติ .....	8
ภาพประกอบ 6 โครงสร้างผลึกโฟโตนิกในแบบ 3 มิติ.....	9
ภาพประกอบ 7 แบบจำลองของแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกในแบบ 3 มิติ .....	9
ภาพประกอบ 8 กระบวนการรวมสามคลื่น (sum-frequency generation).....	12
ภาพประกอบ 9 การสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง (Second harmonic generation) .....	14
ภาพประกอบ 10 กราฟแสดงประสิทธิภาพของ wavevector mismatch .....	15
ภาพประกอบ 11 ภาพแสดงเวกเตอร์คลื่น (a) แบบเชิงเส้น (collinear) (b) แบบไม่เชิงเส้น (noncollinear interactions).....	16
ภาพประกอบ 12 การสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง ในผลึกแกนเดี่ยวเชิงลบ .....	19
ภาพประกอบ 13 วัสดุทางแสงแบบไม่เชิงเส้นอันดับที่สองในรูปแบบ (a) วัสดุที่เป็นเนื้อเดียวกัน (b) วัสดุที่มีการปรับสลับกันเป็นคาบ และ (c) กราฟแสดงการเปลี่ยนแปลงของแอมพลิจูดของสนามสำหรับสนามทั่วไปในปฏิกิริยาทางแสงแบบไม่เป็นเชิงเส้นสำหรับการเข้าสู่ของเฟสสามสถานะที่แตกต่างกัน.....	20
ภาพประกอบ 14 ทิศทางของคลื่นตกกระทบ, คลื่นสะท้อนและคลื่นที่ส่งผ่านในระนาบเดียวกัน ..	22
ภาพประกอบ 15 การสะท้อนและการส่งผ่านของคลื่นโพลาไรซ์ชนิด s .....	24
ภาพประกอบ 16 การสะท้อนและการส่งผ่านของคลื่นโพลาไรซ์ชนิด p .....	26

ภาพประกอบ 17 โครงสร้างของชั้นแบบวางซ้อนกันเป็นคาบที่สร้างจากชั้นที่ประกบกันสองชั้น  
 และมีความหนา  $l_m$ ,  $n_m$  คือค่าดัชนีหักเห,  $\Lambda$  คือคาบของชั้นที่วางซ้อนทับกัน,  $n_0$  คือค่าดัชนีหัก  
 เหนของตัวกลางตกกระทบ และ  $n_s$  คือค่าดัชนีหักเหตัวกลางที่คลื่นแผ่ออกไป ..... 28

ภาพประกอบ 18 โครงสร้างระหว่างชั้นที่เกิดการสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีความหนาของชั้นอยู่  
 ระหว่าง  $d_i$ ,  $n_i$  คือค่าดัชนีหักเหของตัวกลาง,  $n_0$  คือดัชนีหักเหของตัวกลางตกกระทบและ  $n_s$  คือ  
 ดัชนีหักเหของตัวกลางที่คลื่นแผ่ออกไป ..... 33

ภาพประกอบ 19 ความสัมพันธ์ระหว่างดัชนีหักเหและความยาวคลื่นของแกลเลียมอาร์เซไนด์  
 (GaAs) ..... 40

ภาพประกอบ 20 ความสัมพันธ์ระหว่างดัชนีหักเหและความยาวคลื่นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์  
 (AIAs) ..... 41

ภาพประกอบ 21 แผนผังการทำงานของโปรแกรมคอมพิวเตอร์ที่คำนวณค่าการส่งผ่านด้วย  
 ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนของตัวกลางแบบทั้งเชิงเส้นและไม่เชิงเส้น..... 43

ภาพประกอบ 22 แผนผังการทำงานของโปรแกรมคอมพิวเตอร์ที่คำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่น  
 ฮาร์มอนิกที่สองด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน..... 45

ภาพประกอบ 23 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่ความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง  
 ที่มีความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ 120, 150 และ 180 นาโนเมตร ..... 54

ภาพประกอบ 24 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นย่านฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทาง  
 แสงที่มีความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ 120, 150 และ 180 นาโนเมตร ..... 55

ภาพประกอบ 25 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่ความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง  
 ที่มีความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ 60, 90 และ 120 นาโนเมตร ..... 56

ภาพประกอบ 26 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นย่านฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทาง  
 แสงที่มีความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ 60, 90 และ 120 นาโนเมตร ..... 57

ภาพประกอบ 27 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่ความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง  
 ที่มีจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 20 คาบ ..... 58

ภาพประกอบ 28 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่ความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง  
 ที่มีจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 50 คาบ ..... 59

ภาพประกอบ 29 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่มีความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 80 คาบ .....	59
ภาพประกอบ 30 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 20 คาบ .....	60
ภาพประกอบ 31 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 50 คาบ .....	60
ภาพประกอบ 32 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 80 คาบ .....	61
ภาพประกอบ 33 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่มีความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 0 องศา.....	62
ภาพประกอบ 34 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่มีความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 30 องศา.....	62
ภาพประกอบ 35 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่มีความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 60 องศา.....	63
ภาพประกอบ 36 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 0 องศา.....	63
ภาพประกอบ 37 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 30 องศา.....	64
ภาพประกอบ 38 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 60 องศา.....	64
ภาพประกอบ 39 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกเลียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ s (โหมด TE).....	66
ภาพประกอบ 40 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกเลียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ p (โหมด TM).....	68

ภาพประกอบ 41 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบ ช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกเลียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบในคลื่น โพลาไรซ์แบบ s (โหมด TE).....	69
ภาพประกอบ 42 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบ ช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกเลียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบในคลื่น โพลาไรซ์แบบ p (โหมด TM) .....	71
ภาพประกอบ 43 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบ ช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบใน คลื่นโพลาไรซ์แบบ s (โหมด TE).....	72
ภาพประกอบ 44 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบ ช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบใน คลื่นโพลาไรซ์แบบ p (โหมด TM).....	74
ภาพประกอบ 45 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบ ช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับคาบในคลื่น โพลาไรซ์แบบ s (โหมด TE).....	75
ภาพประกอบ 46 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบ ช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับคาบในคลื่น โพลาไรซ์แบบ p (โหมด TM) .....	76
ภาพประกอบ 47 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบ ช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบกับคาบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ s (โหมด TE) .....	78
ภาพประกอบ 48 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบ ช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบกับคาบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ p (โหมด TM) .....	79

# บทที่ 1

## บทนำ

### 1.1 ภูมิหลัง

ในปัจจุบันคลื่นแสงได้ถูกนำมาใช้ประโยชน์อย่างมากมายไม่ว่าจะเป็นการติดต่อสื่อสาร การแพทย์ การทหาร การศึกษา ตลอดจนจนถึงอุปกรณ์ทางเทคโนโลยีแทบทุกชนิดและอีกหนึ่งในการประยุกต์ใช้งานคลื่นแสงที่ถูกสนใจอย่างมากในปัจจุบันคือคลื่นแสงที่อยู่ในย่านฮาร์มอนิกที่สองที่ปัจจุบันมีการนำไปประยุกต์ใช้ในหลากหลายการใช้งาน เช่น การวัดคลื่นในจังหวัดสั้น (Ultra-short pulse measurement) กล้องจุลทรรศน์โดยใช้แสงในย่านคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง (Second harmonic generation microscopy) และการสร้างเลเซอร์พ้อยเตอร์ในย่านสีเขียว (Green laser pointer) เป็นต้น โดยที่การเกิดคลื่นในฮาร์มอนิกที่สอง (Second Harmonic Generation) นี้ถูกค้นพบในปี ค.ศ. 1961 โดย ปีเตอร์ แฟรนเคนและคณะ (Franken et al.) โดยใช้เลเซอร์ฉายไปยังแผ่นควอตซ์ (Quartz) และพบว่าทำให้เกิดคลื่นแสงฮาร์มอนิกที่สองที่มีความถี่เป็นสองเท่าของความถี่แสงที่ให้เข้าไปตกกระทบนั่นคือจะมีความยาวคลื่นเท่ากับ 397.15 นาโนเมตร เนื่องจากแสงที่ให้เข้าไปนั้นเป็นแสงเลเซอร์ที่ได้จากการนำแสงเลเซอร์จากข้อมูลของ ไมแมน (Maiman) ที่สามารถผลิตแสงเลเซอร์ได้เป็นครั้งแรก ในปี ค.ศ. 1960 จากผลึกรูบี้ซึ่งเป็นแสงเลเซอร์ที่มีความยาวคลื่น 694.3 นาโนเมตร ซึ่งหลักการของการสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่เกิดขึ้นในตัวกลางทางแสงนั้นความเข้มของแสงที่ตกกระทบตัวกลางต้องมีค่ามากพอที่จะทำให้โพลาไรเซชันภายในตัวกลางไม่เป็นเชิงเส้นอีกต่อไป นั่นคือเกิดโพลาไรเซชันเหนี่ยวนำในแบบที่ไม่เป็นเชิงเส้นได้ (Nonlinear Polarization) และเป็นเหตุผลที่ทำให้เกิดปรากฏการณ์นี้ขึ้น โดยปริมาณที่แสดงสมบัติทางแสงนี้เรียกว่า สภาพความไวไม่เชิงเส้น (Nonlinear Susceptibility) ซึ่งการแสดงประสิทธิภาพของการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในวัสดุได้ดีที่สุดนั้นจะต้องมีการเข้าคู่ของเฟส (Phase Matching) โดยที่ผู้ใช้งานสามารถทำให้เกิดการเข้าคู่ของเฟสได้ด้วยเทคนิคแบบดัชนีหักเหสองแนว (Birefringent Phase Matching) และแบบคล้าย (Quasi Phase Matching)

โครงสร้างที่สามารถทำให้เกิดสมบัติทางแสงและคลื่นฮาร์มอนิกที่สองได้จะเป็นโครงสร้างที่นำมาเรียงต่อกันในลักษณะที่เป็นคาบ ซึ่งการนำวัสดุมาเรียงต่อกันให้เป็นโครงสร้างในลักษณะที่เป็นคาบนั้นเริ่มมาจากในปี ค.ศ. 1987 โดย อีไล ยาโบลโนวิทช์ (Eli Yablonovitch) ได้มีแนวคิดในการนำวัสดุประเภทไดอิเล็กทริกมาจัดเรียงให้เป็นคาบซึ่งวัสดุนี้สามารถควบคุมการแผ่ของแสงและทำให้เกิดช่วงความถี่ที่ไม่สามารถทำให้แสงเดินทางผ่านไปได้ เรียกช่วงความถี่นี้ว่า แถบช่องว่างทางแสง (Photonic Band Gap) และเรียกโครงสร้างทางแสงที่ทำให้เกิดแถบความถี่นี้

ว่า ผลึกโฟโตนิก (Photonic Crystal) โดยผลึกโฟโตนิกสามารถจำแนกได้อีกตามลักษณะทิศทางการจัดเรียงตัวของโครงสร้างที่นำมาเรียงกันเป็นคาบนั้นคือจะแบ่งได้เป็นผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ, ผลึกโฟโตนิกสองมิติ และผลึกโฟโตนิกสามมิติ ซึ่งแถบช่องว่างทางแสงที่เกิดขึ้นในผลึกโฟโตนิกนี้มีค่าขึ้นอยู่กับความแตกต่างกันของค่าดัชนีหักเหหรือค่าคงที่ไดอิเล็กทริกของสารไดอิเล็กทริกที่นำมาเรียงต่อกันเป็นคาบ และสารไดอิเล็กทริกที่สามารถนำมาสร้างเป็นวัสดุเชิงแสงนี้มักจะเป็นสารกึ่งตัวนำที่เป็นสารประกอบ เช่น แกลเลียมอาร์เซไนด์และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ ซึ่งเป็นวัสดุที่ใช้ในการทำชิปทำให้อุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์สามารถทำงานได้อย่างรวดเร็วและยังมีประโยชน์ในการผลิตเซลล์แสงอาทิตย์โดยจะมีประสิทธิภาพสูงสามารถทนต่อการแผ่รังสีของดวงอาทิตย์ได้ดีและมีอายุการใช้งานที่นานและยังมีประโยชน์ในการนำไปผลิตเป็นไดโอดเปล่งแสงและเลเซอร์ไดโอดได้ด้วย และการออกแบบขนาดของโครงสร้างของแถบช่องว่างทางแสงนั้นจะต้องมีขนาดใกล้เคียงกับความยาวคลื่นของย่านคลื่นแสงที่นำมาใช้งานด้วยจึงจะทำให้การศึกษาได้ประสิทธิภาพดี

ระเบียบวิธีที่ใช้ในการศึกษาสมบัติทางแสงและประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นสามารถนำระเบียบวิธีทางคณิตศาสตร์มาเป็นเครื่องมือในการศึกษาสมบัติทางแสงได้ซึ่งระเบียบวิธีที่ได้รับความนิยมอย่างแพร่หลายคือระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน (Transfer matrix method) ซึ่งเป็นระเบียบวิธีที่ในการประมาณหาผลเฉลยให้ได้ผลการคำนวณที่อยู่ในช่วงที่ผู้ใช้งานยอมรับได้โดยระเบียบวิธีนี้มีหลักการจากการนำข้อมูลทางทฤษฎีมาจัดรูปแบบใหม่ในรูปเมทริกซ์สามารถนำไปวิเคราะห์และศึกษาสมบัติต่างๆ ทางแสงและการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองได้ มากไปกว่านั้นระเบียบวิธีนี้ยังเป็นระเบียบวิธีที่พิจารณาได้ง่ายและประหยัดทรัพยากรคอมพิวเตอร์ในการนำไปคำนวณหาผลเฉลยเพราะโปรแกรมในการคำนวณไม่ซับซ้อนจึงไม่จำเป็นต้องใช้คอมพิวเตอร์ที่มีความเร็วสูงและหน่วยความจำที่มีขนาดใหญ่มากนักและยังประหยัดเวลาคำนวณอีกด้วย เมื่อเปรียบเทียบกับระเบียบวิธีอื่น เช่น ระเบียบวิธีสมการอนุพันธ์ (Differential equation), ระเบียบวิธีไฟไนท์อีลิเมนต์ (Finite element method) ซึ่งสำหรับระเบียบวิธีสมการอนุพันธ์ (Differential equation) นั้นมีข้อเสียตรงที่ยากที่จะหาผลเฉลยแน่นอนตรง (Exact solution) ให้ได้ ส่วนสำหรับระเบียบวิธีไฟไนท์อีลิเมนต์ (Finite element method) ถึงแม้จะได้คำตอบที่แม่นยำมากแต่ก็ต้องแลกมาด้วยการใช้คอมพิวเตอร์ที่มีความเร็วสูงและมีหน่วยความจำขนาดใหญ่ซึ่งก็จะทำให้ต้องใช้ทรัพยากรทางคอมพิวเตอร์ที่มากและประกอบกับโปรแกรมในการคำนวณก็มีความซับซ้อน

ดังนั้นในงานวิจัยนี้ผู้วิจัยจึงเลือกศึกษาสมบัติทางแสงและประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองภายใต้โครงสร้างของผลึกโฟโตนิกแบบหนึ่งมิติที่ประกอบกันขึ้นจากสารกึ่งตัวนำ ชนิด แกลเลียมอาร์เซไนด์และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ โดยใช้ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนเพื่อประมาณหา

ผลเฉลยให้ได้ผลการคำนวณที่อยู่ในช่วงที่ยอมรับได้ภายใต้เงื่อนไขขอบเขต (Boundary condition) ที่ผิวรอยต่อของวัสดุที่นำมาเรียงต่อกันเป็นคาบ เพราะเป็นระเบียบวิธีที่นิยมใช้อย่างแพร่หลายและประหยัดเวลาไม่สิ้นเปลืองทรัพยากรเหมาะที่จะใช้ในการศึกษาสมบัติทางแสงและประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในผลึกโฟโตนิกแบบหนึ่งมิติ โดยผลการคำนวณที่ได้จากงานวิจัยนี้ถือเป็นส่วนหนึ่งในการเริ่มศึกษาโปรแกรมการคำนวณและปรากฏการณ์ทางแสงที่สามารถนำไปเป็นข้อมูลในการต่อยอดและประยุกต์ใช้งานในการสร้างอุปกรณ์ทางแสงต่อไปในอนาคตได้

## 1.2 ความมุ่งหมายของการวิจัย

1.2.1 เพื่อศึกษาสมบัติการส่งผ่านของแสงในแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ

1.2.2 เพื่อศึกษาการประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ

1.2.3 เพื่อศึกษาหลักการคำนวณเชิงตัวเลขด้วยระเบียบวิธีแบบเมทริกซ์ถ่ายโอนในแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ

## 1.3 ความสำคัญของการวิจัย

การศึกษาโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติทำให้เข้าใจหลักการทางฟิสิกส์ของสมบัติของแสงและผลของการวิจัยในครั้งนี้ก็ทำให้ทราบถึงเงื่อนไขในการเพิ่มประสิทธิภาพของการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงตลอดจนสามารถนำผลการวิจัยไปใช้เพื่อเป็นแนวทางในการออกแบบโครงสร้างของโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง ที่ให้คุณสมบัติทางแสงตามที่ต้องการได้

## 1.4 ขอบเขตของงานวิจัย

สำหรับงานวิจัยนี้เป็นการศึกษาเชิงตัวเลขสำหรับการสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง ด้วยระเบียบวิธีทางคณิตศาสตร์ที่นำมาใช้ในการศึกษา คือ ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน ซึ่งง่ายต่อการออกแบบโปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับคำนวณ โดยแบ่งเป็น 2 ส่วน ได้แก่

1.4.1 ศึกษาประสิทธิภาพของการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงโดยพิจารณาปัจจัยทางกายภาพที่เกี่ยวข้อง ได้แก่ ความหนาของชั้นวัสดุส่วนประกอบ มุมตกกระทบ จำนวนคาบของโครงสร้าง ที่มีเงื่อนไขที่เปลี่ยนไป

1.4.2 ศึกษาสมบัติการส่งผ่านของของแสงทั้งในย่านความถี่มูลฐานและย่านฮาร์มอนิกที่สองโดยพิจารณาปัจจัยทางกายภาพที่เกี่ยวข้อง ได้แก่ ความหนาของชั้นวัสดุส่วนประกอบ มุมตกกระทบ จำนวนคาบของโครงสร้าง ที่มีเงื่อนไขที่เปลี่ยนไป

## 1.5 ประโยชน์ที่ได้รับของงานวิจัย

1.5.1 ได้โปรแกรมสำหรับการคำนวณหาสเปกตรัมการส่งผ่านและการกระจายตัวสนามไฟฟ้าของคลื่นความถี่มูลฐานและคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ

1.5.2 ได้ความรู้เกี่ยวกับหลักการคำนวณเชิงตัวเลขด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนสำหรับการนำมาประยุกต์ใช้กับกระบวนการสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ

1.5.3 นำไปเป็นแนวทางในการพัฒนาอุปกรณ์ทางแสงในระดับในอนาคต

## บทที่ 2

### เอกสารและงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง

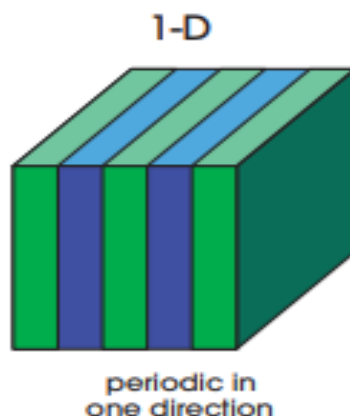
เนื้อหาในบทวิจัยนี้จะเป็นการนำเสนอถึงทฤษฎีและงานวิจัยที่เกี่ยวข้องสำหรับการดำเนินงานวิจัยซึ่งมีดังต่อไปนี้

#### 2.1 ความรู้เบื้องต้นเกี่ยวกับผลึกโฟโตนิก

ผลึกโฟโตนิกเป็นสิ่งประดิษฐ์ในกลุ่มของตัวกลางทางแสงที่สร้างโดยเลียนแบบมาจากโครงสร้างอะตอมที่ใช้ค่าดัชนีหักเหที่มีค่าที่แตกต่างกันมาจัดเรียงต่อกันในลักษณะที่เป็นคาบทำให้รูปแบบหน่วยเซลล์ที่ได้มามีความคล้ายกันกับโครงสร้างของอะตอมทำให้ตัวกลางทางแสงหรือผลึกโฟโตนิกที่ถูกสร้างมานี้มีความถี่ที่เฉพาะเจาะจง โดยจะขึ้นอยู่กับรูปแบบโครงสร้างและค่าดัชนีหักเหของสารไดอิเล็กทริกที่ใช้ ซึ่งในการจำแนกประเภทของผลึกโฟโตนิกนั้นจะใช้การกำหนดตามทิศทางแนวแกนของความเป็นคาบด้วยดัชนีหักเหที่นำมาจัดเรียงต่อกันเท่านั้น ซึ่งแสดงให้เห็นถึงทิศทางความเป็นคาบในทิศทางตามแนวแกนต่างๆตามทฤษฎีที่ซึ่งสามารถจำแนกผลึกโฟโตนิกได้ในสามชนิดได้แก่ ผลึกโฟโตนิก 1 มิติ, ผลึกโฟโตนิก 2 มิติ และ ผลึกโฟโตนิก 3 มิติ

##### 2.1.1 ผลึกโฟโตนิกแบบ 1 มิติ

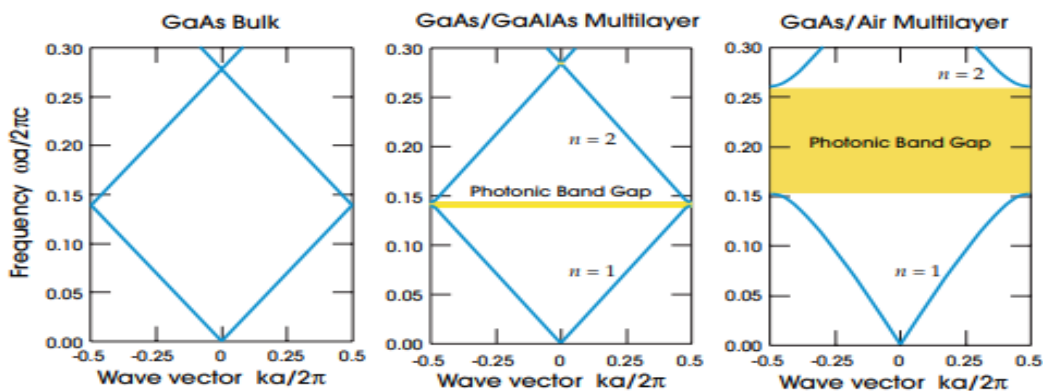
ผลึกโฟโตนิกแบบ 1 มิติ (one dimensional photonic crystal) นั้นจะแสดงออกมาในลักษณะที่เป็นโครงสร้างแบบชั้นหรือแผ่นของค่าดัชนีหักเหที่มีค่าแตกต่างกันแล้วนำมาวางเรียงต่อกันในหนึ่งทิศทางดังภาพประกอบที่ 1 ซึ่งจะเกิดแถบช่องว่างทางแสงขึ้น (photonic band gap) ดังภาพประกอบที่ 2 และจะมีค่าที่ขึ้นอยู่กับข้อกำหนดความหนาของชั้น ค่าดัชนีหักเหของสารไดอิเล็กทริกและจำนวนของชั้นที่นำมาเรียงต่อกัน (Joannopoulos, Johnson, Winn, & Meade, 2008)



ภาพประกอบ 1 โครงสร้างผลึกโฟโตนิกในแบบ 1 มิติ

ที่มา : Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., & Meade, R. D. (2008).

*Photonic Crystals Molding the Flow of Light*. Princeton: Princeton University Press.



ภาพประกอบ 2 แบบจำลองของแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกในแบบ 1 มิติ

ที่มา : Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., & Meade, R. D. (2008).

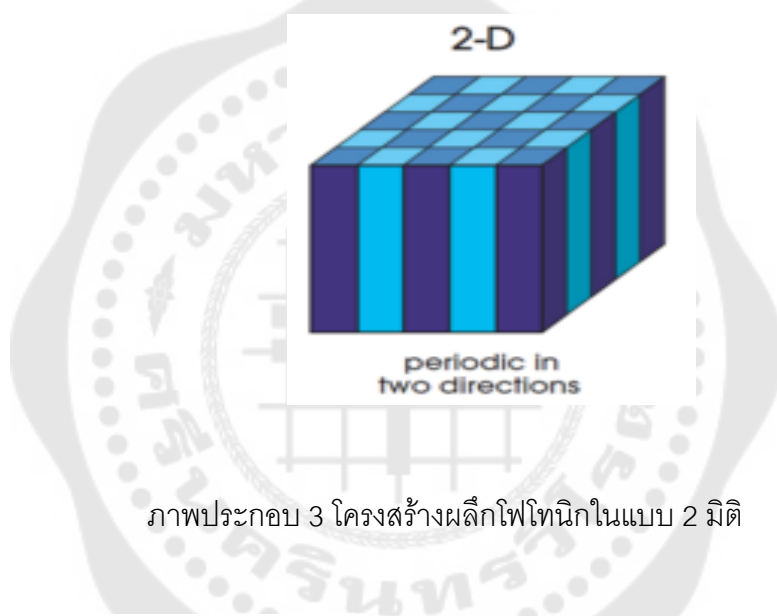
*Photonic Crystals Molding the Flow of Light*. Princeton: Princeton University Press.

จากภาพประกอบที่ 2 จะเป็นโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงสำหรับการกระจายของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าสำหรับชั้นประกอบที่มีการวางซ้อนกันในหนึ่งมิติ จะเห็นว่าสารไดอิเล็กทริกที่นำมาจัดเรียงต่อกันในแบบคาบในหนึ่งมิติที่มีขนาดความหนาค่าหนึ่ง ( $d$ ) และมีค่าดัชนีหักเหที่แตกต่างกัน และจะพบว่าถ้าค่าดัชนีหักเหของสารนั้นเท่ากันจะไม่มีแถบช่องว่างทางแสง แต่ถ้ามี

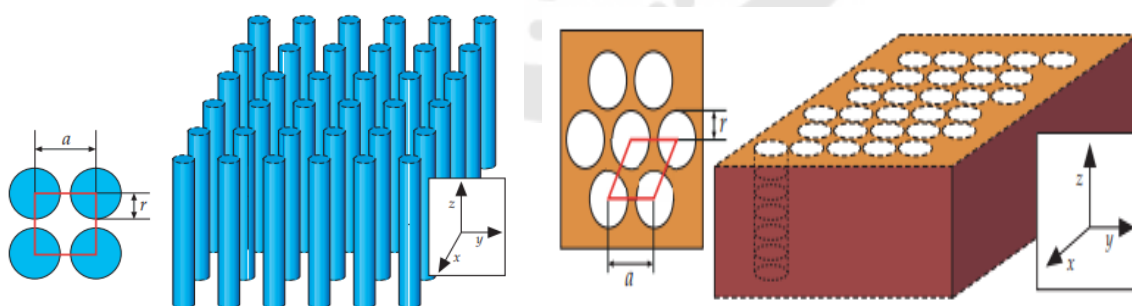
ค่าดัชนีหักเหที่แตกต่างกันเล็กน้อยจะมีแถบช่องว่างทางแสงที่แคบ และถ้ามีค่าดัชนีหักเหที่แตกต่างกันมากจะมีค่าแถบช่องว่างทางแสงที่มีช่วงกว้างมากตามไปด้วย

### 2.1.2 ผลึกโฟโตนิกแบบ 2 มิติ

ผลึกโฟโตนิกแบบ 2 มิติ (two dimensional photonics crystals) คือ การเปลี่ยนแปลงโครงสร้างผลึกที่มีค่าดัชนีหักเหแตกต่างกันได้ถูกนำมาเรียงต่อกันในลักษณะที่เป็นคาบในสองแกนและจะมีลักษณะที่เป็นเนื้อเดียวกันในแกนที่สาม ซึ่งจะมีอยู่สองลักษณะที่น่าสนใจและเคยถูกนำเสนอมาแล้ว ได้แก่ โครงสร้างที่จัดเรียงแบบสี่เหลี่ยมและโครงสร้างที่จัดเรียงกันแบบหกเหลี่ยม ดังภาพประกอบที่ 3 (Joannopoulos et al., 2008)



ภาพประกอบ 3 โครงสร้างผลึกโฟโตนิกในแบบ 2 มิติ

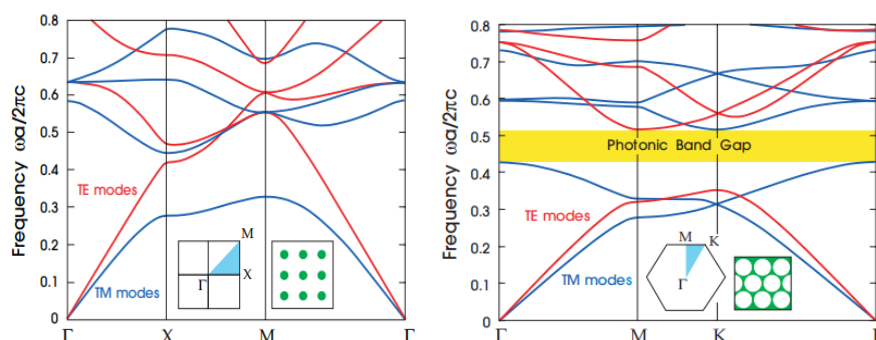


ภาพประกอบ 4 โครงสร้างการจัดเรียงแบบสี่เหลี่ยม และโครงสร้างการจัดเรียงแบบสามเหลี่ยมตามลำดับ

ที่มา : Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., & Meade, R. D. (2008).

*Photonic Crystals Molding the Flow of Light*. Princeton: Princeton University Press.

จากภาพประกอบที่ 4 สารไดอิเล็กทริกที่นำมาจัดเรียงกันแบบเป็นคาบในสองมิตินี้ นิยมที่จะพิจารณาด้วยอัตราส่วนของตัวแปรโครงสร้างที่เป็นขนาดของรัศมีต่อระยะห่างระหว่างหลุมหรือระหว่างแท่งมีค่าเท่ากับ  $r/a$  และจะพบว่าโครงสร้างสี่เหลี่ยมแบบแท่งเกิดแถบช่องว่างทางแสงเฉพาะในโหมดสนามแม่เหล็กเท่านั้น ขณะที่โครงสร้างสามเหลี่ยมแบบหลุมอากาศเกิดแถบช่องว่างทางแสงได้ทั้งแบบโหมดสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็ก ดังภาพประกอบที่ 5



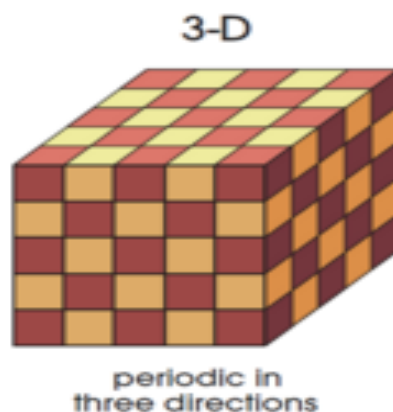
ภาพประกอบ 5 แบบจำลองของแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกในแบบ 2 มิติ

ที่มา : Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., & Meade, R. D. (2008).

*Photonic Crystals Molding the Flow of Light*. Princeton: Princeton University Press.

### 2.1.3 ผลึกโฟโตนิกแบบ 3 มิติ

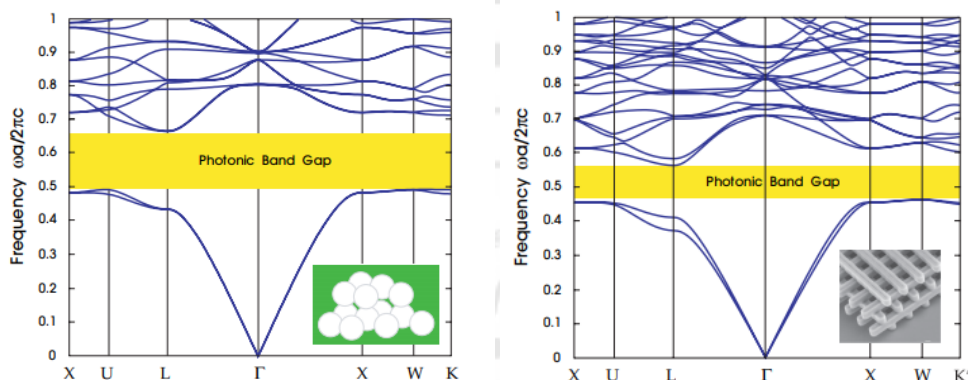
ผลึกโฟโตนิกแบบ 3 มิติ (three dimensional photonics crystals) คือ การเปลี่ยนแปลงโครงสร้างผลึกที่มีค่าดัชนีหักเหแตกต่างกันได้ถูกนำมาเรียงต่อกันในลักษณะที่เป็นคาบในสามแกน ซึ่งแสดงให้เห็นด้วยโครงสร้างแลตทิซชนิดต่างๆ ได้หลากหลายรูปแบบ ดังภาพประกอบที่ 6 เพราะระบบผลึกแบบ 3 มิตินี้มีความคล้ายคลึงกันกับโครงสร้างอะตอมในธรรมชาติมากที่สุด ซึ่งจากการศึกษาจะพบว่าโครงสร้างแบบเพชรนั้นเป็นโครงสร้างที่มีแถบช่องว่างเชิงแสงที่สมบูรณ์ที่สุดและมีความกว้างของแถบช่องว่างมากที่สุด เป็นเหตุผลให้เกิดการสร้างผลึกที่เลียนแบบโครงสร้างอะตอมในเพชรกันอย่างกว้างขวาง ซึ่งจากภาพประกอบที่ 7 จะพบว่าสารไดอิเล็กทริกที่นำมาจัดเรียงต่อกันในแบบคาบสามมิตินี้เป็นการเลียนแบบโครงสร้างเพชรในรูปแบบต่างๆ เพื่อให้เกิดความกว้างของแถบช่องว่างเชิงแสงมากที่สุด (Joannopoulos et al., 2008)



ภาพประกอบ 6 โครงสร้างผลึกโฟโตนิกในแบบ 3 มิติ

ที่มา : Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., & Meade, R. D. (2008).

*Photonic Crystals Molding the Flow of Light*. Princeton: Princeton University Press.



ภาพประกอบ 7 แบบจำลองของแถบช่องว่างทางแสงของผลึกโฟโตนิกในแบบ 3 มิติ

ที่มา : Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., & Meade, R. D. (2008).

*Photonic Crystals Molding the Flow of Light*. Princeton: Princeton University Press.

## 2.2 การสร้างคลื่นในฮาร์โมนิคที่สอง

### 2.2.1 โฟลาโรเซชันไม่เชิงเส้น

โฟลาโรเซชันไม่เชิงเส้นนั้นศึกษาได้จากแสงที่มีความเข้มสูงที่เข้าไปในวัสดุโดยที่เมื่อแสงเข้าไปในตัวกลางนั้นจะทำให้ประจุภายในโมเลกุลมีการสั่น โดยโฟลาโรเซชันของวัสดุนั้นสามารถพิจารณาได้จากการรวมไดโพลโมเมนต์ของโมเลกุลทั้งหมดในวัสดุ โดยที่ในระบบที่เป็น

เชิงเส้นไดโพลจะมีการสั่นด้วยความถี่เดียวกันกับสนามที่ให้เข้าไปในวัสดุและสามารถพิจารณาได้ว่าเป็นการสั่นแบบฮาร์มอนิก แต่สำหรับในกรณีที่สนามที่ให้เข้าไปในวัสดุมีความเข้มสูงมากนั้นจะสามารถพิจารณาได้ว่าเป็นการสั่นแบบแอนฮาร์มอนิกโดยใช้ทฤษฎีอนุกรมกำลังในการหาผลเฉลยของปรากฏการณ์นี้ซึ่งทำให้หาค่า “สภาพความไว (susceptibility :  $\chi$ )” ได้ และมีความสัมพันธ์กับสนามไฟฟ้าซึ่งสามารถนำไปเขียนในรูปแบบของอนุกรมกำลังได้ดังนี้ (Boyd, 2003)

$$\chi = \chi^{(1)} + \chi^{(2)}E(t) + \chi^{(3)}E^2(t) + \dots \quad (2.1)$$

โดยที่ปริมาณ  $\chi^{(1)}$  (linear susceptibility) คือ สภาพความไวเชิงเส้น และ  $\chi^{(2)}$  และ  $\chi^{(3)}$  คือสภาพความไวที่ไม่เชิงเส้น (nonlinear susceptibility) อันดับที่สอง และอันดับที่สามตามลำดับจากสมการที่ (2.1) สามารถเขียนผลรวมของโพลาริเซชันได้ดังนี้ (Powers, 2013)

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)}E(t) + \epsilon_0 \chi^{(2)}E^2(t) + \epsilon_0 \chi^{(3)}E^3(t) + \dots \quad (2.2)$$

ซึ่งจากสมการที่ (2.2) นั้นแสดงให้เห็นว่าโพลาริเซชันที่เวลาใดๆ นั้นจะขึ้นอยู่กับความเข้มของสนามไฟฟ้าขณะนั้นๆ และจากเทอมของสภาพความไวแบบเชิงเส้นและไม่เป็นเชิงเส้นนั้นทำให้โพลาริเซชันสามารถแยกเป็นสองส่วนดังสมการที่ (2.3)

$$P = P^{(L)} + P^{(NL)} \quad (2.3)$$

เมื่อ  $P^{(L)}$  คือ เทอมของโพลาริเซชันแบบเชิงเส้น และ  $P^{(NL)}$  คือ เทอมของการโพลาริเซชันแบบไม่เชิงเส้น

### 2.2.2 สมการคลื่นสำหรับกระบวนการผสมสามคลื่น

สมการคลื่นสำหรับสนามที่แผ่เข้าไปในตัวกลางทางแสงจะสามารถพิจารณาได้จากสมการของแมกซ์เวลล์ (Powers & Haus, 2017) โดยเริ่มจากการทำเคิร์ลของสมการของแมกซ์เวลล์ดังนี้

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times \vec{E}) &= -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \\ &= \mu \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2.4)$$

ซึ่งเทอมด้านซ้ายมือของสมการนี้สามารถใช้เอกลักษณ์ในการเคิร์ลและแปลงค่าได้ตามสมการที่ (2.5)

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad (2.5)$$

สำหรับตัวกลางที่ไม่มีประจุไฟฟ้าจะทำให้สามารถพิจารณาเทอมแรกทางด้านขวามือของสมการที่ (2.5) ได้ว่า

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.6)$$

และเมื่อพิจารณาตัวกลางที่เป็นสุญญากาศนั่นคือ  $\mu = \mu_0$  ทำให้ได้ว่า

$$\nabla^2 \bar{E} = \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{D}}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

เมื่อ D คือ ความหนาแน่นฟลักซ์ของสนามไฟฟ้า แสดงได้ดังสมการที่ (2.8)

$$\bar{D} = \epsilon_0 \bar{E} + \bar{P} \quad (2.8)$$

ทำการแทนสมการที่ (2.8) ลงในสมการที่ (2.7) ทำให้ได้สมการที่ (2.9)

$$\nabla^2 \bar{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial t^2} \quad (2.9)$$

จากหัวข้อที่แล้วนั้นสามารถจำแนกโพลาไรเซชันออกเป็นสองเทอมได้นั้นก็คือเทอมที่เป็นแบบเชิงเส้นและไม่เป็นเชิงเส้นซึ่งก็จะสามารถเขียนความสัมพันธ์ของสมการได้ดังสมการที่ (2.10)

$$\nabla^2 \bar{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}^L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}^{NL}}{\partial t^2} \quad (2.10)$$

โดยที่ผลเฉลยของสมการที่ (2.11) จะสามารถเขียนได้ดังนี้

$$\bar{E} = \sum_m \left[ A_m e^{i(k_m z - \omega_m t)} + c.c. \right] \hat{r} \quad (2.11)$$

เมื่อ  $A_m$  คือ แอมพลิจูดของคลื่น,  $k_m$  คือ เวกเตอร์คลื่น และ  $\omega_m$  คือ ความถี่เชิงมุม

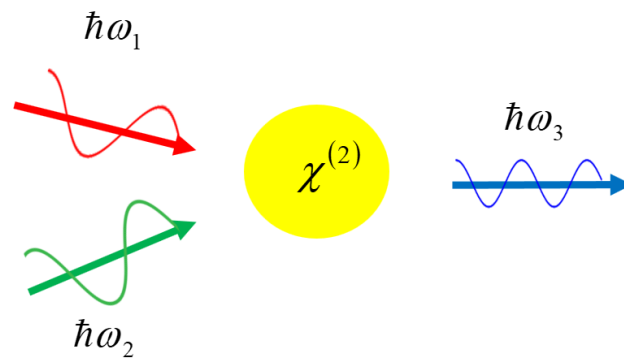
### 2.2.3 ความสัมพันธ์ของสมการคลื่นของการผสมคลื่นความถี่ (sum-frequency generation)

เมื่อทำการประยุกต์สนามไฟฟ้าที่มีความถี่เชิงมุมเท่ากับ  $\omega_1$  และ  $\omega_2$  เข้าไปตกกระทบในตัวกลางชนิดที่มีสมบัติความไม่เป็นเชิงเส้นอันดับที่สอง ( $\chi^{(2)}$ ) จะกำเนิดคลื่นที่มีความถี่เชิงมุมเท่ากับ  $\omega_3$  มีทิศทางแพร่ขนานกับคลื่นตกกระทบทั้งสองตามแนวแกน Z ในตัวกลางนั้นได้ ดังภาพประกอบที่ 8 ซึ่งสามารถพิจารณาได้จากสมการที่ (2.10) และสามารถเขียนสนามไฟฟ้าของคลื่นทั้งสามได้ดังสมการที่ (2.12), (2.13) และ (2.14)

$$E_1 = A_1 e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + c.c. \quad (2.12)$$

$$E_2 = A_2 e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} + c.c. \quad (2.13)$$

$$E_3 = A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c. \quad (2.14)$$



ภาพประกอบ 8 กระบวนการรวมสามคลื่น (sum-frequency generation)

ที่มา : Powers, P. E. (2013). Field guide to nonlinear optics. Bellingham: SPIE Press.

สำหรับเทอมของโพลาริเซชันในโครงสร้างของตัวกลางชนิดไม่เป็นเชิงเส้นมีค่าดังสมการที่ (2.15)

$$P^{(2)} = \sum_n P(\omega_n) e^{-i\omega_n t} \quad (2.15)$$

เมื่อค่าแอมพลิจูดเชิงซ้อนขององค์ประกอบความถี่ต่างๆมีค่าดังนี้

$$P(2\omega_1) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} A_1^2 e^{2ik_1 z} \quad (2.16)$$

$$P(2\omega_2) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} A_2^2 e^{2ik_2 z} \quad (2.17)$$

$$P(\omega_1 + \omega_2) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} A_1 A_2 e^{i(k_1 + k_2)z} \quad (2.18)$$

$$P(\omega_1 - \omega_2) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} A_1 A_2^* e^{i(k_1 - k_2)z} \quad (2.19)$$

$$P(0) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} \left( A_1 A_1^* e^{i(k_1 - k_1)z} + A_2 A_2^* e^{i(k_2 - k_2)z} \right) \quad (2.20)$$

โดยผลลัพธ์ของเทอมโพลาริเซชันอันดับที่สอง  $P^{(2)}$  จะประกอบไปด้วยเทอมของการสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง (Second-harmonic generation), การสร้างคลื่นที่มีความถี่แตกต่างกัน (difference-frequency generation), การรวมคลื่นความถี่ (sum-frequency generation) และ การปรับทางแสง (optical rectification) ซึ่งในหัวข้อนี้จะทำการพิจารณาโพลาริเซชันสำหรับเทอม การรวมคลื่นความถี่ (sum-frequency generation) เท่านั้น ทำให้ทอมใดที่ไม่เกี่ยวข้องกับการรวมการดังกล่าวก็สามารถละเทอมนั้นโดยไม่ต้องนำมาพิจารณาได้

ต่อมาจะทำการแทนค่าเทอมของโพลาริเซชันที่พิจารณาลงในสมการที่ (2.10) ทำให้ได้สมการคลื่นในเทอมของแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าเป็นดังนี้

$$\nabla^2 E_3 + \frac{\omega_3^2 n_3^2}{c^2} E_3 = -\omega_3^2 \mu_0 P^{(2)} \quad (2.21)$$

และจากสมการที่ (2.21) หากแยกพิจารณาในรูปทั่วไปของเทอมทางซ้ายมือและเทอมทางขวามือโดยใช้หลักการ Slowly Varying Envelope Approximation (SVEA) แสดงได้ดังนี้

$$\nabla^2 E_3 = \frac{d^2}{dz^2} A_3(z) e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} = \left[ -k^2 A_3 + 2ik \frac{dA_3}{dz} + \frac{d^2 A_3}{dz^2} \right] e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} \quad (2.22)$$

จากหลักการ SVEA จะทำให้

$$\left| k \frac{dA_3}{dz} \right| \gg \left| \frac{d^2 A_3}{dz^2} \right|$$

จะได้

$$\nabla^2 E_3 = \left[ -k^2 A_3 + 2ik \frac{dA_3}{dz} \right] e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} \quad (2.23)$$

ทำการแทนค่าสมการที่ (2.23) ลงในสมการที่ (2.21) ได้ว่า

$$\left[ -k^2 A_3 - 2ik_3 \frac{dA_3}{dz} \right] e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + \frac{\omega_3^2 n_3^2}{c^2} A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} = -\omega_3^2 \mu_0 P^{(2)} \quad (2.24)$$

ทำการจัดรูปสมการที่ (2.24) ใหม่ได้ว่า

$$2ik_3 \frac{dA_3}{dz} e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} = -\omega_3^2 \mu_0 P^{(2)} \quad (2.25)$$

จึงทำให้สามารถเขียนรูปทั่วไปของสมการคลื่นที่ใช้หลักการ SVEA ได้ว่า

$$2ik_n \frac{dA_n}{dz} e^{i(k_n z - \omega_n t)} = -\omega_n^2 \mu_0 P^{(NL)} \quad (2.26)$$

และสามารถหาค่า  $A_1$ ,  $A_2$  และ  $A_3$  โดยจัดรูปสมการ (2.26) ใหม่ได้ดังนี้

$$\frac{dA_1}{dz} = i \frac{\omega_1}{n_1 c} \chi^{(2)} A_3 A_2^* e^{i(k_3 - k_2 - k_1)z} \quad (2.27)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i \frac{\omega_2}{n_2 c} \chi^{(2)} A_1 A_3^* e^{i(k_1 - k_3 - k_2)z} \quad (2.28)$$

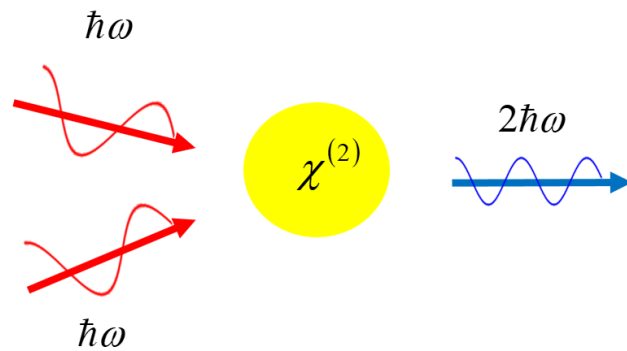
$$\frac{dA_3}{dz} = i \frac{\omega_3}{n_3 c} \chi^{(2)} A_1 A_2 e^{i(k_1 + k_2 - k_3)z} \quad (2.29)$$

โดยที่สมการที่ (2.27), (2.28) และ (2.29) เทอมของ  $k_1 + k_2 - k_3 = \Delta k$  เรียกว่า การไม่เข้าคู่ของเวกเตอร์คลื่น (wave vector mismatch)

## 2.2.4 การสร้างคลื่นฮาร์มอนิคอันดับที่สอง

กระบวนการเกิดฮาร์มอนิคลำดับที่สอง (second-harmonic generation ; SHG) จะเกิดขึ้นเมื่อสนามไฟฟ้าเข้าไปตกกระทบกับตัวกลางที่มีสภาพความไวอันดับที่สอง ( $\chi^{(2)}$ ) ดัง

ภาพประกอบที่ 9 ซึ่งสามารถอธิบายได้ จากสมการของแมกซ์เวลล์ในเทอมที่มีโพลาไรเซชันไม่เชิงเส้น



ภาพประกอบ 9 การสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง (Second harmonic generation)

ที่มา : Powers, P. E. (2013). Field guide to nonlinear optics. Bellingham: SPIE Press.

ในกระบวนการของการสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นการพิจารณาสนามไฟฟ้าจะมีสองสมการที่เกี่ยวข้อง โดยจะเป็นสนามไฟฟ้าในย่านความถี่มูลฐาน และย่านในฮาร์มอนิกที่สอง เขียนสมการได้ดังนี้

$$\nabla^2 A_1 + \frac{\omega_1^2 n_1^2}{c^2} A_1 = -\omega_1^2 \mu_0 P^{(2)} \quad (2.30)$$

$$\nabla^2 A_2 + \frac{(2\omega_1)^2 n_2^2}{c^2} A_2 = -(2\omega_1)^2 \mu_0 P^{(2)} \quad (2.31)$$

และจากสมการที่ (2.30) และ (2.31) หากพิจารณาโดยใช้หลักการของ SVEA จะสามารถเขียนสมการใหม่ได้ดังนี้

$$2ik_1 \frac{dA_1}{dz} = \frac{-\omega_1^2}{c^2} \chi^{(2)} A_2 A_1^* e^{i(\Delta k)z} \quad (2.32)$$

$$2ik_2 \frac{dA_2}{dz} = \frac{-4\omega_1^2}{c^2} \chi^{(2)} A_1^2 e^{i(\Delta k)z} \quad (2.33)$$

สำหรับกรณีของการสร้างคลื่นอันดับที่สองเวกเตอร์คลื่น ( $\Delta k$ ) มีค่าเท่ากับ  $2k_1 - k_2$  นั่นคือ สภาวะไม่เข้าคู่ของเฟส (phase mismatch) และเป็นตัวแปรสำคัญสำหรับการกำหนดประสิทธิภาพของปฏิกิริยาทางแสงของวัสดุชนิดที่ไม่เชิงเส้น โดยที่จากสมการที่ (2.33) หาก

ต้องการทราบค่าของ  $A_2$  ที่มีค่ามากที่สุดนั้นต้องทำการกำหนดให้  $\Delta k = 0$  และเรียกกรณีนี้ว่า เกิดสภาวะเข้าคู่ของเฟส (phase matching) ซึ่งสามารถหาผลเฉลยของสมการที่ (2.33) เขียนได้ว่า

$$A_2(L) = \frac{2i\omega}{n_2c} \chi^{(2)} A_1^2 L \quad (2.34)$$

และ

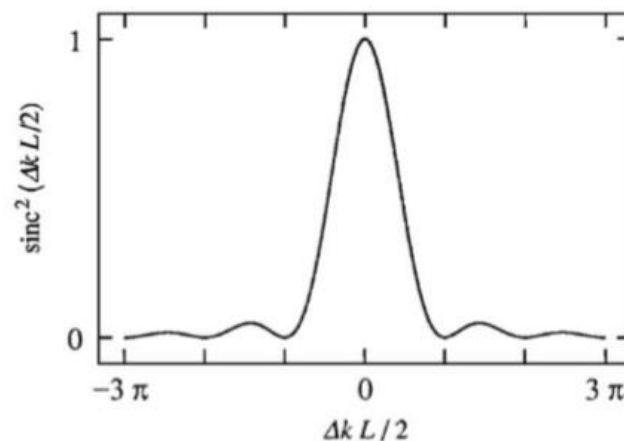
$$|A_2(L)|^2 = \frac{4\omega_1^2}{n_2^2c^2} (\chi^{(2)})^2 |A_1|^4 L^2 \quad (2.35)$$

เมื่อกำหนดให้  $z = L$

เรียกสมการที่ (2.35) ว่า ความเข้มของคลื่นในฮาร์โมนิคที่สอง (SHG intensity scales) ซึ่งจะเห็นได้ว่าขนาดของความเข้มนี้จะขึ้นอยู่กับกำลังสองของความเข้มของคลื่นที่ความถี่มูลฐานและขึ้นอยู่กับค่ากำลังสองของระยะที่คลื่นเคลื่อนที่ไปได้ ( $L$ ) และสำหรับกรณีทั่วไปนั้น  $\Delta k \neq 0$  ทำให้ผลเฉลยของสมการที่ (2.33) สามารถเขียนได้ว่า

$$|A_2(L)|^2 = \frac{4\omega_1^2}{n_2^2c^2} (\chi^{(2)})^2 |A_1|^4 L^2 \text{sinc}^2(\Delta k L / 2) \quad (2.36)$$

และจากสมการที่ (2.36) จะสังเกตได้ว่า  $\Delta k L / 2$  ต้องมีค่าน้อยกว่า  $\pi$  เรเดียน เพื่อที่จะให้เกิดค่าประสิทธิภาพของ SHG ได้เกิดขึ้น ดังภาพประกอบที่ 10



ภาพประกอบ 10 กราฟแสดงประสิทธิภาพของ wavevector mismatch

ที่มา : Boyd, R. W. (2003). Nonlinear optics (3th ed.). Rochester: Elsevier.

### 2.2.5 วิธีการเข้าคู่ของเฟส

การเข้าคู่ของเฟสคือการที่ทำให้เวกเตอร์คลื่นในหัวข้อที่ผ่านมานั้นมีค่าเท่ากับศูนย์ หรือการทำให้สภาวะการไม่เข้าคู่ของเฟสนั้นมีค่าเป็นศูนย์ ( $k_1 + k_2 - k_3 = \Delta k = 0$ ) ซึ่งสภาวะนี้จะทำให้เกิดคลื่นที่มีความเข้มสูง แต่สภาวะนี้มักไม่ได้เกิดขึ้นเป็นปกติโดยหากพิจารณาปฏิบัติการผสมสามคลื่นในตัวกลางมีการกำหนดให้ความถี่ของคลื่นแต่ละตัวเท่ากับ  $\omega_3 > \omega_2 \geq \omega_1$  เป็นผลทำให้  $n_3 > n_2 \geq n_1$  นั่นคือสภาวะการไม่เข้าคู่ของเฟสสามารถแสดงได้ตามสมการที่ (2.37)

$$\Delta k = \frac{n_3 \omega_3}{c} - \frac{n_2 \omega_2}{c} - \frac{n_1 \omega_1}{c} \quad (2.37)$$

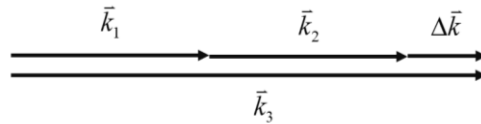
เมื่อปฏิบัติการของคลื่นทั้งสามอยู่ภายใต้สภาวะการอนุรักษ์พลังงานนั่นคือ

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 \quad (2.38)$$

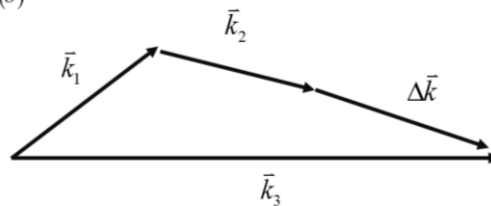
ทำให้สามารถเขียนสมการ (2.37) ใหม่ได้ว่า

$$\Delta k = \frac{1}{c} (n_3 (\omega_1 + \omega_2) - n_2 \omega_2 - n_1 \omega_1) \quad (2.39)$$

(a)



(b)



ภาพประกอบ 11 ภาพแสดงเวกเตอร์คลื่น (a) แบบเชิงเส้น (collinear) (b) แบบไม่เชิงเส้น (noncollinear interactions)

ที่มา : Boyd, R. W. (2003). Nonlinear optics (3th ed.). Rochester: Elsevier.

และสามารถจัดสมการ (2.39) ได้ว่า

$$\Delta k = \frac{1}{c} [\omega_1 (n_3 - n_1) + \omega_2 [n_3 - n_2]] \quad (2.40)$$

ภาพประกอบที่ 11 (a) แสดงถึงการเกิดปฏิริยารวมกันแบบเป็นเชิงเส้นจะเกิดขึ้นเมื่อเวกเตอร์คลื่นทั้งหมดนั้นขนานกัน ส่วน 11 (b) แสดงถึงการเกิดปฏิริยารวมกันแบบไม่เชิงเส้นจะเกิดขึ้นเมื่อเวกเตอร์คลื่นไม่ได้ขนานกัน และถ้าในการกระจายของคลื่นมีค่าดัชนีหักเหเท่ากับ  $n_3 > n_1$  และ  $n_3 > n_2$  การเปลี่ยนแปลงของเวกเตอร์คลื่นจะมีค่าที่เป็นบวก ( $\Delta k > 0$ ) เมื่อพิจารณาจากสมการที่ (2.40) ซึ่งจะเห็นได้ว่าเวกเตอร์คลื่น ( $\Delta k$ ) ไม่ได้เป็นศูนย์สำหรับปฏิริยานี้ ดังนั้นจึงไม่ได้เกิดสภาวะการเข้าคู่ของเฟส (phase matching) ขึ้น และยังทำให้ทราบได้อีกว่า  $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 > 0$  หรือ  $k_3 > k_1 - k_2$  โดยหากต้องการที่จะทำให้เกิดสภาวะการเข้าคู่ของเฟสกันเกิดขึ้นจำเป็นต้องทำให้  $n_3 = n_1$  และ  $n_3 = n_2$  โดยที่เทคนิคในการทำให้เกิดการเข้าคู่ของเฟสสามารถทำได้ 2 แบบ คือ การเข้าคู่ของเฟสแบบดัชนีหักเหสองแนวและการเข้าคู่ของเฟสแบบคล้าย

#### 2.2.5.1 การเข้าคู่ของเฟสด้วยดัชนีหักเหสองแนว (Birefringent Phase Matching)

การเข้าคู่ของเฟสแบบดัชนีหักเหสองแนว (Birefringent phase matching) คือ การสร้างสภาวะการเข้าคู่ของเฟส (phase matching) ของคลื่นที่เกี่ยวข้องกับกระบวนการผสมสามคลื่นโดยพิจารณาได้จากคลื่นที่เข้าไปในตัวกลางที่มีดัชนีหักเหแตกต่างกันสองแนวตามแนวโพลาริเซชันของคลื่น ได้แก่ คลื่นปกติ (ordinary wave) หรือคลื่น o เป็นคลื่นที่มีแนวโพลาริเซชันตั้งฉากกับระนาบตกกระทบ และแนวแกนแสง (optic axis) และคลื่นไม่ปกติ (extraordinary wave) หรือคลื่น e เป็นคลื่นที่มีแนวโพลาริเซชันขนานกับระนาบตกกระทบ

ในขณะที่ความแตกต่างของชนิดของสภาวะการเข้าคู่ของเฟสแบบดัชนีหักเหสองแนว (Birefringent phase matching) สามารถแบ่งได้ 2 ชนิด คือ ชนิดที่ 1 (Type-I) และชนิดที่ 2 (Type-II) ดังตารางที่ 1

ตาราง 1 การจำแนกเป็นการเข้าคู่ของเฟสชนิดที่ 1 (Type-I) และชนิดที่ 2 (Type-II) ของกระบวนการรวมสามคลื่น

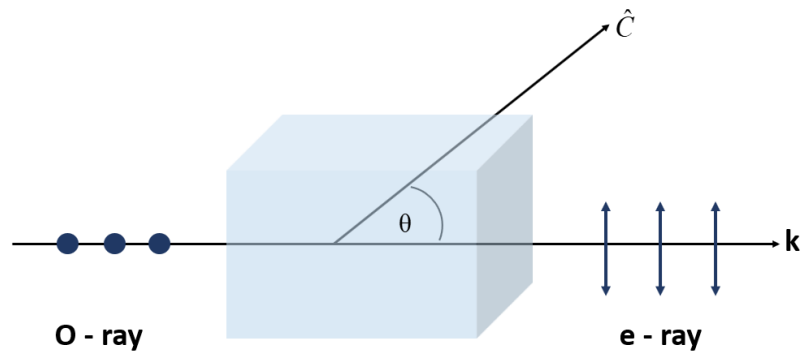
	$\omega_1$	$\omega_2$	$\omega_3$	$\omega_3 > \omega_2 \geq \omega_1$
Type-I	e	e	o	Positive uniaxial
	o	o	e	Negative uniaxial
Type-II	o	e	o	Positive uniaxial
	e	o	o	
	o	e	e	Negative uniaxial
	e	o	e	

ที่มา : Powers, P. E. (2013). Field guide to nonlinear optics. Bellingham: SPIE Press.

เมื่อพิจารณาคคลื่น o จะมีค่าดัชนีหักเหเป็น  $n_o$  และคลื่น e จะมีค่าดัชนีหักเหเป็น  $n_e(\theta)$  ซึ่งจะมีค่าขึ้นอยู่กับมุมระหว่างแกนแสงและเวกเตอร์คลื่นเป็นไปตามความสัมพันธ์ดังนี้ (Boyd, 2003)

$$\frac{1}{n_e(\theta)^2} = \frac{\sin^2 \theta}{\bar{n}_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \quad (2.41)$$

โดยที่  $\bar{n}_e$  คือ ค่าหลัก (principal value) ของค่าดัชนีหักเหของคลื่น e ซึ่ง  $n_e(\theta)$  จะมีค่าเท่ากับ  $\bar{n}_e$  สำหรับ  $\theta = 90$  และจะมีค่าเท่ากับ  $n_o$  สำหรับ  $\theta = 0$  สำหรับสภาวะเข้าคู่ของเฟส (phase matching) นั้นจะสามารถถูกทำให้เกิดขึ้นได้โดยการปรับมุมเพื่อให้ได้ค่าของ  $n_e(\theta)$  สำหรับสภาวะที่เหมาะสมที่ทำให้  $\Delta k = 0$



ภาพประกอบ 12 การสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง ในผลึกแกนเดี่ยวเชิงลบ

ที่มา : Boyd, R. W. (2003). Nonlinear optics (3th ed.). Rochester: Elsevier.

สำหรับกรณีการเข้าคู่ของเฟสชนิดที่ 1 ดังภาพประกอบที่ 12 การเกิดสภาวะเฟสการเข้าคู่ของเฟสขึ้น ค่าดัชนีหักเหของคลื่น o และ คลื่น e ในกรณีนี้จำเป็นต้องเท่ากันดังสมการที่ (2.42)

$$n_e(2\omega, \theta) = n_o(\omega) \quad (2.42)$$

ทำให้ได้ว่าจากสมการที่ (2.41) สามารถเขียนใหม่ได้ดังนี้

$$\frac{1}{n_o(\omega)^2} = \frac{\sin^2 \theta}{\bar{n}_e(2\omega)^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o(\omega)^2} \quad (2.43)$$

และสามารถจัดรูปให้ง่ายขึ้นได้โดยการแทนค่า  $\cos^2 \theta$  ด้วย  $1 - \sin^2 \theta$  แล้วแก้สมการเพื่อหาค่า  $\sin^2 \theta$  ได้ว่า

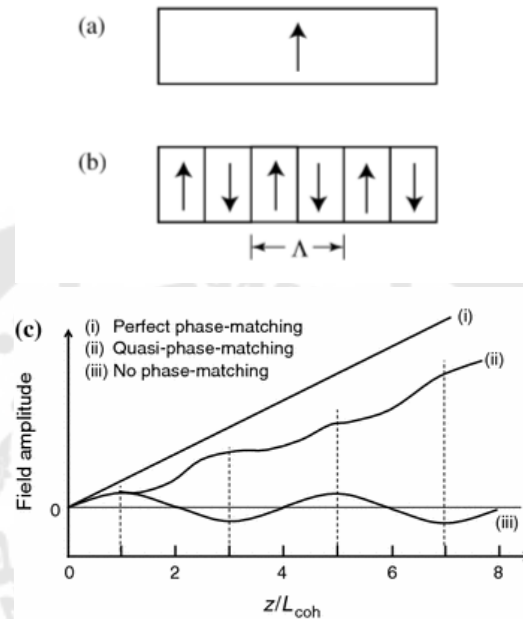
$$\sin^2 \theta = \frac{\frac{1}{n_o(\omega)^2} - \frac{1}{n_o(2\omega)^2}}{\frac{1}{\bar{n}_e(2\omega)^2} - \frac{1}{n_o(2\omega)^2}} \quad (2.44)$$

ซึ่งสมการที่ (2.44) จะแสดงให้เห็นว่าถ้ามุมของเวกเตอร์คลื่นเมื่อเทียบกับแกนแสงของโครงผลึกนั้นถูกปรับเปลี่ยนก็จะทำให้เกิดสภาวะการเข้าคู่ของเฟส (phase matching) ได้

### 2.2.5.2 การเข้าคู่ของเฟสแบบคล้าย (Quasi-Phase Matching)

สภาวะการเข้าคู่ของเฟสแบบคล้าย (quasi-phase matching) แสดงได้ดังภาพประกอบที่ 13 เมื่อ (a) แสดงถึง วัสดุชนิดที่เป็นแบบไม่เชิงเส้นที่มีผลึกเดี่ยว และ (b) แสดง

ลักษณะโครงสร้างของวัสดุที่สามารถสร้างขึ้นมาได้จากการที่ปรับแกนผลึกสลับเป็นคาบ โดยแกนผลึกที่ถูกลำเอียงแบบคาบและสลับทิศทางเป็นผลมาจากค่าสัมประสิทธิ์ความสัมพันธ์ไม่เชิงเส้น (nonlinear coupling coefficient ;  $d_{eff}$ ) ทำให้เวกเตอร์ที่ไม่เข้าคู่ของเฟส ( $\Delta k$ ) นั้นสามารถเกิดสภาวะการเข้าคู่ของเฟส (phase matching) ขึ้นได้ เรียกว่า สภาวะการเข้าคู่ของเฟสแบบคล้าย (quasi-phase matching)



ภาพประกอบ 13 วัสดุทางแสงแบบไม่เชิงเส้นอันดับที่สองในรูปแบบ (a) วัสดุที่เป็นเนื้อเดียวกัน (b) วัสดุที่มีการปรับสลับกันเป็นคาบ และ (c) กราฟแสดงการเปลี่ยนแปลงของแอมพลิจูดของสนามสำหรับสนามทั่วไปในปฏิกิริยาทางแสงแบบไม่เป็นเชิงเส้นสำหรับการเข้าคู่ของเฟสสามสถานะที่แตกต่างกัน

ที่มา : Boyd, R. W. (2003). Nonlinear optics (3th ed.). Rochester: Elsevier.

โดยทั่วไปแล้วในธรรมชาติจะสามารถพบผลของเวกเตอร์คลื่นได้ใน 3 ลักษณะ โดยเส้น (i) แสดงถึงการสร้างสภาวะการเข้าคู่ของเฟส (phase matching) โดยสมบรูณ์ในวัสดุที่มีโครงสร้างผลึกเดี่ยวแบบไม่เป็นเชิงเส้นซึ่งสนามของคลื่นที่สร้างขึ้นมานั้นจะเพิ่มขึ้นเป็นเชิงเส้นตามระยะที่คลื่นเคลื่อนที่ และ เส้น (iii) แสดงถึงสภาวะการไม่เข้าคู่ของเฟส (phase mismatch) นั่นคือแอมพลิจูดของสนามของคลื่นที่สร้างขึ้นมานั้นจะเกิดการแกว่งไปมาตามระยะที่คลื่นเคลื่อนที่ ส่วนในเส้น (ii) นั้นจะเป็นการแสดงในกรณีของ สภาวะการไม่เข้าคู่ของเฟสแบบคล้าย (quasi-phase matching) ซึ่งในกรณีนี้จะมีการสมมติว่าคาบ ( $\Lambda$ ) ของการสลับแกนของผลึกได้ถูกตั้งให้มีค่าเป็น

สองเท่าของความยาวอาพันธ์ (coherent length;  $L_{coh}$ ) ของปฏิกิริยาชนิดที่ไม่เป็นแบบเชิงเส้นและแอมพลิจูดของสนามของคลื่นที่สร้างขึ้นมาจะเริ่มลดลงเป็นผลมาจาก สภาวะการไม่เข้าคู่ของเฟส (phase mismatch) ที่ยังคงเหลืออยู่ และการกลับกันของเครื่องหมายของ ค่าสัมประสิทธิ์สัมพันธ์ไม่เชิงเส้น  $d(z)$  ทำให้แอมพลิจูดของสนามจะมีการเพิ่มขึ้นต่อไป

สภาวะการเข้าคู่ของเฟสแบบคล้าย (quasi-phase matching) สามารถอธิบายได้โดยการกำหนดให้ค่าสัมประสิทธิ์สัมพันธ์ไม่เชิงเส้นนั้น เป็นฟังก์ชันที่สามารถแสดงได้ดังสมการที่ (2.45)

$$d(z) = d_{eff} \text{sign} \left[ \cos \left( \frac{2\pi z}{\Lambda} \right) \right] \quad (2.45)$$

เมื่อ  $d_{eff}$  คือ สัมประสิทธิ์ไม่เชิงเส้น (nonlinear coefficient) ของวัสดุที่เป็นเนื้อเดียวกัน ซึ่งการเปลี่ยนแปลงการระบุตำแหน่งของสัมประสิทธิ์ไม่เชิงเส้น นำไปสู่การเปลี่ยนแปลงสมการของความสัมพันธ์แอมพลิจูด (coupled amplitude equations) และจะส่งผลต่อค่าสภาพความไวอันดับที่สอง  $\chi^{(2)}$  และเพื่อให้ทำความเข้าใจสะดวกมากขึ้นสมการที่ (2.45) ก็สามารถอธิบายการเปลี่ยนแปลงของการระบุตำแหน่งของค่าสัมประสิทธิ์สัมพันธ์ไม่เชิงเส้นได้ในรูปของอนุกรมฟูเรียร์ดังสมการที่ (2.46)

$$d(z) = d_{eff} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m \exp(ik_m z) \quad (2.46)$$

เมื่อ  $k_m = \frac{2\pi m}{\Lambda}$  คือ ขนาดของเวกเตอร์ซึ่งประกอบไปด้วยองค์ประกอบฟูเรียร์อันดับที่  $m$  ของ  $d(z)$  และค่าสัมประสิทธิ์ของ  $G_m$  สามารถแสดงได้ดังนี้

$$G_m = \left( \frac{2}{m\pi} \right) \sin \left( \frac{m\pi}{2} \right) \quad (2.47)$$

ซึ่งเมื่อทำการแทนค่าสมการที่ (2.46) ลงไปในสมการที่ (2.27) , (2.28) และ (2.29) จะได้ว่า

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{2i\omega_1 d_0}{n_1 c} A_3 A_2^* e^{-i(\Delta k_0 - 2k_m)z} \quad (2.48)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{2i\omega_2 d_0}{n_2 c} A_3 A_1^* e^{-i(\Delta k_0 - 2k_m)z} \quad (2.49)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{2i\omega_3 d_0}{n_3 c} A_1 A_2 e^{i\Delta k_0 z} \quad (2.50)$$

กำหนดให้  $d_0$  คือ ค่าสัมประสิทธิ์ความสัมพันธ์ไม่เชิงเส้นที่ขึ้นอยู่กับอันดับฟูเรียร์ที่  $m$  ตามสมการดังนี้

$$d_Q = d_{eff} G_m \quad (2.51)$$

และเวกเตอร์คลื่นของสภาวะการไม่เข้าคู่ของเฟส (phase mismatch) สำหรับอันดับที่  $m$  จะถูกกำหนดได้ดังสมการที่ (2.52)

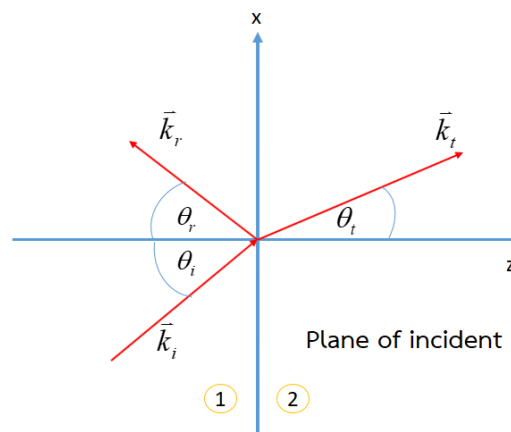
$$\Delta k_Q = k_1 + k_2 - k_3 + k_m \quad (2.52)$$

โดยจากสมการที่ (2.50) จะสามารถสังเกตได้ว่า สมการของความสัมพันธ์แอมพลิจูด (coupled amplitude equations) นั้นจะขึ้นอยู่กับค่าของค่าสัมประสิทธิ์ไม่เชิงเส้น nonlinear coefficient ( $d_{eff}$ ) และ เวกเตอร์คลื่น ( $\Delta k_Q$ ) ของสภาวะการไม่เข้าคู่ของเฟส (phase mismatch)

## 2.3 ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน

### 2.3.1 กฎของสเนลล์

การสะท้อนและการหักเหของคลื่นระนาบที่ผิวรอยต่อระหว่างตัวกลางไดอิเล็กทริกสองชนิด คลื่นระนาบตกกระทบบนผิวรอยต่อจะถูกแบ่งออกเป็นสองคลื่น โดยคลื่นอีกหนึ่งจะถูกส่งผ่านเข้าไปในตัวกลางที่สองและอีกอีกหนึ่งจะสะท้อนกลับออกไปในตัวกลางเดิม โดยที่คลื่นทั้งสองเป็นผลมาจากการใช้เงื่อนไขขอบ ในการพิจารณา กฎของสเนลล์จะกำหนดให้คลื่นระนาบที่มาตกกระทบ, สะท้อน และหักเหมีความถี่เท่ากับ  $\omega$  และมีเวกเตอร์คลื่น คือ  $k_i$ ,  $k_r$  และ  $k_t$  ตามลำดับ ดังภาพประกอบที่ 14 (Yeh, 1988)



ภาพประกอบ 14 ทิศทางของคลื่นตกกระทบ, คลื่นสะท้อนและคลื่นที่ส่งผ่านในระนาบเดียวกัน

ที่มา : Yeh, P. (1988). Optical waves in layered media (Vol. 95). Thousand Oaks: John Wiley & Sons.

สนามในตัวกลางแรกกับสนามในตัวกลางที่สองสามารถรวมกันได้โดยใช้เงื่อนไขขอบ  
ดังนี้

$$E_i e^{i(k_i r - \omega t)} + E_r e^{i(k_r r - \omega t)} = E_t e^{i(k_t r - \omega t)} \quad (2.53)$$

จะเห็นว่าจากภาพประกอบที่ (14) การใช้เงื่อนไขขอบขององค์ประกอบของสนามไฟฟ้าในแนว  $x$ ,  $y$  ที่เวลาใดๆ เมื่อ  $z = 0$  นั้นทิศทางของเวกเตอร์เหล่านี้จะมีค่าเท่ากัน ทำให้ได้ว่า

$$\bar{k}_i \cdot \bar{r} = \bar{k}_r \cdot \bar{r} = \bar{k}_t \cdot \bar{r} \quad (2.54)$$

และสามารถเขียนสมการใหม่ได้ว่า

$$x(k_i)_x + y(k_i)_y = x(k_r)_x + y(k_r)_y = x(k_t)_x + y(k_t)_y \quad (2.55)$$

และถ้าหากพิจารณาที่ตำแหน่ง  $x = 0$  จะได้ว่า

$$(k_i)_y = (k_r)_y = (k_t)_y \quad (2.56)$$

ในทำนองเดียวกันถ้า  $y = 0$

$$(k_i)_x = (k_r)_x = (k_t)_x \quad (2.57)$$

และหากพิจารณาคลื่นที่อยู่ในระนาบของ  $xz$  ตามภาพประกอบที่ (14) นั่นคือ  $(k_i)_y = 0$  ทำให้  $(k_r)_y = (k_t)_y = 0$  ด้วยเช่นกัน ดังนั้นจึงสามารถกล่าวได้ว่า เวกเตอร์คลื่นของการตกกระทบ, การสะท้อน และการส่งผ่านนั้นจะเกิดขึ้นในระนาบหนึ่งที่เวกเตอร์คลื่นนี้อยู่ในระนาบเดียวกันเรียกว่า ระนาบการตกกระทบ

ซึ่งจากสมการ (2.57) ยังแสดงให้เห็นอีกว่า

$$k_i \sin \theta_i = k_r \sin \theta_r = k_t \sin \theta_t \quad (2.58)$$

เมื่อ  $\theta_i$  คือมุมตกกระทบ,  $\theta_r$  คือมุมสะท้อน และ  $\theta_t$  คือมุมหักเห และจากกฎการสะท้อนที่ว่ามุมตกกระทบเท่ากับมุมสะท้อนจะได้

$$\theta_i = \theta_r \quad (2.59)$$

ทำให้ได้ว่า

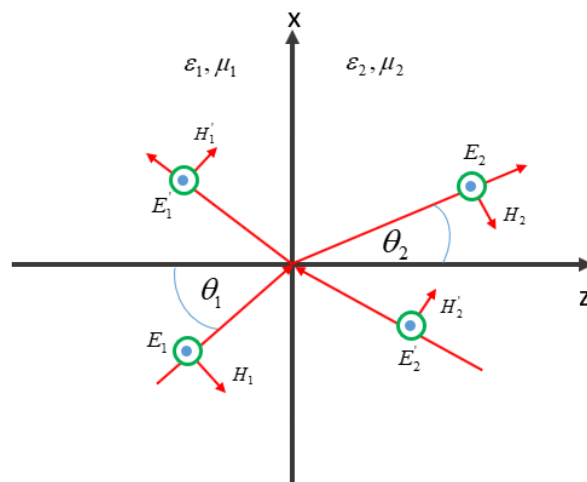
$$\frac{\sin \theta_t}{\sin \theta_i} = \frac{n_i}{n_t} \quad (2.60)$$

เรียกสมการที่ (2.60) ว่า กฎของสเนลล์

### 2.3.2 การสะท้อนและการส่งผ่านที่รอยต่อวัสดุของคลื่นโพลาไรซ์ชนิด s (TE

wave)

คลื่นโพลาไรซ์ชนิด s นั้นเป็นที่รู้จักกันในอีกชื่อหนึ่งคือ คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่มีสนามไฟฟ้าตั้งฉากกับระนาบตกกระทบ (Transverse electric wave หรือ TE wave) ดังภาพประกอบที่ 15



ภาพประกอบ 15 การสะท้อนและการส่งผ่านของคลื่นโพลาไรซ์ชนิด s

ที่มา : Yeh, P. (1988). Optical waves in layered media (Vol. 95). Thousand Oaks: John Wiley & Sons.

จากเงื่อนไขขอบคลื่นสะท้อนและการหักเหของคลื่นชนิด s ของ  $E_y$  และ  $H_z$  ที่ผิวรอยต่อ เมื่อ  $z = 0$  สามารถเขียนได้ว่า (Yeh, 1988)

$$E_{1s} + E'_{1s} = E_{2s} + E'_{2s} \quad (2.61)$$

$$\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}}(E_{1s} - E'_{1s})\cos\theta_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}}(E_{2s} - E'_{2s})\cos\theta_2 \quad (2.62)$$

เมื่อ  $\theta_1$  และ  $\theta_2$  คือ มุมของเวกเตอร์คลื่น  $k_1$  และ  $k_2$  ตามลำดับ ที่ทำกับเส้นปกติที่ตั้งฉากกับผิวรอยต่อ ซึ่งคู่สมการทั้งสองสามารถนำมาเขียนเป็นรูปเมทริกซ์ได้ดังนี้

$$D_s(1)\begin{pmatrix} E_{1s} \\ E'_{1s} \end{pmatrix} = D_s(2)\begin{pmatrix} E_{2s} \\ E'_{2s} \end{pmatrix} \quad (2.63)$$

เมื่อ

$$D_s(i) = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_i}} \cos \theta_i & -\sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_i}} \cos \theta_i \end{pmatrix} \quad (2.64)$$

โดยที่  $i = 1, 2$

เมทริกซ์  $D_s(i)$  เรียกว่า เมทริกซ์พลวัต (dynamical matrix) ของคลื่นชนิด  $s$  สำหรับตัวกลาง  $i = 1, 2$  และสัมประสิทธิ์การสะท้อนและการส่งผ่านสามารถหาค่าได้ดังนี้

$$r_s = \left( \frac{E'_{1s}}{E'_{1s}} \right)_{E'_{2s}=0} \quad (2.65)$$

$$t_s = \left( \frac{E'_{2s}}{E'_{1s}} \right)_{E'_{2s}=0} \quad (2.66)$$

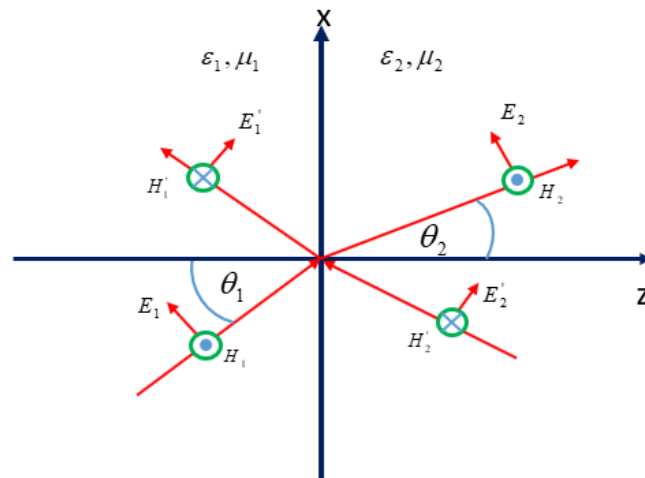
และค่าของสัมประสิทธิ์การสะท้อนและการส่งผ่านสามารถจัดรูปได้อีกโดยแสดงได้ดังสมการที่ (2.67) และ (2.68)

$$r_s = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.67)$$

$$t_s = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.68)$$

2.3.3 การสะท้อนและการส่งผ่านที่รอยต่อของวัสดุของคลื่นโพลาไรซ์ชนิด  $p$  (TM wave)

คลื่นโพลาไรซ์ชนิด  $p$  นั้นเป็นที่รู้จักกันในอีกชื่อหนึ่งคือ คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่มีสนามแม่เหล็กตั้งฉากกับระนาบตกกระทบ (Transverse magnetic wave หรือ TM wave) ดังภาพประกอบที่ 16 (Yeh, 1988)



ภาพประกอบ 16 การสะท้อนและการส่งผ่านของคลื่นโพลาไรซ์ชนิด p

ที่มา : Yeh, P. (1988). Optical waves in layered media (Vol. 95). Thousand Oaks: John Wiley & Sons.

จากเงื่อนไขขอบคลื่นสะท้อนและการหักเหของคลื่นชนิด p ของ  $E_y$  และ  $H_z$  ที่ผิวรอยต่อ เมื่อ  $z = 0$  สามารถเขียนได้ว่า

$$(E_{1p} + E'_{1p}) \cos \theta_1 = (E_{2p} + E'_{2p}) \cos \theta_2 \quad (2.69)$$

$$\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} (E_{1p} - E'_{1p}) = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} (E_{2p} - E'_{2p}) \quad (2.70)$$

เมื่อ  $\theta_1$  และ  $\theta_2$  คือ มุมของเวกเตอร์คลื่น  $k_1$  และ  $k_2$  ตามลำดับ ที่ทำกับเส้นปกติที่ตั้งฉากกับผิวรอยต่อ ซึ่งคู่สมการทั้งสองสามารถนำมาเขียนเป็นรูปเมทริกซ์ได้ดังนี้

$$D_p(1) \begin{pmatrix} E_{1p} \\ E'_{1p} \end{pmatrix} = D_p(2) \begin{pmatrix} E_{2p} \\ E'_{2p} \end{pmatrix} \quad (2.71)$$

เมื่อ

$$D_p(i) = \begin{pmatrix} \cos \theta_i & \cos \theta_i \\ \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_i}} & -\sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_i}} \end{pmatrix} \quad (2.72)$$

โดยที่  $i = 1, 2$

เมทริกซ์  $D_p(i)$  เรียกว่า เมทริกซ์พลวัต (dynamical matrix ของคลื่นโพลาไรซ์ชนิด  $p$  สำหรับตัวกลาง  $i = 1, 2$  ซึ่งถ้าแสงที่ตกกระทบจากตัวกลางแรกนั้นสัมพันธ์กับการสะท้อนและการส่งผ่านสามารถหาค่าได้ดังนี้

$$r_p = \left( \frac{E'_{1p}}{E_{1p}} \right)_{E_{2p}=0} \quad (2.73)$$

$$t_p = \left( \frac{E_{2p}}{E_{1p}} \right)_{E_{2p}=0} \quad (2.74)$$

และค่าของสัมประสิทธิ์การสะท้อนและการส่งผ่านสามารถจัดรูปได้อีกโดยแสดงได้ดังสมการที่ (2.75) และ (2.76)

$$r_p = \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \quad (2.75)$$

$$t_p = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \quad (2.76)$$

ซึ่งจะสามารถหาค่าการสะท้อนและค่าการส่งผ่านรวมไปถึงค่าการดูดกลืนได้ด้วยการใช้สัมประสิทธิ์การสะท้อนและส่งผ่านของเฟรชเนล โดยจะหาค่าการสะท้อนและค่าการส่งผ่านสำหรับคลื่นโพลาไรซ์ชนิด  $s$  (TE wave) และ  $p$  (TM wave) ได้ดังนี้

$$R_s = |r_s|^2 \quad (2.77)$$

$$R_p = |r_p|^2 \quad (2.78)$$

และ

$$T_s = \frac{n_2 \cos \theta_2 |t_s|^2}{n_1 \cos \theta_1} \quad (2.79)$$

$$T_p = \frac{n_2 \cos \theta_2 |t_p|^2}{n_1 \cos \theta_1} \quad (2.80)$$

ค่าการดูดกลืนสามารถหาได้จากความสัมพันธ์ของค่าการสะท้อนและค่าการส่งผ่านได้ดังนี้

$$A = 1 - T - R \quad (2.81)$$

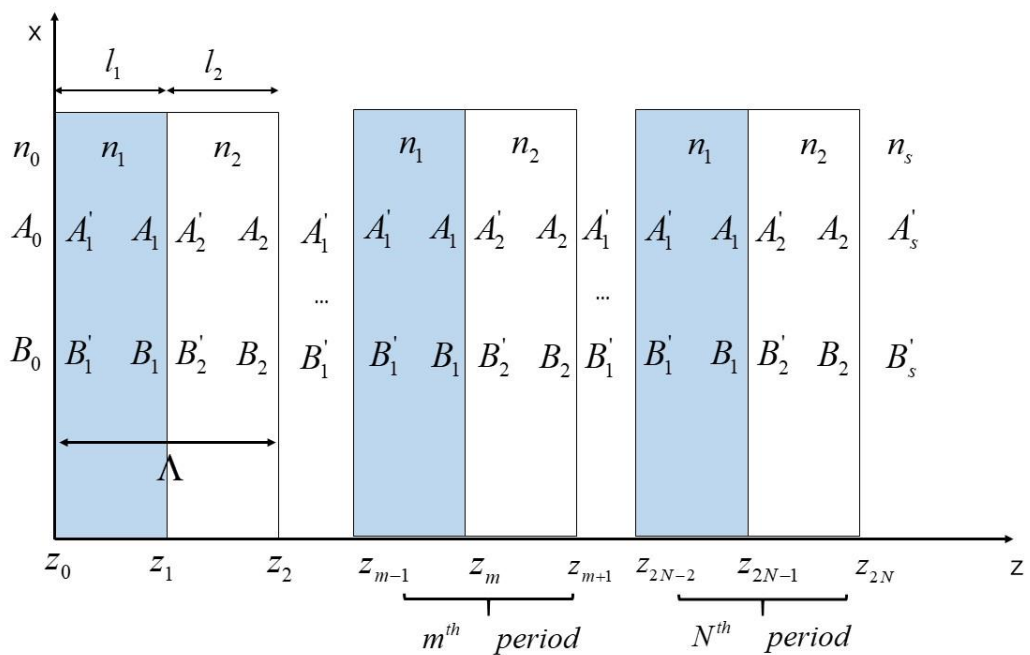
และสำหรับกรณีสารไดอิเล็กทริกบริสุทธิ์จะมีค่าดัชนีหักเหเป็นจำนวนจริงทำให้ความสัมพันธ์ของการส่งผ่านและการสะท้อนได้ดังนี้

$$T + R = 1 \quad (2.82)$$

ซึ่งสำหรับตัวกลางที่มีคุณสมบัติการดูดกลืนนั้นคือดัชนีหักเหเป็นจำนวนเชิงซ้อนทำให้ความสัมพันธ์ของค่าการสะท้อนและค่าการส่งผ่านนำไปสู่ค่าการดูดกลืนของตัวกลางได้

### 2.3.4 การสะท้อนและการส่งผ่านในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน

การพิจารณาการเคลื่อนที่ของคลื่นผ่านตัวกลางที่ถูกนำมาจัดเรียงตัวกันแบบคาบดังภาพประกอบที่ 17 โดยตัวกลางที่นำมาเรียงกันนี้จะมีค่าดัชนีหักเหที่ต่างกันตามตัวกลางที่นำมาพิจารณาซึ่งสามารถเขียนเป็นฟังก์ชันได้ดังสมการที่ (2.83)



ภาพประกอบ 17 โครงสร้างของชั้นแบบวางซ้อนกันเป็นคาบที่สร้างจากชั้นที่ประกอบกันสองชั้นและมีความหนา  $l_m$ ,  $n_m$  คือค่าดัชนีหักเห,  $\Lambda$  คือคาบของชั้นที่วางซ้อนทับกัน,  $n_0$  คือค่าดัชนีหักเหของตัวกลางตกกระทบ และ  $n_s$  คือค่าดัชนีหักเหตัวกลางที่คลื่นแผ่ออกไป

ที่มา : Pérez, E. X. (2008). Design, fabrication and characterization of porous silicon multilayer optical devices. Tarragona: Universitat Rovira i Virgili.

$$n(z) = \begin{cases} n_0 & z < z_0 \\ n_1 & z_0 < z < z_1 \quad \text{with} \quad z_1 = z_0 + l_1 \\ n_2 & z_1 < z < z_2 \quad \text{with} \quad z_2 = z_0 + \Lambda = z_1 + l_2 \\ \vdots & \\ n_s & z_{2N} < z \quad \text{with} \quad z_{2N} = z_0 + N\Lambda = z_{2N-1} + l_2 \end{cases} \quad (2.83)$$

โดยที่  $n(z) = n(z + \Lambda)$ ,  $\Lambda = l_1 + l_2$  คือ ความยาวคาบของชั้นในตัวกลาง, ค่าดัชนีหักเหในตัวกลางที่  $1 = n_1$ , ค่าดัชนีหักเหในตัวกลางที่  $2 = n_2$  และความหนาของแต่ละชั้นมีความสัมพันธ์จาก  $l_m = z_m - z_{m-1}$

โดยที่การกระจายตัวของสนามไฟฟ้าของคลื่นแสงตามแนวแกน  $z$  ภายในโครงสร้าง สามารถเขียนให้อยู่ในรูปแบบของผลรวมสนามไฟฟ้าที่มีการกระจายในทิศทางเคลื่อนที่ไปข้างหน้าและสะท้อนกลับในตัวกลางได้ดังนี้ (Pérez, 2008)

$$E(z) = \begin{cases} A_0 e^{-ik_{oz}(z-z_0)} + B_0 e^{ik_{oz}(z-z_0)}, & z < z_0 \\ A_m e^{-ik_{mz}(z-z_m)} + B_m e^{ik_{mz}(z-z_m)}, & z_{m-1} < z < z_m \\ A_s e^{-ik_{sz}(z-z_{2N})} + B_s e^{ik_{sz}(z-z_{2N})}, & z_{2N} < z \end{cases} \quad (2.84)$$

เมื่อ  $m$  และ  $N$  คืออันดับของชั้นและจำนวนคาบทั้งหมดที่พิจารณาตามลำดับ และ  $A_m$  คือ แอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าในทิศทางที่คลื่นเคลื่อนที่ไปข้างหน้า ส่วน  $B_m$  คือ แอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าในทิศทางที่คลื่นเคลื่อนที่กลับ และ  $k_{mz}$  คือ องค์ประกอบเวกเตอร์คลื่นตามแนวแกน  $z$  ภายในตัวกลางแต่ละชนิดซึ่งจะมีค่าดังสมการที่ (2.85)

$$k_{mz} = \left[ \left( \frac{\omega}{c} n_m \right)^2 - (k_{2z}^2) \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{\omega n_m \cos \theta_m}{c} \quad (2.85)$$

เมื่อ  $\theta_m$  คือ มุมของแสงภายในตัวกลางแต่ละชนิด ซึ่งสามารถเขียนความสัมพันธ์ของแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าภายในตัวกลางแต่ละชั้นได้ในรูปเมทริกซ์ดังนี้

$$\begin{bmatrix} A_{m-1} \\ B_{m-1} \end{bmatrix} = D_{m-1}^{-1} D_m P_m \begin{bmatrix} A_m \\ B_m \end{bmatrix} \quad (2.86)$$

$$\begin{bmatrix} A_m \\ B_m \end{bmatrix} = D_m^{-1} D_{m+1} P_{m+1} \begin{bmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{bmatrix} \quad (2.87)$$

เมื่อ  $D_m$  คือ เมทริกซ์พลวัต (Dynamical matrix) โดยจะจำแนกสมาชิกในเมทริกซ์พลวัตได้ 2 แบบ คือ เมทริกซ์พลวัตของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าแบบ  $s$  และเมทริกซ์พลวัตของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าแบบ  $p$  โดยจะมีค่าดังนี้

เมทริกซ์พลวัตของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าแบบ s

$$D_m = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \sqrt{\frac{\epsilon_m}{\mu_m}} \cos \theta_m & -\sqrt{\frac{\epsilon_m}{\mu_m}} \cos \theta_m \end{bmatrix} \quad (2.88)$$

เมทริกซ์พลวัตของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าแบบ p

$$D_m = \begin{bmatrix} \cos \theta_m & \cos \theta_m \\ \sqrt{\frac{\epsilon_m}{\mu_m}} & -\sqrt{\frac{\epsilon_m}{\mu_m}} \end{bmatrix} \quad (2.89)$$

และ  $P_m$  คือ เมทริกซ์การกระจาย (Propagating matrix) แสดงได้ดังสมการที่ (2.90)

$$P_m = \begin{bmatrix} e^{ik_{mz}l_m} & 0 \\ 0 & e^{-ik_{mz}l_m} \end{bmatrix} \quad (2.90)$$

ทำการแทนค่าพารามิเตอร์จากสมการที่ (2.88) และ (2.89) ลงในสมการ (2.86) จะได้ว่า

$$\begin{bmatrix} A_{m-1} \\ B_{m-1} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{ik_{mz}l_m} \left( 1 + \frac{k_{mz}}{k_{(m-1)z}} \right) & e^{-ik_{mz}l_m} \left( 1 - \frac{k_{mz}}{k_{(m-1)z}} \right) \\ e^{ik_{mz}l_m} \left( 1 - \frac{k_{mz}}{k_{(m-1)z}} \right) & e^{-ik_{mz}l_m} \left( 1 + \frac{k_{mz}}{k_{(m-1)z}} \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_m \\ B_m \end{bmatrix} \quad (2.91)$$

$$\begin{bmatrix} A_m \\ B_m \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{ik_{(m-1)z}l_{(m-1)}} \left( 1 + \frac{k_{(m-1)z}}{k_{mz}} \right) & e^{-ik_{(m-1)z}l_{(m-1)}} \left( 1 - \frac{k_{(m-1)z}}{k_{mz}} \right) \\ e^{ik_{(m-1)z}l_{(m-1)}} \left( 1 - \frac{k_{(m-1)z}}{k_{mz}} \right) & e^{-ik_{(m-1)z}l_{(m-1)}} \left( 1 + \frac{k_{(m-1)z}}{k_{mz}} \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{bmatrix} \quad (2.92)$$

ทำการแทนสมการที่ (2.91) ลงในสมการที่ (2.87) ทำให้สามารถหาความสัมพันธ์ของแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าออกมาได้ในรูปของเมทริกซ์ดังนี้

$$\begin{bmatrix} A_{m-1} \\ B_{m-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_{11} & u_{12} \\ u_{21} & u_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{bmatrix} \quad (2.93)$$

โดยจะเรียก เมทริกซ์  $\begin{bmatrix} u_{11} & u_{12} \\ u_{21} & u_{22} \end{bmatrix}$  ว่า “เมทริกซ์ถ่ายโอน” (transfer matrix) ซึ่งจะ

สามารถจำแนกสมาชิกในเมทริกซ์ถ่ายโอนได้ 2 กรณี คือ คลื่นตกกระทบเป็นคลื่นโพลาไรซ์แบบ s และคลื่นโพลาไรซ์แบบ p

สำหรับกรณีคลื่นตกกระทบเป็นคลื่นโพลาไรซ์แบบ s แสดงสมาชิกได้ดังนี้

$$u_{11} = e^{ik_{(m-1)z}l_{(m-1)}} \left[ \cos k_{mz}l_m + \frac{1}{2}i \left( \frac{k_{mz}}{k_{(m-1)z}} + \frac{k_{(m-1)z}}{k_{mz}} \right) \sin k_{mz}l_m \right] \quad (2.94)$$

$$u_{12} = e^{-ik_{(m-1)z}l_{(m-1)}} \left[ \frac{1}{2} i \left( \frac{k_{mz}}{k_{(m-1)z}} - \frac{k_{(m-1)z}}{k_{mz}} \right) \sin k_{mz} l_m \right] \quad (2.95)$$

$$u_{21} = e^{ik_{(m-1)z}l_{(m-1)}} \left[ -\frac{1}{2} i \left( \frac{k_{mz}}{k_{(m-1)z}} - \frac{k_{(m-1)z}}{k_{mz}} \right) \sin k_{mz} l_m \right] \quad (2.96)$$

$$u_{22} = e^{-ik_{(m-1)z}l_{(m-1)}} \left[ \cos k_{mz} l_m - \frac{1}{2} i \left( \frac{k_{mz}}{k_{(m-1)z}} + \frac{k_{(m-1)z}}{k_{mz}} \right) \sin k_{mz} l_m \right] \quad (2.97)$$

สำหรับกรณีคลื่นตกกระทบเป็นคลื่นโพลาไรซ์แบบ p แสดงสมาชิกได้ดังนี้

$$u_{11} = e^{ik_{(m-1)z}l_{(m-1)}} \left[ \cos k_{mz} l_m + \frac{1}{2} i \left( \frac{n_m^2 k_{(m-1)z}}{n_{(m-1)}^2 k_{mz}} + \frac{n_{(m-1)}^2 k_{mz}}{n_m^2 k_{(m-1)z}} \right) \sin k_{mz} l_m \right] \quad (2.98)$$

$$u_{12} = e^{-ik_{(m-1)z}l_{(m-1)}} \left[ \frac{1}{2} i \left( \frac{n_m^2 k_{(m-1)z}}{n_{(m-1)}^2 k_{mz}} - \frac{n_{(m-1)}^2 k_{mz}}{n_m^2 k_{(m-1)z}} \right) \sin k_{mz} l_m \right] \quad (2.99)$$

$$u_{21} = e^{ik_{(m-1)z}l_{(m-1)}} \left[ -\frac{1}{2} i \left( \frac{n_m^2 k_{(m-1)z}}{n_{(m-1)}^2 k_{mz}} - \frac{n_{(m-1)}^2 k_{mz}}{n_m^2 k_{(m-1)z}} \right) \sin k_{mz} l_m \right] \quad (2.100)$$

$$u_{22} = e^{-ik_{(m-1)z}l_{(m-1)}} \left[ \cos k_{mz} l_m - \frac{1}{2} i \left( \frac{n_m^2 k_{(m-1)z}}{n_{(m-1)}^2 k_{mz}} + \frac{n_{(m-1)}^2 k_{mz}}{n_m^2 k_{(m-1)z}} \right) \sin k_{mz} l_m \right] \quad (2.101)$$

ถ้าพิจารณาโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงหลายชั้นที่มีจำนวนคาบในวัสดุไดอิเล็กทริกให้มีค่าเท่ากับ  $N$  คาบ แล้วสมการแสดงความสัมพันธ์ของแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าระหว่าง  $A_0, B_0$  และ  $A'_s, B'_s$  สามารถแสดงได้ดังนี้

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = D_0^{-1} [D_1 P_1 D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1}]^N D_s \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} \quad (2.102)$$

เมื่อ  $D_0^{-1} [D_1 P_1 D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1}]^N = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} \\ U_{21} & U_{22} \end{pmatrix}$  ซึ่งเป็นเมทริกซ์ถ่ายโอน (Transfer

matrix) ของวัสดุทั้งหมด

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} \\ U_{21} & U_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} \quad (2.103)$$

$N$  คือ จำนวนของคาบของชั้นภายในโครงสร้าง

สัมประสิทธิ์การสะท้อนและสัมประสิทธิ์การส่งผ่านของคลื่นระนาบผ่านตัวกลางหลายชั้นที่นำมาจัดเรียงกันเป็นคาบจะพิจารณาได้โดยแสงที่มาจากตัวกลางตกกระทบดังสมการที่ (2.104) และ (2.105)

สัมประสิทธิ์การสะท้อน

$$r = \left( \frac{B_0}{A_0} \right)_{B_s=0} \quad (2.104)$$

สัมประสิทธิ์การส่งผ่าน

$$t = \left( \frac{A_s'}{A_0} \right)_{B_s=0} \quad (2.105)$$

สำหรับความสัมพันธ์ของเมทริกซ์จากสมการที่ (2.103) และนิยามของสัมประสิทธิ์การสะท้อนและสัมประสิทธิ์การส่งผ่านจะสามารถกำหนดสัมประสิทธิ์การสะท้อนและสัมประสิทธิ์การส่งผ่านได้จากเมทริกซ์ถ่ายโอนได้ดังสมการที่ (2.106) และ (2.107)

สัมประสิทธิ์การสะท้อน

$$r = \left( \frac{U_{21}}{U_{11}} \right) \quad (2.106)$$

สัมประสิทธิ์การส่งผ่าน

$$t = \left( \frac{1}{U_{11}} \right) \quad (2.107)$$

ซึ่งค่าการสะท้อนนั้นหาได้จากค่าสัมบูรณ์ของสัมประสิทธิ์การสะท้อนยกกำลังสอง

$$R = |r|^2 = \left| \frac{U_{21}}{U_{11}} \right|^2 \quad (2.108)$$

และค่าการส่งผ่านก็หาได้จากค่าสัมบูรณ์ของสัมประสิทธิ์การส่งผ่านยกกำลังสอง

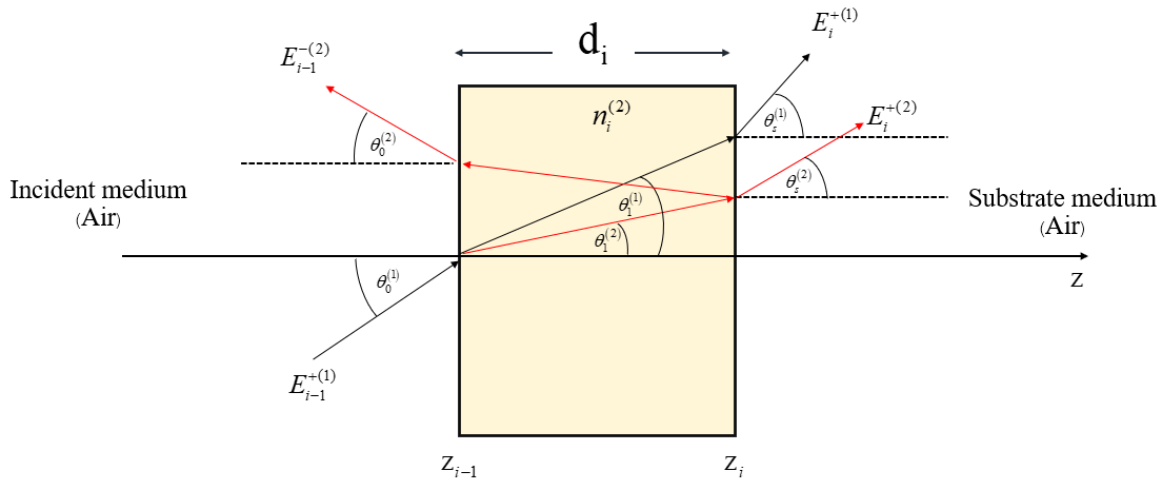
$$T = |t|^2 = \left| \frac{1}{U_{11}} \right|^2 \quad (2.109)$$

และสำหรับตัวกลางตกกระทบและตัวกลางที่คลื่นส่งผ่านไปเป็นไดอิเล็กทริกบริสุทธิ์ซึ่งจะมีค่าดัชนีหักเหที่เป็นจำนวนจริงเป็น  $n_s$  และ  $n_0$  ตามลำดับ จะมีค่าการส่งผ่านเป็น

$$T = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} |t|^2 = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} \left| \frac{1}{U_{11}} \right|^2 \quad (2.110)$$

### 2.3.5 การวิเคราะห์การเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน

สำหรับคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่เคลื่อนที่เข้าไปในตัวกลาง ในหัวข้อที่ 2.3.4 สามารถหาเมทริกซ์ถ่ายโอนจากคลื่นในย่านความถี่มูลฐานได้ไปแล้ว และในหัวข้อนี้จะทำการวิเคราะห์เมทริกซ์ถ่ายโอนของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าในย่านคลื่นฮาร์มอนิกที่สองได้ โดยพิจารณาถึงภาพประกอบที่ 18 (Ren & Li, 2010)



ภาพประกอบ 18 โครงสร้างระหว่างชั้นที่เกิดการสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีความหนาของชั้นอยู่ระหว่าง  $d_i$ ,  $n_i$  คือค่าดัชนีหักเหของตัวกลาง,  $n_0$  คือค่าดัชนีหักเหของตัวกลางตกกระทบและ  $n_s$  คือดัชนีหักเหของตัวกลางที่คลื่นแผ่ออกไป

ที่มา : Ren, M.-L., & Li, Z.-Y. (2010). Enhanced nonlinear frequency conversion in defective nonlinear photonic crystals with designed polarization distribution. JOSA B, 27(8), 1551-1560.

จากสมการของแมกซ์เวลล์สมการคลื่นของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองสามารถแสดงได้นี้

$$\frac{d^2 E_i^{(2)}}{dz^2} + (k_{iz}^{(2)})^2 E_i^{(2)} = -(k_0^{(2)} \cos \theta_0^{(2)})^2 \chi_i^{(2)} (E_i^{(1)})^2 \quad (2.111)$$

และผลเฉลยของสนามไฟฟ้าของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองได้ดังนี้

$$E_i^{(2)}(z) = A_i^{(2)} \exp[ik_{iz}^{(2)}(z - z_{i-1})] + B_i^{(2)} \exp[-ik_{iz}^{(2)}(z - z_{i-1})] + F_i^+ \exp[2ik_{iz}^{(1)}(z - z_{i-1})] + F_i^- \exp[-2ik_{iz}^{(1)}(z - z_{i-1})] + F_i \quad (2.112)$$

เมื่อสัญลักษณ์ 1 และ 2 ในวงเล็บแสดงถึงคลื่นที่มีความถี่มูลฐานและคลื่นที่ฮาร์มอนิกที่สอง และ  $A_i^{(1)}$ ,  $A_i^{(2)}$  และ  $B_i^{(1)}$ ,  $B_i^{(2)}$  คือ แอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าที่ความถี่มูลฐานและคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในทิศทางคลื่นที่เคลื่อนที่ไปข้างหน้าและสะท้อนกลับ และสัมประสิทธิ์ที่เกี่ยวข้องของสนามไฟฟ้าความถี่มูลฐาน ได้แก่  $F_i^+$ ,  $F_i^-$  และ  $F_i$  สามารถแสดงได้ดังนี้

$$F_i^+ = -(k_0^{(2)})^2 (A_i^{(1)} \cos \theta_0^{(2)} \cos \theta_i^{(1)}) \chi_i^{(2)} / \left( (k_{iz}^{(2)})^2 - 4(k_{iz}^{(1)})^2 \right) \quad (2.113)$$

$$F_i^- = -(k_0^{(2)})^2 \chi_i^{(2)} (B_i^{(2)})^2 / (k_{2i}^2 - 4k_{1i}^2) \quad (2.114)$$

$$F_i = -2(k_0^{(2)})^2 \chi_i^{(2)} A_i^{(1)} B_i^{(1)} (\cos \theta_0^{(2)} \cos \theta_1^{(1)})^2 / (k_{iz}^{(2)})^2 \quad (2.115)$$

$$\text{เมื่อ } k_{iz}^{(1)} = n_i^{(1)} k_0^{(1)} \cos \theta_i^{(1)}, k_{iz}^{(2)} = n_i^{(2)} k_0^{(2)} \cos \theta_i^{(2)}, k_0^{(1)} = \frac{\omega_1}{c} \text{ และ } k_0^{(2)} = \frac{2\omega_1}{c}$$

จากเงื่อนไขขอบเขต (Boundary condition) สามารถเขียนความสัมพันธ์ของแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าภายในตัวกลางแต่ละชั้นได้โดยที่เขียนสนามไฟฟ้าในทางซ้ายมือจากภาพประกอบที่ 18 โดยพิจารณาจากสมการที่ (2.112) ได้ดังนี้

$$\text{ที่ } z = z_{i-1}$$

$$E_{i-1}^{+(2)} + E_{i-1}^{-(2)} = A_i^{+(2)} + B_i^{-(2)} + F_i^+ + F_i^- + F_i \quad (2.116)$$

$$n_0 (E_{i-1}^{+(2)} - E_{i-1}^{-(2)}) = \frac{k_{iz}^{(2)}}{k_0^{(2)}} A_i^{(2)} + \frac{k_{iz}^{(2)}}{k_0^{(2)}} B_i^{(2)} + \frac{2k_{iz}^{(1)}}{k_0^{(2)}} F_i^+ - \frac{2k_{iz}^{(1)}}{k_0^{(2)}} F_i^- \quad (2.117)$$

และทำการจัดรูปสมการ (2.116) และ (2.117) ในรูปเมทริกซ์ได้ดังสมการที่ (2.118)

$$G_0 \begin{pmatrix} E_{i-1}^{+(2)} \\ E_{i-1}^{-(2)} \end{pmatrix} = G_i \begin{pmatrix} A_i^{(2)} \\ B_i^{(2)} \end{pmatrix} + B_i \begin{pmatrix} F_i^+ \\ F_i^- \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} F_i \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.118)$$

และความสัมพันธ์ของแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าภายในตัวกลางแต่ละชั้นที่เขียนสนามไฟฟ้าในทางขวามือจากภาพประกอบที่ 18 พิจารณาได้จากสมการที่ (2.112) ได้ดังนี้

$$\text{ที่ } z = z_{i-1} + d_i$$

$$E_{i-1}^{+(2)} + E_{i-1}^{-(2)} = A_i^{(2)} e^{ik_{iz}^{(2)} d_i} + B_i^{(2)} e^{-ik_{iz}^{(2)} d_i} + F_i^+ e^{2ik_{iz}^{(1)} d_i} + F_i^- e^{-2ik_{iz}^{(1)} d_i} + F_i \quad (2.119)$$

$$n_0 (E_{i-1}^{+(2)} - E_{i-1}^{-(2)}) = \frac{k_{iz}^{(2)}}{k_0^{(2)}} A_i^{(2)} e^{ik_{iz}^{(2)} d_i} + \frac{k_{iz}^{(2)}}{k_0^{(2)}} B_i^{(2)} e^{-ik_{iz}^{(2)} d_i} + \frac{2k_{iz}^{(1)}}{k_0^{(2)}} F_i^+ e^{2ik_{iz}^{(1)} d_i} - \frac{2k_{iz}^{(1)}}{k_0^{(2)}} F_i^- e^{-2ik_{iz}^{(1)} d_i} \quad (2.120)$$

ทำการจัดรูปสมการ (2.119) และ (2.120) ในรูปเมทริกซ์ได้ดังสมการที่ (2.121)

$$G_0 \begin{pmatrix} E_{i-1}^{+(2)} \\ E_{i-1}^{-(2)} \end{pmatrix} = G_i Q_i \begin{pmatrix} A_i^{(2)} \\ B_i^{(2)} \end{pmatrix} + B_i H_i \begin{pmatrix} F_i^+ \\ F_i^- \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} F_i \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.121)$$

เมื่อเมทริกซ์สัมพันธ์  $G_0$ ,  $G_i$ ,  $Q_i$ ,  $B_i$  และ  $H_i$  มีค่าได้ดังนี้

$$G_0 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_0 & -n_0 \end{pmatrix} \quad (2.122)$$

$$G_i = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{k_{iz}^{(2)}}{k_0^{(2)}} & -\frac{k_{iz}^{(2)}}{k_0^{(2)}} \end{pmatrix} \quad (2.123)$$

$$Q_i = \begin{pmatrix} \exp(ik_{iz}^{(2)} d_i) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{iz}^{(2)} d_i) \end{pmatrix} \quad (2.124)$$

$$B_i = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{2k_{iz}^{(1)}}{k_0^{(2)}} & -\frac{2k_{iz}^{(1)}}{k_0^{(2)}} \end{pmatrix} \quad (2.125)$$

$$H_i = \begin{pmatrix} \exp(2ik_{iz}^{(1)}d_i) & 0 \\ 0 & \exp(-2ik_{iz}^{(1)}d_i) \end{pmatrix} \quad (2.126)$$

และทำการรวมสมการที่ (2.118) และสมการที่ (2.121) จะเขียนความสัมพันธ์ของเมทริกซ์สำหรับคลื่นในฮาร์มอนิกที่สองได้ดังสมการที่ (2.127)

$$\begin{pmatrix} E_i^{+(2)} \\ E_i^{-(2)} \end{pmatrix} = t_i^{(2)} \begin{pmatrix} E_{i-1}^{+(2)} \\ E_{i-1}^{-(2)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} r_i^+ \\ r_i^- \end{pmatrix} \quad (2.127)$$

เมื่อ  $t_i^{(2)}$  คือ เมทริกซ์ถ่ายโอนของการกระจายสำหรับคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง และ  $\begin{pmatrix} r_i^+ \\ r_i^- \end{pmatrix}$  คือ เมทริกซ์สัมพันธ์สำหรับคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง ซึ่งมีค่าดังนี้

$$t_i^{(2)} = G_0^{-1} N_i G_0, \quad N_i = G_i Q_i G_i^{-1} \quad \text{และ} \quad \begin{pmatrix} r_i^+ \\ r_i^- \end{pmatrix} = G_0^{-1} \left[ (B_i H_i - N_i B_i) \begin{pmatrix} F_i^+ \\ F_i^- \end{pmatrix} + (I - N_i) \begin{pmatrix} F_i \\ 0 \end{pmatrix} \right]$$

และถ้าหากตัวกลางที่นำมาประกอบกันนั้นมีจำนวน  $n$  ชั้นจะสามารถจัดรูปสมการเมทริกซ์ได้ใหม่ดังสมการที่ (2.128)

$$\begin{pmatrix} E_n^{+(2)} \\ E_n^{-(2)} \end{pmatrix} = T_n^{(2)} \begin{pmatrix} E_0^{+(2)} \\ E_0^{-(2)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} R_n^+ \\ R_n^- \end{pmatrix} \quad (2.128)$$

เมื่อ  $n$  คือ จำนวนของชั้นที่นำมาประกอบกันเป็นตัวกลางที่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าเดินทางผ่าน และ  $T_n^{(2)}$  คือ เมทริกซ์ถ่ายโอนของการกระจายสำหรับคลื่นฮาร์มอนิกที่สองจำนวน  $n$  ชั้น ซึ่งสามารถแสดงได้ดังสมการที่ (2.129)

$$T_n^{(2)} = t_n^{(2)} T_{n-1}^{(2)} \quad (2.129)$$

และ  $\begin{pmatrix} R_n^+ \\ R_n^- \end{pmatrix}$  คือ เมทริกซ์สัมพันธ์สำหรับคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง  $n$  ชั้น ซึ่งสามารถแสดงได้ดังสมการที่ (2.130)

$$\begin{pmatrix} R_n^+ \\ R_n^- \end{pmatrix} = t_n^{(2)} \begin{pmatrix} R_{n-1}^+ \\ R_{n-1}^- \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} r_n^+ \\ r_n^- \end{pmatrix} \quad (2.130)$$

## 2.4 งานวิจัยที่เกี่ยวข้อง

ในปี ค.ศ. 1999 บาลาคินและคณะ (Balakin et al., 1999) ได้ทำการศึกษาการเพิ่มขึ้นของการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองด้วยเฟมโตเซคเอนด์เลเซอร์ (Femto-second laser) ที่เป็นจังหวะบริเวณแถบช่องว่างทางแสงสำหรับคลื่นโพลาริเซชันที่แตกต่างกันของแสงตกกระทบในโครงสร้างแบบที่ประกอบกันเป็นคาบของซิงค์ซันไฟต์ (ZnS) กับ สตรอนเชียมฟลูออไรด์ (SrF<sub>2</sub>) โดยในงานวิจัยนี้ได้พบว่า การเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในผลึกโฟโตนิกแบบหนึ่งมิติที่ใกล้แถบช่องว่างทางแสงมีค่าเพิ่มขึ้น โดยเป็นผลมาจากการที่คลื่นตกกระทบภายในโครงสร้างมีความหนาแน่นสูงเมื่อความยาวคลื่นที่ศึกษามีค่าใกล้เคียงกับขอบแถบช่องว่างทางแสงนั้นซึ่งนำไปสู่ความเข้มของสัญญาณของคลื่นในฮาร์มอนิกที่สองที่มากขึ้น และสำหรับคลื่นที่เข้าไปตกกระทบที่มีโพลาริเซชันแตกต่างกันจะมีประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองแตกต่างกันด้วยเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบค่าต่างๆ

ในปี ค.ศ. 2001 อากวนโนและคณะ (D'Aguanno et al., 2001) ได้นำเสนอผลของขอบแถบช่องว่างทางแสงและการประยุกต์ใช้งานสำหรับปฏิกิริยาของสภาพความไวทางแสงอันดับที่สองในผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติที่ประกอบด้วยแกเลียมออลูมิเนียมอาร์เซไนด์ (GaAlAs) และออลูมิเนียมอาร์เซไนด์ (AlAs) โดยได้มีการวิเคราะห์คุณสมบัติของปฏิกิริยาแบบไม่เชิงเส้นใกล้ขอบแถบช่องว่างทางแสง ซึ่งพบว่าผลจากทฤษฎีและการทดลองนั้นแสดงให้เห็นว่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองบริเวณใกล้ขอบแถบช่องว่างทางแสงนั้นเพิ่มขึ้นเพราะบริเวณนี้มีความหนาแน่นของสนามที่ให้อำนาจในตัวกลางมากประกอบกับการออกแบบการเข้าคู่ของเฟสอย่างเหมาะสม

ในปี ค.ศ. 2001 ดูเมอจีและคณะ (Dumeige et al., 2001) ได้นำเสนอการเพิ่มขึ้นของการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองของแถบช่องว่างทางแสงของสารกึ่งตัวนำหนึ่งมิติที่ประกอบกันจากแกเลียมออลูมิเนียมอาร์เซไนด์ (GaAlAs) และออลูมิเนียมอาร์เซไนด์ (AlAs) โดยมีแกเลียมอาร์เซไนด์ (GaAs) เป็นวัสดุฐานรอง โดยจากการศึกษานั้นพบว่า งานวิจัยนี้ได้ทำการแสดงการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่าเพิ่มขึ้นในสารกึ่งตัวนำของโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง โดยเป็นผลมาจากความหนาแน่นของสนามที่ความยาวคลื่นที่มีความถี่มูลฐานและคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สองมีการแทรกสอดและเกิดการกำทอนขึ้นภายในโครงสร้าง

ในปี ค.ศ. 2006 จ้าว และจู่ (Zhao & Zhou, 2012) ได้เสนอผลของการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างบ่อควอนตัมเชิงแสงแบบหลายชั้นของวัสดุแบบไม่เชิงเส้น โดยจะหาผลเฉลยทั่วไปของการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในระบบแบบหนึ่งมิติที่ไม่เป็นเนื้อเดียวกันและนำมา

ประมาณในการเปลี่ยนแปลงประสิทธิภาพของการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแบบบ่อควอนตัมเชิงแสงแบบหลายชั้นที่ประกอบไปด้วยแบเรียมไททาเนต ( $\text{BaTiO}_3$ ), อากาศ และ ผลึกของลิเทียมไนโอเบต ( $\text{LiNbO}_3$ ) โดยผลการวิจัยพบว่า ประสิทธิภาพของการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองสามารถถูกเพิ่มขึ้นได้ดีเมื่อคลื่นความถี่มูลฐานตกกระทบถูกกำหนดให้เป็นหนึ่งในสถานะบ่งพ่อง และคลื่นที่เคลื่อนที่ไปและสะท้อนกลับนั้นสามารถเปลี่ยนแปลงได้โดยการปรับองค์ประกอบของโพลาริเซชันของคลื่น

ในปี ค.ศ. 2008 เจ ลี และคณะ (J. Li, Li, & Zhang, 2008) ได้ศึกษาการเปลี่ยนแปลงความถี่แบบไม่เชิงเส้นในผลึกโฟโตนิกไม่เชิงเส้นสองมิติที่สามารถหาได้โดยคลื่นระนาบจากระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน ซึ่งงานวิจัยนี้ได้มีการนำระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนมาคำนวณประสิทธิภาพการเปลี่ยนแปลงของการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองสำหรับการนำวัสดุมาเรียงกันแบบคาบแบบผลึกโฟโตนิกสองมิติสำหรับลิเทียมไนโอเบต ( $\text{LiNbO}_3$ ) ซึ่งพบว่าการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองสามารถวัดออกมาได้ โดยที่ผลของทฤษฎีที่คำนวณจากระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนให้ผลที่ตรงกับผลที่ได้โดยการทำการทดลอง

ในปี ค.ศ. 2010 เรน และลี (Ren & Li, 2010) ได้นำเสนอการเพิ่มประสิทธิภาพของการเปลี่ยนแปลงความถี่ของคลื่นในผลึกโฟโตนิกไม่เชิงเส้นที่ประกอบด้วยลิเทียมไนโอเบต ( $\text{LiNbO}_3$ ) และอากาศด้วยการออกแบบให้แสงเคลื่อนที่ไปในทิศทางเดียว ด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนที่ได้วิเคราะห์การรบกวนคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สอง โดยการศึกษาครั้งนี้พบว่าเมื่อความหนาของชั้นลิเทียมไนโอเบต ( $\text{LiNbO}_3$ ) ของเซลล์ตรงกลางในโครงสร้างได้รับการปรับอย่างเหมาะสม สถานะข้อบกพร่องอาจเกิดขึ้นในแถบช่องว่างทางแสงและสามารถปรับได้ตามความยาวคลื่นที่กำหนด และยังพบว่าพบว่าการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างที่มีบ่งพ่องสามารถเพิ่มขึ้นได้ 8 เท่าเมื่อเทียบกับโครงสร้างที่มีเพียงชั้นกลาง และการพัฒนาเมทริกซ์ถ่ายโอนเป็นเครื่องมือที่มีประสิทธิภาพอย่างมากในการนำมาอธิบายปัญหาทางแสงสำหรับการสร้างคลื่นในฮาร์มอนิกที่สองในผลึกโฟโตนิกแบบหนึ่งมิติของโครงสร้างที่นำตัวกลางมาประกอบกันและมีความเข้าใจมากขึ้นในกลไกทางกายภาพซึ่งจะช่วยให้ผู้ที่สนใจสามารถออกแบบโครงสร้างทางแสงให้มีความเหมาะสมต่อความต้องการของผู้ใช้และในทำนองเดียวกันนี้ก็สามารถนำเมทริกซ์ถ่ายโอนไปประยุกต์ใช้กับผลึกโฟโตนิกแบบสองมิติ และสามมิติได้อีกด้วย

ในปี ค.ศ. 2011 บานเอจี และคณะ (Banerjee et al., 2011) ได้ทำการศึกษาระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนสำหรับสเปกตรัมของการแผ่ของคลื่นระนาบผ่านโครงสร้างที่อภิวัดดูที่นำมาประกอบกันหลายชั้น โดยที่งานวิจัยชิ้นนี้ได้ประสบความสำเร็จในการพัฒนาระเบียบวิธีเมทริกซ์

ถ่ายโอนเพื่อที่จะทำการหาค่าสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กภายในอภิวัด (Metamaterials) ที่ประกอบไปด้วยตัวชี้หักเหที่เป็นบวกและลบในทั้งกรณีของ TE และ TM และยังสามารถเปรียบเทียบผลของระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนกับระเบียบวิธีหาตัวเลขอื่นๆ ที่มีพื้นฐานมาจากระเบียบวิธีไฟไนท์เอลิเมนต์ ซึ่งพบว่าผลของระเบียบวิธีทั้งสองนั้นมีค่าใกล้เคียงกันแต่ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนนั้นโปรแกรมใช้เวลาในการคำนวณน้อยกว่าและใช้หน่วยความจำที่น้อยกว่าในการหาผลเฉลย โดยที่สำหรับโครงสร้างที่ประกอบไปด้วย 40 ชั้นระเบียบวิธีไฟไนท์เอลิเมนต์ใช้เวลาในการคำนวณ 189 วินาที ในขณะที่ ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนใช้เวลา 47 วินาที และสำหรับโครงสร้าง 100 ชั้น ระเบียบวิธีไฟไนท์เอลิเมนต์ใช้เวลาในการคำนวณ 1702 วินาที ในขณะที่ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนใช้เวลา 60 วินาที

ในปี 2015 ลีและคณะ (H. Li et al., 2015) ได้ทำการศึกษานำเมทริกซ์ถ่ายโอนมาใช้สำหรับการสร้างคลื่นฮาร์โมนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่ไม่เป็นเชิงเส้นจากการตกกระทบของคลื่น โดยให้คลื่นที่เข้าไปตกกระทบนั้นมาตกกระทบแบบในโหมด TM และคลื่นฮาร์โมนิกที่สองที่เกิดขึ้นนั้นอยู่ในโหมด TE ซึ่งพบว่า ความหนาของชั้นและมุมตกกระทบทำให้ได้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์โมนิกที่สองที่ดีที่สุด เมื่อความหนาของชั้นแบบไม่เป็นเชิงเส้น คือ 0.147875 ไมโครเมตร และความหนาของชั้นแบบเป็นเชิงเส้น คือ 0.09274 ไมโครเมตร และมุมตกกระทบจะมีค่าเท่ากับ 13.95 องศา โดยการออกแบบตัวกลางนั้นได้มีการนำวัสดุมาประกอบกัน โดยที่ตัวกลางที่เป็นแบบเชิงเส้นนั้นใช้แกลเลียมอาร์เซไนด์ (AIAs) และตัวกลางที่ไม่เป็นเชิงเส้นใช้แกลเลียมออกไซด์ (GaAIAs)

ในปี ค.ศ. 2019 ซาริฟ และคณะ (Zarif et al., 2019) ได้ทำการศึกษาการเพิ่มประสิทธิภาพของการเกิดคลื่นฮาร์โมนิกที่สองจากชั้นเดี่ยวของโมลิตินัมซัลไฟด์ ( $\text{MoS}_2$ ) ในผลึกหนึ่งมิติพีโบนัคซี ซึ่งการเพิ่มขึ้นของประสิทธิภาพของคลื่นฮาร์โมนิกที่สองจากชั้นเดี่ยวของโมลิตินัมซัลไฟด์ ( $\text{MoS}_2$ ) ที่ฝังในผลึกหนึ่งมิติพีโบนัคซีนั้นโครงสร้างของผลึกจะประกอบไปด้วยซิงค์ซัลไฟด์ ( $\text{ZnS}$ ), ซิลิกอนไดออกไซด์ ( $\text{SiO}_2$ ) และโมลิตินัมซัลไฟด์ ( $\text{MoS}_2$ ) โดยที่ซิงค์ซัลไฟด์ ( $\text{ZnS}$ ) และซิลิกอนไดออกไซด์ ( $\text{SiO}_2$ ) นั้นมีความหนาของชั้นที่เท่ากันและถูกนำมาประกอบกันตามแบบลำดับพีโบนัคซี ซึ่งวิธีการที่นำมาวิเคราะห์ประสิทธิภาพของคลื่นที่เคลื่อนที่ไปข้างหน้าและคลื่นที่ถูกสะท้อนกลับมาจะใช้ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน (Transfer Matrix) โดยที่จะสมมติให้คลื่นที่เข้าไปในตัวกลางไม่มีการสูญเสียพลังงาน ซึ่งผลการวิจัย พบว่าประสิทธิภาพของการเกิดคลื่นฮาร์โมนิกที่สองในแต่ละชั้นเดี่ยวของโมลิตินัมซัลไฟด์ ( $\text{MoS}_2$ ) มีการแทรกสอดกันของคลื่น

เกิดขึ้นมาก เมื่อความยาวคลื่นที่มีความถี่มูลฐานและฮาร์มอนิกที่สองจะอยู่ที่ขอบของแถบช่องว่างทางแสง และเมื่อความเข้มแสงที่เข้าในวัสดุเพิ่มขึ้นการเกิดปฏิกิริยาแบบไม่เชิงเส้นก็จะเพิ่มขึ้นด้วย



### บทที่ 3 วิธีดำเนินการวิจัย

ในการประยุกต์ใช้ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนสำหรับปัญหาการสร้างคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในผลึกโฟโตนิกแบบหนึ่งมิติ มีวิธีการดำเนินงานดังต่อไปนี้

#### 3.1 การออกแบบโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง

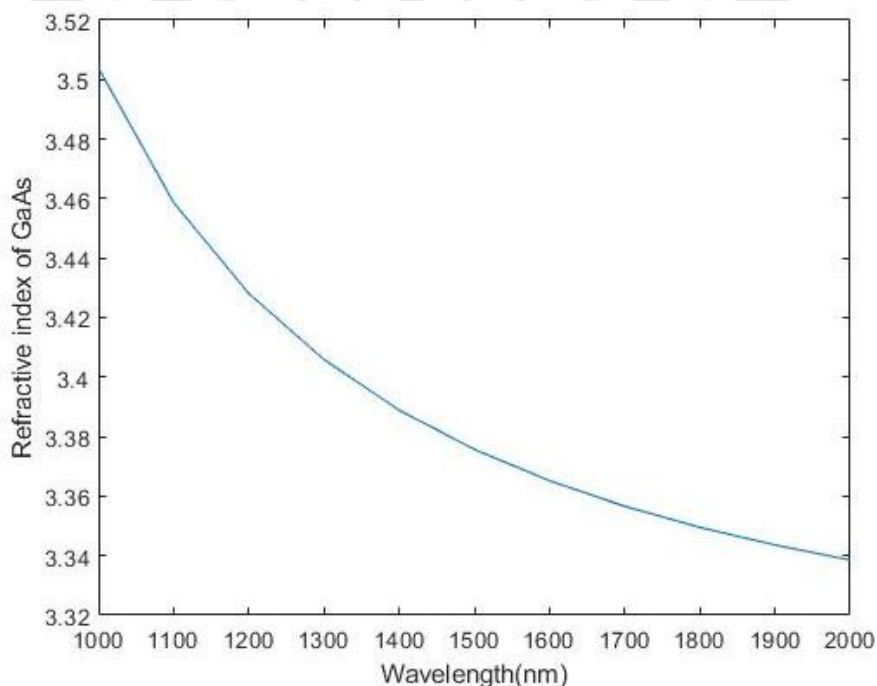
ความหนาของชั้นสามารถกำหนดได้จากค่าความยาวคลื่นของแถบช่องว่างทางแสงและค่าดัชนีหักเหของชั้นวัสดุที่เลือก โดยความหนาของชั้นวัสดุนั้นสามารถคำนวณได้จากสมการ

$$d_i = \frac{\lambda}{4n_i} \quad (3.1)$$

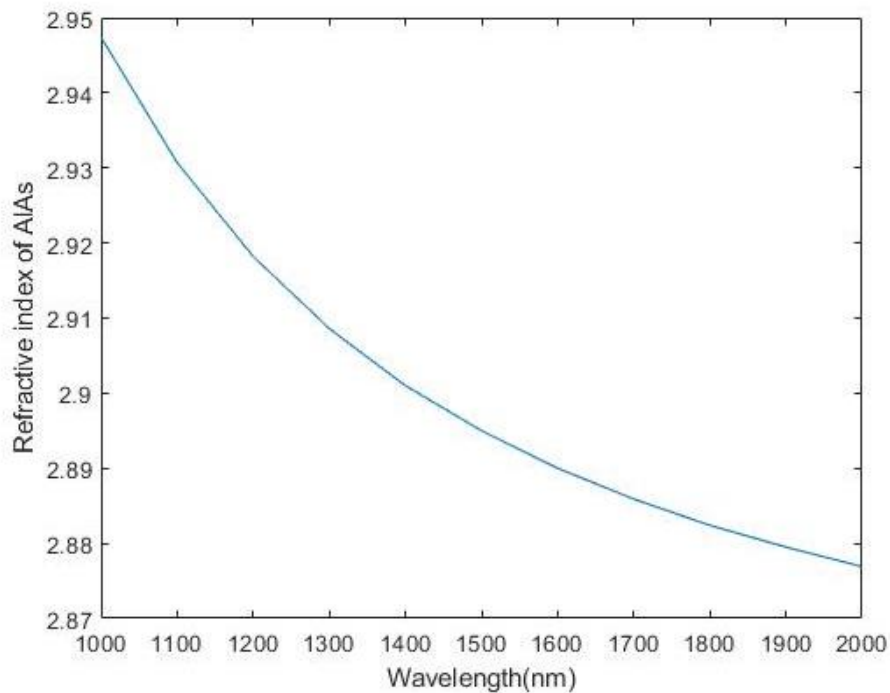
เมื่อ  $d_i$  คือความหนาของชั้นอันดับที่  $i$  หน่วย นาโนเมตร

$n_i$  คือ ดัชนีหักเหของชั้นอันดับที่  $i$

การกำหนดค่าความยาวคลื่นและดัชนีหักเหของแกเลียมอาร์เซไนด์ (GaAs) และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ (AlAs) มีค่าดังกราฟความมัมพันธ์ต่อไปนี้



ภาพประกอบ 19 ความสัมพันธ์ระหว่างดัชนีหักเหและความยาวคลื่นของแกเลียมอาร์เซไนด์ (GaAs)



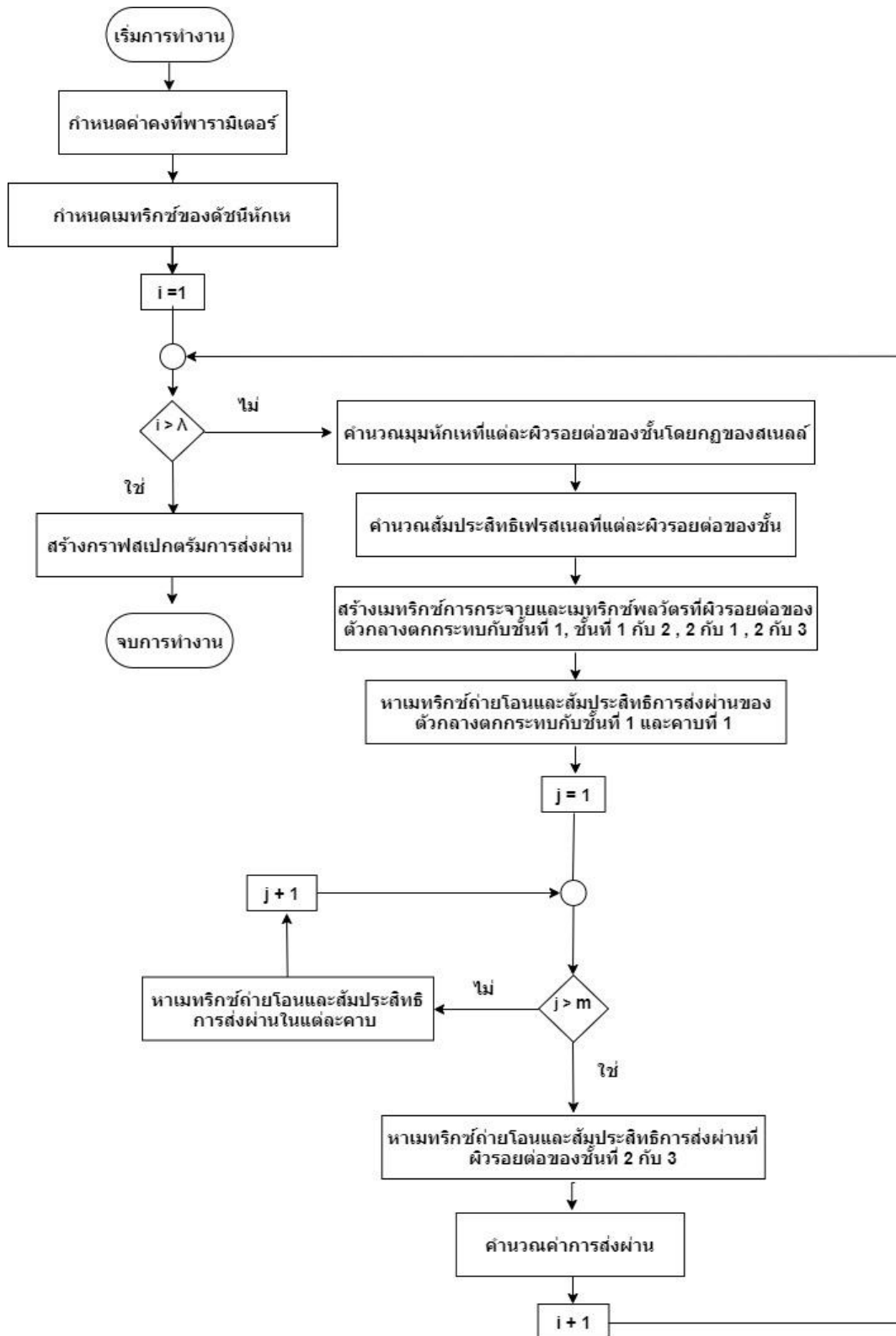
ภาพประกอบ 20 ความสัมพันธ์ระหว่างดัชนีหักเหและความยาวคลื่นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ (AlAs)

### 3.2 โปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับการคำนวณค่าการส่งผ่านของคลื่นความถี่มูลฐานและคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง GaAs/AlAs

แผนผังการทำงานและลำดับขั้นตอนในการคำนวณแสดงในภาพประกอบที่ 21 เป็นขั้นตอนการทำงานของโปรแกรมจะเริ่มต้นจากการกำหนดค่าคงที่ต่างๆ ที่จำเป็นสำหรับการคำนวณได้แก่ ความยาวคลื่น ( $\lambda$ ) ในย่าน 1551 นาโนเมตร, ความหนา (d) ของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์เท่ากับ 120, 150, 180 นาโนเมตร และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์เท่ากับ 60, 90, 120 นาโนเมตร ค่าดัชนีหักเห (n,k) ของแกลเลียมอาร์เซไนด์ที่ความถี่มูลฐานและฮาร์มอนิกที่สองเท่ากับ 3.3608 และ 2.8942 ตามลำดับ และค่าดัชนีหักเห (n) ของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ที่ความถี่มูลฐานและฮาร์มอนิกที่สองเท่ากับ 3.6641 และ 3.039 ตามลำดับ มุมตกกระทบ ( $\theta$ ) ของแสงเท่ากับ 0, 30, 60 องศา และจำนวนคาบ (N) ของโครงสร้างจาก 30, 50, 80 คาบ เมื่อโปรแกรมคอมพิวเตอร์ได้รับการป้อนค่าพารามิเตอร์ต่างๆ และกำหนดเมทริกซ์ของดัชนีหักเห แล้วทำการแทนค่าความยาวคลื่นที่จะคำนวณโดยอันดับแรกคำนวณมุมหักเหที่แต่ละผิวรอยต่อแล้วคำนวณสัมประสิทธิ์ของเฟรสเนลที่แต่ละผิวรอยต่อจากนั้นสร้างเมทริกซ์การกระจายและเมทริกซ์พลวัตที่ผิวรอยต่อของตัวกลางตกกระทบกับชั้นที่ 1, 1 กับ 2, 2 กับ 1, 2 กับ 3 และสร้างเมทริกซ์ถ่ายโอนและสัมประสิทธิ์

การส่งผ่านของตัวกลางตกกระทบกับชั้นที่ 1 และคาบที่ 1 จากนั้นหาเมทริกซ์การกระจายและสัมประสิทธิ์การส่งผ่านในแต่ละคาบแล้วทำการวนลูปจนครบจำนวนคาบ และจากนั้นหาเมทริกซ์การถ่ายโอนและสัมประสิทธิ์การส่งผ่านที่ผิวรอยต่อ 2 กับ 3 และคำนวณค่าการส่งผ่านหลังจากนั้นจากนั้นทำการเพิ่มความยาวคลื่นและวนลูปจนครบตามความยาวคลื่นที่กำหนดเมื่อครบแล้วจะทำการสร้างสเปกตรัมการส่งผ่าน

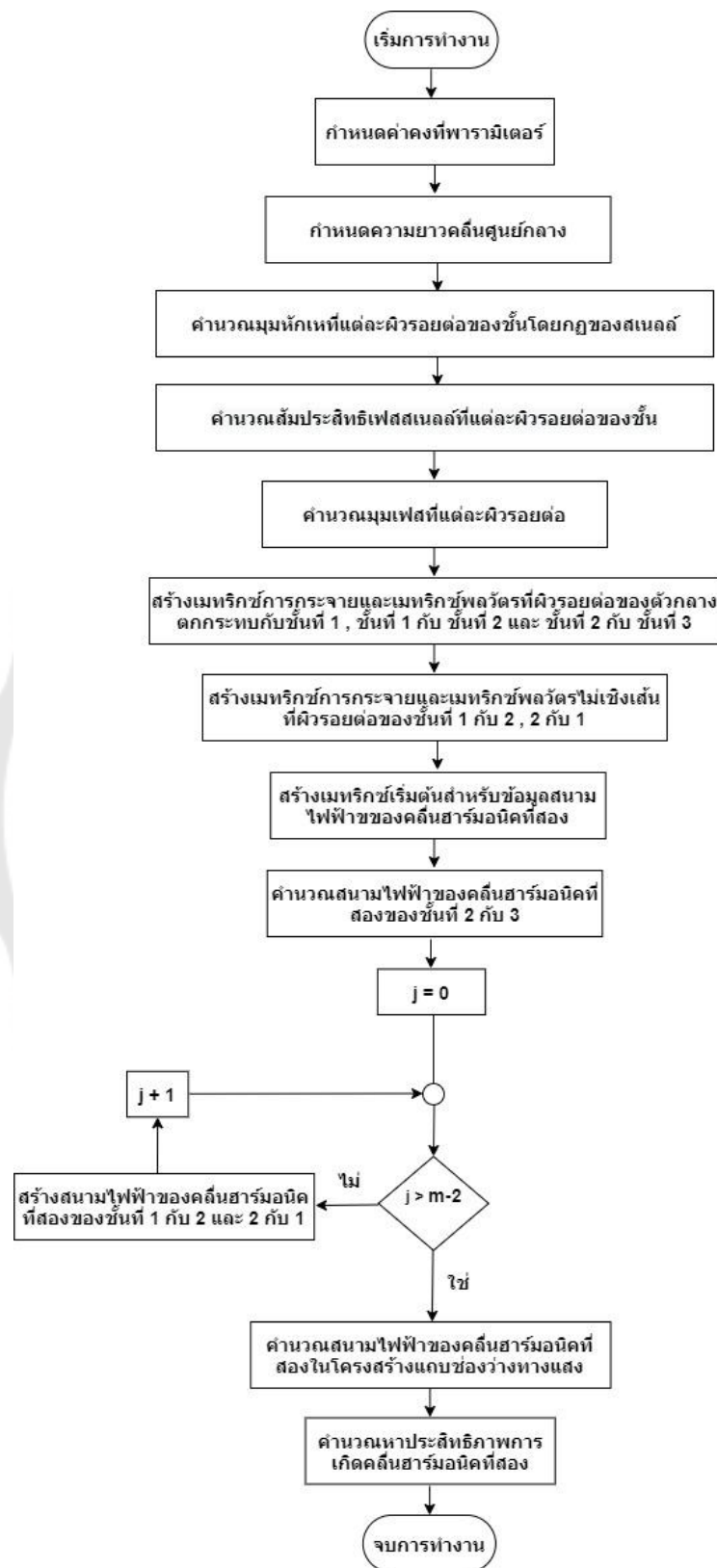




ภาพประกอบ 21 แผนผังการทำงานของโปรแกรมคอมพิวเตอร์ที่คำนวณค่าการส่งผ่านด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนของตัวกลางแบบทั้งเชิงเส้นและไม่เชิงเส้น

### 3.3 โปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับการคำนวณค่าการส่งผ่านคลื่นความถี่มูลฐานและประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง GaAs/AlAs

แผนผังการทำงานและลำดับขั้นตอนในการคำนวณแสดงในภาพประกอบที่ 22 เป็นขั้นตอนการทำงานของโปรแกรมจะเริ่มต้นจากการกำหนดค่าคงที่ต่างๆ ที่จำเป็นสำหรับการคำนวณได้แก่ ความยาวคลื่น ( $\lambda$ ) ในย่าน 1551 นาโนเมตร, ความหนา(d) ของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์เท่ากับ 140.5 – 143.5 นาโนเมตร และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์เท่ากับ 90.5 -93.5 นาโนเมตร ค่าดัชนีหักเห (n,k) ของแกลเลียมอาร์เซไนด์ที่ความถี่มูลฐานและฮาร์มอนิกที่สองเท่ากับ 3.3608 และ 2.8942 ตามลำดับ และค่าดัชนีหักเห(n) ของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ที่ความถี่มูลฐานและฮาร์มอนิกที่สองเท่ากับ 3.6641 และ 3.039 ตามลำดับ มุมตกกระทบ ( $\theta$ ) ของแสงจาก 0 – 30 องศา และจำนวนคาบ (N) ของโครงสร้างเท่ากับ 50 คาบ เมื่อโปรแกรมคอมพิวเตอร์ได้รับการป้อนค่าพารามิเตอร์ต่างๆ แล้วจะทำการสร้างเมทริกซ์การกระจายและเมทริกซ์พลวัตที่ผิวรอยต่อของตัวกลางตกกระทบกับชั้นที่ 1, 1 กับ 2, 2 กับ 3 และสร้างเมทริกซ์การกระจายและเมทริกซ์พลวัตไม่เชิงเส้นที่ผิวรอยต่อของชั้นที่ 1 กับ 2, 2 กับ 1 ต่อจากนั้นคำนวณสนามไฟฟ้าของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองของชั้นที่ 2 กับ 3 และทำการวนลูบการคำนวณตามจำนวนคาบของโครงสร้างที่กำหนดขึ้นและผลลัพธ์ที่ได้จากการคำนวณนี้ คือค่าสนามไฟฟ้าของคลื่นในฮาร์มอนิกที่สองซึ่งสามารถคำนวณออกมาได้โดยการวนลูบการคำนวณตามจำนวนคาบที่พิจารณาเพื่อหาการกระจายของสนามไฟฟ้าในย่านฮาร์มอนิกที่สองและนำข้อมูลส่วนนี้ไปหาค่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นในฮาร์มอนิกที่สองต่อไป



ภาพประกอบ 22 แผนผังการทำงานของโปรแกรมคอมพิวเตอร์ที่คำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน

### 3.4 ขั้นตอนการศึกษาค่าการส่งผ่านของคลื่นที่ความถี่มูลฐานและฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง GaAs/AIAs

การศึกษาในส่วนนี้คือขั้นตอนการศึกษาค่าการส่งผ่านของคลื่นที่ความถี่มูลฐานและคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงของวัสดุประกอบระหว่างแกเลียมอาร์เซไนด์ มีสมบัติเป็นตัวกลางแบบไม่เชิงเส้น (nonlinear medium) ซึ่งแกเลียมอาร์เซไนด์ นั้นจะมีค่าสภาพความไวอันดับที่สอง ( $d_{14}$ ) เท่ากับ  $200 \text{ pm/v}$  (Liu et al., 2016) โดยที่ค่านี้จะเกิดขึ้นสำหรับ (100)-GaAs เท่านั้น และออลูมิเนียมอาร์เซไนด์ มีสมบัติเป็นตัวกลางแบบเชิงเส้น (linear medium) ที่มีเงื่อนไขของโครงสร้างที่แตกต่างกัน โดยเงื่อนไขของโครงสร้างที่นำมาศึกษาถึงค่าการส่งผ่านในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง ได้แก่ ความหนาของชั้น ( $d$ ) ทั้งแกเลียมอาร์เซไนด์ และออลูมิเนียมอาร์เซไนด์, มุมตกกระทบของแสง ( $\theta$ ) เมื่อเทียบกับเส้นปกติ จำนวนคาบของโครงสร้าง ( $N$ ) โดยขั้นตอนการศึกษาเป็นดังต่อไปนี้

#### 3.4.1 การศึกษาค่าการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์ GaAs มีการเปลี่ยนแปลง

ตาราง 2 การเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์

ครั้งที่	ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์ (นาโนเมตร)
1	120
2	150
3	180

ตาราง 3 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์

ปริมาณที่กำหนด	
ความหนาของชั้น AIAs	90 นาโนเมตร
วัสดุฐานรอง	อากาศ
มุมตกกระทบ	0°
จำนวนคาบ	50
สภาพความไว	200 pm/V

3.4.2 การศึกษาค่าการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ AIAs มีการเปลี่ยนแปลง

ตาราง 4 การเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์

ครั้งที่	ความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ (นาโนเมตร)
1	60
2	90
3	120

ตาราง 5 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์

ปริมาณที่กำหนด	
ความหนาของชั้น GaAs	120 นาโนเมตร
วัสดุฐานรอง	อากาศ
มุมตกกระทบ	0°
จำนวนคาบ	50
สภาพความไว	200 pm/V

### 3.4.3 การศึกษาค่าการส่งผ่านของคลื่นฮาร์โมนิคที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อมุมตกกระทบมีการเปลี่ยนแปลง

ตาราง 6 การเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบ

ครั้งที่	มุมตกกระทบ
1	0°
2	30°
3	60°

ตาราง 7 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบ

ปริมาณที่กำหนด	
ความหนาของชั้น AIAs	90 นาโนเมตร
ความหนาของชั้น GaAs	120 นาโนเมตร
วัสดุฐานรอง	อากาศ
จำนวนคาบ	50
สภาพความไว	200 pm/V

### 3.4.4 การศึกษาค่าการส่งผ่านของคลื่นฮาร์โมนิคที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อจำนวนคาบมีการเปลี่ยนแปลง

ตาราง 8 การเปลี่ยนแปลงจำนวนคาบ

ครั้งที่	จำนวนคาบ
1	20
2	50
3	80

ตาราง 9 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงจำนวนคาบ

ปริมาณที่กำหนด	
ความหนาของชั้น AIAs	90 นาโนเมตร
ความหนาของชั้น GaAs	140 นาโนเมตร
วัสดุฐานรอง	อากาศ
มุมตกกระทบ	$0^\circ$
สภาพความไว	200 pm/V

ต่อมาจะทำการแทนค่าต่างๆ ลงในโปรแกรม โดยแทนค่าที่ละหัวข้อจากหัวข้อที่ 3.4.1 ถึงหัวข้อที่ 3.4.4 เพื่อคำนวณและพลอตสเปกตรัมของการส่งผ่านของคลื่นที่ความถี่มูลฐานและคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงออกมาตามที่ได้ทำการเปลี่ยนแปลงค่าต่างๆ ดังตารางด้านบนในแต่ละหัวข้อ

### 3.5 ขั้นตอนการศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง GaAs/AIAs

ในส่วนต่อมาคือการศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงของวัสดุประกอบระหว่างแกลเลียมอาร์เซไนด์ มีสมบัติเป็นตัวกลางแบบไม่เชิงเส้น (nonlinear medium) ซึ่งแกลเลียมอาร์เซไนด์นั้นจะมีค่าสัมประสิทธิ์สภาพความไวอันดับที่สอง ( $d_{14}$ ) เท่ากับ 200 pm/v (Liu et al., 2016) โดยที่ค่านี้จะเกิดขึ้นสำหรับโครงสร้างแบบ (100)-GaAs เท่านั้น และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีสมบัติเป็นตัวกลางแบบเชิงเส้น (linear medium) ที่มีเงื่อนไขของโครงสร้างที่แตกต่างกัน โดยเงื่อนไขของโครงสร้างที่นำมาศึกษาถึงประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง ได้แก่ ความหนาของชั้น ( $d$ ) ทั้งแกลเลียมอาร์เซไนด์และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ มุมตกกระทบของแสง ( $\theta$ ) เมื่อเทียบกับเส้นปกติ จำนวนคาบของโครงสร้าง ( $N$ ) โดยขั้นตอนการศึกษาเป็นดังต่อไปนี้

### 3.5.1 การศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสงมีการเปลี่ยนแปลง

ตาราง 10 การเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบ

ปริมาณที่เปลี่ยนแปลง	ช่วงการเปลี่ยนแปลง
ความหนาของแกเลียมอาร์เซไนด์	140.5 – 143.5 นาโนเมตร
มุมตกกระทบของแสง	0 – 30 องศา

ตาราง 11 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบ

ปริมาณที่กำหนด	
ความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์	90 นาโนเมตร
วัสดุฐานรอง	อากาศ
จำนวนคาบ	50
สภาพความไว	200 pm/V
ความยาวคลื่น	1551 นาโนเมตร

### 3.5.2 การศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบของโครงสร้างมีการเปลี่ยนแปลง

ตาราง 12 การเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบ

ปริมาณที่เปลี่ยนแปลง	ช่วงการเปลี่ยนแปลง
ความหนาของแกเลียมอาร์เซไนด์	140.5 – 143.5 นาโนเมตร
จำนวนคาบ	10 – 80 คาบ

ตาราง 13 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบ

ปริมาณที่กำหนด	
ความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์	90 นาโนเมตร
วัสดุฐานรอง	อากาศ
มุมตกกระทบ	0 องศา
สภาพความไว	200 pm/V
ความยาวคลื่น	1551 นาโนเมตร

3.5.3 การศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสงมีการเปลี่ยนแปลง

ตาราง 14 การเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสง

ปริมาณที่เปลี่ยนแปลง	ช่วงการเปลี่ยนแปลง
ความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์	90.5 – 93.5 นาโนเมตร
มุมตกกระทบของแสง	0 – 30 องศา

ตาราง 15 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสง

ปริมาณที่กำหนด	
ความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์	140 นาโนเมตร
วัสดุฐานรอง	อากาศ
จำนวนคาบ	50
สภาพความไว	200 pm/V
ความยาวคลื่น	1551 นาโนเมตร

### 3.5.4 การศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบของโครงสร้างมีการเปลี่ยนแปลง

ตาราง 16 การเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบ

ปริมาณที่เปลี่ยนแปลง	ช่วงการเปลี่ยนแปลง
ความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์	90.5 – 93.5 นาโนเมตร
จำนวนคาบ	10 – 80 คาบ

ตาราง 17 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบ

ปริมาณที่กำหนด	
ความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์	140 นาโนเมตร
วัสดุฐานรอง	อากาศ
มุมตกกระทบ	0 องศา
สภาพความไว	200 pm/V
ความยาวคลื่น	1551 นาโนเมตร

### 3.5.5 การศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อมุมตกกระทบของแสงและจำนวนคาบของโครงสร้างมีการเปลี่ยนแปลง

ตาราง 18 การเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบของแสงและจำนวนคาบ

ปริมาณที่เปลี่ยนแปลง	ช่วงการเปลี่ยนแปลง
มุมตกกระทบ	0 – 30 องศา
จำนวนคาบ	10 – 80 คาบ

ตาราง 19 ปริมาณที่กำหนดให้มีค่าคงที่เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบของแสงและจำนวนคาบ

ปริมาณที่กำหนด	
ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์	140 นาโนเมตร
ความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์	90 นาโนเมตร
วัสดุฐานรอง	อากาศ
สภาพความไว	200 pm/V
ความยาวคลื่น	1551 นาโนเมตร



## บทที่ 4

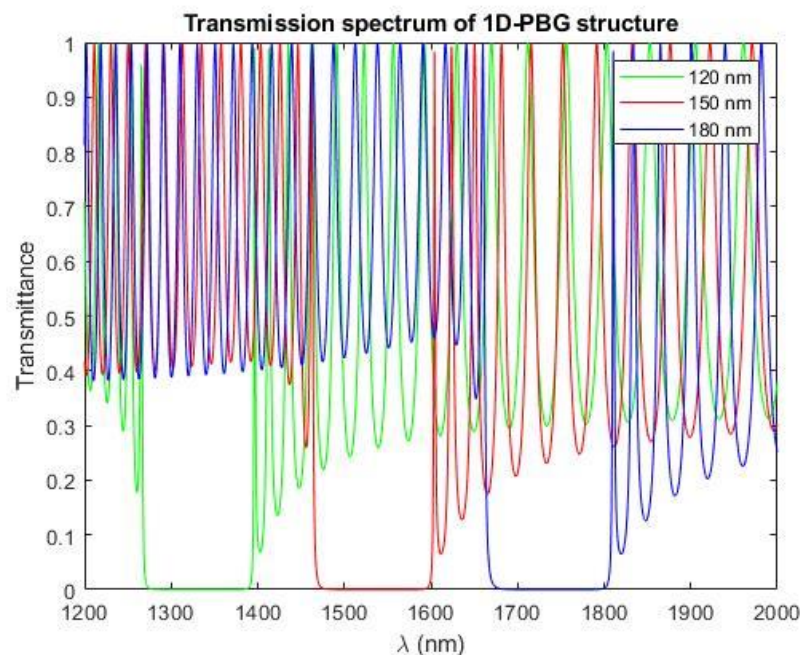
### ผลการดำเนินงานวิจัย

#### 4.1 สมบัติการส่งผ่านของโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง

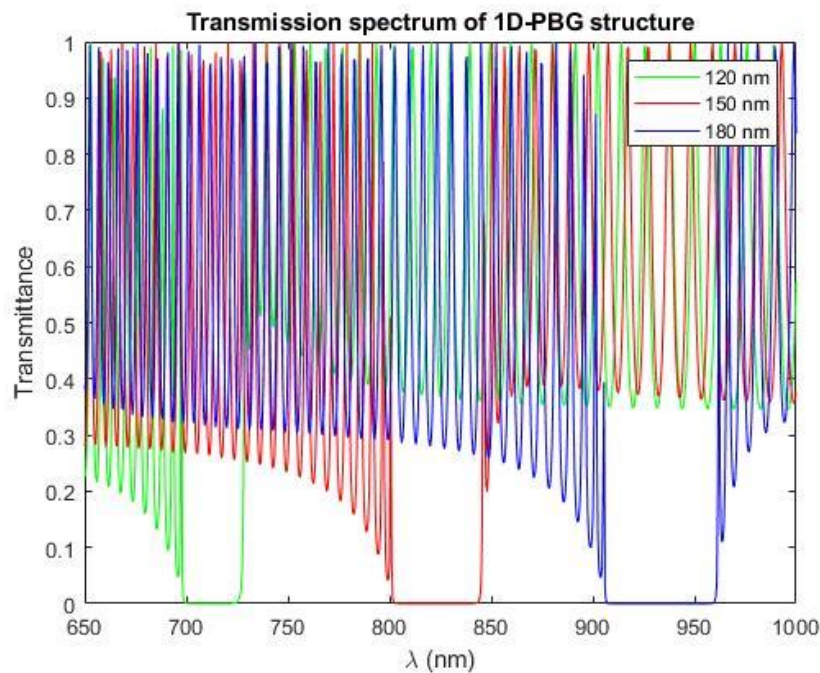
ในส่วนนี้จะเป็นการศึกษาสมบัติพื้นฐานสำหรับการส่งผ่านของแสงในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง โดยทำการคำนวณการส่งผ่านเมื่อโครงสร้างดังกล่าวมีเงื่อนไขของโครงสร้างที่แตกต่างกัน ได้แก่ ความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ มุมตกกระทบ จำนวนคาบของโครงสร้าง โดยที่เงื่อนไขต่างๆ เหล่านี้จะถูกแทนค่าและคำนวณด้วยโปรแกรมคอมพิวเตอร์

##### 4.1.1 สมบัติการส่งผ่านเมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าต่างๆ

ในส่วนนี้จะทำการศึกษาผลกระทบของตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงของสเปกตรัมการส่งผ่านของแสงเมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าต่างๆ ในย่านความถี่มูลฐานและฮาร์โมนิคที่สอง โดยที่ความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 120, 150 และ 180 นาโนเมตร โดยความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์เท่ากับ 90 นาโนเมตร จำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 50 คาบ มุมตกกระทบมีค่าเป็น 0 องศา และเลือกอากาศเป็นฐานรองของโครงสร้าง ซึ่งผลการคำนวณแสดงได้ดังภาพประกอบที่ 23 และ 24



ภาพประกอบ 23 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่มีความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ 120, 150 และ 180 นาโนเมตร



ภาพประกอบ 24 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นย่านฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์ 120, 150 และ 180 นาโนเมตร

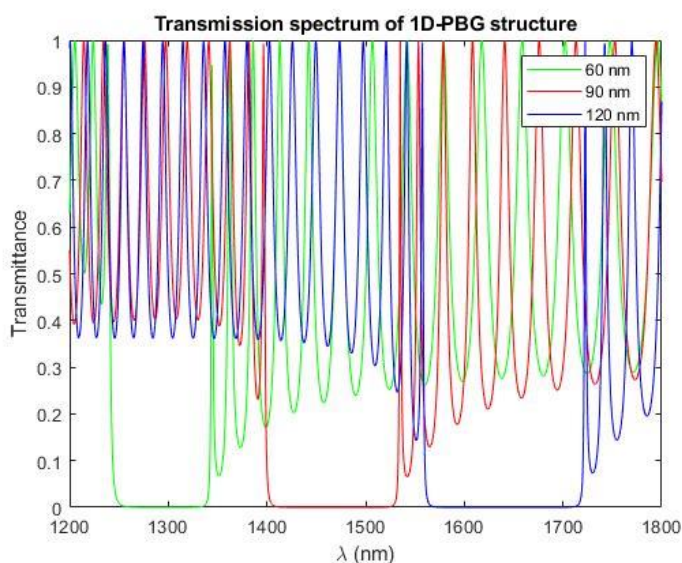
จากการศึกษาผลกระทบของการเลือกความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์ซึ่งพบว่าผลกระทบต่อตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงของสเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นในโหมด TE และ TM ซึ่งคลื่นโพลาไรซ์ทั้งสองจะซ้อนทับกันพอดี โดยที่สำหรับโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงโดยสำหรับคลื่นที่มีความถี่มูลฐานและคลื่นที่ฮาร์มอนิกที่สอง เมื่อปรับความหนาชั้นของแกเลียมอาร์เซไนด์ที่ 120, 150 และ 180 นาโนเมตร จะพบว่าตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงเท่ากับ 1340, 1540 และ 1740 นาโนเมตร ตามลำดับ และสำหรับคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง เมื่อปรับความหนาชั้นของแกเลียมอาร์เซไนด์ที่ 120, 150 และ 180 นาโนเมตร จะมีตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงเท่ากับ 715, 820 และ 930 นาโนเมตร ตามลำดับ ซึ่งแสดงได้ดังตารางที่ 20 โดยที่จากผลการคำนวณยังแสดงให้เห็นว่าเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์จะส่งผลต่อตำแหน่งของแถบช่องว่างทางแสงโดยที่เมื่อยิ่งเพิ่มความหนามากขึ้นแถบช่องว่างทางแสงก็จะมีค่าเปลี่ยนตำแหน่งไปอยู่ในช่วงที่ความยาวคลื่นมากขึ้นตามไปด้วย

ตาราง 20 ผลการคำนวณค่าตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงสำหรับชั้นของแกเลียมอาร์เซไนด์ที่มีความหนาต่าง ๆ

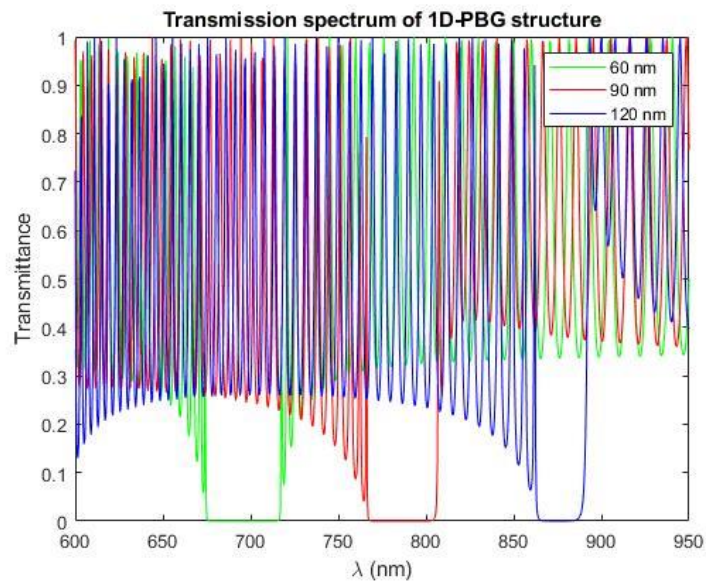
ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์ (นาโนเมตร)	ความยาวคลื่นศูนย์กลางของคลื่นที่มีความถี่มูลฐาน (นาโนเมตร)	ความยาวคลื่นศูนย์กลางของคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง (นาโนเมตร)
120	1340	715
150	1540	820
180	1740	930

#### 4.1.2 สมบัติการส่งผ่านเมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าต่างๆ

ในส่วนนี้จะทำการศึกษาผลกระทบของตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงของสเปกตรัมการส่งผ่านของแสงเมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าต่างๆ ในย่านความถี่มูลฐานและฮาร์มอนิกที่สอง โดยที่ความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 60, 90 และ 120 นาโนเมตร โดยความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์เท่ากับ 140 นาโนเมตร จำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 50 คาบ มุมตกกระทบมีค่าเป็น 0 องศา และเลือกอากาศเป็นฐานรองของโครงสร้าง ซึ่งผลการคำนวณแสดงได้ดังภาพประกอบที่ 25 และ 26



ภาพประกอบ 25 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่มีความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ 60, 90 และ 120 นาโนเมตร



ภาพประกอบ 26 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นย่านฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ 60, 90 และ 120 นาโนเมตร

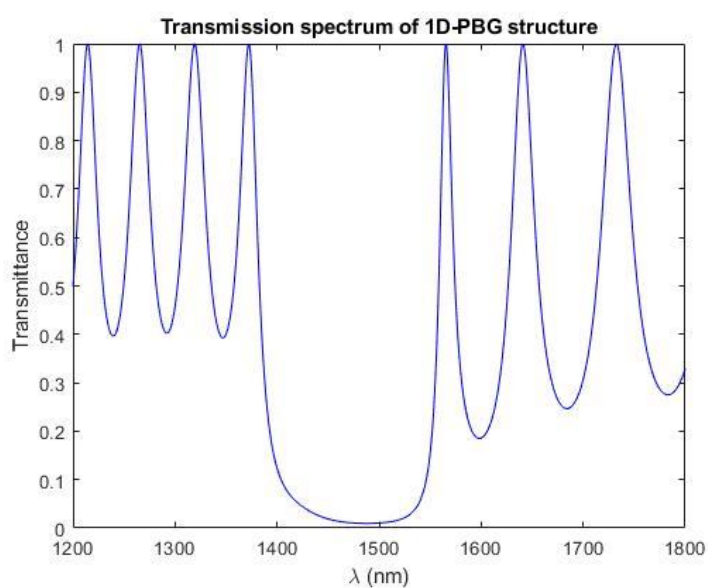
จากการศึกษาผลกระทบของการเลือกความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ซึ่งพบว่ามีผลกระทบต่อตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงของสเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นในโหมด TE และ TM ซึ่งคลื่นโพลาไรซ์ทั้งสองจะซ้อนทับกันพอดีเช่นเดียวกับกรณีของการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ โดยโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงโดยสำหรับคลื่นที่มีความถี่มูลฐานและฮาร์มอนิกที่สอง เมื่อปรับความหนาชั้นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ที่ 60, 90 และ 120 นาโนเมตร จะมีตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงเท่ากับ 1300, 1475 และ 1650 นาโนเมตร ตามลำดับ และสำหรับคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อปรับความหนาชั้นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ที่ 60, 90 และ 120 นาโนเมตร จะมีตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงเท่ากับ 700, 780 และ 875 นาโนเมตร ตามลำดับ ดังแสดงในตารางที่ 21 โดยที่จากผลการคำนวณยังแสดงให้เห็นว่าเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์จะส่งผลกระทบต่อตำแหน่งของแถบช่องว่างทางแสงโดยที่เมื่อยิ่งเพิ่มความหนาขึ้นแถบช่องว่างทางแสงก็จะมี การเปลี่ยนตำแหน่งไปอยู่ในช่วงที่ความยาวคลื่นมากขึ้นตามไปด้วย

ตาราง 21 ผลการคำนวณค่าตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงสำหรับชั้นของอลูมิเนียมออกไซด์ที่มีความหนาต่าง ๆ

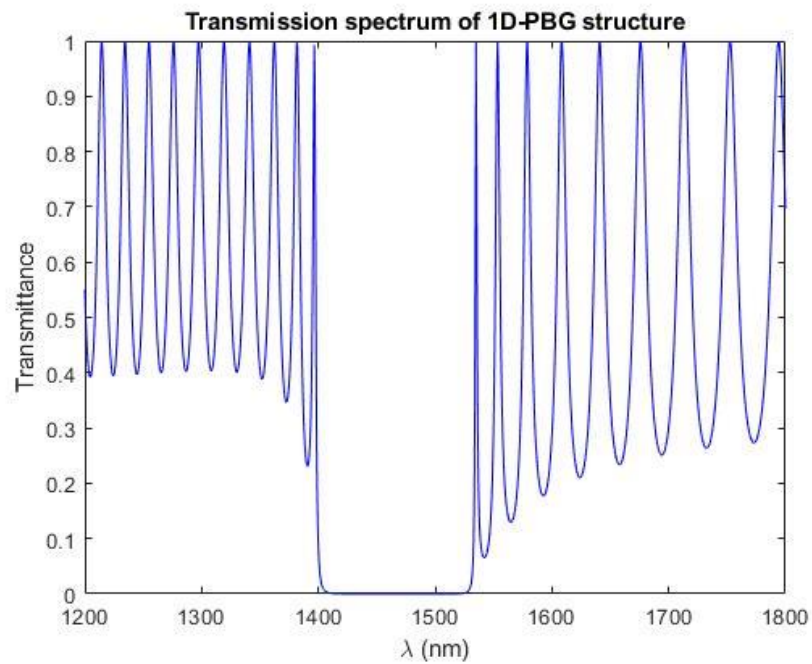
ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์ (นาโนเมตร)	ความยาวคลื่นศูนย์กลางของคลื่นที่ความถี่มูลฐาน (นาโนเมตร)	ความยาวคลื่นศูนย์กลางของคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง (นาโนเมตร)
60	1300	700
90	1475	780
120	1650	875

#### 4.1.3 สมบัติการส่งผ่านเมื่อจำนวนคาบของโครงสร้างมีค่าต่างๆ

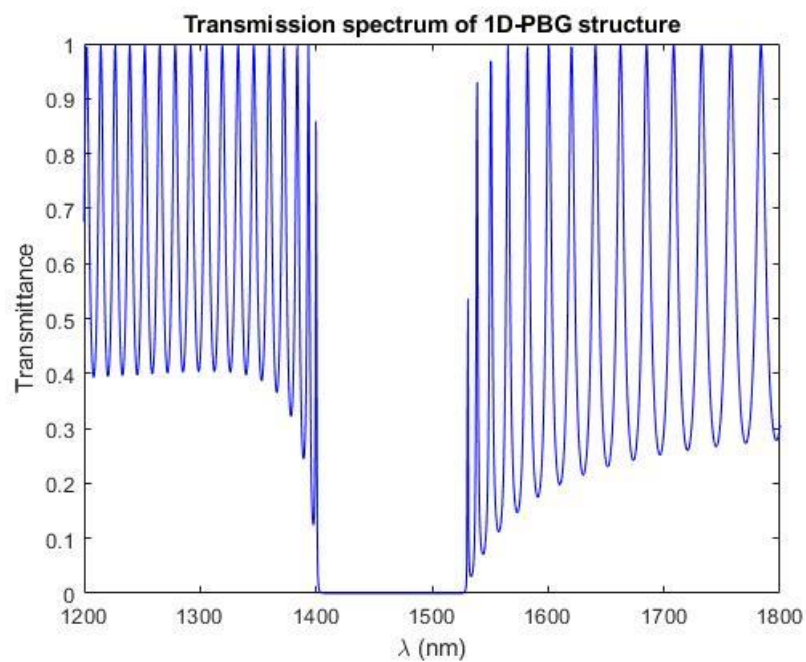
ในส่วนนี้จะทำการศึกษาผลกระทบของตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงของสเปกตรัมการส่งผ่านของแสงเมื่อจำนวนคาบของโครงสร้างมีค่าต่างๆ ในย่านความถี่มูลฐานและฮาร์มอนิกที่สอง โดยที่จำนวนคาบของโครงสร้างมีค่าเท่ากับ 20, 50 และ 80 คาบ ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์เท่ากับ 140 นาโนเมตร ความหนาของชั้นอลูมิเนียมออกไซด์เท่ากับ 90 นาโนเมตร มุมตกกระทบมีค่าเป็น 0 องศา และเลือกอากาศเป็นฐานรองของโครงสร้าง ซึ่งผลการคำนวณแสดงได้ดังภาพประกอบที่ 27 ถึง 32



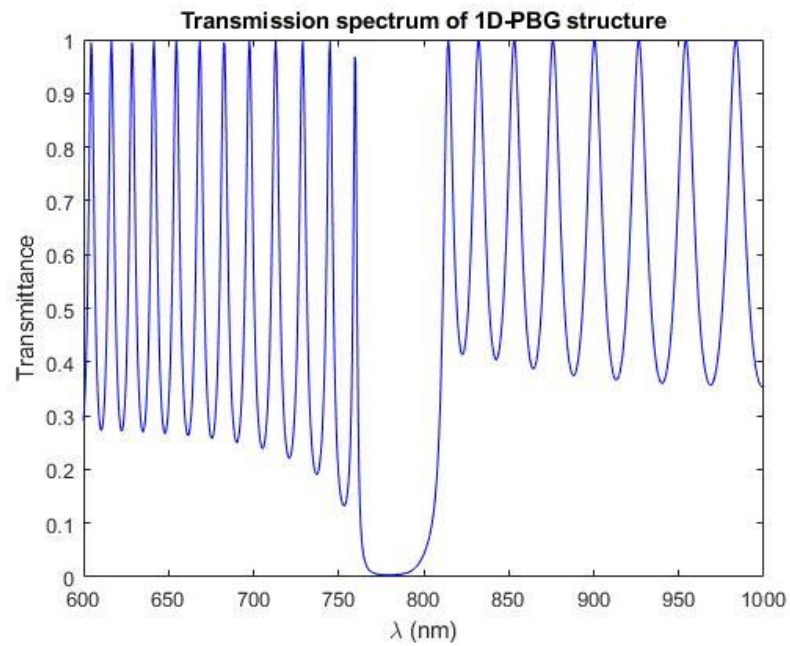
ภาพประกอบ 27 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่ความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 20 คาบ



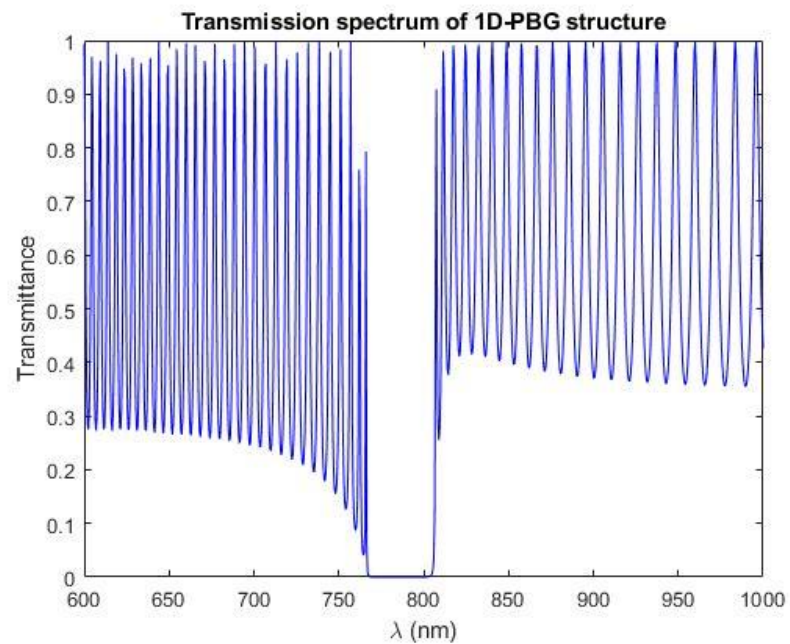
ภาพประกอบ 28 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่มีความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง  
ที่มีจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 50 คาบ



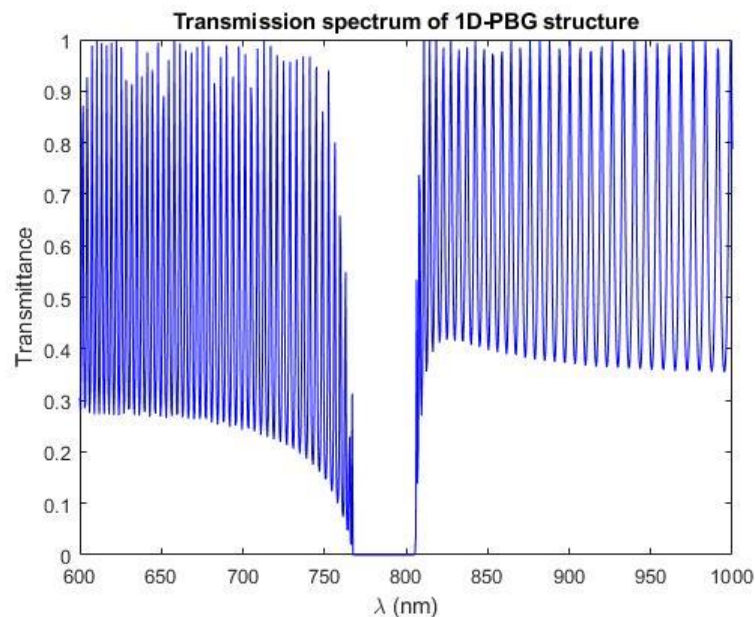
ภาพประกอบ 29 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่มีความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง  
ที่มีจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 80 คาบ



ภาพประกอบ 30 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง  
ที่มีจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 20 คาบ



ภาพประกอบ 31 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง  
ที่มีจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 50 คาบ



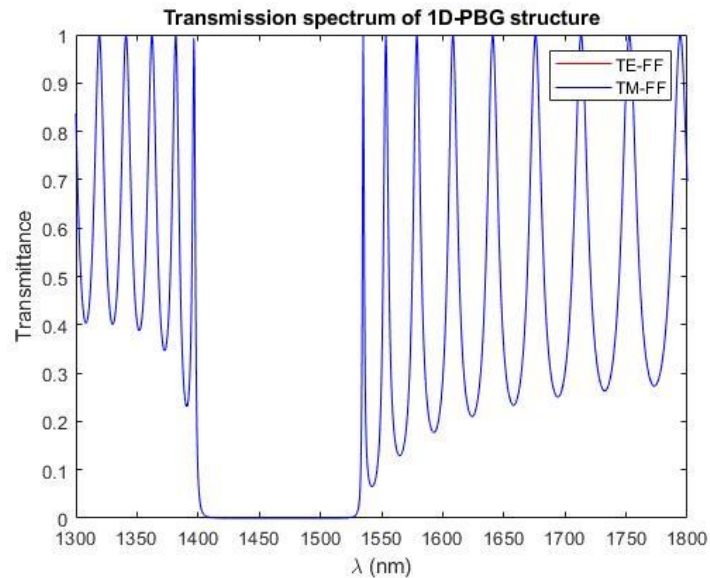
ภาพประกอบ 32 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 80 คาบ

จากการศึกษาผลกระทบของการเลือกจำนวนคาบของโครงสร้างที่มีค่าต่างๆ พบว่ามีผลกระทบต่อตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงของสเปกตรัมการส่งผ่าน โดยที่สำหรับคลื่นในโหมด TE และ TM จะซ้อนทับกันพอดี เมื่อพิจารณาสเปกตรัมการส่งผ่านสำหรับคลื่นที่มีความถี่มูลฐานเมื่อจำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 20, 50 และ 80 คาบ จะมีตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงเท่ากับ 1470 นาโนเมตร เท่ากันทั้งหมด และลักษณะเส้นสเปกตรัมการส่งผ่านเมื่อจำนวนคาบมีค่ามากขึ้นจะมีความคมชัดมากขึ้นไปด้วยตามลำดับ สำหรับคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อปรับจำนวนคาบที่ 20, 50 และ 80 คาบ จะมีตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงเท่ากับ 790 นาโนเมตร เท่ากันทั้งหมด และเส้นสเปกตรัมการส่งผ่านเมื่อจำนวนคาบมีค่ามากขึ้นจะมีความคมชัดมากขึ้นไปด้วยตามลำดับเช่นกัน

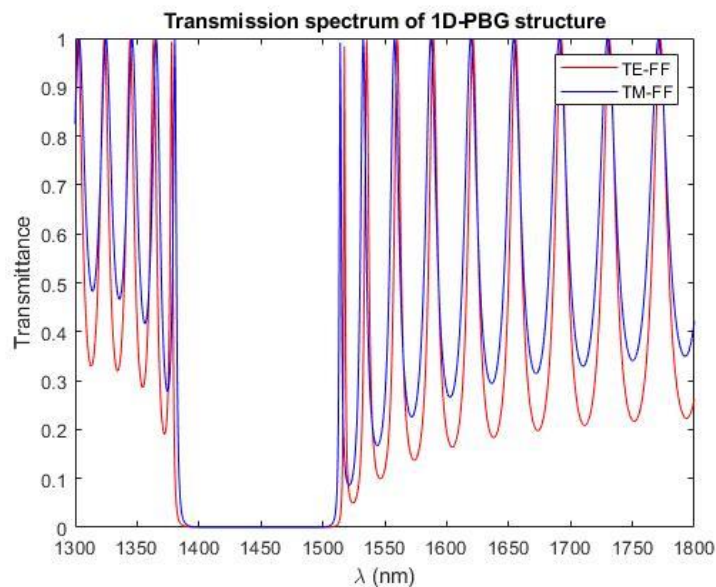
#### 4.1.4 สมบัติการส่งผ่านเมื่อมุมตกกระทบของแสงมีค่าต่างๆ

ในส่วนนี้จะทำการศึกษาผลกระทบของตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงของค่าการส่งผ่านของแสงเมื่อมุมตกกระทบมีค่าต่างๆ ในย่านความถี่มูลฐานและฮาร์มอนิกที่สอง โดยที่มุมตกกระทบมีค่าเท่ากับ 0, 30 และ 60 องศา ความหนาของชั้นออกไซด์เหนี่ยวนำที่เท่ากับ 90 นาโนเมตร ความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ที่เท่ากับ 140 นาโนเมตร จำนวนคาบของ

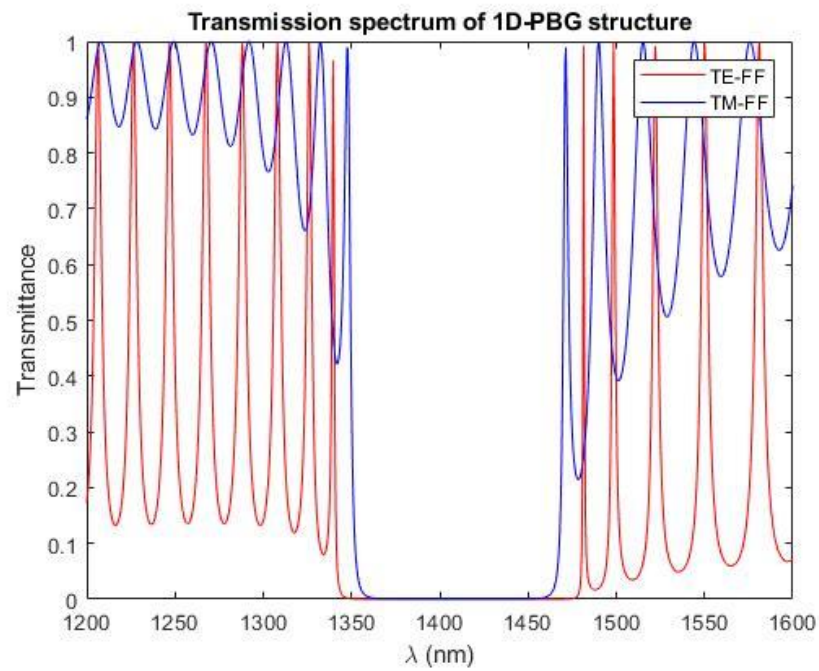
โครงสร้างเท่ากับ 50 คาบ มุมตกกระทบมีค่าเป็น 0 องศา และเลือกอากาศเป็นฐานรองของโครงสร้าง ซึ่งผลการคำนวณแสดงได้ดังภาพประกอบที่ 33 ถึง 38



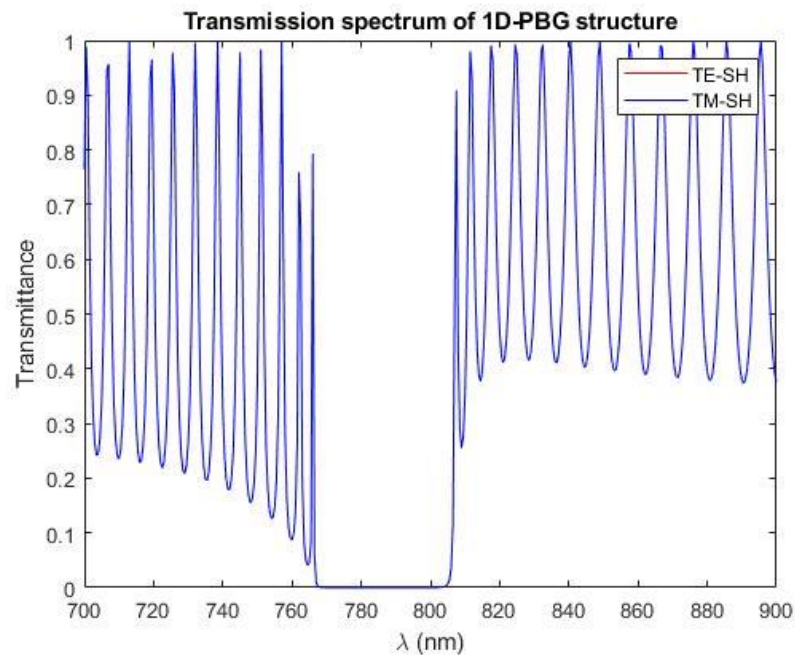
ภาพประกอบ 33 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่มีความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 0 องศา



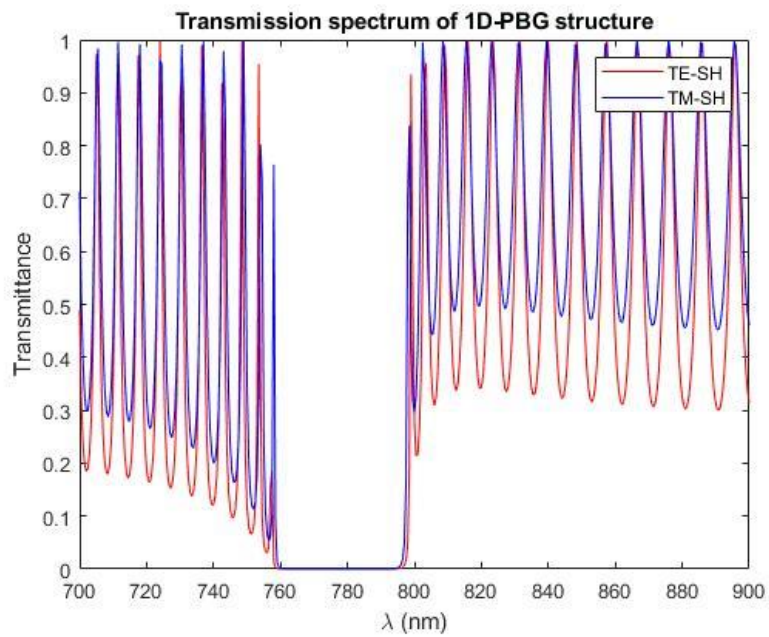
ภาพประกอบ 34 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่มีความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 30 องศา



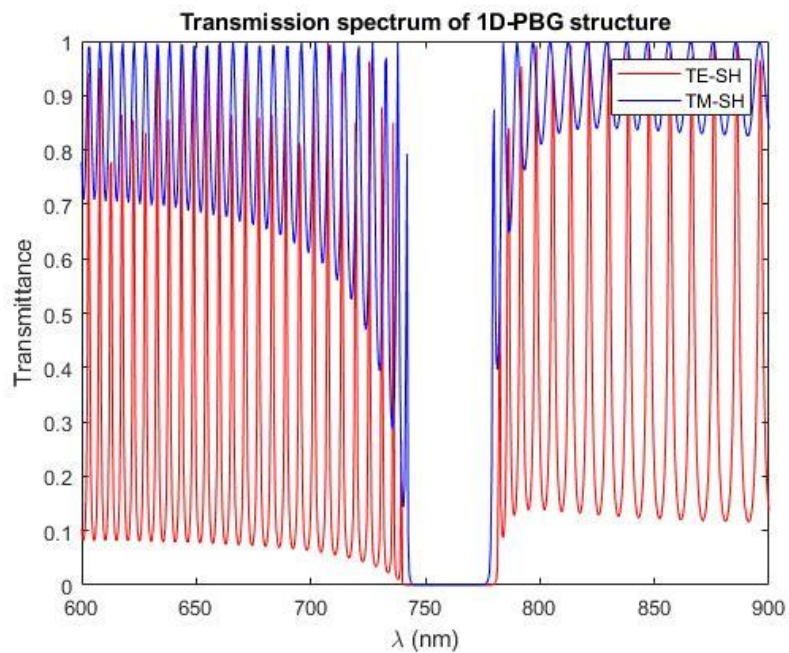
ภาพประกอบ 35 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นที่มีความถี่มูลฐานในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง  
ที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 60 องศา



ภาพประกอบ 36 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง  
ที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 0 องศา



ภาพประกอบ 37 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง  
ที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 30 องศา



ภาพประกอบ 38 สเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง  
ที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 60 องศา

จากการศึกษาผลกระทบของการเลือกมุมตกกระทบของแสงค่าต่างๆ พบว่ามีผลกระทบต่อดำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงสำหรับคลื่นที่มีความถี่มูลฐานที่มุมตกกระทบที่ 0 องศา คลื่นในโหมด TE และ TM จะซ้อนทับกันพอดีและมีตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงเท่า 1475 นาโนเมตร และคลื่นที่มีมุมตกกระทบที่ 30 องศา คลื่นในโหมด TE และ TM จะแตกต่างกันเพียงเล็กน้อยโดยในโหมด TE จะมีค่าการส่งผ่านที่น้อยที่สุดประมาณ 0.2 ส่วน TM จะมีค่าการส่งผ่านที่น้อยที่สุดประมาณ 0.3 ที่ความยาวคลื่นเดียวกันแต่มีตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงเท่ากันที่ 1450 นาโนเมตร ส่วนคลื่นที่มีมุมตกกระทบที่ 60 องศา คลื่นในโหมด TE และ TM จะมีลักษณะที่แตกต่างกันเช่นกันโดยในโหมด TE จะมีค่าการส่งผ่านที่น้อยที่สุดประมาณ 0.1 ส่วน TM จะมีค่าการส่งผ่านที่น้อยที่สุดประมาณ 0.2 ที่ความยาวคลื่นเดียวกันและมีตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงเท่า 1415 นาโนเมตร และสำหรับคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง คลื่นในโหมด TE และ TM เมื่อปรับมุมตกกระทบที่ 0 องศา จะซ้อนทับกันพอดีและมีตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงเท่า 790 นาโนเมตร และคลื่นที่มีมุมตกกระทบเท่ากับ 30 องศา คลื่นในโหมด TE และ TM จะแตกต่างกันเพียงเล็กน้อยโดยในโหมด TE จะมีค่าการส่งผ่านที่น้อยที่สุดประมาณ 0.05 ส่วน TM จะมีค่าการส่งผ่านที่น้อยที่สุดประมาณ 0.08 ที่ความยาวคลื่นเดียวกันแต่มีตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงเท่ากันที่ 780 นาโนเมตร ส่วนที่มุมตกกระทบที่ 60 องศา คลื่นในโหมด TE และ TM จะมีลักษณะที่แตกต่างกันเช่นกันโดยในโหมด TE จะมีค่าการส่งผ่านที่น้อยที่สุดประมาณ 0.01 ส่วน TM จะมีค่าการส่งผ่านที่น้อยที่สุดประมาณ 0.2 ที่ความยาวคลื่นเดียวกันและมีตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงเท่า 760 นาโนเมตร ดังแสดงในตารางที่ 22

ตาราง 22 ผลการคำนวณค่าตำแหน่งศูนย์กลางแถบช่องว่างทางแสงสำหรับมุมตกกระทบที่ค่าต่างๆ

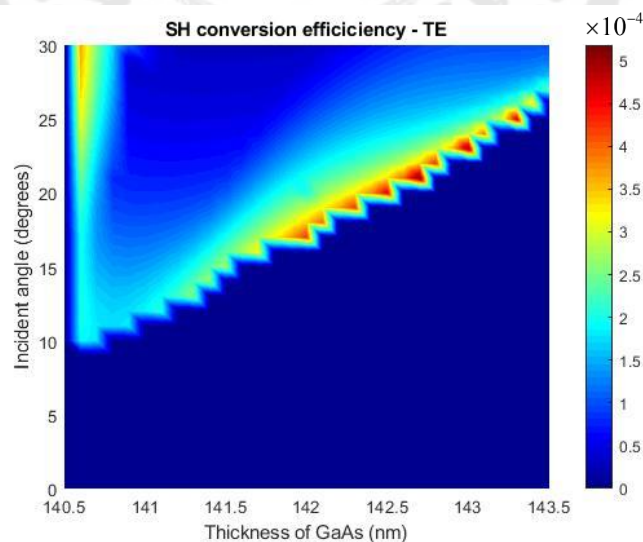
ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์ (นาโนเมตร)	ความยาวคลื่นศูนย์กลางของคลื่นที่ความถี่มูลฐาน (นาโนเมตร)	ความยาวคลื่นศูนย์กลางของคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง (นาโนเมตร)
0	1475	790
30	1450	780
60	1415	760

## 4.2 ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองผ่านโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง

ในส่วนนี้จะเป็นการศึกษาถึงทฤษฎีพื้นฐานที่เกี่ยวข้องกับประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงสำหรับผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ โดยการศึกษาการคำนวณหาประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองดังกล่าวมีเงื่อนไขของโครงสร้างที่แตกต่างกัน ได้แก่ ความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์, มุมตกกระทบของแสง, จำนวนคาบของโครงสร้าง โดยที่เงื่อนไขต่างๆ เหล่านี้จะถูกแทนค่าและคำนวณด้วยโปรแกรมคอมพิวเตอร์

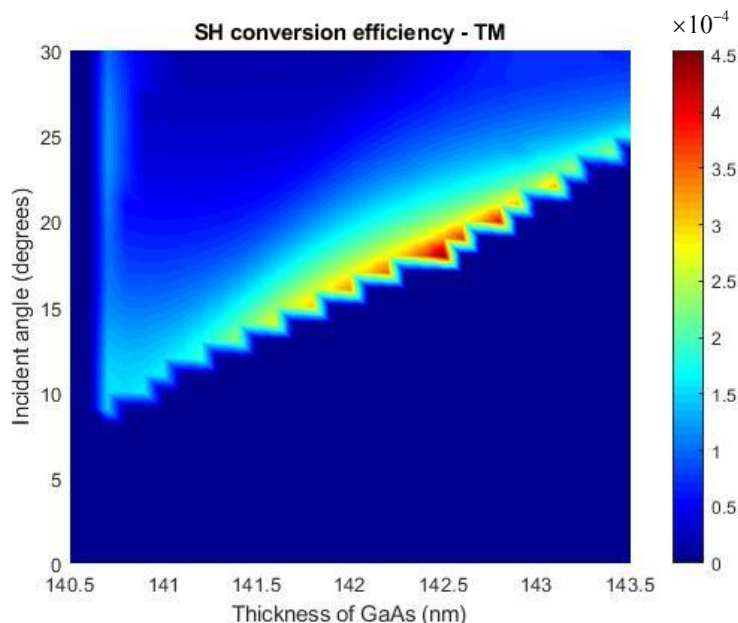
### 4.2.1 ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสง

ในการคำนวณส่วนแรกได้ทำการศึกษาประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ มีค่าเปลี่ยนแปลงไปในช่วง 140.5 ถึง 143.5 นาโนเมตร และมุมตกกระทบเปลี่ยนแปลงในช่วง 0 ถึง 30 องศา โดยที่ความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ ถูกตั้งไว้ที่ 92 นาโนเมตร จำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 50 คาบ ความยาวคลื่นของแสงตกกระทบเท่ากับ 1551 นาโนเมตร และเลือกอากาศเป็นฐานรองของโครงสร้างเพื่อศึกษาผลจากความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสงที่มีต่อประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง ซึ่งผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง แสดงดังภาพประกอบที่ 39 และ 40



ภาพประกอบ 39 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ s (โหมด TE)

จากการศึกษาผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์และมูมตกกระทบพร้อมกันสำหรับคลื่นโหมด TE แสดงดังภาพประกอบที่ 39 พบว่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์จาก 140.5 นาโนเมตร จนมีค่าเพิ่มขึ้นมากที่สุดเมื่อความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 142.7 นาโนเมตร และเมื่อเพิ่มความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์ต่อไปอีกประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นจะมีค่าลดลงไปตามลำดับ ซึ่งสาเหตุของการเกิดประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่ามากที่สุดเป็นผลมาจากความหนาของชั้นของแกลเลียมอาร์เซไนด์ที่นำไปประกอบรวมกับชั้นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ให้ได้เป็นคาบซึ่งมีค่าใกล้เคียงกับความยาวคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สองที่เกิดขึ้นภายในโครงสร้างเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันขึ้นและเกิดการก้ำกซ้อนภายในโครงสร้าง ทำให้ได้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่าสูงที่สุด ส่วนการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบของแสงพร้อมกับความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์นั้นพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเพิ่มมุมตกกระทบจากเริ่มต้นที่ 0 องศา จะมีค่าน้อยมากๆ จนเข้าใกล้ศูนย์ และจะเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ ต่อจากนั้นจนประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่ามากที่สุดที่ประมาณ 21 องศา และจากนั้นมุมตกกระทบที่เพิ่มขึ้นก็จะส่งผลให้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองค่อยๆ ลดลงไปตามลำดับ เนื่องจากว่ามุมตกกระทบของแสงส่งผลต่อการเกิดสภาวะการเข้าคู่ของเฟสทำให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่าขึ้นอยู่กับมุมตกกระทบด้วยเช่นกัน นั่นคือผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่ามากที่สุดเท่ากับ  $5.182 \times 10^{-4}$  เมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 142.7 นาโนเมตร ที่มุมตกกระทบของแสงมีค่าเท่ากับ 21 องศา สำหรับคลื่นในโหมด TE



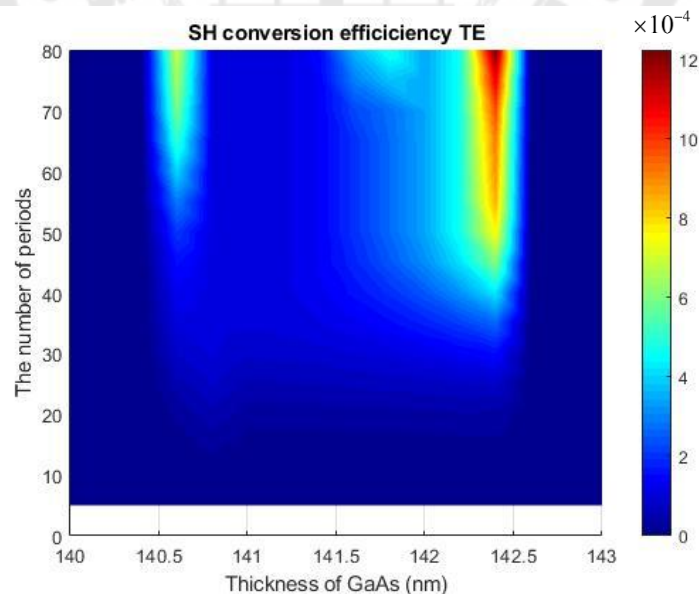
ภาพประกอบ 40 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ p (โหมด TM)

จากการศึกษาผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบพร้อมกันสำหรับคลื่นโหมด TM แสดงดังภาพประกอบที่ 40 พบว่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์จาก 140.5 นาโนเมตร จนมีค่าเพิ่มขึ้นมากที่สุดเมื่อความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 142.5 นาโนเมตร และเมื่อเพิ่มความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์ต่อไปอีกประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นจะมีค่าลดลงไปตามลำดับ ซึ่งสาเหตุของการเกิดประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่ามากที่สุดเป็นผลมาจากความหนาของชั้นของแกลเลียมอาร์เซไนด์ที่นำไปประกอบรวมกับชั้นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ให้ได้เป็นคาบซึ่งมีค่าใกล้เคียงกับความยาวคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สองที่เกิดขึ้นภายในโครงสร้างเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันขึ้นและเกิดการก้ำก๋อภายในโครงสร้าง ทำให้ได้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่าสูงที่สุด ส่วนการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบของแสงพร้อมกับความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์นั้นพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเพิ่มมุมตกกระทบจากเริ่มต้นที่ 0 องศา จะมีค่าน้อยมากๆ จนเข้าใกล้ศูนย์ และจะเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ ต่อจากนั้นจนประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิก

มอดินที่สองมีค่ามากที่สุดที่ประมาณ 18 องศา และจากนั้นมุมตกกระทบที่เพิ่มขึ้นก็จะส่งผลให้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สองค่อยๆ ลดลงไปตามลำดับ เนื่องจากว่ามุมตกกระทบของแสงส่งผลต่อการเกิดสภาวะการเข้าคู่ของเฟสทำให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สองมีค่าขึ้นอยู่กับมุมตกกระทบด้วยเช่นกัน นั่นคือผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สองนั้นมีความมากที่สุดเท่ากับ  $4.545 \times 10^{-4}$  เมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 142.5 นาโนเมตร ที่มุมตกกระทบของแสงมีค่าเท่ากับ 18 องศา

#### 4.2.2 ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบ

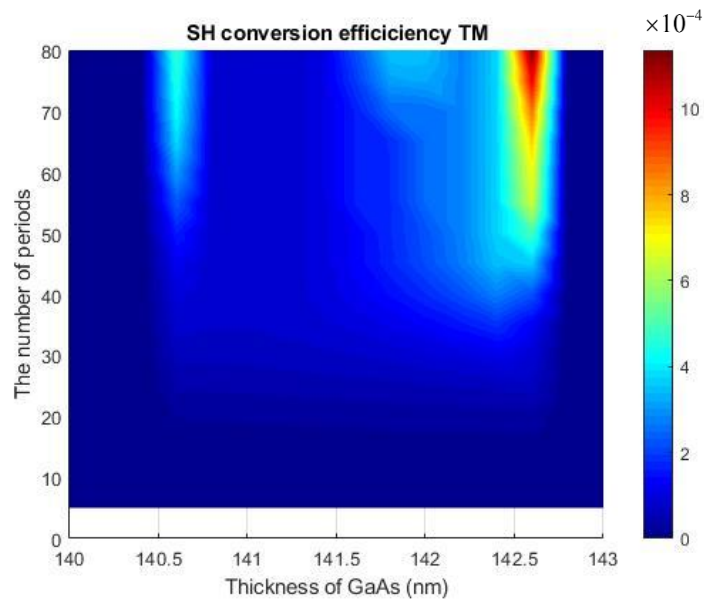
ในส่วนนี้ได้ทำการศึกษาถึงประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์จาก 140 ถึง 143 นาโนเมตร กับจำนวนคาบของโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงจาก 5 ถึง 80 คาบ โดยที่ความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ถูกตั้งไว้ที่ 92 นาโนเมตร มุมตกกระทบ 18 องศา ความยาวคลื่นของแสงตกกระทบเท่ากับ 1551 นาโนเมตร และเลือกอากาศเป็นฐานรองของโครงสร้าง เพื่อศึกษาถึงความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบของโครงสร้างที่มีต่อประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สอง ซึ่งผลการคำนวณในโหมด TE และ TM แสดงดังภาพประกอบที่ 41 และ 42



ภาพประกอบ 41 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบในคลื่น

โพลาไรซ์แบบ s (โหมด TE)

จากการศึกษาผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้าง แถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบ พร้อมกันสำหรับคลื่นโหมด TE แสดงดังภาพประกอบที่ 41 พบว่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าจากศูนย์และเพิ่มขึ้นเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์ จาก 140 นาโนเมตร จนมีค่าเพิ่มขึ้นมากที่สุดเมื่อความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าประมาณ 142.4 นาโนเมตร และเมื่อเพิ่มความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์ต่อไปอีกประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าลดลงไปจนเป็นศูนย์ในที่สุด ซึ่งสาเหตุของการเกิดประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่ามากที่สุดเป็นผลมาจากความหนาของชั้นของแกลเลียมอาร์เซไนด์ที่นำไปประกอบรวมกับชั้นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ให้ได้เป็นคาบซึ่งมีค่าใกล้เคียงกับความยาวคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สองที่เกิดขึ้นภายในโครงสร้างเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันขึ้น และเกิดการก้ำก๋อภายในโครงสร้าง ทำให้ได้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่าสูงที่สุด ส่วนจำนวนคาบของโครงสร้างที่ทำการเปลี่ยนแปลงไปพร้อมกันนั้นพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเพิ่มจำนวนคาบจะมีค่าเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ จากศูนย์และจะเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ จนประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่ามากที่สุดเมื่อจำนวนคาบมากที่สุดที่ 80 คาบ เนื่องจากจำนวนคาบของโครงสร้างที่มีจำนวนมากก็จะทำให้คลื่นเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันได้มากขึ้นทำให้จำนวนคาบที่มากขึ้นก็จะส่งผลต่อการประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองให้ยิ่งเพิ่มมากขึ้นอีกด้วย นั่นคือผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่ามากที่สุดเท่ากับ  $12.24 \times 10^{-4}$  เมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 142.4 และจำนวนคาบมีค่าเท่ากับ 80 คาบ



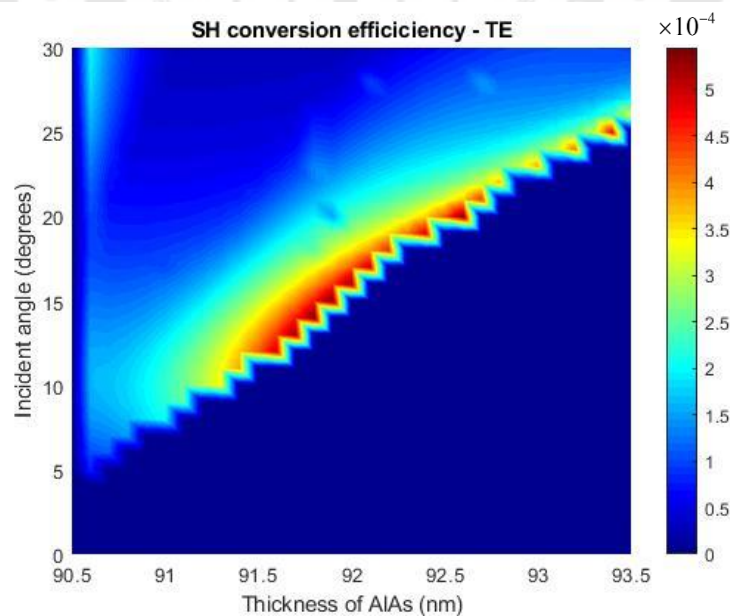
ภาพประกอบ 42 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ p (โหมด TM)

จากการศึกษาผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบพร้อมกันสำหรับคลื่นโหมด TM แสดงดังภาพประกอบที่ 42 พบว่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าจากศูนย์และเพิ่มขึ้นเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์จาก 140 นาโนเมตร จนมีค่าเพิ่มขึ้นมากที่สุดเมื่อความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 142.6 นาโนเมตร และเมื่อเพิ่มความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์ต่อไปอีกประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นจะมีค่าลดลงไปจนเป็นศูนย์ในที่สุดเช่นเดียวกับกรณีคลื่นโหมด TE ซึ่งสาเหตุของการเกิดประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่ามากที่สุดเป็นผลมาจากความหนาของชั้นของแกลเลียมอาร์เซไนด์ที่นำไปประกอบรวมกับชั้นของอะลูมิเนียมอาร์เซไนด์ให้ได้เป็นคาบซึ่งมีค่าใกล้เคียงกับความยาวคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สองที่เกิดขึ้นภายในโครงสร้างเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันขึ้นและเกิดการกักตุนภายในโครงสร้าง ทำให้ได้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่าสูงที่สุด ส่วนจำนวนคาบของโครงสร้างที่ทำการเปลี่ยนแปลงไปพร้อมกันนั้นพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองจะมีค่าเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ เมื่อทำการเพิ่มจำนวนคาบโดยจะเพิ่มจากศูนย์และเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ จนประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่ามากที่สุดเมื่อจำนวนคาบมากที่สุดที่ 80 คาบเช่นกัน เนื่องจากจำนวนคาบของโครงสร้าง

ที่มีจำนวนมากก็จะทำให้คลื่นเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันได้มากขึ้นทำให้จำนวนคาบที่มากขึ้นก็จะส่งผลต่อการประสิทธิภาพการเกิดคลื่นในฮาร์มอนิกที่สองให้ยิ่งเพิ่มมากขึ้นอีกด้วย นั่นคือผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีความมากที่สุดเท่ากับ  $11.37 \times 10^{-4}$  เมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 142.6 นาโนเมตร และจำนวนคาบมีค่าเท่ากับ 80

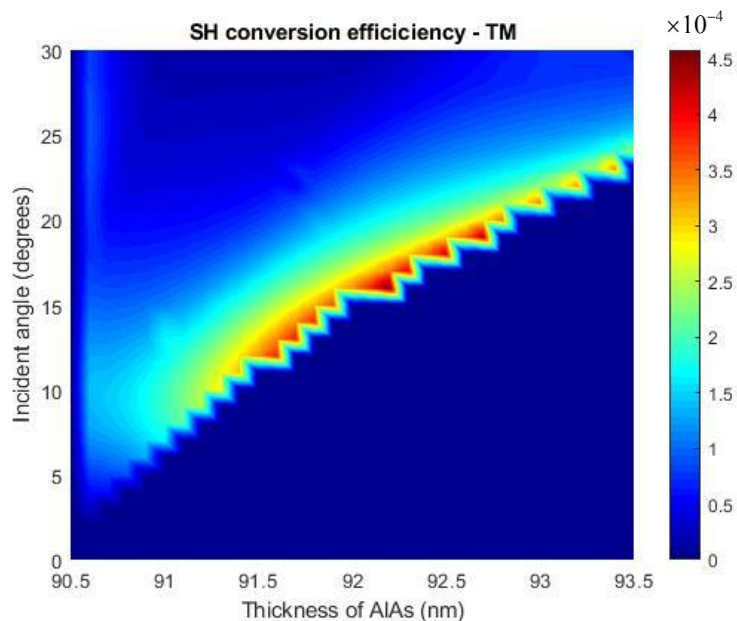
#### 4.2.3 ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบของแสง

ในการคำนวณส่วนนี้ได้ทำการศึกษาประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ มีค่าเปลี่ยนแปลงไปในช่วง 90.5 ถึง 93.5 นาโนเมตร และมุมตกกระทบเปลี่ยนแปลงในช่วง 0 ถึง 30 องศา โดยที่ความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ถูกตั้งไว้ที่ 142 นาโนเมตร จำนวนคาบของโครงสร้างเท่ากับ 50 คาบ ความยาวคลื่นของแสงตกกระทบเท่ากับ 1551 นาโนเมตร และเลือกอากาศเป็นฐานรองของโครงสร้างเพื่อศึกษาผลจากความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสงมีผลต่อประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง ซึ่งผลการคำนวณแสดงดังภาพประกอบที่ 43 และ 44



ภาพประกอบ 43 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ s (โหมด TE)

จากการศึกษาผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้าง แถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบ พร้อมกันสำหรับคลื่นโหมด TE ดังภาพประกอบที่ 43 พบว่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์จาก 90.5 นาโนเมตร จนมีค่าเพิ่มขึ้นมากที่สุดเมื่อความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 92 นาโนเมตร และเมื่อเพิ่มความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ต่อไปอีกประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าลดลงไปเรื่อยๆ ซึ่งสาเหตุของการเกิดประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่ามากที่สุดเป็นผลมาจากความหนาของชั้นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ที่นำไปประกอบรวมกับชั้นของแกลเลียมอาร์เซไนด์ให้ได้เป็นคาบซึ่งมีค่าใกล้เคียงกับความยาวคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สองที่เกิดขึ้นภายในโครงสร้างเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันขึ้นและเกิดการกักตุนภายในโครงสร้าง ทำให้ได้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่าสูงที่สุดโดยจะพิจารณาในลักษณะเดียวกับการเปลี่ยนแปลงความหนาของแกลเลียมอาร์เซไนด์ ส่วนการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบของแสงพร้อมกับความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์นั้นพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเพิ่มมุมตกกระทบจากเริ่มต้นที่ 0 องศา จะมีค่าน้อยมากๆ จนเข้าใกล้ศูนย์และจะเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ ต่อจากนั้นจนประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่ามากที่สุดที่ประมาณ 15 องศา และจากนั้นมุมตกกระทบที่เพิ่มขึ้นก็จะส่งผลให้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองค่อยๆ ลดลงไป เนื่องจากว่ามุมตกกระทบของแสงส่งผลต่อการเกิดสมภาวะการเข้าคู่ของเฟสทำให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่าขึ้นอยู่กับมุมตกกระทบด้วยเช่นกัน นั่นคือผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่ามากที่สุดเท่ากับ  $5.445 \times 10^{-4}$  เมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 92 นาโนเมตร และมุมตกกระทบของแสงมีค่าเท่ากับ 15 องศา



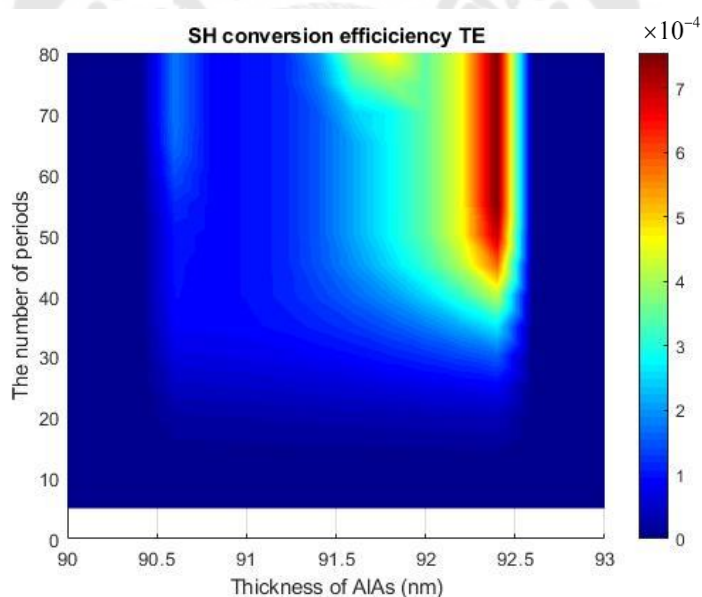
ภาพประกอบ 44 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ p (โหมด TM)

จากการศึกษาผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบพร้อมกันสำหรับคลื่นโหมด TM แสดงดังภาพประกอบที่ 44 พบว่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์จาก 90.5 นาโนเมตร จนมีค่าเพิ่มขึ้นมากที่สุดเมื่อความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 92.2 นาโนเมตร และเมื่อเพิ่มความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ต่อไปอีกประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าลดลงไปเรื่อยๆ เช่นเดียวกับกรณีของคลื่นโหมด TE ส่วนการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบของแสงพร้อมกับความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์นั้นพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเพิ่มมุมตกกระทบจากเริ่มต้นที่ 0 องศา จะมีค่าน้อยมากๆ จนเข้าใกล้ศูนย์ และจะเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ ต่อจากนั้นจนประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่ามากที่สุดที่ประมาณ 17 องศา และจากนั้นมุมตกกระทบที่เพิ่มขึ้นก็จะส่งผลให้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองค่อยๆ ลดลงไป เนื่องจากว่ามุมตกกระทบของแสงส่งผลต่อการเกิดสมภาวะการเข้าคู่ของเฟสทำให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่าขึ้นอยู่กับมุมตกกระทบด้วยเช่นกัน นั่นคือผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่ามากที่สุดเท่ากับ

$4.574 \times 10^{-4}$  เมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 92.2 นาโนเมตร และมุมตกกระทบของแสงมีค่าเท่ากับ 17 องศา

#### 4.2.4 ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบ

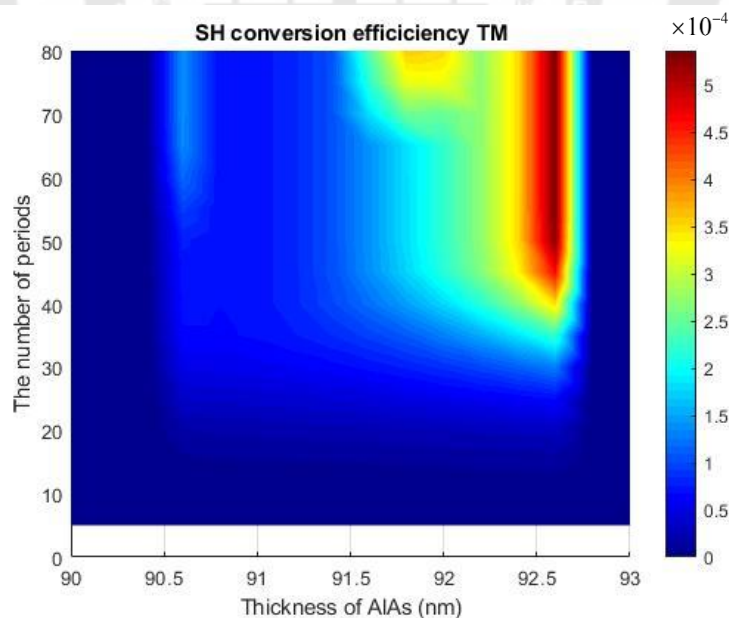
ในส่วนนี้ได้ทำการศึกษาถึงประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์จาก 140 ถึง 143 นาโนเมตร กับจำนวนคาบของโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงจาก 5 ถึง 80 คาบ โดยที่ความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ถูกตั้งไว้ที่ 142 นาโนเมตร มุมตกกระทบ 10 องศา ความยาวคลื่นของแสงตกกระทบเท่ากับ 1551 นาโนเมตร และเลือกอากาศเป็นฐานรองของโครงสร้าง เพื่อศึกษาว่าความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบของแสงมีผลต่อประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง ซึ่งผลการคำนวณแสดงดังภาพประกอบที่ 45 และ 46



ภาพประกอบ 45 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับคาบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ s (โหมด TE)

จากการศึกษาผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบพร้อมกันสำหรับคลื่นโหมด TE แสดงดังภาพประกอบที่ 45 พบว่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าจากศูนย์และเพิ่มขึ้นเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์

จาก 90 นาโนเมตร จนมีค่าเพิ่มขึ้นมากที่สุดเมื่อความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าประมาณ 92.4 นาโนเมตร และเมื่อเพิ่มความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ต่อไปอีก ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมียาลดลงไปจนเป็นศูนย์ในที่สุดซึ่งสาเหตุของการเกิดประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่ามากที่สุดเป็นผลมาจากความหนาของชั้นของแกลเลียมอาร์เซไนด์ที่นำไปประกอบรวมกับชั้นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ให้ได้เป็นคาบซึ่งมีค่าใกล้เคียงกับความยาวคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สองที่เกิดขึ้นภายในโครงสร้างเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันขึ้นและเกิดการกักตุนภายในโครงสร้าง ทำให้ได้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่าสูงที่สุด ส่วนจำนวนคาบของโครงสร้างที่ทำการเปลี่ยนแปลงไปพร้อมกันนั้นพบว่า ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเพิ่มจำนวนคาบจะมีค่าเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ จากศูนย์และจะเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ จนประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่ามากที่สุดเมื่อจำนวนคาบมีค่ามากที่สุดเท่ากับ 80 คาบ เนื่องจากจำนวนคาบของโครงสร้างที่มีจำนวนมากก็จะทำให้คลื่นเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันได้มากขึ้นทำให้จำนวนคาบที่มากขึ้นก็จะส่งผลต่อประสิทธิภาพการเกิดคลื่นในฮาร์มอนิกที่สองให้ยิ่งเพิ่มมากขึ้นอีกด้วย นั่นคือผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่ามากที่สุดเท่ากับ  $7.54 \times 10^{-4}$  เมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 92.4 นาโนเมตร และจำนวนคาบมีค่าเท่ากับ 80

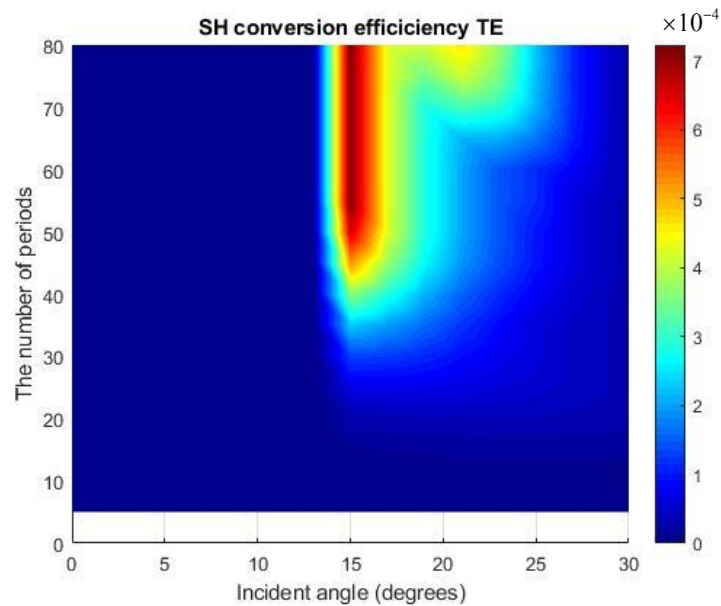


ภาพประกอบ 46 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับคาบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ p (โหมด TM)

จากการศึกษาผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้าง แถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบ พร้อมกันสำหรับคลื่นโหมด TM แสดงดังภาพประกอบที่ 46 พบว่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าจากศูนย์และเพิ่มขึ้นเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์จาก 90 นาโนเมตร จนมีค่าเพิ่มขึ้นมากที่สุดเมื่อความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าประมาณ 92.6 นาโนเมตร และเมื่อเพิ่มความหนาของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ต่อไปอีก ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าลดลงไปจนเป็นศูนย์ในที่สุด เช่นเดียวกับกรณีของคลื่นโหมด TE ซึ่งสาเหตุของการเกิดประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่ามากที่สุดเป็นผลมาจากความหนาของชั้นของแกเลียมอาร์เซไนด์ที่นำไปประกอบรวมกับชั้นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ให้ได้เป็นคาบซึ่งมีค่าใกล้เคียงกับความยาวคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สองที่เกิดขึ้นภายในโครงสร้างเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันขึ้นและเกิดการกักตุนภายในโครงสร้าง ทำให้ได้ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่าสูงที่สุด ส่วนจำนวนคาบของโครงสร้างที่ทำการเปลี่ยนแปลงไปพร้อมกันนั้นพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเพิ่มคาบจะมีค่าเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ จากศูนย์และจะเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ จนประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่ามากที่สุดเมื่อจำนวนคาบมากที่สุดที่ 80 คาบ เช่นเดียวกับกรณีของคลื่นโหมด TE เช่นเดียวกัน เนื่องจากจำนวนคาบของโครงสร้างที่มีจำนวนมากก็จะทำให้คลื่นเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันได้มากขึ้นทำให้จำนวนคาบที่มากขึ้นก็จะส่งผลต่อการประสิทธิภาพการเกิดคลื่นในฮาร์มอนิกที่สองให้ยิ่งเพิ่มมากขึ้นอีกด้วย นั่นคือผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่ามากที่สุดเท่ากับ  $5.365 \times 10^{-4}$  เมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 92.6 นาโนเมตร และจำนวนคาบมีค่าเท่ากับ 80

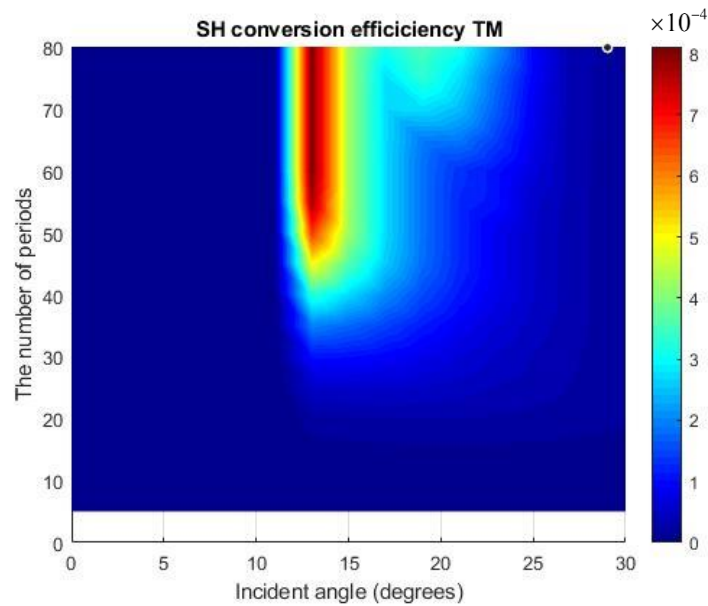
#### 4.2.5 ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบกับคาบ

ในส่วนนี้จำทำการหาประสิทธิภาพของการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบพร้อมกับคาบ เมื่อความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ถูกตั้งไว้ที่ 142 และ 92 ตามลำดับ ความยาวคลื่นของแสงตกกระทบเท่ากับ 1551 นาโนเมตร และเลือกอากาศเป็นฐานรองของโครงสร้าง เพื่อศึกษาว่ามุมตกกระทบและจำนวนคาบมีผลต่อประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง ซึ่งผลการคำนวณแสดงดังภาพประกอบที่ 47 และ



ภาพประกอบ 47 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบกับคาบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ s (โหมด TE)

จากการศึกษาผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบกับจำนวนคาบพร้อมกันสำหรับคลื่นโหมด TE แสดงดังภาพประกอบที่ 47 พบว่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าจากศูนย์และเพิ่มขึ้นเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบจาก 0 องศา จนมีค่าเพิ่มขึ้นมากที่สุดเมื่อมุมตกกระทบของแสงมีค่าประมาณ 15 องศา และเมื่อเพิ่มมุมตกกระทบต่อไปอีกประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าค่อยๆ ลดลงไปเรื่อยๆ จนเป็นศูนย์ในที่สุด เนื่องจากว่ามุมตกกระทบของแสงส่งผลต่อการเกิดสภาวะการเข้าสู่ของเฟสทำให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่าขึ้นอยู่กับมุมตกกระทบ ส่วนจำนวนคาบของโครงสร้างที่ทำการเปลี่ยนแปลงไปพร้อมกันนั้นพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเพิ่มจำนวนคาบจะมีค่าเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ จากศูนย์และจะเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ จนประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่ามากที่สุดเมื่อจำนวนคาบมีค่าเท่ากับ 80 คาบ เนื่องจากจำนวนคาบของโครงสร้างที่มีจำนวนมากก็จะทำให้คลื่นเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันได้มากขึ้นทำให้จำนวนคาบที่มากขึ้นก็จะส่งผลต่อการประสิทธิภาพการเกิดคลื่นในฮาร์มอนิกที่สองให้ยิ่งเพิ่มมากขึ้นอีกด้วย นั่นคือผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่ามากที่สุดเท่ากับ  $7.226 \times 10^{-4}$ . เมื่อมุมตกกระทบมีค่าเท่ากับ 15 องศา และจำนวนคาบมีค่าเท่ากับ 80



ภาพประกอบ 48 ผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบกับคาบในคลื่นโพลาไรซ์แบบ p (โหมด TM)

จากการศึกษาผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบกับจำนวนคาบพร้อมกันสำหรับคลื่นโหมด TM แสดงดังภาพประกอบที่ 48 พบว่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าจากศูนย์และเพิ่มขึ้นเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบจาก 0 องศา จนมีค่าเพิ่มขึ้นมากที่สุดเมื่อมุมตกกระทบของแสงมีค่าประมาณ 13 องศา และเมื่อเพิ่มมุมตกกระทบต่อไปอีก ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่าค่อยๆ ลดลงไปจนเป็นศูนย์ในที่สุด เนื่องจากว่ามุมตกกระทบของแสงส่งผลต่อการเกิดสภาวะการเข้าคู่ของเฟสทำให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่าขึ้นอยู่กับมุมตกกระทบ ส่วนจำนวนคาบของโครงสร้างที่ทำการเปลี่ยนแปลงไปพร้อมกันนั้นพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเพิ่มจำนวนคาบจะมีค่าเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ จากศูนย์และจะเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ จนประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองมีค่ามากที่สุดเมื่อจำนวนคาบมากที่สุดเท่ากับ 80 คาบ เนื่องจากจำนวนคาบของโครงสร้างที่มีจำนวนมากก็จะทำให้คลื่นเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันได้มากขึ้นทำให้จำนวนคาบที่มากขึ้นก็จะส่งผลต่อการประสิทธิภาพการเกิดคลื่นในฮาร์มอนิกที่สองให้ยิ่งเพิ่มมากขึ้นอีกด้วย นั่นคือผลการคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองนั้นมีค่ามากที่สุดเท่ากับ  $8.109 \times 10^{-4}$  เมื่อมุมตกกระทบมีค่าเท่ากับ 13 และจำนวนคาบมีค่าเท่ากับ 80

## บทที่ 5

### สรุปผลการวิจัย อภิปรายผล และข้อเสนอแนะ

จากการศึกษาสมบัติการส่งผ่านและประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองโดยใช้ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนภายในโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงที่ประกอบไปด้วยสารประกอบกึ่งตัวนำได้แก่ แกลเลียมอาร์เซไนด์ และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์สามารถสรุปผลได้ดังนี้

#### สมบัติการส่งผ่านของโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงสำหรับผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ

จากการศึกษาสมบัติการส่งผ่านของแสงภายในผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนสามารถสรุปผลได้ดังนี้

##### สมบัติการส่งผ่านเมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าต่างๆ

สเปกตรัมของแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ โดยที่ความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ถูกตั้งไว้ที่ 90 นาโนเมตร และมุมตกกระทบตั้งไว้ที่ 0 องศา และจำนวนคาบตั้งไว้ที่ 50 คาบ จะมีค่าเปลี่ยนแปลงไปเมื่อทำการเพิ่มความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ แถบช่องว่างทางแสงจะเลื่อนไปทางความยาวคลื่นที่เพิ่มขึ้น ทั้งคลื่นที่ความถี่มูลฐานและคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สอง เนื่องจากว่าความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ที่เพิ่มมากขึ้นจะส่งผลให้เกิดการแทรกสอดแบบหักล้างภายในโครงสร้างที่เพิ่มมากขึ้น หรือตำแหน่งของแถบช่องว่างทางแสงจะขยับไปในช่วงที่มากขึ้น และผลของสเปกตรัมของคลื่นทั้งในโหมด TE และ TM จะซ้อนทับกันพอดี

##### สมบัติการส่งผ่านเมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าต่างๆ

สเปกตรัมของแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ โดยที่ความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ถูกตั้งไว้ที่ 140 นาโนเมตร และมุมตกกระทบตั้งไว้ที่ 0 องศา และจำนวนคาบตั้งไว้ที่ 50 คาบ จะมีค่าเปลี่ยนแปลงไปเมื่อทำการเพิ่มความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ ตำแหน่งของแถบช่องว่างทางแสงเลื่อนไปทางความยาวคลื่นที่เพิ่มขึ้น ทั้งคลื่นที่ความถี่มูลฐานและคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สอง เนื่องจากว่าความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ที่เพิ่มมากขึ้นก็จะส่งผลให้เกิดการแทรกสอดแบบหักล้างภายในโครงสร้างที่เพิ่มมากขึ้นหรือตำแหน่งของแถบช่องว่างทางแสงจะขยับไปในช่วงที่มากขึ้น และผลของสเปกตรัมของคลื่นทั้งในโหมด TE และ TM จะซ้อนทับกันพอดี

### สมบัติการส่งผ่านเมื่อจำนวนคาบมีค่าต่าง ๆ

สเปกตรัมของแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงจำนวนคาบของโครงสร้าง โดยที่ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ถูกตั้งไว้ที่ 140 นาโนเมตร และ 90 นาโนเมตร ตามลำดับ และมุมตกกระทบตั้งไว้ที่ 0 องศา ในกรณีนี้สเปกตรัมการส่งผ่านของโครงสร้างจะมีค่าไม่เปลี่ยนแปลงนั่นคือแถบช่องว่างทางแสงจะอยู่ที่ตำแหน่งความยาวคลื่นเดิมตลอดการเปลี่ยนแปลงค่า แต่เส้นสเปกตรัมของการส่งผ่านจะมีความคมชัดมากยิ่งขึ้นเมื่อทำการเพิ่มจำนวนคาบมากขึ้นทั้งคลื่นที่ความถี่มูลฐานและคลื่นในย่านฮาร์โมนิกที่สองเนื่องจากว่าจำนวนคาบที่เพิ่มมากขึ้นทำให้เกิดการก่อกวนภายในโครงสร้างที่มากขึ้นส่งผลให้สเปกตรัมการส่งผ่านมีความคมชัดมากขึ้นตามไปด้วย และผลของสเปกตรัมของคลื่นทั้งในโหมด TE และ TM จะซ้อนทับกันพอดี

### สมบัติการส่งผ่านเมื่อมุมตกกระทบมีค่าต่าง ๆ

สเปกตรัมของแถบช่องว่างทางแสงเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบของแสงโดยที่ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ถูกตั้งไว้ที่ 140 นาโนเมตร และ 90 นาโนเมตร ตามลำดับ จำนวนคาบเท่ากับ 50 คาบ และมุมตกกระทบตั้งไว้ที่ 0 องศา ในกรณีนี้สเปกตรัมการส่งผ่านของโครงสร้างจะมีค่าเปลี่ยนแปลงไปนั่นคือแถบช่องว่างทางแสงจะเลื่อนเข้ามาหาความยาวคลื่นที่ลดลงเมื่อมุมตกกระทบของแสงเพิ่มขึ้น มากไปกว่านั้นคลื่นในโหมด TE และ TM ในกรณีนี้จะไม่ซ้อนทับพอดีเหมือนการเปลี่ยนแปลงค่าอื่นๆ แต่จะเปลี่ยนแปลงไปบ้างเล็กน้อยเป็นผลมาจากค่าการส่งผ่านของคลื่นทั้งสองโหมดนั้นมีค่าขึ้นอยู่กับมุมตกกระทบของแสงซึ่งแสดงให้เห็นได้จากค่าสัมประสิทธิ์การส่งผ่าน แต่อย่างไรก็ตามตำแหน่งของแถบช่องว่างทางแสงของคลื่นในโหมด TE และ TM ก็ยังคงมีค่าที่ใกล้เคียงกันอยู่

### ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์โมนิกที่สองภายในผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติ

จากการศึกษาประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์โมนิกที่สองภายในผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนสามารถสรุปผลได้ดังนี้

#### ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์โมนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์และมุมตกกระทบของแสง

ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์โมนิกที่สองภายในผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์ตั้งแต่ 140.5 ถึง 143.5 นาโนเมตร และมุมตกกระทบของแสงตั้งแต่ 0 ถึง 30 องศาพร้อมกันนั้นสามารถคำนวณได้โดยที่ในการคำนวณจะทำการตั้งค่าของความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ที่ 92 นาโนเมตร จำนวนคาบเท่ากับ 50 คาบ

ความยาวคลื่นตกระทบเท่ากับ 1551 นาโนเมตร ซึ่งผลการคำนวณพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สองสำหรับคลื่นในโหมด TE และ TM จะมีค่ามากที่สุดเท่ากับ  $5.182 \times 10^{-4}$  และ  $4.545 \times 10^{-4}$  ตามลำดับ เมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 142.7 และ 142.5 นาโนเมตร ตามลำดับ ซึ่งเป็นผลมาจากที่ความหนาของชั้นของแกลเลียมอาร์เซไนด์นี้เมื่อนำไปประกอบรวมกับชั้นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์จะมีค่าใกล้เคียงกับความยาวคลื่นในย่านฮาร์โมนิคที่สองที่เกิดขึ้นภายในโครงสร้างทำให้เกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันเป็นผลทำให้เกิดการกักตุนภายในโครงสร้างของคลื่นทั้งสองโหมด ในขณะที่มุมตกกระทบของแสงที่ทำให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สองที่มีค่ามากที่สุดสำหรับคลื่นในโหมด TE และ TM มีค่าเท่ากับ 21 และ 18 องศา ตามลำดับ ซึ่งพิจารณาได้จากทางทฤษฎีโดยที่เทอมของสนามไฟฟ้าสำหรับคลื่นในโหมด TE และสนามแม่เหล็กสำหรับคลื่นในโหมด TM ที่เข้าไปตกกระทบในผลึกโฟโตนิกจะมีค่าขึ้นอยู่กับมุมตกกระทบของแสง ดังนั้นมุมตกกระทบที่เหมาะสมก็จะทำให้เกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันได้มากภายในโครงสร้างของคลื่นทั้งสองโหมด

#### **ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์และจำนวนคาบ**

ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สองภายในผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ตั้งแต่ 140 ถึง 143 นาโนเมตร และจำนวนคาบของโครงสร้างตั้งแต่ 5 ถึง 80 พร้อมกันนั้นสามารถคำนวณได้โดยที่ในการคำนวณจะทำการตั้งค่าของความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ที่ 92 นาโนเมตร จำนวนคาบเท่ากับ 50 คาบ ความยาวคลื่นตกระทบเท่ากับ 1551 นาโนเมตร ซึ่งผลการคำนวณพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สองสำหรับคลื่นในโหมด TE และ TM จะมีค่ามากที่สุดเท่ากับ  $12.24 \times 10^{-4}$  และ  $11.37 \times 10^{-4}$  ตามลำดับ เมื่อความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 142.4 และ 142.6 นาโนเมตร ตามลำดับ ซึ่งเป็นผลมาจากที่ความหนาของชั้นของแกลเลียมอาร์เซไนด์นี้เมื่อนำไปประกอบรวมกับชั้นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์จะมีค่าใกล้เคียงกับความยาวคลื่นในย่านฮาร์โมนิคที่สองที่เกิดขึ้นภายในโครงสร้างทำให้เกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันเป็นผลทำให้เกิดการกักตุนภายในโครงสร้างของคลื่นทั้งสองโหมด ในขณะที่จำนวนคาบของโครงสร้างที่ทำให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์โมนิคที่สองที่มีค่ามากที่สุดสำหรับคลื่นในโหมด TE และ TM มีค่าเท่ากับ 80 คาบ ทั้งสองโหมด ซึ่งเป็นผลมาจากจำนวนคาบของโครงสร้างที่มีจำนวนมากจะทำให้คลื่นเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันได้มากซึ่งทำให้จำนวนคาบที่มากขึ้นจะส่งผลให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นในฮาร์โมนิคที่สองให้ยิ่งเพิ่มมากขึ้น

### ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับมุมตกกระทบของแสง

ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองภายในผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ตั้งแต่ 90.5 ถึง 93.5 นาโนเมตร และมุมตกกระทบของแสงตั้งแต่ 0 ถึง 30 องศาพร้อมกันนั้นสามารถคำนวณได้โดยที่ในการคำนวณจะทำการตั้งค่าของความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ที่ 142 นาโนเมตร จำนวนคาบเท่ากับ 50 คาบ ความยาวคลื่นตกกระทบเท่ากับ 1551 นาโนเมตร ซึ่งผลการคำนวณพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองสำหรับคลื่นในโหมด TE และ TM จะมีค่ามากที่สุดเท่ากับ  $5.445 \times 10^{-4}$  และ  $4.574 \times 10^{-4}$  ตามลำดับ เมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 92 และ 92.2 นาโนเมตร ตามลำดับ ซึ่งเป็นผลมาจากที่ความหนาของชั้นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์นี้เมื่อนำไปประกอบรวมกับชั้นของแกลเลียมอาร์เซไนด์จะมีค่าใกล้เคียงกับความยาวคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สองที่เกิดขึ้นภายในโครงสร้างทำให้เกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันเป็นผลทำให้เกิดการกักตุนภายในโครงสร้างของคลื่นทั้งสองโหมด ในขณะที่มุมตกกระทบของแสงที่ทำให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่ามากที่สุดสำหรับคลื่นในโหมด TE และ TM มีค่าเท่ากับ 15 และ 17 องศา ตามลำดับ ซึ่งพิจารณาได้จากทางทฤษฎีโดยที่เทอมของสนามไฟฟ้าสำหรับคลื่นในโหมด TE และสนามแม่เหล็กสำหรับคลื่นในโหมด TM ที่เข้าไปตกกระทบในผลึกโฟโตนิกจะมีค่าขึ้นอยู่กับมุมตกกระทบของแสง ดังนั้นมุมตกกระทบที่เหมาะสมก็จะทำให้เกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันได้มากภายในโครงสร้างของคลื่นทั้งสองโหมด

### ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์กับจำนวนคาบ

ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองภายในผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์ตั้งแต่ 90 ถึง 93 นาโนเมตร และจำนวนคาบของโครงสร้างตั้งแต่ 5 ถึง 80 พร้อมกันนั้นสามารถคำนวณได้โดยที่ในการคำนวณจะทำการตั้งค่าของความหนาของชั้นแกลเลียมอาร์เซไนด์ที่ 142 นาโนเมตร จำนวนคาบเท่ากับ 50 คาบ ความยาวคลื่นตกกระทบเท่ากับ 1551 นาโนเมตร ซึ่งผลการคำนวณพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองสำหรับคลื่นในโหมด TE และ TM จะมีค่ามากที่สุดเท่ากับ  $7.54 \times 10^{-4}$  และ  $5.365 \times 10^{-4}$  ตามลำดับ เมื่อความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์มีค่าเท่ากับ 92.4 และ 92.6 นาโนเมตร ตามลำดับ ซึ่งเป็นผลมาจากที่ความหนาของชั้นของอลูมิเนียมอาร์เซไนด์นี้เมื่อนำไปประกอบรวมกับชั้นของแกลเลียมอาร์เซไนด์จะมีค่าใกล้เคียงกับความยาวคลื่นในย่านฮาร์มอนิกที่สองที่เกิดขึ้นภายในโครงสร้างทำให้เกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันเป็นผลทำให้เกิดการกักตุน

ภายในโครงสร้างของคลื่นทั้งสองโหมด ในขณะที่จำนวนคาบของโครงสร้างที่ทำให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่ามากที่สุดสำหรับคลื่นโหมด TE และ TM มีค่าเท่ากับ 80 คาบ ทั้งสองโหมด ซึ่งเป็นผลมาจากจำนวนคาบของโครงสร้างที่มีจำนวนมากจะทำให้คลื่นเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันได้มากซึ่งทำให้จำนวนคาบที่มากขึ้นจะส่งผลให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นในฮาร์มอนิกที่สองให้ยิ่งเพิ่มมากขึ้น

### **ประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบกับจำนวนคาบ**

ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองภายในผลึกโฟโตนิกหนึ่งมิติเมื่อทำการเปลี่ยนแปลงมุมตกกระทบตั้งแต่ 0 ถึง 30 องศา และจำนวนคาบของโครงสร้างตั้งแต่ 5 ถึง 80 พร้อมกันนั้นสามารถคำนวณได้โดยที่ในการคำนวณจะทำการตั้งค่าของความหนาของชั้นแกดเลียมอาร์เซไนด์ที่ 142 นาโนเมตร ความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์เท่ากับ 92 นาโนเมตร ความยาวคลื่นตกกระทบเท่ากับ 1551 นาโนเมตร ซึ่งผลการคำนวณพบว่าประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองสำหรับคลื่นในโหมด TE และ TM จะมีค่ามากที่สุดเท่ากับ  $7.226 \times 10^{-4}$  และ  $8.109 \times 10^{-4}$  ตามลำดับ เมื่อมุมตกกระทบมีค่าเท่ากับ 15 และ 13 องศา ตามลำดับ ซึ่งพิจารณาได้จากทางทฤษฎีโดยที่เทอมของสนามไฟฟ้าสำหรับคลื่นในโหมด TE และสนามแม่เหล็กสำหรับคลื่นในโหมด TM ที่เข้าไปตกกระทบจะมีค่าขึ้นอยู่กับมุมตกกระทบของแสง ดังนั้นมุมตกกระทบที่เหมาะสมก็จะทำให้เกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันภายในโครงสร้างได้มากสำหรับคลื่นทั้งสองโหมด ในขณะที่จำนวนคาบของโครงสร้างที่ทำให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองที่มีค่ามากที่สุดสำหรับคลื่นโหมด TE และ TM มีค่าเท่ากับ 80 คาบ ทั้งสองโหมด ซึ่งเป็นผลมาจากจำนวนคาบของโครงสร้างที่มีจำนวนมากจะทำให้คลื่นเกิดการสะท้อนและแทรกสอดกันได้มากซึ่งทำให้จำนวนคาบที่มากขึ้นจะส่งผลให้ประสิทธิภาพในการเกิดคลื่นในฮาร์มอนิกที่สองให้ยิ่งเพิ่มมากขึ้น

### **ข้อเสนอแนะ**

เพื่อศึกษาความสมบูรณ์ของโปรแกรมการคำนวณที่ได้ อาจทำการศึกษาสารกึ่งตัวนำชนิดอื่นเพื่อที่จะสามารถสืบค้นหาค่าประสิทธิภาพการเกิดคลื่นในย่านฮาร์มอนิกสองที่สูงขึ้นอีกให้ตรงกับความต้องการของผู้ใช้งานและผู้ที่จะนำงานวิจัยชิ้นนี้ไปต่อยอดศึกษาต่อไปและยังสามารถนำความรู้ระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอนไปประยุกต์ใช้กับการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกอันดับสูงขึ้นหรือการแปลงความถี่ไม่เชิงเส้นอื่นๆ และสร้างโปรแกรมจำลองเพื่อหาค่าสมบัติต่างๆของแสงได้

## บรรณานุกรม

- Balakin, A., Bushuev, V., Koroteev, N., Mantsyzov, B., Ozheredov, I., Shkurinov, A., . . . Masselin, P. (1999). Enhancement of second-harmonic generation with femtosecond laser pulses near the photonic band edge for different polarizations of incident light. *Optics letters*, 24(12), 793-795.
- Banerjee, P. P., Li, H., Aylo, R., & Nehmetallah, G. (2011). *Transfer matrix approach to propagation of angular plane wave spectra through metamaterial multilayer structures*. Paper presented at the Metamaterials: Fundamentals and Applications IV.
- Boyd, R. W. (2003). *Nonlinear optics* (3th ed.). Rochester: Elsevier.
- D'Aguanno, G., Centini, M., Scalora, M., Sibilia, C., Dumeige, Y., Vidakovic, P., . . . Bertolotti, M. (2001). Photonic band edge effects in finite structures and applications to chi 2 interactions. *Physical review. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics*, 64(1 Pt 2), 016609.
- Dumeige, Y., Vidakovic, P., Sauvage, S., Sagnes, I., Levenson, J., Sibilia, C., . . . Scalora, M. (2001). Enhancement of second-harmonic generation in a one-dimensional semiconductor photonic band gap. *Applied physics letters*, 78(20), 3021-3023.
- Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., & Meade, R. D. (2008). *Photonic Crystals Molding the Flow of Light*. Princeton: Princeton University Press.
- Li, H., Haus, J. W., & Banerjee, P. P. (2015). Application of transfer matrix method to second-harmonic generation in nonlinear photonic bandgap structures: oblique incidence. *JOSA B*, 32(7), 1456-1462.
- Li, J., Li, Z.-Y., & Zhang, D.-Z. (2008). Nonlinear frequency conversion in two-dimensional nonlinear photonic crystals solved by a plane-wave-based transfer-matrix method. *Physical Review B*, 77(19), 195127.
- Li, Z.-Y., & Lin, L.-L. (2003). Photonic band structures solved by a plane-wave-based transfer-matrix method. *Physical Review E*, 67(4), 046607.
- Liu, S., Sinclair, M. B., Saravi, S., Keeler, G. A., Yang, Y., Reno, J., . . . Pertsch, T. (2016).

- Resonantly enhanced second-harmonic generation using III–V semiconductor all-dielectric metasurfaces. *Nano letters*, 16(9), 5426-5432.
- Myers, L. E., Eckardt, R., Fejer, M., Byer, R., Bosenberg, W., & Pierce, J. (1995). Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled  $\text{LiNbO}_3$ . *JOSA B*, 12(11), 2102-2116.
- Nakagawa, S., Yamada, N., Mikoshiba, N., & Mars, D. (1995). Second-harmonic generation from GaAs/AlAs vertical cavity. *Applied physics letters*, 66(17), 2159-2161.
- Pérez, E. X. (2008). *Design, fabrication and characterization of porous silicon multilayer optical devices*. Tarragona: Universitat Rovira i Virgili.
- Powers, P. E. (2013). *Field guide to nonlinear optics*. Bellingham: SPIE Press.
- Powers, P. E., & Haus, J. W. (2017). *Fundamentals of nonlinear optics*. Boca Raton: CRC press.
- Ren, M.-L., & Li, Z.-Y. (2010). Enhanced nonlinear frequency conversion in defective nonlinear photonic crystals with designed polarization distribution. *JOSA B*, 27(8), 1551-1560.
- Ustyantsev, M. (2007). *Desing and Analysis of Metallo-Dielectric Photonic Crystals*: Universitat Rovira i Virgili.
- Yeh, P. (1988). *Optical waves in layered media* (Vol. 95). Thousand Oaks: John Wiley & Sons.
- Yuan, J., & Yang, J. (2013). Computational design for efficient second-harmonic generation in nonlinear photonic crystals. *JOSA B*, 30(1), 205-210.
- Zarif, F. A., Nezhad, M. K., & Rezaieun, H. R. M. (2019). Enhancement of efficiency of second-harmonic generation from  $\text{MoS}_2$  monolayers in 1D Fibonacci photonic crystals. *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 36, 100726.
- Zhao, L.-M., & Gu, B.-Y. (2006). Giant enhancement of second harmonic generation in multiple photonic quantum well structures made of nonlinear material. *Applied physics letters*, 88(12), 122904.

Zhao, L.-M., & Zhou, Y.-S. (2012). *Giant enhancement of second harmonic generation in one-dimensional nonlinear photonic crystal at the oblique incidence of light.*

Paper presented at the 2012 Symposium on Photonics and Optoelectronics.





**ตัวอย่างโปรแกรมคำนวณค่าการส่งผ่านของโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง GaAs/AlAs  
ด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน**

```

%=====
%โปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับคำนวณค่าการส่งผ่านของโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสง
%=====
Clear;

%-----
%กำหนดช่วงความยาวคลื่นของแสงที่ใช้ในการคำนวณ
%-----

v1= [1200 1800 0 1];
v2 = [600 1000 0 1];
%-----

%กำหนดค่าคงที่ต่างๆ ที่จำเป็นสำหรับการคำนวณ
%-----

c=3e8;           %ความเร็วแสงในสุญญากาศ
d1 = 142;        %ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์
d2 = 92;         %ความหนาของชั้นอลูมิเนียมอาร์เซไนด์
d = d1+d2;      %ความหนาของชั้นที่มาประกอบกันเป็นคาบในโครงสร้าง
m = 50;         %จำนวนคาบของโครงสร้าง
L=m*d;         %ความยาวทั้งหมดของโครงสร้าง
fi0ff=pi/15     %มุมตกกระทบของแสงเทียบกับเส้นปกติ
nff00=[1. 1. 1. 1. 1.]; %ดัชนีหักเหของระนาบตกกระทบ(อากาศ)
lambda1=v1(1):.5:v1(2);
ld0=[0 500 600 800 5000];
%-----
%กำหนดค่าดัชนีหักเหเชิงซ้อนของชั้นไดอิเล็กทริก และฐานรองของโครงสร้าง
%-----

nff10=[3.3608 3.3608 3.3608 3.3608 3.3608]; %ส่วนจริงของดัชนีหักเหเชิงซ้อนของ GaAs

```

```

kff10=[0.0 0.0 0.0 0.0 0.0];           %ส่วนจินตภาพของดัชนีหักเหเชิงซ้อนของ GaAs
nff20=[2.8942 2.8942 2.8942 2.8942 2.8942];   %ส่วนจริงของดัชนีหักเหเชิงซ้อน AIAs
kff20=[0.0 0.0 0.0 0.0 0.0];           %ส่วนจินตภาพของดัชนีหักเหเชิงซ้อนของ AIAs
nff30=[1. 1. 1. 1. 1.];               %ส่วนจริงของดัชนีหักเหเชิงซ้อนของสุญญากาศ
%-----
nff0=interp1(ld0,nff00,lambda1);
nff1=interp1(ld0,nff10,lambda1);
kff1=interp1(ld0,kff10,lambda1);
nff2=interp1(ld0,nff20,lambda1);
kff2=interp1(ld0,kff20,lambda1);
nff3=interp1(ld0,nff30,lambda1);
%-----
%ฟังก์ชันการคำนวณดัชนีหักเหของตัวกลางแต่ละชนิดที่ความยาวคลื่นต่างๆ
%-----
nff0=interp1(ld0,nff00,lambda1);
nff1=interp1(ld0,nff10,lambda1);
kff1=interp1(ld0,kff10,lambda1);
nff2=interp1(ld0,nff20,lambda1);
kff2=interp1(ld0,kff20,lambda1);
nff3=interp1(ld0,nff30,lambda1);
%-----
%ฟังก์ชันการคำนวณค่าการส่งผ่านของคลื่นโพลาไรซ์แบบ p และ s ของคลื่นที่ความถี่มูลฐาน
%-----
for n=1:length(lambda)
    fi1=asin(sin(fi0)*n0(n)/(nff1(n)+1i*kff1(n)));
    phi1(n)=fi1;
    fi2=asin(sin(fi0)*n0(n)/(nff2(n)+1i*kff2(n)));

```

```

phi2(n)=fi2;
fi3=asin(sin(fi0)*n0(n)/n3(n));
phi3(n)=fi3;
%-----
%ฟังก์ชันการสัมประสิทธิ์การส่งผ่านแบบเฟรชเนล
%-----
[r01p,t01p,r01s,t01s]=f_rtampl(n0(n),0,nff1(n),kff1(n),fi0,fi1);
[r12p,t12p,r12s,t12s]=f_rtampl(nff1(n),kff1(n),nff2(n),kff2(n),fi1,fi2);
[r21p,t21p,r21s,t21s]=f_rtampl(nff2(n),kff2(n),nff1(n),kff1(n),fi2,fi1);
[r23p,t23p,r23s,t23s]=f_rtampl(nff2(n),kff2(n),n3(n),0,fi2,fi3);
delta01=0;
delta12=2*pi*(nff1(n)-1i*kff1(n))*d1*cos(fi1)/lambda(n);
delta21=2*pi*(nff2(n)-1i*kff2(n))*d2*cos(fi2)/lambda(n);
delta23=2*pi*(nff2(n)-1i*kff2(n))*d2*cos(fi2)/lambda(n);
%-----
%ฟังก์ชันการคำนวณค่าการส่งผ่านของโครงสร้างสำหรับคลื่นโพลาริซแบบ p
%-----
C01p=[1 r01p; r01p 1];
C12p=[exp(1i*delta12) r12p*exp(1i*delta12);
      r12p*exp(-1i*delta12) exp(-1i*delta12)];
C21p=[exp(1i*delta21) r21p*exp(1i*delta21);
      r21p*exp(-1i*delta21) exp(-1i*delta21)];
C23p=[exp(1i*delta23) r23p*exp(1i*delta23);
      r23p*exp(-1i*delta23) exp(-1i*delta23)];
Ap=C01p*C12p;
tp=t01p*t12p;
for j=1:m-1

```

```

    Ap=Ap*C21p*C12p;
    tp=tp*t21p*t12p;

end

Ap=Ap*C23p;
tp=tp*t23p;

Rffp(n)=abs(Ap(2,1)/Ap(1,1))^2;

Tffp(n)=n3(n)*cos(fi3)/n0(n)/cos(fi0)*abs(tp/Ap(1,1))^2;

%-----
%ฟังก์ชันการคำนวณค่าการส่งผ่านของโครงสร้างสำหรับคลื่นโพลาไรซ์แบบ s
%-----

C01s=[1 r01s; r01s 1];

C12s=[exp(1i*delta12) r12s*exp(1i*delta12);
      r12s*exp(-1i*delta12) exp(-1i*delta12)];

C21s=[exp(1i*delta21) r21s*exp(1i*delta21);
      r21s*exp(-1i*delta21) exp(-1i*delta21)];

C23s=[exp(1i*delta23) r23s*exp(1i*delta23);
      r23s*exp(-1i*delta23) exp(-1i*delta23)];

As=C01s*C12s;
ts=t01s*t12s;

for j=1:m-1

    As=As*C21s*C12s;
    ts=ts*t21s*t12s;

end

%-----

As=As*C23s;
ts=ts*t23s;

Rffs(n)=abs(As(2,1)/As(1,1))^2;

```

```

Tffs(n)=n3(n)*cos(fi3)/n0(n)/cos(fi0)*abs(ts/As(1,1))^2;
End
%-----
%ฟังก์ชันการคำนวณค่าการส่งผ่านของคลื่นโพลาไรซ์แบบ p และ s ของคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง
%-----
for n=1:length(lambda)
    fi1=asin(sin(fi0)*nsh0(n)/(nsh1(n)+1i*ksh1(n)));
    phi1(n)=fi1;
    fi2=asin(sin(fi0)*nsh0(n)/(nsh2(n)+1i*ksh2(n)));
    phi2(n)=fi2;
    fi3=asin(sin(fi0)*nsh0(n)/n3(n));
    phi3(n)=fi3;
%-----
%ฟังก์ชันการสัมพันธ์ประสิทธิภาพการส่งผ่านแบบเฟรชเนล
%-----
[r01p,t01p,r01s,t01s]=f_rtamp1(nsh0(n),0,nsh1(n),ksh1(n),fi0,fi1);
    [r12p,t12p,r12s,t12s]=f_rtamp1(nsh1(n),ksh1(n),nsh2(n),ksh2(n),fi1,fi2);
    [r21p,t21p,r21s,t21s]=f_rtamp1(nsh2(n),ksh2(n),nsh1(n),ksh1(n),fi2,fi1);
    [r23p,t23p,r23s,t23s]=f_rtamp1(nsh2(n),ksh2(n),n3(n),0,fi2,fi3);
delta01=0;
    delta12=2*pi*(nsh1(n)-1i*ksh1(n))*d1*cos(fi1)/lambda(n);
    delta21=2*pi*(nsh2(n)-1i*ksh2(n))*d2*cos(fi2)/lambda(n);
    delta23=2*pi*(nsh2(n)-1i*ksh2(n))*d2*cos(fi2)/lambda(n);
%-----
%ฟังก์ชันการคำนวณค่าการส่งผ่านของโครงสร้างสำหรับคลื่นโพลาไรซ์แบบ p
%-----
C01p=[1 r01p; r01p 1];

```

```

C12p=[exp(1i*delta12) r12p*exp(1i*delta12);
      r12p*exp(-1i*delta12) exp(-1i*delta12)];
C21p=[exp(1i*delta21) r21p*exp(1i*delta21);
      r21p*exp(-1i*delta21) exp(-1i*delta21)];
C23p=[exp(1i*delta23) r23p*exp(1i*delta23);
      r23p*exp(-1i*delta23) exp(-1i*delta23)];
Ap=C01p*C12p;
tp=t01p*t12p;
for j=1:m-1
    Ap=Ap*C21p*C12p;
    tp=tp*t21p*t12p;
end
Ap=Ap*C23p;
tp=tp*t23p;
Rshp(n)=abs(Ap(2,1)/Ap(1,1))^2;
Tshp(n)=n3(n)*cos(fi3)/nsh0(n)/cos(fi0)*abs(tp/Ap(1,1))^2;
%-----
%ฟังก์ชันการคำนวณค่าการส่งผ่านของโครงสร้างสำหรับคลื่นโพลาไรซ์แบบ s
%-----
C01s=[1 r01s; r01s 1];
C12s=[exp(1i*delta12) r12s*exp(1i*delta12);
      r12s*exp(-1i*delta12) exp(-1i*delta12)];
C21s=[exp(1i*delta21) r21s*exp(1i*delta21);
      r21s*exp(-1i*delta21) exp(-1i*delta21)];
C23s=[exp(1i*delta23) r23s*exp(1i*delta23);
      r23s*exp(-1i*delta23) exp(-1i*delta23)];
As=C01s*C12s;

```

```

ts=t01s*t12s;
for j=1:m-1
    As=As*C21s*C12s;
    ts=ts*t21s*t12s;
end
As=As*C23s;
ts=ts*t23s;
Rshs(n)=abs(As(2,1)/As(1,1))^2;
Tshs(n)=n3(n)*cos(fi3)/nsh0(n)/cos(fi0)*abs(ts/As(1,1))^2;
end
%-----
%ฟังก์ชันการพลอตกราฟสเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นโพลาไรซ์แบบ p และ s สำหรับคลื่นที่
%ความถี่มูลฐาน
%-----
figure(1);
hold on; box on;
lambdaa1=lambda1;
plot(lambdaa1,Tffs,'r',lambdaa1,Tffp,'b');
title('Transmission spectrum of 1D-PBG structure');
ylabel('Transmittance');
xlabel('\lambda (nm)');
legend('TE-FF','TM-FF')
grid on;
axis(v1);
%-----
%ฟังก์ชันการพลอตกราฟสเปกตรัมการส่งผ่านของคลื่นโพลาไรซ์แบบ p และ s สำหรับคลื่นฮาร์
%มอไนคที่สอง

```

```

%-----
figure(3);
hold on; box on;
lambdaa2=lambda2;
plot(lambdaa2,Tshs,'r',lambdaa2,Tshp,'b');
title('Transmission spectrum of 1D-PBG structure');
ylabel('Transmittance');
xlabel('\lambda (nm)');
legend('TE-SH','TM-SH')
grid on;
axis(v2);
%-----
%ฟังก์ชันย่อยสำหรับการคำนวณหาค่าสัมประสิทธิ์การส่งผ่านแบบเฟรชเนลสำหรับนำไปใช้
%คำนวณค่าการส่งผ่าน
%-----
function [rp,tp,rs,ts]=f_rtampl(n1,k1,n2,k2,fi1,fi2)
n1=n1-1i*k1;
n2=n2-1i*k2;
rp=(n1*cos(fi2)-n2*cos(fi1))/(n1*cos(fi2)+n2*cos(fi1));
rs=(n1*cos(fi1)-n2*cos(fi2))/(n1*cos(fi1)+n2*cos(fi2));
tp=2*n1*cos(fi1)/(n1*cos(fi2)+n2*cos(fi1));
ts=2*n1*cos(fi1)/(n1*cos(fi1)+n2*cos(fi2));

```

**ตัวอย่างโปรแกรมคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบ  
ช่องว่างทางแสง GaAs/AIs ด้วยระเบียบวิธีเมทริกซ์ถ่ายโอน**

```
%=====
%โปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับคำนวณประสิทธิภาพการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สองในโครงสร้างแถบ
%ช่องว่างทางแสง
%=====
Clear;
%-----
%กำหนดช่วงความยาวคลื่นของแสงที่ใช้ในการคำนวณ
%-----
v1 = [1200 1800 0 1];
v2 = [600 1000 0 1];
%-----
%กำหนดค่าคงที่ต่างๆ ที่จำเป็นสำหรับการคำนวณ
%-----
c=3e8; %ความเร็วแสงในสุญญากาศ
d1 = 142; %ความหนาของชั้นแกเลียมอาร์เซไนด์
d2 = 92; %ความหนาของชั้นอินเดียมอาร์เซไนด์
d = d1+d2; %ความหนาของชั้นที่มาประกอบกันเป็นคาบในโครงสร้าง
m = 50; %จำนวนคาบของโครงสร้าง
L=m*d; %ความยาวทั้งหมดของโครงสร้าง
fi0ff=pi/15 %มุมตกกระทบของแสงเทียบกับเส้นปกติ
nsh00=[1. 1. 1. 1. 1.]; %ดัชนีหักเหของระนาบตกกระทบ(อากาศ)
lambda2=v2(1):.5:v2(2);
ld0=[0 500 600 800 5000];
%-----
%กำหนดค่าดัชนีหักเหเชิงซ้อนของชั้นไดอิเล็กทริก ,ฐานรองของโครงสร้าง และค่าสภาพความ
%ไวของแสง
```

```

%-----
nsh10=[3.6641 3.6641 3.6641 3.6641 3.6641];   %ส่วนจริงของดัชนีหักเหเชิงซ้อนของ
GaAs
ksh10=[0.0 0.0 0.0 0.0 0.0];                   %ส่วนจินตภาพของดัชนีหักเหเชิงซ้อนของ
GaAs
nsh20=[3.039 3.039 3.039 3.039 3.039];         %ส่วนจริงของดัชนีหักเหเชิงซ้อน AIAs
ksh20=[0.0 0.0 0.0 0.0 0.0];                   %ส่วนจินตภาพของดัชนีหักเหเชิงซ้อน
ของ AIAs
nsh30=[1. 1. 1. 1. 1.];                           %ส่วนจริงของดัชนีหักเหเชิงซ้อนของ
สุญญากาศ
chi10=[200 200 200 200 200];                     %สภาพความไวของแสงสำหรับ GaAs
chi20=[0.0 0.0 0.0 0.0 0.0];                     %สภาพความไวของแสงสำหรับ AIAs
%-----
nsh0=interp1(ld0,nsh00,lambda2);
nsh1=interp1(ld0,nsh10,lambda2);
ksh1=interp1(ld0,ksh10,lambda2);
nsh2=interp1(ld0,nsh20,lambda2);
ksh2=interp1(ld0,ksh20,lambda2);
nsh3=interp1(ld0,nsh30,lambda2);
%-----
%ฟังก์ชันการคำนวณสำหรับการเกิดคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง
%-----
lambdae2=lambdae1/2;
nsh0e=interp1(ld0,nsh00,lambdae2);
nsh1e=interp1(ld0,nsh10,lambdae2);
ksh1e=interp1(ld0,ksh10,lambdae2);
nsh2e=interp1(ld0,nsh20,lambdae2);

```

```

ksh2e=interp1(ld0,ksh20,lambdae2);
nsh3e=interp1(ld0,nsh30,lambdae2);
chi1e=interp1(ld0,chi10,lambdae2);
chi2e=interp1(ld0,chi20,lambdae2);

%-----
%ฟังก์ชันสนามไฟฟ้าคลื่นฮาร์มอนิกที่สองของคลื่นโพลาไรซ์แบบ p และ s
%-----

for jj=1:m
for kk=0:9
Exp2(count)=(((Eepsh(1,2*jj)*exp(1i*2*pi*(nsh1e1i*ksh1e)*cos(fi1sh)/lambdae2*kk*dz1))
+(Eepsh(2,2*jj)*exp(1i*2*pi*(nsh1e-1i*ksh1e)*cos(fi1sh)/lambdae2*kk*dz1)))));
Eys2(count)=(((Eessh(1,2*jj)*exp(1i*2*pi*(nsh1e1i*ksh1e)*cos(fi1sh)/lambdae2*kk*dz1))
+(Eessh(2,2*jj)*exp(1i*2*pi*(nsh1e-1i*ksh1e)*cos(fi1sh)/lambdae2*kk*dz1)))));
    count=(count+1);
end
for kk=0:9
Exp2(count)=(((Eepsh(1,2*jj+1)*exp(1i*2*pi*(nsh2e1i*ksh2e)*cos(fi2sh)/lambdae2*kk*dz
2)))+(Eepsh(2,2*jj+1)*exp(1i*2*pi*(nsh2e-1i*ksh2e)*cos(fi2sh)/lambdae2*kk*dz2)))));
Eys2(count)=(((Eessh(1,2*jj+1)*exp(1i*2*pi*(nsh2e1i*ksh2e)*cos(fi2sh)/lambdae2*kk*dz
2)))+(Eessh(2,2*jj+1)*exp(1i*2*pi*(nsh2e-1i*ksh2e)*cos(fi2sh)/lambdae2*kk*dz2)))));
    count=(count+1);
end
end

%-----
%ฟังก์ชันเลขคลื่นของคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง
%-----

beta01=2*pi/lambdae2;

```

$$\text{beta12}=2*\pi*(\text{nsh1e}-1i*\text{ksh1e})*d1*\cos(\text{fi1sh})/\text{lambdae2};$$

$$\text{beta21}=2*\pi*(\text{nsh2e}-1i*\text{ksh2e})*d2*\cos(\text{fi2sh})/\text{lambdae2};$$

$$\text{beta23}=2*\pi*(\text{nsh2e}-1i*\text{ksh2e})*d2*\cos(\text{fi2sh})/\text{lambdae2};$$

%-----

%ฟังก์ชันเมทริกซ์การกระจายของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองตลอดโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงของ

%คลื่นโพลาไรซ์แบบ p

%-----

$$\text{CC01p}=[1 \text{ rr01p}; \text{rr01p} \ 1];$$

$$\text{CC12p}=[\exp(1i*\text{beta12}) \ \text{rr12p}*\exp(1i*\text{beta12});$$

$$\text{rr12p}*\exp(-1i*\text{beta12}) \ \exp(-1i*\text{beta12})];$$

$$\text{CC21p}=[\exp(1i*\text{beta21}) \ \text{rr21p}*\exp(1i*\text{beta21});$$

$$\text{rr21p}*\exp(-1i*\text{beta21}) \ \exp(-1i*\text{beta21})];$$

$$\text{CC23p}=[\exp(1i*\text{beta23}) \ \text{rr23p}*\exp(1i*\text{beta23});$$

$$\text{rr23p}*\exp(-1i*\text{beta23}) \ \exp(-1i*\text{beta23})];$$

%-----

%ฟังก์ชันเมทริกซ์การกระจายของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองตลอดโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงไม่เชิง

%เส้นของคลื่นโพลาไรซ์แบบ p

%-----

$$\text{NP12p}=[(((\text{beta01}*\cos(\text{fi0sh})).^2)/(\text{beta12}.\wedge24*\text{delta12}.\wedge2))*\text{chi1e}*\cos(\text{fi1sh})*\sin(\text{fi1sh})$$

$$*\exp(2*1i*\text{delta12})(((\text{beta01}*\cos(\text{fi0sh})).^2)/(\text{beta12}.\wedge24*\text{delta12}.\wedge2))*\text{chi1e}*\cos(\text{fi1sh})*$$

$$\sin(\text{fi1sh})*\exp(-2*1i*\text{delta12})];$$

$$\text{NP21p}=[(((\text{beta01}*\cos(\text{fi0sh})).^2)/(\text{beta21}.\wedge24*\text{delta21}.\wedge2))*\text{chi2e}*\cos(\text{fi2sh})*\sin(\text{fi2sh})$$

$$*\exp(2*1i*\text{delta21})(((\text{beta01}*\cos(\text{fi0sh})).^2)/(\text{beta21}.\wedge24*\text{delta21}.\wedge2))*\text{chi2e}*\cos(\text{fi2sh})*$$

$$\sin(\text{fi2sh})*\exp(-2*1i*\text{delta21})];$$

$$\text{CP12p}=[2*\text{chi1e}*\cos(\text{fi1sh})*\sin(\text{fi1sh})*((\text{beta01}*\cos(\text{fi0sh})).^2)/(\text{beta12}.\wedge2) \ 0];$$

$$\text{CP21p}=[2*\text{chi2e}*\cos(\text{fi2sh})*\sin(\text{fi2sh})*((\text{beta01}*\cos(\text{fi0sh})).^2)/(\text{beta21}.\wedge2) \ 0];$$

%-----

```

%ฟังก์ชันคำนวณสนามไฟฟ้าของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองสำหรับคลื่นที่โพลาไรซ์แบบ p
%-----
Temp1=[1 0]';
Temp2=[0 0]';
Eepff(:,2*m+2)=Temp1;
Eepsh(:,2*m+2)=Temp2;
%Amplitude in the last layer
Temp1=C23p*Temp1/t23p;
Temp2=CC23p*Temp2/t23p;
Eepff(:,2*m+1)=Temp1;
Eepsh(:,2*m+1)=Temp2;
for j=0:m-2
    Temp1=C21p*Temp1/t21p;
    Temp2=CC21p*Temp2/tt21p-NP21p*(Temp1.^2)-
(CP21p*(Temp1(1,1).*Temp1(2,1)))';
    Eepff(:,2*(m-j)-1)=Temp1;
    Eepsh(:,2*(m-j)-1)=Temp2;
    Temp1=C12p*Temp1/t12p;
    Temp2=CC12p*Temp2/tt12p-NP12p*(Temp1.^2)-
(CP12p*(Temp1(1,1).*Temp1(2,1)))';
    Eepff(:,2*(m-j))=Temp1;
    Eepsh(:,2*(m-j))=Temp2;
end
Temp1=C21p*Temp1/t21p;
Temp2=CC21p*Temp2/tt21p;
Eepff(:,1)=Temp1;
Eepsh(:,1)=Temp2;

```

```

Temp1=C12p*Temp1/t12p;
Temp2=CC12p*Temp2/tt12p-NP12p*(Temp1.^2)-(CP12p*(Temp1(1,1).*Temp1(2,1)));
Eepff(:,2)=Temp1;
Eepsh(:,2)=Temp2;
%Normalizing Amplitude
Eepff=Eepff/Eepff(1,1);
Eepsh=Eepsh/Eepff(1,1);
%-----
%ฟังก์ชันเมทริกซ์การกระจายของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองตลอดโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงของ
%คลื่นโพลาไรซ์แบบ s
%-----
CC01s=[1 rr01s; rr01s 1]+[0 0; 0 0]-[0 0; 0 0];
CC12s=[exp(1i*beta12) rr12s*exp(1i*beta12);
        rr12s*exp(-1i*beta12) exp(-1i*beta12)];
CC21s=[exp(1i*beta21) rr21s*exp(1i*beta21);
        rr21s*exp(-1i*beta21) exp(-1i*beta21)];
CC23s=[exp(1i*beta23) rr23s*exp(1i*beta23);
        rr23s*exp(-1i*beta23) exp(-1i*beta23)];
%-----
%ฟังก์ชันเมทริกซ์การกระจายของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองตลอดโครงสร้างแถบช่องว่างทางแสงไม่เชิง
%เส้นของคลื่นโพลาไรซ์แบบ p
%-----
NP12s=[(((beta01*cos(fi0sh)).^2)/(beta12.^24*delta12.^2))*chi1e*cos(fi1sh)*sin(fi1sh)*
        exp(2*1i*delta12)((beta01*cos(fi0sh)).^2)/(beta12.^24*delta12.^2))*chi1e*cos(fi1sh)*s
        in(fi1sh)*exp(-2*1i*delta12)];

```

```

NP21s=[(((beta01*cos(fi0sh)).^2)/(beta21.^24*delta21.^2))*chi2e*cos(fi2sh)*sin(fi2sh)*
exp(2*1i*delta21)/(((beta01*cos(fi0sh)).^2)/(beta21.^24*delta21.^2))*chi2e*cos(fi2sh)*s
in(fi2sh)*exp(-2*1i*delta21)];
CP12s=[2*chi1e*cos(fi1sh)*sin(fi1sh)*((beta01*cos(fi0sh)).^2)/(beta12.^2) 0];
CP21s=[2*chi2e*cos(fi2sh)*sin(fi2sh)*((beta01*cos(fi0sh)).^2)/(beta21.^2) 0];
%-----
%ฟังก์ชันคำนวณสนามไฟฟ้าของคลื่นฮาร์มอนิกที่สองสำหรับคลื่นที่โพลาไรซ์แบบ s
%-----
Temp1=[1 0]';
Temp2=[0 0]';
Eesff(:,2*m+2)=Temp1;
Eessh(:,2*m+2)=Temp2;
%Amplitude in the last layer
Temp1=C23s*Temp1/t23s;
Temp2=CC23s*Temp2/tt23s;
Eesff(:,2*m+1)=Temp1;
Eessh(:,2*m+1)=Temp2;
for j=0:m-2
    Temp1=C21s*Temp1/t21s;
    Temp2=CC21s*Temp2/tt21s-NP21s*(Temp1.^2)-(CP21s*(Temp1(1,1).*Temp1(2,1)));
    Eesff(:,2*(m-j)-1)=Temp1;
    Eessh(:,2*(m-j)-1)=Temp2;
    Temp1=C12s*Temp1/t12s;
    Temp2=CC12s*Temp2/tt12s-NP12s*(Temp1.^2)-(CP12s*(Temp1(1,1).*Temp1(2,1)));
    Eesff(:,2*(m-j))=Temp1;
    Eessh(:,2*(m-j))=Temp2;
end

```

```

Temp1=C21s*Temp1/t21s;
Temp2=CC21s*Temp2/tt21s;
Eesff(:,1)=Temp1;
Eessh(:,1)=Temp2;
Temp1=C12s*Temp1/t12s;
Temp2=CC12s*Temp2/tt12s-NP12s*(Temp1.^2)-(CP12s*(Temp1(1,1).*Temp1(2,1)));
Eesff(:,2)=Temp1;
Eessh(:,2)=Temp2;
%Normalizing Amplitude
Eesff=Eesff/Eesff(1,1);
Eessh=Eessh/Eesff(1,1);
End
%-----
%ฟังก์ชันพลอตสนามไฟฟ้าของคลื่นโพลาไรซ์แบบ p และ s สำหรับคลื่นฮาร์มอนิกที่สอง
%-----
figure(4)
subplot(1,2,1)
hold on;
box on;
plot(abs(Eys2).^2,'r');
title('SH Field Distribution');
ylabel('Field Amplitude (a.u.)');
xlabel('Layer Number');
legend('TE-SH');
subplot(1,2,2)
hold on;
box on;

```

```
plot(abs(Exp2).^2,'b');  
title('SH Field Distribution');  
ylabel('Field Amplitude (a.u.)');  
xlabel('Layer Number');  
legend('TM-SH');  
toc
```



## ประวัติผู้เขียน

ชื่อ-สกุล	พชร ตวีธัญญา
วัน เดือน ปี เกิด	24 กรกฎาคม 2538
สถานที่เกิด	โรงพยาบาลศรีนครินทร์
วุฒิการศึกษา	ระดับประถมศึกษา โรงเรียนชุมชนบ้านแก้งคร้อหนองไผ่ จังหวัดชัยภูมิ ระดับมัธยมศึกษา โรงเรียนแก้งคร้อวิทยา จังหวัดชัยภูมิ ระดับปริญญาตรี หลักสูตรการศึกษาระดับบัณฑิต สาขาฟิสิกส์ คณะ วิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ
ที่อยู่ปัจจุบัน	225 หมู่ 10 บ้านไผ่งาม ตำบลหนองไผ่ อำเภอแก้งคร้อ จังหวัดชัยภูมิ
ผลงานตีพิมพ์	-
รางวัลที่ได้รับ	-

