

ผลของเลเซอร์พัลส์สั้นพิเศษที่มีต่อความกว้างสเปกตรัมในเส้นใยนำแสงโฟโตนิกคริสตัล
ชนิดความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์สองค่า

นายพรชกร หลุยเจริญ

วิทยานิพนธ์นี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตรปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต
สาขาวิชาฟิสิกส์ ภาควิชาฟิสิกส์
คณะวิทยาศาสตร์ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย
ปีการศึกษา 2561

ลิขสิทธิ์ของจุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย
บทคัดย่อและแฟ้มข้อมูลฉบับเต็มของวิทยานิพนธ์ตั้งแต่ปีการศึกษา 2554 ที่ให้บริการในคลังปัญญาจุฬาฯ (CUIR)
เป็นแฟ้มข้อมูลของนิสิตเจ้าของวิทยานิพนธ์ที่ส่งผ่านทางบัณฑิตวิทยาลัย

The abstract and full text of theses from the academic year 2011 in Chulalongkorn University Intellectual Repository (CUIR)
are the thesis authors' files submitted through the Graduate School.

EFFECT OF EXTREME SHORT PULSE LASER TO SPECTRAL
BROADENING IN PHOTONIC CRYSTAL OPTICAL FIBERS HAVING
TWO ZERO DISPERSION WAVELENGTHS

Mr. Phunsakorn Louicharoen

A Thesis Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements
for the Degree of Master of Science Program in Physics

Department of Physics

Faculty of Science

Chulalongkorn University

Academic Year 2018

Copyright of Chulalongkorn University

หัวข้อวิทยานิพนธ์

ผลของเลเซอร์พัลส์สั้นพิเศษที่มีต่อความกว้าง
สเปกตรัมในเส้นใยนำแสงโฟโตนิกคริสตัลชนิด
ความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์สองค่า

โดย

นายพรชกร หลุยเจริญ

สาขาวิชา

ฟิสิกส์

อาจารย์ที่ปรึกษาวิทยานิพนธ์

ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร. มนต์เทียน เทียนประทีป

ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย อนุมัติให้รับวิทยานิพนธ์
ฉบับนี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตรปริญญาวิทยาศาสตรบัณฑิต

คณบดีคณะวิทยาศาสตร์

.....

(ศาสตราจารย์ ดร.พลกฤษณ์ แสงวณิช)

คณะกรรมการสอบวิทยานิพนธ์

..... ประธาน

(รองศาสตราจารย์ ดร.ธิตี บวรรัตน์รักษ์)

..... อาจารย์ที่ปรึกษาวิทยานิพนธ์

(ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร. มนต์เทียน เทียนประทีป)

..... กรรมการ

(ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.ปัจฉา ฉัตรภรณ์)

..... กรรมการภายนอก

(รองศาสตราจารย์ ดร.สุธี บุญช่วย)

พระราชกร หลุยเจริญ: ผลของเลเซอร์พัลส์สั้นพิเศษที่มีต่อความกว้างสเปกตรัมในเส้นใยนำแสงโฟโตนิกคริสตัลชนิดความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์สองค่า. (EFFECT OF EXTREME SHORT PULSE LASER TO SPECTRAL BROADENING IN PHOTONIC CRYSTAL OPTICAL FIBERS HAVING TWO ZERO DISPERSION WAVELENGTHS)
 อาจารย์ที่ปรึกษาวิทยานิพนธ์ : ผศ.ดร. มนต์เทียน เทียนประทีป, 77 หน้า.

การขยายความกว้างสเปกตรัมทำโดยการให้พัลส์แสงที่มีความกว้างพัลส์สั้นพิเศษเคลื่อนผ่านตัวกลางที่ไม่เชิงเส้นสูง ตัวกลางที่นิยมใช้ คือ เส้นใยนำแสงโฟโตนิกคริสตัล (PCF) ในขณะที่ สมบัติต่าง ๆ ของพัลส์ต่างก็มีผลต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมด้วย งานวิจัยนี้จึงใช้การประมาณคลื่นที่เปลี่ยนแปลงอย่างช้า (SEWA) ซึ่งเหมาะกับการแผ่ของพัลส์สั้นพิเศษ มาทำนายผลของพัลส์สั้นพิเศษที่เคลื่อนผ่าน PCF ความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์ (ZDW) สองค่าที่ 751 nm และ 1230 nm จากการเปรียบเทียบผลการประมาณแบบ SEWA กับการประมาณของคลื่นที่เปลี่ยนแปลงอย่างช้า (SVEA) ที่ใช้กับการแผ่ของพัลส์กว้าง พบว่า ผลของการประมาณแบบ SVEA กับพัลส์กว้าง 50 fs ใกล้เคียงกับผลการทดลองมากกว่า ในทางตรงกันข้าม การประมาณแบบ SEWA กับพัลส์กว้าง 10 fs ให้ผลของพัลส์ในโดเมนเวลาใกล้เคียงกับการเปลี่ยนแปลงของโซลิตอนซึ่งเป็นพัลส์แคบจากการทดลองมากกว่า จากการประมาณแบบ SEWA กับพัลส์ขาเข้ากว้าง 10 fs แต่มีความยาวคลื่นกลางต่างกัน พบว่า ความกว้างของสเปกตรัมที่ได้มีช่วงที่ใกล้เคียงกัน คือ ตั้งแต่ 500 nm ถึงมากกว่า 2000 nm ในขณะที่การเปรียบเทียบผลของความกว้างพัลส์ขาเข้าที่กว้าง 5 fs และ 10 fs พบว่า ความกว้างสเปกตรัมของพัลส์ขาเข้าทั้งสองกรณีให้ผลใกล้เคียงกัน ทั้งกรณีที่ความยาวคลื่นกลางของพัลส์เป็น 780 nm และ 1200 nm แต่โซลิตอนที่ขอบหลังของพัลส์ซึ่งเกิดในกรณีความยาวคลื่นกลางเป็น 1200 nm มีความเข้มและผันผวนเพิ่มขึ้น สำหรับการเปรียบเทียบผลของกำลังสูงสุดของพัลส์ขาเข้าขนาด 50 kW 100 kW และ 200 kW พบว่า เกิดสัญญาณรบกวนกับสเปกตรัมมากขึ้นเมื่อกำลังสูงสุดเพิ่มมากขึ้นแม้ว่าความกว้างของสเปกตรัมจะใกล้เคียงกันก็ตาม

ภาควิชา	ฟิสิกส์	ลายมือชื่อนิสิต
สาขาวิชา	ฟิสิกส์	ลายมือชื่ออาจารย์ที่ปรึกษา
ปีการศึกษา	2561		

5871996923: MAJOR PHYSICS

PHUNSAKORN LOUICHAROEN : EFFECT OF EXTREME SHORT PULSE LASER TO SPECTRAL BROADENING IN PHOTONIC CRYSTAL OPTICAL FIBERS HAVING TWO ZERO DISPERSION WAVELENGTHS. ADVISOR : ASSIST. PROF. MONTIAN TIANPRATEEP, Ph.D., 77 pp.

Supercontinuum can be generated by pumping a short pulse to a highly nonlinearity medium. The famous medium is Photonic Crystal Fiber (PCF). Also, the various properties of the input pulse are effect to Supercontinuum. In this research, a slowly evolving wave approximation (SEWA), used for the ultra short pulses, is applied to predict the results of the ultra short pulses propagating through PCF having two zero-dispersion-wavelength (ZDW) at 751 nm and 1230 nm. By comparing with the one of a slowly varying envelope approximation (SVEA), suiting with the wide short pulses, the results from SVEA is closed to the experimental results in 50-fs input pulse width. In contrast, the results from SEWA is closed to the evolution of soliton, approximated as the ultra short pulse in the experiment, in 10-fs input pulse width. By using the SEWA with various center-wavelengths of 10-fs width input pulses, the spectrum is expanded from 500 nm to more than 2000 nm. By comparing the results of 5-fs and 10-fs pulse widths, the broadening of spectrum for both cases are nearly the same in both 780-nm and 1200-nm center wavelengths of input pulse. However, the intensity and fluctuation of soliton in trailing edge for 1200-nm width pulses increase. Finally, the results of 50-kW, 100-kW, and 200-kW peak-power input pulses are compared. In this case, the noise in spectrum increase since the peak-power increase even the broadening spectrum in every cases are nearly the same.

Department : Physics

Student's Signature

Field of Study : Physics

Advisor's Signature

Academic Year : 2018

กิตติกรรมประกาศ

วิทยานิพนธ์ฉบับนี้สำเร็จไปได้ด้วยดี เพราะความกรุณาอย่างสูงจาก ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.มนต์เทียน เทียนประทีป ที่ได้ให้ความกรุณาเป็นอาจารย์ที่ปรึกษา ให้คำแนะนำ ข้อคิด กำลังใจ และช่วยแก้ไขข้อบกพร่องต่าง ๆ เป็นอย่างดีมาโดยตลอด ตลอดจนอาจารย์ ดร.อรพิน วรรณดิลก ที่ได้ร่วมให้คำปรึกษาตลอดการทำวิทยานิพนธ์ ผู้วิจัยรู้สึกซาบซึ้งในความกรุณา จึงขอกราบขอบพระคุณเป็นอย่างสูงไว้ ณ โอกาสนี้

ขอกราบขอบพระคุณ รองศาสตราจารย์ ดร.ธิตี บวรรัตนารักษ์ ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.ปัทมา ฉัตรภรณ์ รองศาสตราจารย์ ดร.สตรีรัตน์ โฮตัก และรองศาสตราจารย์ ดร.สุธี บุญช่วย ที่ได้เสียสละเวลาในการเป็นกรรมการสอบวิทยานิพนธ์ รวมทั้งให้ข้อเสนอแนะในการแก้ไขวิทยานิพนธ์ฉบับนี้จนเสร็จสมบูรณ์

ขอขอบคุณ คุณวารินา ศุภโกศล คุณขวัญตา บัวเนตร์ และเจ้าหน้าที่ภาควิชาฟิสิกส์ทุกท่าน ที่ได้ให้ความช่วยเหลือแก่ผู้วิจัยตลอดการศึกษา

ขอขอบคุณนิสิตปริญญาโทภาควิชาฟิสิกส์ คุณกฤตภาค นาเอี่ยม ที่ได้สนับสนุนและคอยเป็นกำลังใจให้แก่ผู้วิจัยด้วยดีเสมอมา

สุดท้ายนี้ คุณค่าและประโยชน์ของวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ ขอมอบให้เป็นความดีของครอบครัวที่ได้อบรม เลี้ยงดู และเห็นคุณค่าของการศึกษา ตลอดจนคณาจารย์ทุกท่านที่ได้ประสิทธิ์ประสาทวิชาความรู้ให้แก่ผู้วิจัย ทำให้ผู้วิจัยได้ประสบการณ์ที่มีคุณค่าเป็นอย่างยิ่ง

สารบัญ

	หน้า
บทคัดย่อภาษาไทย	4
บทคัดย่อภาษาอังกฤษ	5
กิตติกรรมประกาศ	6
สารบัญ	7
สารบัญตาราง	9
สารบัญภาพ	10
1 บทนำ	14
1.1 ความเป็นมาและความสำคัญ	14
1.2 วัตถุประสงค์ของการวิจัย	19
1.3 นิยามศัพท์เฉพาะ	19
1.4 ขอบเขตของการวิจัย	20
1.5 วิธีการดำเนินงาน	22
1.6 ประโยชน์ที่คาดว่าจะได้รับ	23
2 ทฤษฎีที่เกี่ยวข้อง	24
2.1 พัลส์แบบเกาส์ (Gaussian pulse)	24
2.2 สมการการแผ่ของพัลส์ (Pulse-propagation equation)	25
2.3 การกระจายความเร็วกลุ่ม (Group velocity dispersion)	26
2.4 ผลกระทบจากความไม่เชิงเส้น (Nonlinear effect)	29
2.5 การประมาณคลื่นที่เปลี่ยนแปลงอย่างช้า (slowly evolving wave approx- imation, SEWA)	37
2.6 ระเบียบวิธีฟูเรียร์แบบแยกขั้น (split-step Fourier Method, SSFM)	42
3 วิธีดำเนินการวิจัย	44
3.1 สมบัติและสัมประสิทธิ์การกระจายของของเส้นใยนำแสงตัวอย่าง	44
3.2 โปรแกรมสำหรับการประมาณแบบ SEWA	44

3.3	วิธีดำเนินการวิจัย	47
4	ผลการวิจัย	50
4.1	การเปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับ SVEA	50
4.2	การศึกษาผลของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมด้วยการ ประมาณแบบ SEWA	64
5	อภิปรายและสรุปผลการวิจัย	72
	เอกสารอ้างอิง	75
	ประวัติผู้เขียนวิทยานิพนธ์	77

สารบัญตาราง

ตารางที่	หน้า
3.1 สัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับศูนย์ถึงอันดับสิบห้าของเส้นใยนำแสง NL-PM-750 ที่ความยาวคลื่นกลาง 780 nm และ 1200 nm	45

สารบัญภาพ

รูปที่	หน้า
1.1 (ก) ภาพจากกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแสดงโครงสร้างของเส้นใยนำแสงโฟโตนิกคริสตัล (PCF) (ข) ภาพขยายบริเวณแกนกลางของ PCF และ (ค) ภาพแสดงโครงสร้างแบบหกเหลี่ยมและนิยามระยะห่างระหว่างรูอากาศ (Λ) และเส้นผ่านศูนย์กลางของรูอากาศ (d) [2]	15
1.2 ผลของอัตราส่วน d/Λ ที่มีต่อการกระจายแสง (D) และความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์ (ZDW) พบว่า ZDW ค่าแรกมีค่าประมาณ 780 nm ในขณะที่ ZDW ค่าที่สองมีค่าตั้งแต่ 950 nm ถึง 1650 nm [5]	16
1.3 (ก) ความกว้างสเปกตรัม และ (ข) ลักษณะของพัลส์ที่เกิดจากพัลส์ที่มีความกว้าง 50 fs กำลังสูงสุด 10 kw และความยาวคลื่นกลาง 600 nm 650 nm 700 nm 780 nm 800 nm และ 900 nm (จากบนลงล่าง) ผ่าน PCF ที่มีความยาว 15 cm เส้นประในรูปแสดง ZDW มีค่าประมาณ 780 nm [2]	17
1.4 (ก) ความกว้างสเปกตรัม และ (ข) ลักษณะของพัลส์ที่เกิดจากพัลส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 835 nm กำลังสูงสุด 10 kw และความกว้างพัลส์ 20 fs 100 fs และ 500 fs (จากบนลงล่าง) ผ่าน PCF ที่มีความยาว 15 cm เส้นประในรูปแสดง ZDW มีค่าประมาณ 780 nm [2]	18
2.1 พัลส์แบบเกาส์ที่มีความเข้มสูงสุด 10 kW และความกว้างพัลส์ 10 fs	24
2.2 ตัวอย่างกราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างความยาวคลื่นและสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสองของซิลิกา โดยสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสองมีค่าเป็นศูนย์ที่ความยาวคลื่นประมาณ $1.27 \mu\text{m}$ [1]	27
2.3 ความผันผวนที่เกิดขึ้นกับแอมพลิจูดของช่องพัลส์ ขณะที่พัลส์แพร่ในเส้นใยนำแสง ซึ่งเป็นผลจากสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสาม [1]	28
2.4 ความผันผวนของแอมพลิจูดของช่องพัลส์ ซึ่งเป็นผลจากสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสาม ในกรณี (ก) $\beta_3 > 0$ และ (ข) $\beta_3 < 0$ [1]	29
2.5 ความกว้างของสเปกตรัมที่เกิดจากผลของ SPM เพียงอย่างเดียว ที่ ϕ_{NL} ค่าต่าง ๆ [1]	31
2.6 (ก) ลักษณะของพัลส์ และ (ข) ความกว้างของสเปกตรัม เมื่อพัลส์ขาเข้ามีความยาวคลื่นกลางในช่วงการกระจายแสงปกติที่ระยะต่าง ๆ เมื่อพิจารณาผลของ GVD อันดับสองร่วมกับ SPM ในกรณีที่ β_1 มากกว่าศูนย์ [1]	31

2.7 (ก) ลักษณะของพัลส์ และ (ข) ความกว้างของสเปกตรัม เมื่อพัลส์ขาเข้ามีความยาวคลื่นกลางในช่วงการกระจายแสงปกติที่ระยะต่าง ๆ เมื่อพิจารณาผลของ GVD อันดับสองร่วมกับ SPM ในกรณีที่ β_2 น้อยกว่าศูนย์ [1]	32
2.8 (ก) ลักษณะของพัลส์ และ (ข) ความกว้างของสเปกตรัม เมื่อพัลส์ขาเข้ามีความยาวคลื่นกลางในช่วงการกระจายแสงปกติที่ระยะต่าง ๆ เมื่อพิจารณาผลของ GVD อันดับสองร่วมกับ SPM ในกรณีที่ SPM มีผลมากกว่า GVD อันดับสอง [1]	33
2.9 (ก) ลักษณะของพัลส์ และ (ข) ความกว้างของสเปกตรัม เมื่อพัลส์ขาเข้ามีความยาวคลื่นกลางในช่วงการกระจายแสงปกติ และพิจารณาผลของ GVD อันดับสามร่วมกับ SPM [1]	34
2.10 แผนภาพพลังงานการกระเจิงประเภทต่าง ๆ ของโฟตอนกับอะตอมหรือโมเลกุล [9]	35
2.11 ตัวอย่างสเปกตรัมที่เกิดจากคลื่นสโตกส์และคลื่นแอนไทสโตกส์ในปรากฏการณ์ FWM [1]	36
2.12 พลวัตของพัลส์ขาเข้า (รูป (ก)) และคลื่นสโตกส์ที่เป็นโซลิตอน (รูป (ข)) เมื่อพัลส์ขาเข้าและคลื่นสโตกส์แผ่ไปตามเส้นใยนำแสงในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ [1] .	36
2.13 การเปลี่ยนแปลงลักษณะของโซลิตอนใน (ก) โดเมนความถี่ และ (ข) โดเมนเวลาเมื่อโซลิตอนแผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่ระยะต่าง ๆ [2]	38
2.14 การแตกของของโซลิตอนใน (ก) โดเมนความถี่ และ (ข) โดเมนเวลาเมื่อโซลิตอนแผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่ระยะต่าง ๆ [2]	38
2.15 รูปแสดงช่วงและตำแหน่งการคำนวณผลของตัวดำเนินการเชิงเส้นและไม่เชิงเส้นด้วยระเบียบวิธี SSFM	43
3.1 กราฟการกระจายแสงที่ได้จากการเลือกเส้นกราฟที่เหมาะสมกับข้อมูลของ PCF รุ่น NL-PM-750	45
3.2 แผนภาพแสดงขั้นตอนการคำนวณของโปรแกรม SSFM	46
4.1 (ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 50 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SEWA	51
4.2 (ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 50 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SVEA	52

4.3	สเปกโตรแกรมแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของขาออกที่เกิดจากของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 50 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ (ก) SEWA และ (ข) SVEA	53
4.4	(ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SEWA	54
4.5	(ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SVEA	55
4.6	สเปกโตรแกรมแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของขาออกที่เกิดจากของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ (ก) SEWA และ (ข) SVEA	56
4.7	(ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 50 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SEWA	58
4.8	(ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 50 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SVEA	59
4.9	สเปกโตรแกรมแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของขาออกที่เกิดจากของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 50 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ (ก) SEWA และ (ข) SVEA	60
4.10	(ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SEWA	61
4.11	(ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SVEA	62

4.12	สเปกโตรแกรมแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของขาออกที่เกิดจากของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ (ก) SEWA และ (ข) SVEA	63
4.13	ความกว้างสเปกตรัมของพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs กำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SEWA ในกรณีที่มีความยาวคลื่นกลาง (ก) 780 nm และ (ข) 1200 nm	65
4.14	สเปกโตรแกรมแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของขาออกที่เกิดจากของพัลส์ขาเข้าพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs กำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SEWA ในกรณีที่มีความยาวคลื่นกลาง (ก) 780 nm และ (ข) 1200 nm	66
4.15	ความกว้างสเปกตรัม (รูปซ้าย) และลักษณะของพัลส์ขาออก (รูปขวา) ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm กำลังสูงสุด 100 kW และแผ่นใยนำแสงยาว 10 cm โดยมีความกว้างพัลส์ต่างกันเป็น 5 fs (รูป (ก) และ (ข)) และ 10 fs (รูป (ค) และ (ง)) ตามลำดับ การแผ่ของพัลส์ในกรณีนี้อยู่ภายใต้การประมาณแบบ SEWA	68
4.16	ความกว้างสเปกตรัม (รูปซ้าย) และลักษณะของพัลส์ขาออก (รูปขวา) ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm กำลังสูงสุด 100 kW และแผ่นใยนำแสงยาว 10 cm โดยมีความกว้างพัลส์ต่างกันเป็น 5 fs (รูป (ก) และ (ข)) และ 10 fs (รูป (ค) และ (ง)) ตามลำดับ การแผ่ของพัลส์ในกรณีนี้อยู่ภายใต้การประมาณแบบ SEWA	69
4.17	ความกว้างสเปกตรัม (รูปซ้าย) และลักษณะของพัลส์ขาออก (รูปขวา) ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และแผ่นใยนำแสงยาว 10 cm โดยมีกำลังสูงสุดต่างกันเป็น 50 kW (รูป (ก) และ (ข)) 100 kW (รูป (ค) และ (ง)) และ 200 kW (รูป (จ) และ (ฉ)) ตามลำดับ การแผ่ของพัลส์ในกรณีนี้อยู่ภายใต้การประมาณแบบ SEWA	70
4.18	ความกว้างสเปกตรัม (รูปซ้าย) และลักษณะของพัลส์ขาออก (รูปขวา) ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และแผ่นใยนำแสงยาว 10 cm โดยมีกำลังสูงสุดต่างกันเป็น 50 kW (รูป (ก) และ (ข)) 100 kW (รูป (ค) และ (ง)) และ 200 kW (รูป (จ) และ (ฉ)) ตามลำดับ การแผ่ของพัลส์ในกรณีนี้อยู่ภายใต้การประมาณแบบ SEWA	71

บทที่ 1

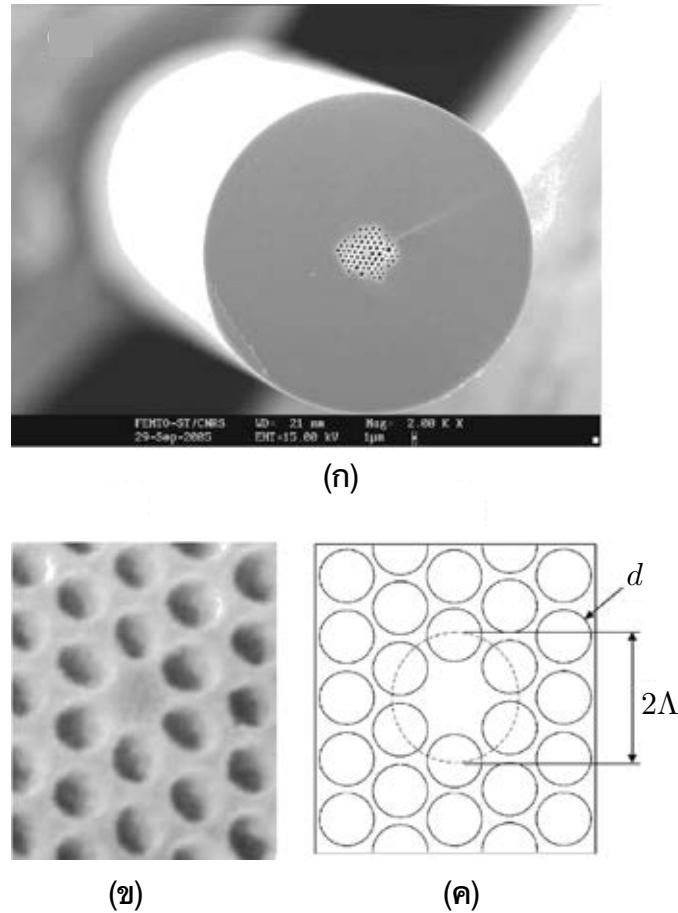
บทนำ

1.1 ความเป็นมาและความสำคัญ

การขยายความกว้างสเปกตรัม (spectral broadening) เป็นการสร้างองค์ประกอบของความยาวคลื่นหรือความถี่ใหม่ของแสงผ่านตัวกลางที่มีความไม่เชิงเส้นสูง การศึกษาปรากฏการณ์ดังกล่าวมีมาตั้งแต่ปี ค.ศ. 1960 [2] และมีการนำปรากฏการณ์นี้มาประยุกต์ใช้งานอย่างกว้างขวาง เช่น มาตรวิทยาเชิงแสง (optical metrology) [7] และการออกแบบเลเซอร์ที่สามารถปรับความถี่ได้ [3 , 4] เป็นต้น ปัจจุบันการขยายความกว้างสเปกตรัมหรือการผลิตซูเปอร์คอนทินัม (supercontinuum generation) นิยมใช้เลเซอร์พัลส์สั้น (short pulse laser) เดินทางผ่านตัวกลางที่มีความไม่เชิงเส้นสูง ตัวกลางดังกล่าวอาจมีสถานะเป็นของแข็ง ของเหลว แก๊ส หรือท่อนำคลื่น (waveguide) และตัวกลางที่นิยมใช้กันอย่างกว้างขวาง ได้แก่ เส้นใยนำแสงที่มีความไม่เชิงเส้นสูง

การนำเส้นใยนำแสงทั่วไปที่ใช้ส่งสัญญาณแสงมาประยุกต์ใช้เป็นตัวกลางสำหรับการขยายความกว้างสเปกตรัมมีมาเป็นเวลานานแล้ว ที่ผ่านมามีการพัฒนาวัสดุสำหรับเส้นใยนำแสงเพื่อลดการสูญเสียความเข้มแสงจากการที่แสงมีอันตรกิริยากับอะตอมของวัสดุตัวกลาง อย่างไรก็ตามเส้นใยนำแสงชนิดเดิมมีข้อจำกัดอยู่หลายประการเมื่อนำมาใช้ในการผลิตซูเปอร์คอนทินัม เช่น ความไม่เชิงเส้นที่ต่ำเกินไป หรือโครงสร้างของแกนเส้นใยนำแสงที่ไม่เหมาะสมสำหรับการผลิตซูเปอร์คอนทินัม จากความพยายามค้นคว้าหาเส้นใยนำแสงที่เหมาะสมในงานดังกล่าวด้วยการปรับโครงสร้างแกนของเส้นใย การคิดค้นเส้นใยชนิดหนึ่งจึงเกิดขึ้นในช่วงปลายปี ค.ศ. 1990 เรียกว่า เส้นใยนำแสงโฟโตนิกคริสตัล (**photonic crystal fiber, PCF**) [12 , 10 , 13]

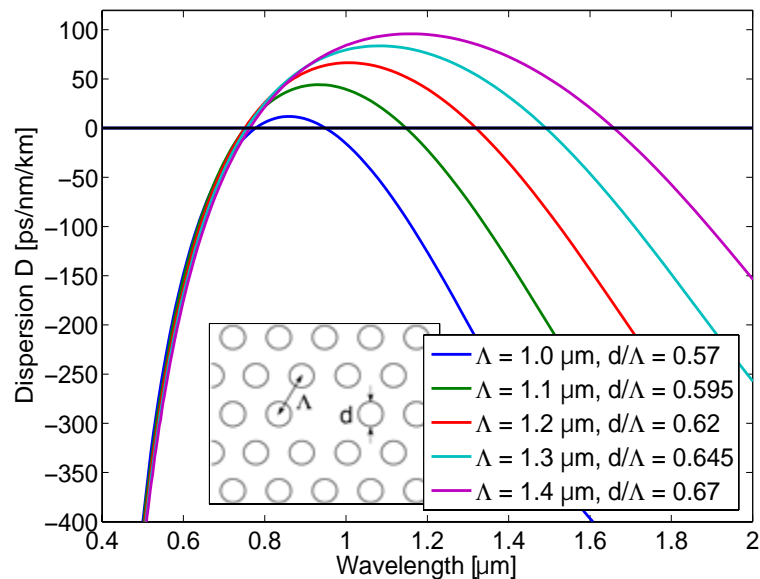
PCF เป็นเส้นใยนำแสงที่มีความไม่เชิงเส้นสูง มีลักษณะเด่น คือ รูอากาศ (air hole) ที่จัดเรียงตัวเป็นระเบียบคล้ายโครงผลึก นอกจากนี้โครงสร้างต่าง ๆ ของเส้นใย เช่น รูปร่างและเส้นผ่านศูนย์กลางของรูอากาศ (d) ระยะห่างระหว่างรูอากาศ (lattice pitch, Λ) รวมถึงพื้นที่หน้าตัด ยังสามารถปรับแต่งเพื่อให้เหมาะกับการผลิตสเปกตรัมตามที่ต้องการได้ ด้วยเหตุนี้จึงนิยมใช้ PCF เป็นตัวกลางไม่เชิงเส้นสำหรับการขยายความกว้างสเปกตรัม



รูปที่ 1.1: (ก) ภาพจากกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแสดงโครงสร้างของเส้นใยนำแสงโฟโตนิกคริสตัล (PCF) (ข) ภาพขยายบริเวณแกนกลางของ PCF และ (ค) ภาพแสดงโครงสร้างแบบหกเหลี่ยมและนิยามระยะห่างระหว่างรูอากาศ (Λ) และเส้นผ่านศูนย์กลางกลางของรูอากาศ (d) [2]

ปริมาณสำคัญที่มีผลต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมของพัลส์สั้นที่เคลื่อนที่ผ่าน PCF คือ การกระจายแสง (dispersion, D) ซึ่งขึ้นกับโครงสร้างของ PCF โดยตรง รูปที่ 1.2 แสดงผลของอัตราส่วน d/Λ ของ PCF ที่มีต่อการกระจายแสง จากกราฟความสัมพันธ์ระหว่างการกระจายแสงและความยาวคลื่นดังกล่าว พบว่า ความยาวคลื่นกลาง (center wavelength) ของพัลส์ค่าหนึ่งให้การกระจายแสงเป็นศูนย์ เราเรียกความยาวคลื่นดังกล่าวว่า ความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์ (zero dispersion wavelength, ZDW) โดยทั่วไป PCF ได้รับการออกแบบให้มี ZDW เพียงค่าเดียว แต่การออกแบบ PCF ในปัจจุบันทำให้เกิด ZDW สองตำแหน่งที่ใกล้เคียงกันได้

นอกจากการกระจายแสงซึ่งเป็นสมบัติของ PCF แล้ว ยังพบว่าสมบัติต่าง ๆ ของพัลส์ เช่น ความยาวคลื่นกลาง ความกว้างพัลส์ หรือกำลังสูงสุดของพัลส์ส่งผลต่อการขยายความ

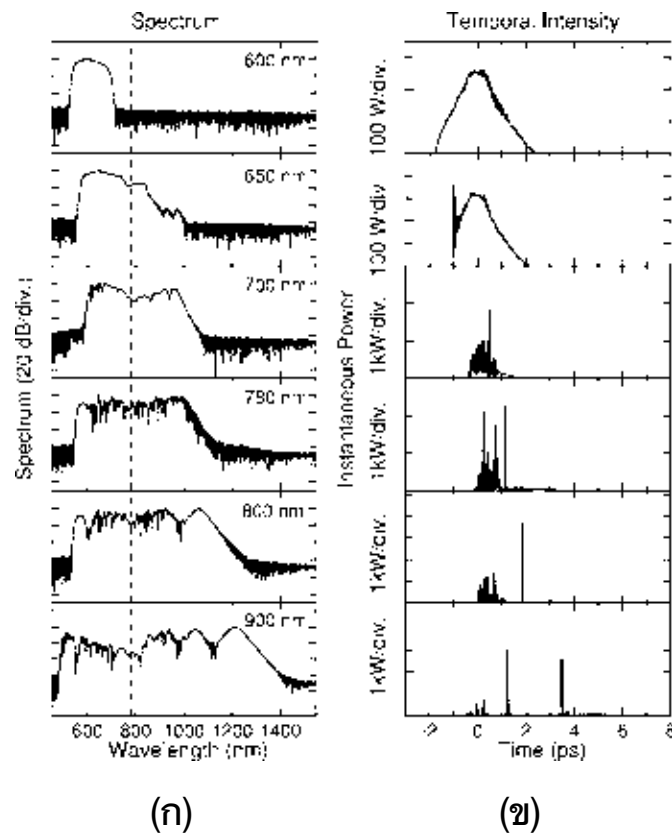


รูปที่ 1.2: ผลของอัตราส่วน d/Λ ที่มีต่อการกระจายแสง (D) และความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์ (ZDW) พบว่า ZDW ค่าแรกมีค่าประมาณ 780 nm ในขณะที่ ZDW ค่าที่สองมีค่าตั้งแต่ 950 nm ถึง 1650 nm [5]

กว้างสเปกตรัมของพัลส์อีกด้วย เช่น ในงานวิจัยของ J.M. Dudley และคณะ [2] ได้ศึกษาผลของความยาวคลื่นกลางของพัลส์ในช่วงการกระจายแสงปกติ (normal dispersion regime) และช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ (anomalous dispersion regime) ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมผ่าน PCF ที่มี ZDW เพียงค่าเดียว โดยใช้พัลส์ที่มีกำลังสูงสุด 10 kW ความกว้างพัลส์ 50 fs เคลื่อนผ่าน PCF ที่ยาว 15 cm โดยเปลี่ยนความยาวคลื่นกลางของพัลส์ขาเข้าจาก 600 nm ถึง 800 nm พบว่าความกว้างสเปกตรัมมากขึ้นตามความยาวคลื่นกลาง ดังรูปที่ 1.3

นอกจากนี้ J.M. Dudley และคณะยังศึกษาผลของความกว้างพัลส์ โดยใช้พัลส์ที่มีกำลังสูงสุด 10 kW ความยาวคลื่นกลาง 835 nm และเปลี่ยนความกว้างพัลส์ให้มีค่าต่าง ๆ กัน ในช่วง 20 fs ถึง 500 fs ผลจากแบบจำลองแสดงดังรูปที่ 1.4 ซึ่งพบว่าความกว้างของพัลส์ที่มากขึ้น ส่งผลให้ความกว้างสเปกตรัมมากขึ้นด้วย

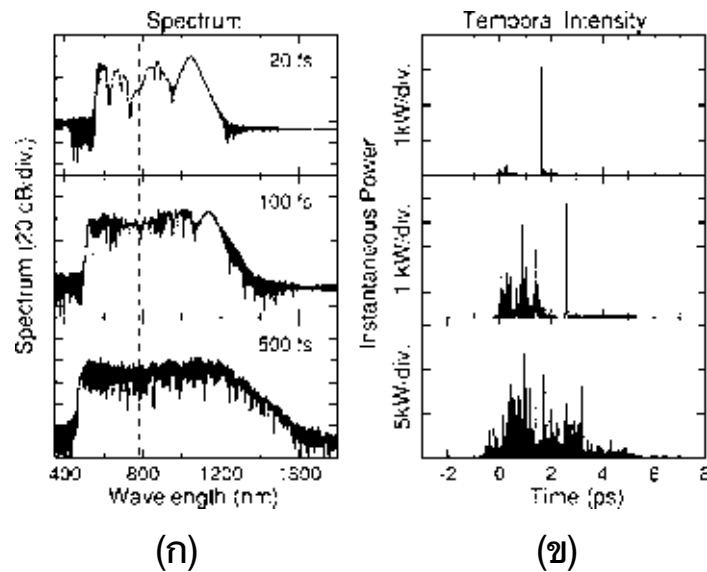
การขยายความกว้างสเปกตรัมผ่าน PCF ที่มี ZDW ค่าเดียวได้รับการศึกษาอย่างต่อเนื่อง จนถึงช่วงต้นปี ค.ศ. 2000 การออกแบบและใช้ PCF ที่มี ZDW สองค่าเริ่มได้รับความสนใจมากขึ้น จากการศึกษาการขยายความกว้างสเปกตรัมผ่าน PCF ที่มี ZDW สองค่าของ M. Frosz และคณะ [5] พบว่า สเปกตรัมขยายความกว้างไปถึงความยาวคลื่นในช่วง



รูปที่ 1.3: (ก) ความกว้างสเปกตรัม และ (ข) ลักษณะของพัลส์ที่เกิดจากพัลส์ที่มีความกว้าง 50 fs กำลังสูงสุด 10 kw และความยาวคลื่นกลาง 600 nm 650 nm 700 nm 780 nm 800 nm และ 900 nm (จากบนลงล่าง) ผ่าน PCF ที่มีความยาว 15 cm เส้นประในรูปแสดง ZDW มีค่าประมาณ 780 nm [2]

อินฟราเรดที่มีความยาวคลื่นสั้น (near-infrared region, NIR) ได้ในกรณีที่สเปกตรัมขยายไปถึง ZDW อันดับสอง ในขณะที่ความกว้างสเปกตรัมจะขยายออกไปได้ไม่มากนักในกรณีที่สเปกตรัมเดิมขยายไปไม่ถึง ZDW อันดับสอง ทำให้อาจสรุปได้ว่า ZDW อันดับสองน่าจะมีผลต่อความกว้างของสเปกตรัมในย่าน NIR

งานวิจัยที่ผ่านมาศึกษาผลจากสมบัติต่าง ๆ ของพัลส์และ ZDW อันดับหนึ่งและสองต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม การสร้างแบบจำลองเพื่อศึกษาการผลิตซูเปอร์คอนทินัมของปรากฏการณ์ดังกล่าวอาศัยการแผ่ของเลเซอร์พัลส์สั้นในตัวกลางที่มีความไม่เชิงเส้น ซึ่งอธิบายได้ด้วยสมการชโรดิงเจอร์แบบไม่เชิงเส้น (nonlinear Schrödinger equation, NLSE) การวิเคราะห์การเปลี่ยนแปลงของพัลส์ในโดเมนเวลาและโดเมนความถี่ ที่เกิดจากการแก้สมการชโรดิงเจอร์แบบไม่เชิงเส้น นิยมใช้ระเบียบวิธีฟูเรียร์แบบแยกชั้น (split-step Fourier



รูปที่ 1.4: (ก) ความกว้างสเปกตรัม และ (ข) ลักษณะของพัลส์ที่เกิดจากพัลส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 835 nm กำลังสูงสุด 10 kw และความกว้างพัลส์ 20 fs 100 fs และ 500 fs (จากบนลงล่าง) ผ่าน PCF ที่มีความยาว 15 cm เส้นประในรูปแสดง ZDW มีค่าประมาณ 780 nm [2]

method, SSFM) โดยแยกคิดผลของการเปลี่ยนแปลงแบบเชิงเส้นอิสระจากการเปลี่ยนแปลงไม่เชิงเส้น

อย่างไรก็ตาม NLSE ที่ใช้ในแบบจำลองต้องอยู่ภายใต้เงื่อนไขที่ว่า การเปลี่ยนแปลงตามเวลา (temporal variation) ของช่องพัลส์ต้องช้ามากเมื่อเทียบกับคาบของพัลส์นั้น เงื่อนไขนี้เรียกว่า การประมาณของคลื่นที่เปลี่ยนแปลงอย่างช้า (slowly varying envelope approximation, SVEA) ที่ผ่านมาวิธีการดังกล่าวนิยมใช้กับการแผ่ของพัลส์ที่มีความกว้างมากกว่า 50 fs ขึ้นไป แต่การประมาณดังกล่าวอาจจะไม่เหมาะกับพัลส์แสงที่มีจำนวนรอบออปติคัลน้อย (few optical cycles) ด้วยเหตุนี้ N. Karasawa และคณะ [8] จึงได้พัฒนาสมการที่ใช้อธิบายการแผ่ของพัลส์สองพัลส์ที่มีความกว้างพัลส์ต่ำกว่า 10 fs ในตัวกลางไม่เชิงเส้นไปพร้อม ๆ กัน โดยการประมาณว่าการเปลี่ยนแปลงเชิงตำแหน่ง (spatial variation) ของช่องพัลส์มีค่าน้อยมากเทียบกับความยาวคลื่นของพัลส์ ร่วมกับการประมาณว่าความแตกต่างระหว่างความเร็วกลุ่มกับความเร็วเฟสมีค่าน้อยมาก การประมาณในเงื่อนไขทั้งสองนี้ เรียกว่า การประมาณคลื่นที่เปลี่ยนแปลงอย่างช้า (slowly evolving wave approximation, SEWA) เนื่องจากการประมาณแบบ SEWA นี้เป็นการประมาณในโดเมนเชิงตำแหน่ง การประมาณในลักษณะนี้จึงใช้ได้กับการแผ่ของพัลส์ที่มีความกว้างน้อยเพียงไม่กี่

รอบออปติกส์

อย่างไรก็ตามผลการศึกษาก็เกี่ยวกับการขยายความกว้างสเปกตรัมของพัลส์ที่กว้างเพียงไม่กี่รอบออปติกส์ภายใต้การประมาณแบบ SEWA ยังมีไม่มากนัก เพราะการศึกษาโดยส่วนใหญ่เป็นเพียงการแผ่ของพัลส์แคบผ่านเส้นใยนำแสงที่เป็นแกนตันและทำจากซิลิกาเท่านั้น [5 , 14 , 6] ประกอบกับยังไม่มีเปรียบเทียบผลจากการประมาณที่แตกต่างกันทั้งสองแบบ วิทยานิพนธ์นี้จึงสนใจที่จะศึกษาผลของสมบัติของพัลส์ขาเข้าที่แคบพิเศษ เมื่อแผ่ผ่าน PCF ที่มี ZDW สองค่า ว่ามีผลต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมอย่างไร โดยพัลส์ดังกล่าวมีความยาวคลื่นกลางอยู่ใกล้กับ ZDW อันดับหนึ่งหรืออันดับสองของ PCF ภายใต้การประมาณทั้งสองแบบเพื่อเปรียบเทียบผลที่เกิดขึ้น

1.2 วัตถุประสงค์ของการวิจัย

- 1.2.1 วิเคราะห์ผลของการประมาณแบบ SEWA ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมและการแผ่ของพัลส์สั้นพิเศษใน PCF ที่มีความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์สองค่า
- 1.2.2 วิเคราะห์ผลของสมบัติของพัลส์ขาเข้าที่สั้นพิเศษต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมและการแผ่ของพัลส์ใน PCF ที่มีความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์สองค่าด้วยการประมาณแบบ SEWA

1.3 นิยามศัพท์เฉพาะ

- 1.3.1 เส้นใยนำแสงโฟโตนิกคริสตัล (**photonic crystal fiber, PCF**) คือ เส้นใยนำแสงที่มีความไม่เชิงเส้นสูง และมีแกนกลางที่ประกอบด้วยรูอากาศที่เรียงอย่างเป็นระเบียบตลอดความยาวของเส้นใย
- 1.3.2 การผลิตซูเปอร์คอนทินัม (**supercontinuum generation, SCG**) คือ การทำให้สเปกตรัมของแสงกว้างขึ้นด้วยการใช้กระบวนการไม่เชิงเส้น (**nonlinear process**)
- 1.3.3 ความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์ (**zero dispersion wavelength, ZDW**) คือ ความยาวคลื่นของพัลส์ที่ทำให้การกระจายแสงมีค่าเป็นศูนย์
- 1.3.4 การประมาณคลื่นที่เปลี่ยนแปลงอย่างช้า (**slowly evolving wave approximation, SEWA**) คือ การประมาณภายใต้เงื่อนไขที่การเปลี่ยนแปลงเชิงตำแหน่งของช่อง

พัลส์มีค่าน้อยมากเทียบกับความยาวคลื่นของพัลส์นั้น ร่วมกับการประมาณว่าความแตกต่างระหว่างความเร็วกลุ่มกับความเร็วเฟสมีค่าน้อยมาก

1.3.5 การประมาณของคลื่นที่เปลี่ยนแปลงอย่างช้า (slowly varying envelope approximation, SVEA) คือ การประมาณภายใต้เงื่อนไขที่การเปลี่ยนแปลงตามเวลาของซองพัลส์ช้ามากเมื่อเทียบกับคาบของพัลส์นั้น

1.4 ขอบเขตของการวิจัย

วิทยานิพนธ์นี้มีวัตถุประสงค์เพื่อศึกษาผลของเลเซอร์พัลส์สั้นพิเศษที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมใน PCF ที่มีความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์สองค่าที่อยู่ใกล้กัน ด้วยแบบจำลองทางคอมพิวเตอร์ที่อาศัยการประมาณแบบ SEWA เพื่อให้บรรลุวัตถุประสงค์ดังกล่าว ในวิทยานิพนธ์นี้เลือกใช้พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ (Gaussian pulse) และใช้ค่าคงตัวต่างๆ ของเส้นใยนำแสงรุ่น NL-PM-750 ของบริษัท NKT Photonics ร่วมกับกราฟลักษณะเฉพาะของการกระจายแสง D ของเส้นใยนำแสงรุ่นเดียวกันที่ได้จากการศึกษาของ Philbin และคณะ [11] ซึ่งพบว่าเส้นใยนำแสงดังกล่าวมี ZDW อันดับหนึ่งและอันดับสองที่ 751 และ 1233 nm ตามลำดับ และจากวัตถุประสงค์ของการวิจัยข้างต้น วิทยานิพนธ์นี้ได้แบ่งการศึกษาออกเป็นสองตอน ดังนี้

1.4.1 การเปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับ SVEA

ในหัวข้อนี้จะเปรียบเทียบผลการประมาณแบบ SEWA ที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมกับการประมาณแบบ SVEA โดยใช้พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีกำลังสูงสุด 100 kW และแผ่เข้าไปใน PCF ที่มี ZDW สองค่า โดยเปรียบเทียบเป็นกรณีต่าง ๆ ดังนี้

1. เปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับพัลส์ขาเข้าที่กว้างและมีความยาวคลื่นใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ โดยใช้พัลส์ขาเข้ากว้าง 50 fs และความยาวคลื่นกลาง 780 nm
2. เปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับพัลส์ขาเข้าที่แคบและมีความยาวคลื่นใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ โดยใช้พัลส์ขาเข้ากว้าง 10 fs และความยาวคลื่นกลาง 780 nm

3. เปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับพัลส์ขาเข้าที่กว้างและมีความยาวคลื่นใกล้เคียงกับ ZDW อันดับสองในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ โดยใช้พัลส์ขาเข้ากว้าง 50 fs และความยาวคลื่นกลาง 1200 nm
4. เปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับพัลส์ขาเข้าที่แคบและมีความยาวคลื่นใกล้เคียงกับ ZDW อันดับสองในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ โดยใช้พัลส์ขาเข้ากว้าง 10 fs และความยาวคลื่นกลาง 1200 nm

1.4.2 การศึกษาผลของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม

ในหัวข้อนี้จะวิเคราะห์ผลของสมบัติของพัลส์ขาเข้า ได้แก่ ความยาวคลื่นกลาง ความกว้างของพัลส์ และกำลังสูงสุดของพัลส์ ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมและการแผ่ของพัลส์ใน PCF และมีความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์สองค่าสำหรับการประมาณแบบ SEWA โดยมีขอบเขตการศึกษาดังนี้

1.4.2.1 ผลของความยาวคลื่นกลางของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม วิเคราะห์ผลของความยาวคลื่นกลางของพัลส์ขาเข้าทั้งในกรณีใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งและอันดับสอง ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมภายใต้การประมาณแบบ SEWA โดยแบ่งกรณีพิจารณาดังต่อไปนี้

1. พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs กำลังสูงสุด 100 kW และมีความยาวคลื่นกลาง 780 nm แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm
2. พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs กำลังสูงสุด 100 kW และมีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm

1.4.2.2 ผลของความกว้างของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม วิเคราะห์ผลของความกว้างของพัลส์ขาเข้าทั้งในกรณีใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งและอันดับสอง ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมภายใต้การประมาณแบบ SEWA โดยแบ่งกรณีพิจารณาดังต่อไปนี้

1. พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีกำลังสูงสุด 100 kW และมีความยาวคลื่นกลาง 780 nm แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm โดยเปรียบเทียบผลของพัลส์ที่กว้าง 5 fs เทียบกับ

พัลส์ที่กว้าง 10 fs

- พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีกำลังสูงสุด 100 kW และมีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm โดยเปรียบเทียบผลของพัลส์ที่กว้าง 5 fs เทียบกับพัลส์ที่กว้าง 10 fs

1.4.2.3 ผลของกำลังสูงสุดของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม

วิเคราะห์ผลของกำลังสูงสุดของพัลส์ขาเข้าทั้งในกรณีที่เกี่ยวข้องกับ ZDW อันดับหนึ่งและอันดับสอง ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมภายใต้การประมาณแบบ SEWA โดยแบ่งกรณีพิจารณาดังต่อไปนี้

- พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs และมีความยาวคลื่นกลาง 780 nm แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm โดยเปรียบเทียบผลของพัลส์ที่มีกำลังสูงสุดแตกต่างกันสามค่า คือ 50 kW 100 kW และ 200 kW
- พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs และมีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm โดยเปรียบเทียบผลของพัลส์ที่มีกำลังสูงสุดแตกต่างกันสามค่า คือ 50 kW 100 kW และ 200 kW

1.5 วิธีการดำเนินงาน

ในวิทยานิพนธ์นี้ต้องการพัฒนาแบบจำลองคอมพิวเตอร์เพื่ออธิบายการแผ่ของพัลส์สั้นพิเศษขนาดน้อยกว่า 10 fs ผ่าน PCF ที่มีความไม่เชิงเส้นสูง รวมถึงอธิบายผลของพัลส์ขาเข้าและการประมาณค่าแบบ SVEA และ SEWA ที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม โดยมีขั้นตอนการวิจัยดังนี้

- ศึกษาค้นคว้างานวิจัยเกี่ยวกับการเกิดซูเปอร์คอนทินัมและการขยายความกว้างสเปกตรัมผ่านตัวกลางไม่เชิงเส้นโดยเน้นที่ PCF
- เขียนโปรแกรมสำหรับสร้างพัลส์ขาเข้าที่สามารถกำหนดเงื่อนไขเริ่มต้นและโปรแกรมสำหรับแก้สมการชโรดิงเจอร์แบบไม่เชิงเส้นที่ใช้ระเบียบวิธีฟูเรียร์แบบแยกชั้นด้วยการประมาณแบบ SEWA และ SVEA

- 1.5.3 กำหนดเงื่อนไขและพารามิเตอร์ต่าง ๆ ของพัลส์ขาเข้าและ PCF ตามชนิดความยาวคลื่น การกระจายของแสงศูนย์สองค่า พร้อมกับนำไปใช้ในโปรแกรมและแบบจำลองที่สร้างขึ้น
- 1.5.4 วิเคราะห์ผลของการเกิดซูเปอร์คอนทินัมทั้งในโดเมนความถี่และโดเมนเวลาที่ได้จากแบบจำลองทั้งสอง
- 1.5.5 สรุปผลและเขียนรายงาน

1.6 ประโยชน์ที่คาดว่าจะได้รับ

- 1.6.1 ระบุผลของความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์อันดับหนึ่งและสองของ PCF ที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมของพัลส์สั้นพิเศษได้
- 1.6.2 อธิบายและเปรียบเทียบผลของความยาวคลื่นกลางของพัลส์ ความกว้างของพัลส์ และกำลังของพัลส์ขาเข้าชนิดสั้นพิเศษที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมใน PCF ที่มี ความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์สองค่าได้
- 1.6.3 ได้โปรแกรมและแบบจำลองคอมพิวเตอร์ที่ใช้วิเคราะห์การเกิดซูเปอร์คอนทินัมผ่านเส้นใยนำแสงที่มีความไม่เชิงเส้นสูง ภายใต้เงื่อนไขของการแผ่ของพัลส์ชนิดสั้นพิเศษ

บทที่ 2

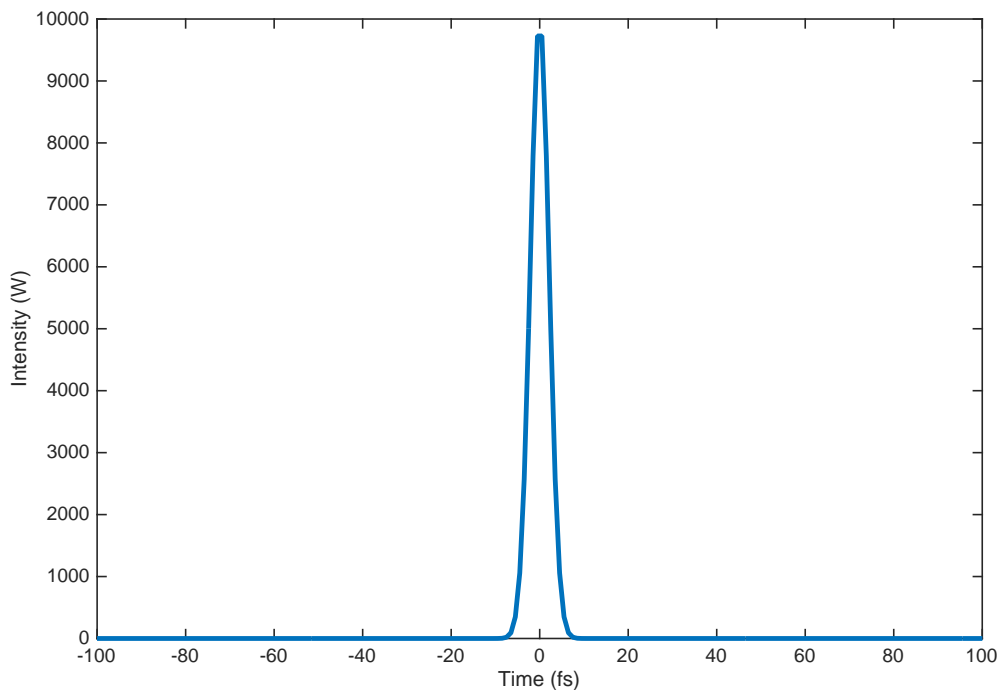
ทฤษฎีที่เกี่ยวข้อง

2.1 พัลส์แบบเกาส์ (Gaussian pulse)

ลักษณะของพัลส์สามัญที่สุด คือ พัลส์ที่มีรูปร่างเป็นรูปประฆังคว่ำรอบแกนสมมาตร ซึ่งเรียกว่า **พัลส์แบบเกาส์ (Gaussian pulse)** ดังแสดงในรูปที่ 2.1 สำหรับพัลส์แบบเกาส์ที่ตำแหน่ง $z = 0$ ในเส้นใยนำแสง แอมพลิจูดนอร์มอลไลซ์ (normalized amplitude, U) มีความสัมพันธ์กับเวลา t ดังสมการ [1]

$$U(0, t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right) \quad (2.1)$$

เมื่อ T_0 แทนความกว้างครึ่งของพัลส์ (half-width หรือ initial width) หรือเป็นเวลาที่ทำให้ความเข้มของพัลส์ลดลงเหลือ e^{-1} เท่าของความเข้มสูงสุด



รูปที่ 2.1: พัลส์แบบเกาส์ที่มีความเข้มสูงสุด 10 kW และความกว้างพัลส์ 10 fs

2.2 สมการการแผ่ของพัลส์ (Pulse-propagation equation)

การแผ่ของพัลส์ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความไม่เชิงเส้นสูง อธิบายได้ด้วยสมการชโรดิงเจอร์ไม่เชิงเส้นทั่วไป (generalized nonlinear Schrodinger equation, GNLSE) โดยในกรณีที่การเปลี่ยนแปลงตามเวลาของของพัลส์ช้ามากเมื่อเทียบกับคาบของพัลส์ สมการการแผ่ของพัลส์เขียนได้เป็น [1]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} A(z, t) + \frac{\alpha}{2} A(z, t) - \sum_{n \geq 2} \frac{i^{n+1}}{n!} \beta_n \frac{\partial^n}{\partial t^n} A(z, t) \\ = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, t-t')|^2 dt' \right) \end{aligned} \quad (2.2)$$

เมื่อ $A(z, t)$ แทนแอมพลิจูดของของพัลส์ (amplitude of the pulse envelope) โดย

$$A(z, t) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) U(z, t) \quad (2.3)$$

เมื่อ P_0 แทนกำลังสูงสุด (peak power) ของพัลส์ และ α แทนค่าคงตัวการทดลอน (attenuation constant) ของเส้นใยนำแสง การประมาณด้วยเงื่อนไขนี้เรียกว่า การประมาณของคลื่นที่เปลี่ยนแปลงอย่างช้า (slowly varying envelope approximation, SVEA)

พจน์ทางด้านซ้ายมือของสมการ (2.2) แสดงการเปลี่ยนแปลงเชิงเส้นของพัลส์ โดย β_n แทนสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับที่ n (n th order dispersion coefficient) นิยามโดยการกระจายอนุกรมเทย์เลอร์ (Taylor series expansion) ของค่าคงตัวการแผ่ของโหมด (mode-propagation constant, $\beta(\omega)$) รอบความถี่กลางของสเปกตรัมของพัลส์ (center pulse spectrum frequency, ω_0) โดย

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.4)$$

เมื่อ $\beta_0 \equiv \beta(\omega_0)$ และสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับต่าง ๆ นิยามด้วยความสัมพันธ์

$$\beta_m \equiv \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (2.5)$$

และความถี่กลาง ω_0 สัมพันธ์กับความยาวคลื่นกลางของสเปกตรัมของพัลส์ λ_0 ดังสมการ

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \quad (2.6)$$

เมื่อ c แทนอัตราเร็วแสงในสุญญากาศ มีค่าประมาณ 3×10^8 m/s

พจน์ทางด้านขวามือของสมการ (2.2) แสดงการเปลี่ยนแปลงแบบไม่เชิงเส้นของพัลส์ สำหรับสัมประสิทธิ์ไม่เชิงเส้น (nonlinear coefficient, γ) นิยามด้วยความสัมพันธ์

$$\gamma = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{\text{eff}}} \quad (2.7)$$

โดย n_2 แทนดัชนีหักเหไม่เชิงเส้น (nonlinear refractive index) ของวัสดุ สำหรับซิลิกา n_2 มีค่าประมาณ $3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ และ A_{eff} คือ พื้นที่ยังผลโหมด (mode effective area) ของเส้นใยนำแสง

ฟังก์ชัน $R(t)$ ในสมการ (2.2) คือ ฟังก์ชันตอบสนอง (response function) นิยามจาก

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t) \quad (2.8)$$

เมื่อ f_R แทนสัดส่วนที่เป็นผลจากรามาน (fractional Raman contribution) ในกรณีของเส้นใยนำแสงที่ทำจากซิลิกา f_R มีค่าประมาณ 0.18 และ $h_R(t)$ คือฟังก์ชันตอบสนองของรามาน (Raman response function) โดย

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \quad (2.9)$$

พารามิเตอร์ τ_1 และ τ_2 เป็นพารามิเตอร์ที่ปรับค่าได้และได้จากสเปกตรัมการขยายของรามาน (Raman gain spectrum) สำหรับเส้นใยนำแสงที่ทำจากซิลิกา $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$ และ $\tau_2 = 32 \text{ fs}$

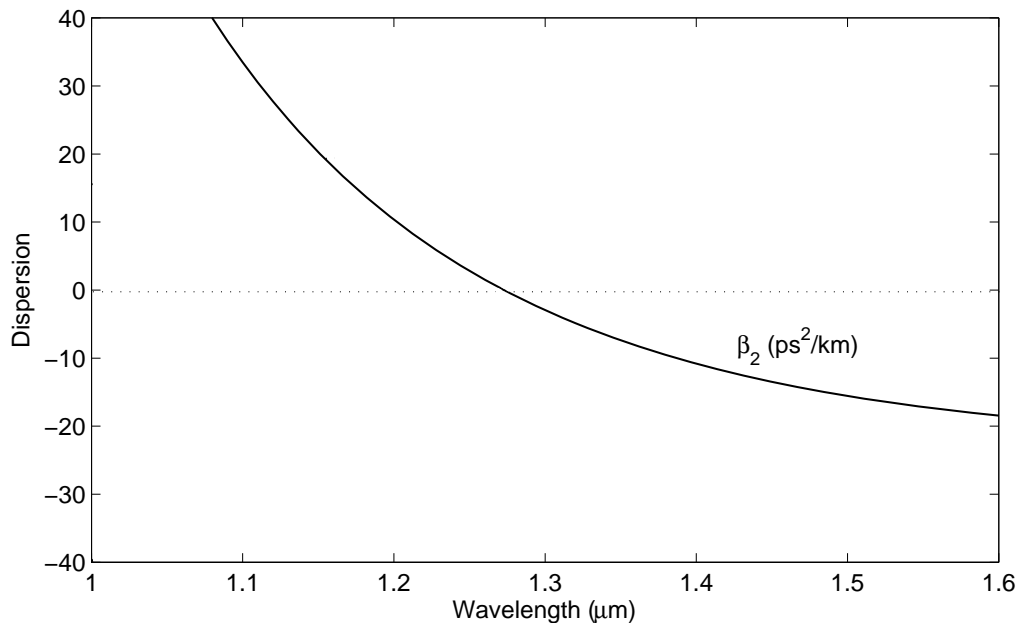
2.3 การกระจายความเร็วกลุ่ม (Group velocity dispersion)

เมื่อคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้ามีอันตรกิริยากับอิเล็กตรอนในตัวกลางไดอิเล็กทริก ตัวกลางจะมีการตอบสนองตามความถี่ ω ของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้านั้น ทำให้ดัชนีหักเหของตัวกลางเป็นฟังก์ชันของความถี่ $n(\omega)$ ปรากฏการณ์นี้เรียกว่า การกระจายรงค์ (chromatic dispersion) ซึ่งมีบทบาทสำคัญต่อการแผ่ของพัลส์สั้นผ่านเส้นใยนำแสง เนื่องจากองค์ประกอบเชิงสเปกตรัม (spectral components) ของพัลส์แผ่ด้วยความเร็วที่ต่างกันตามความถี่ของสเปกตรัม ส่งผลให้การขยายความกว้างสเปกตรัมเกิดขึ้นได้ โดยไม่ขึ้นกับความไม่เชิงเส้นของตัวกลางเลย โดยผลของการกระจายรงค์พิจารณาได้จากค่าของ β_1 และ β_2

จากสมการที่ (2.5) จะได้ว่า

$$\beta_1 = \frac{d}{d\omega} \beta(\omega) = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{d}{d\omega} n \right) = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g} \quad (2.10)$$

$$\beta_2 = \frac{d^2}{d\omega^2} \beta(\omega) = \frac{1}{c} \left(2 \frac{d}{d\omega} n + \omega \frac{d^2}{d\omega^2} n \right) \quad (2.11)$$



รูปที่ 2.2: ตัวอย่างกราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างความยาวคลื่นและสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสองของซิลิกา โดยสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสองมีค่าเป็นศูนย์ที่ความยาวคลื่นประมาณ $1.27 \mu\text{m}$ [1]

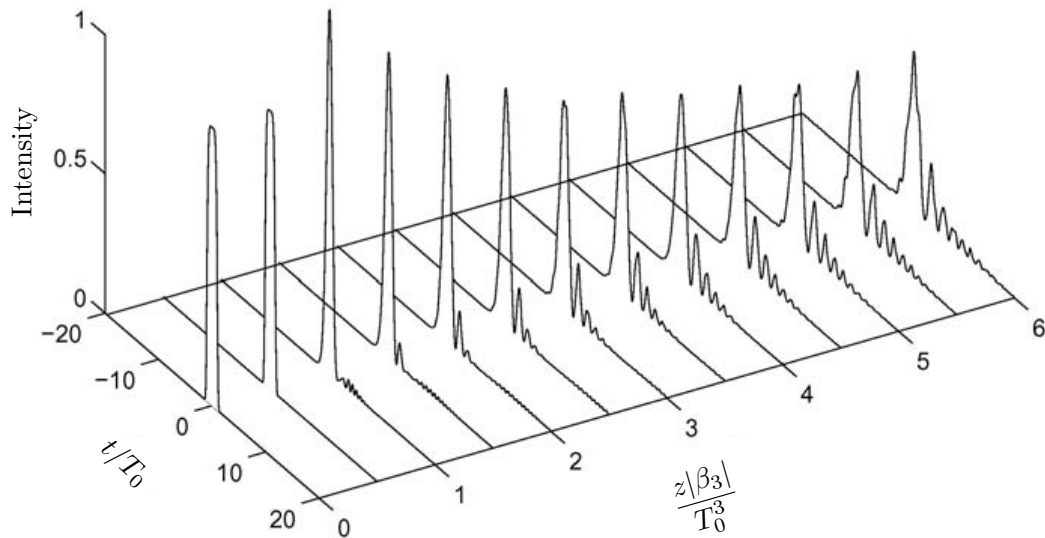
เมื่อ n_g แทนดัชนีหักเหกลุ่ม (group index) และ v_g แทนความเร็วกลุ่ม (group velocity)

สมการ (2.10) แสดงให้เห็นว่า β_1 เป็นส่วนกลับของความเร็วกลุ่มของซองพัลส์ (pulse envelope) ในขณะที่ β_2 เป็นตัวแทนของการกระจายความเร็วกลุ่มและทำให้เกิดความกว้างสเปกตรัม ดังสมการ (2.11) ปรากฏการณ์ที่ความเร็วกลุ่มขึ้นกับความถี่ของสเปกตรัมนี้ เรียกว่า การกระจายความเร็วกลุ่ม (group velocity dispersion, GVD) และเรียก β_2 ว่า พารามิเตอร์การกระจายความเร็วกลุ่ม (GVD parameter) โดยการกระจายแสง D มีความสัมพันธ์กับ β_1 และ β_2 ดังสมการ

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (2.12)$$

ซึ่งพบว่า D และ β_2 มีเครื่องหมายตรงกันข้าม

รูปที่ 2.2 แสดงกราฟความสัมพันธ์ระหว่างสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสองกับความยาวคลื่น โดยปกติที่ความยาวคลื่นสั้น สัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสองมีค่ามากกว่าศูนย์ และลดลงตามความยาวคลื่นที่เพิ่มขึ้น นอกจากนี้ยังพบว่า มีความยาวคลื่นค่าหนึ่งที่ทำให้พารามิเตอร์การกระจายความเร็วกลุ่ม (β_2) เป็นศูนย์ ความยาวคลื่นดังกล่าวเรียก

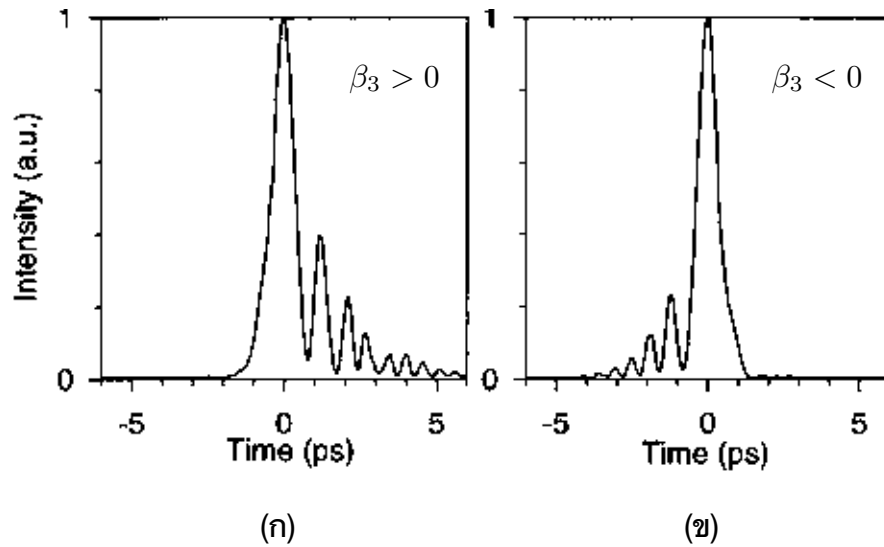


รูปที่ 2.3: ความผันผวนที่เกิดขึ้นกับแอมพลิจูดของซองพัลส์ ขณะที่พัลส์แพร่ในเส้นใยนำแสง ซึ่งเป็นผลจากสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสาม [1]

ว่า ความยาวคลื่นการ กระจายแสงศูนย์ (zero dispersion wavelength, ZDW)

ปรากฏการณ์ที่เกี่ยวข้องกับความไม่เชิงเส้นของเส้นใยนำแสงมีความแตกต่างกันตามเครื่องหมาย β_2 กล่าวคือ เมื่อพัลส์มีความยาวคลื่นน้อยกว่า ZDW ทำให้ D มีค่าน้อยกว่าศูนย์ ($\beta_2 > 0$) เรียกว่า **ช่วงการกระจายแสงปกติ (normal dispersion regime)** เป็นช่วงที่พัลส์ในส่วนความถี่สูงเคลื่อนที่ช้ากว่าพัลส์ในส่วนความถี่ต่ำ และเมื่อพัลส์มีความยาวคลื่นมากกว่า ZDW ทำให้ D มีค่ามากกว่าศูนย์ ($\beta_2 < 0$) เรียกว่า **ช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ (anomalous dispersion regime)** เป็นช่วงที่พัลส์ในส่วนความถี่ต่ำเคลื่อนที่ช้ากว่าพัลส์ในส่วนความถี่สูง และจากสมการ (2.4) และ (2.11) พบว่าการกระจายแสงจะไม่มีผลต่อการแผ่ของพัลส์เมื่อความยาวคลื่นของพัลส์มีค่าเท่ากับ ZDW การแผ่ของพัลส์ในส่วนที่มีความยาวคลื่นเข้าใกล้ค่า ZDW จึงถูกอธิบายด้วยผลจากสัมประสิทธิ์ β_3 หรือ **สัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสาม (third order dispersion, TOD)** ผลของ TOD ทำให้แอมพลิจูดของซองพัลส์เกิดความผันผวนขึ้น ดังรูปที่ 2.3 และรูปที่ 2.4 โดยความผันผวนจะเกิดขึ้นที่ขอบหลัง (trailing edge) ของพัลส์เมื่อ $\beta_3 > 0$ และจะเกิดขึ้นที่ขอบหน้า (leading edge) ของพัลส์เมื่อ $\beta_3 < 0$

สำหรับพัลส์ที่มีความกว้างน้อยกว่า 1 ps แม้ว่าสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสองมีค่าไม่ใกล้เคียงศูนย์ แต่จำเป็นต้องคิดผลของการกระจายแสงอันดับสาม และการกระจายแสง



รูปที่ 2.4: ความผันผวนของแอมพลิจูดของชองพัลส์ ซึ่งเป็นผลจากสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสาม ในกรณี (ก) $\beta_3 > 0$ และ (ข) $\beta_3 < 0$ [1]

ตั้งแต่อันดับสี่ขึ้นไปด้วย เนื่องจากสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับสูงทั้งหมดจะส่งผลต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมที่เกิดจากการบิดเบือน (distortion) ทั้งแบบเชิงเส้นและไม่เชิงเส้นด้วย

2.4 ผลกระทบจากความไม่เชิงเส้น (Nonlinear effect)

ความไม่เชิงเส้นของเส้นใยนำแสงเป็นสาเหตุของการขยายความกว้างสเปกตรัมของพัลส์ อันเนื่องมาจากปรากฏการณ์ต่าง ๆ ปรากฏการณ์สำคัญซึ่งจะกล่าวถึงในหัวข้อนี้ ได้แก่ การมอดูเลตเฟสตนเอง (self-phase modulation, SPM) การกระเจิงรามานแบบถูกกระตุ้น (stimulated Raman scattering, SRS) และการแตกโซลิตอน (soliton fission)

2.4.1 การมอดูเลตเฟสตนเอง (self-phase modulation, SPM)

SPM เป็นปรากฏการณ์การเลื่อนเฟส (phase shift) ของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่แผ่ในเส้นใยนำแสง ซึ่งเกิดจากการเหนี่ยวนำสนามไฟฟ้าของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า โดยเริ่มจากการพิจารณาความสัมพันธ์ระหว่างดัชนีหักเหและแอมพลิจูดของชองพัลส์ตามสมการ

$$n(\omega, A) = n_0(\omega) + n_2 \frac{|A(z, t)|^2}{A_{\text{eff}}} \quad (2.13)$$

เมื่อ $n_0(\omega)$ แทนดัชนีหักเหเชิงเส้นที่ไม่ขึ้นกับความเข้มของแสง n_2 แทนดัชนีหักเหไม่เชิงเส้นของวัสดุที่เป็นองค์ประกอบของเส้นใยนำแสง A_{eff} แทนพื้นที่ยังผลโหมดของเส้นใยนำแสง และ $A(z, t)$ แทนแอมพลิจูดของซองพัลส์

โดยปกติดัชนีหักเหไม่เชิงเส้นมีค่าน้อยมากจนอาจละทิ้งได้ แต่ในกรณีที่แสงมีความเข้มสูงพอ เราจำเป็นต้องพิจารณาผลจากดัชนีหักเหไม่เชิงเส้นด้วย เมื่อแสงผ่านเส้นใยนำแสง เฟสของแสงเปลี่ยนไปดังสมการ

$$\phi = nk_0L = \left(n_0(\omega) + n_2 \frac{|A(z, t)|^2}{A_{\text{eff}}} \right) k_0L \quad (2.14)$$

เมื่อ L แทนความยาวของเส้นใยนำแสง และ $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ โดยที่ λ_0 แทนความยาวคลื่นกลางของพัลส์

พจน์ที่สองทางด้านขวามือของสมการ (2.14) มีความเกี่ยวข้องกับความเข้มของแสง โดยนิยามเฟสที่เลื่อนแบบไม่เชิงเส้น ϕ_{NL} เป็น

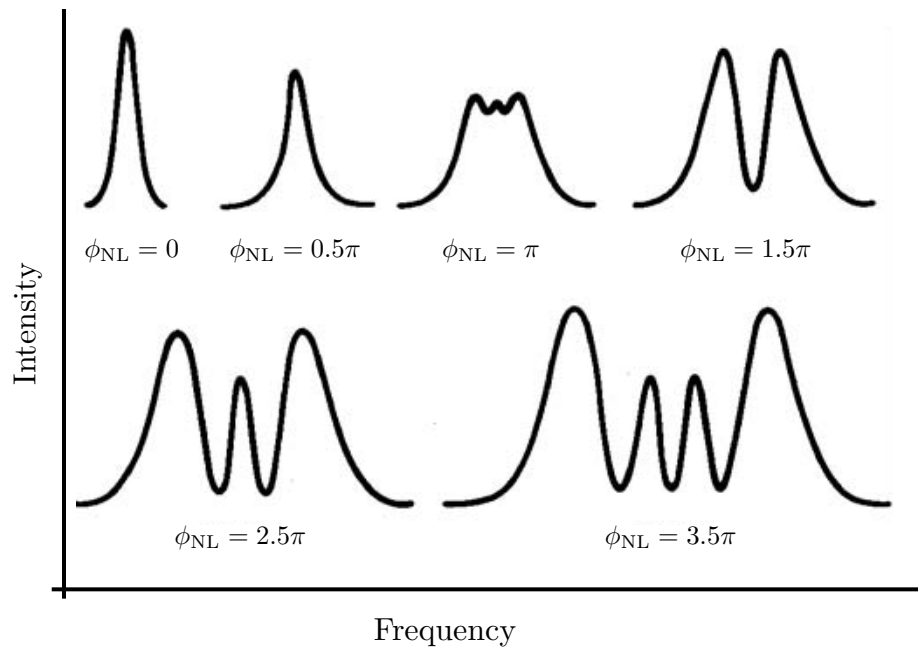
$$\phi_{\text{NL}} = n_2 k_0 L \frac{|A(z, t)|^2}{A_{\text{eff}}} = \gamma L |A(z, t)|^2 \quad (2.15)$$

การขยายความกว้างสเปกตรัมของพัลส์โดยการสร้างองค์ประกอบของความถี่ใหม่ที่เลื่อนไปจากความถี่กลาง มีความสัมพันธ์กับ ϕ_{NL} โดยผลต่างระหว่างองค์ประกอบของความถี่ต่าง ๆ ของพัลส์กับความถี่กลางของสเปกตรัมนิยามด้วยความสัมพันธ์

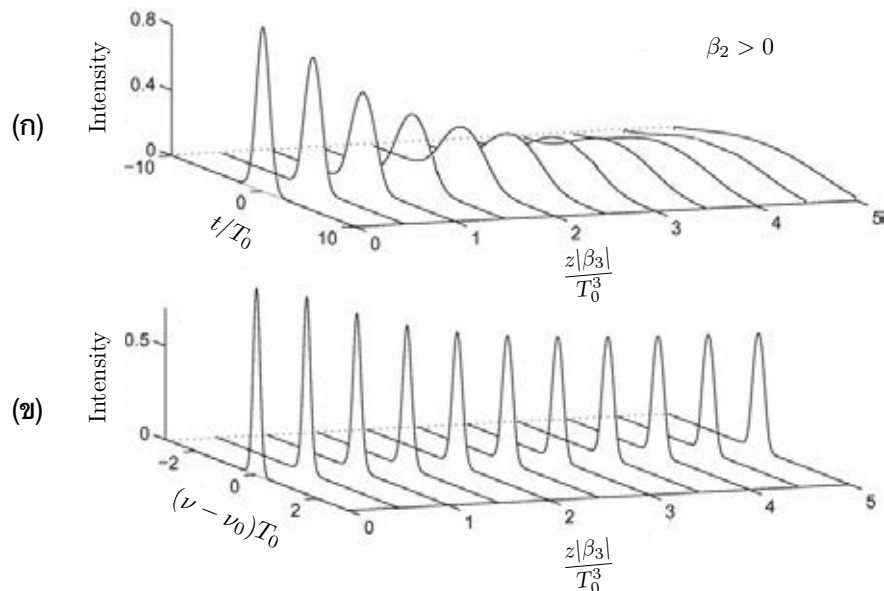
$$\delta\omega = -\frac{\partial}{\partial t} \phi_{\text{NL}} \quad (2.16)$$

โดยปกติ $\delta\omega$ มักมีค่าน้อย แสดงว่าองค์ประกอบใหม่ของพัลส์ที่เกิดจาก SPM มีความถี่ใกล้เคียงกับความถี่กลางของสเปกตรัมของพัลส์

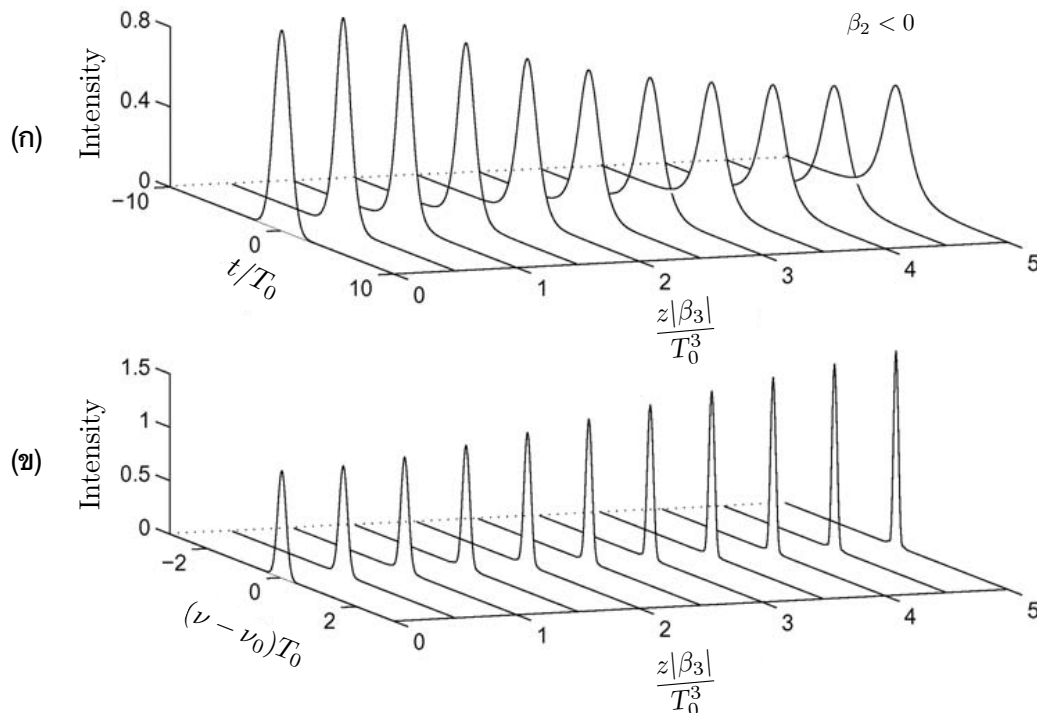
ผลของ SPM ที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมแสดงดังรูปที่ 2.5 แต่ถ้าพิจารณาผลของ GVD อันดับสองร่วมด้วย พบว่า ความกว้างพัลส์และความกว้างสเปกตรัมที่เกิดจากพัลส์ที่มีความยาวคลื่นกลางอยู่ในช่วงการกระจายแสงปกติจะเพิ่มเร็วกว่าพัลส์ที่ความกว้างเปลี่ยนไปเนื่องจากผลของ GVD อันดับสองเพียงอย่างเดียว โดยขอบหน้าของพัลส์จะเกิดการเลื่อนทางแดง (red shifted) ในขณะที่ขอบหลังของพัลส์จะเกิดการเลื่อนทางน้ำเงิน (blue shifted) อีกทั้งพัลส์ในส่วนที่มีความยาวคลื่นมากกว่าความยาวคลื่นกลางจะแผ่ด้วยอัตราเร็วสูงกว่าพัลส์ในส่วนที่มีความยาวคลื่นน้อยกว่าความยาวคลื่นกลาง ทำให้ความกว้างพัลส์และความกว้างสเปกตรัมขยายได้เร็วขึ้น การเปลี่ยนแปลงของพัลส์และสเปกตรัมของพัลส์ในกรณี que ที่พิจารณาผลของ SPM ร่วมกับ GVD อันดับสอง แสดงดังรูปที่ 2.6



รูปที่ 2.5: ความกว้างของสเปกตรัมที่เกิดจากผลของ SPM เพียงอย่างเดียว ที่ ϕ_{NL} ค่าต่าง ๆ [1]



รูปที่ 2.6: (ก) ลักษณะของพัลส์ และ (ข) ความกว้างของสเปกตรัม เมื่อพัลส์ขาเข้ามีความยาวคลื่นกลางในช่วงการกระจายแสงปกติที่ระยะต่าง ๆ เมื่อพิจารณาผลของ GVD อันดับสองร่วมกับ SPM ในกรณีที่ β_1 มากกว่าศูนย์ [1]

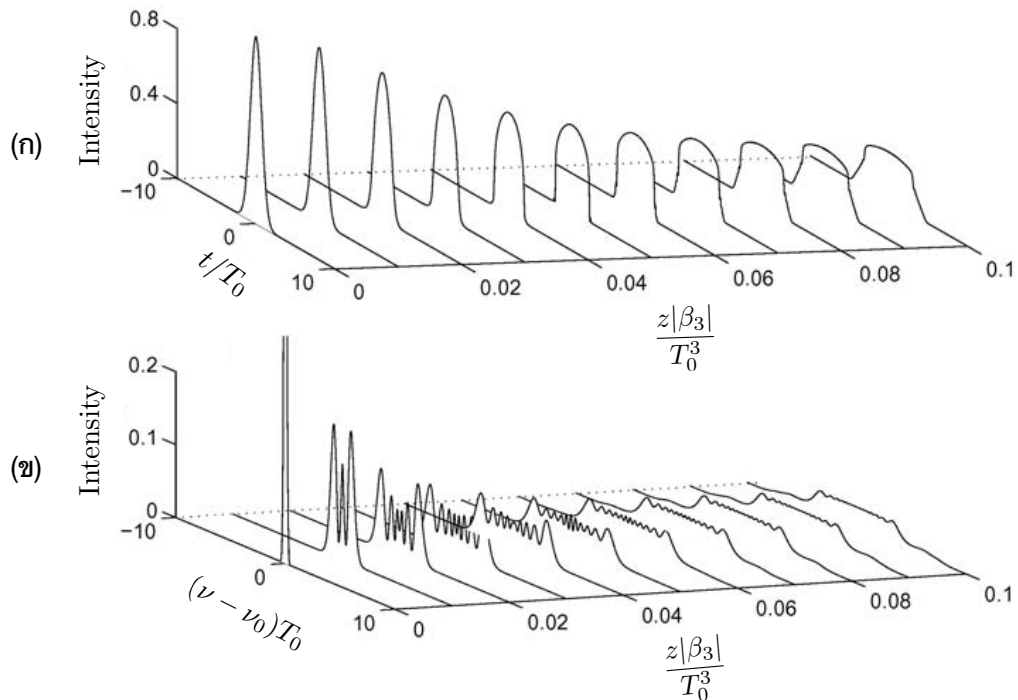


รูปที่ 2.7: (ก) ลักษณะของพัลส์ และ (ข) ความกว้างของสเปกตรัม เมื่อพัลส์เข้ามีความยาวคลื่นกลางในช่วงการกระจายแสงปกติที่ระยะต่าง ๆ เมื่อพิจารณาผลของ GVD อันดับสองร่วมกับ SPM ในกรณีที่ β_2 น้อยกว่าศูนย์ [1]

สำหรับพัลส์ที่มีความยาวคลื่นกลางอยู่ในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติจะให้ผลที่แตกต่างออกไป กล่าวคือ ความกว้างพัลส์จะเพิ่มขึ้นซ้ำกว่าพัลส์ที่มีความยาวคลื่นกลางอยู่ในช่วงการกระจายแสงปกติ และความกว้างของพัลส์จะคงตัวหลังจากพัลส์แผ่ไปในตัวกลางได้ระยะหนึ่งในขณะที่ความกว้างสเปกตรัมที่เกิดขึ้นจะค่อย ๆ แคบลงดังรูปที่ 2.7 เนื่องจาก SPM และ GVD อันดับสอง จะให้ผลในทางที่ตรงกันข้าม

ในกรณีที่ผลของ SPM มากกว่าผลของ GVD อันดับสอง อิทธิพลของ SPM จะทำให้ยอดของพัลส์ทั้งในโดเมนเวลาและความกว้างสเปกตรัมค่อย ๆ แบนลงจนมีลักษณะเป็นยอดตัด ในขณะที่ความกว้างของพัลส์และสเปกตรัมมีความกว้างมากขึ้น ดังรูปที่ 2.8

นอกจากผลของ GVD อันดับสองและ SPM แล้ว TOD และการกระจายแสงอันดับอื่น ๆ ต่างส่งผลต่อลักษณะของพัลส์และความกว้างสเปกตรัมเช่นกัน จากหัวข้อที่ 2.3 พบว่า TOD ส่งผลให้เกิดความผันผวนของแอมพลิจูดของช่องพัลส์ แต่เมื่อพิจารณาผลของ SPM ร่วมด้วย พบว่าพัลส์จะมีรูปร่างไม่สมมาตรเมื่อแผ่ไปในตัวกลาง และความผันผวนของ

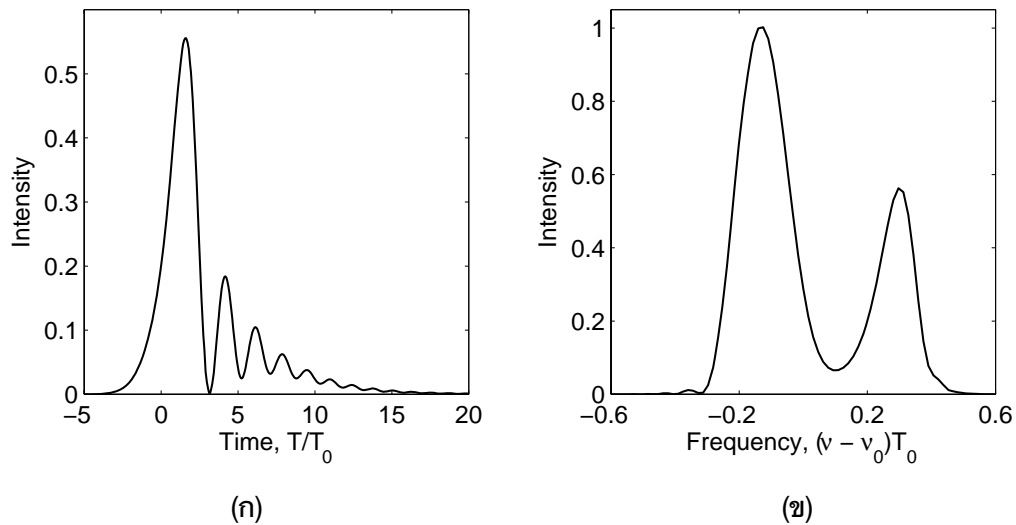


รูปที่ 2.8: (ก) ลักษณะของพัลส์ และ (ข) ความกว้างของสเปกตรัม เมื่อพัลส์เข้ามีความยาวคลื่นกลางในช่วงการกระจายแสงปกติที่ระยะต่าง ๆ เมื่อพิจารณาผลของ GVD อันดับสองร่วมกับ SPM ในกรณีที่ SPM มีผลมากกว่า GVD อันดับสอง [1]

แอมพลิจูดของช่องพัลส์จะเพิ่มขึ้นที่ขอบหลังของพัลส์ เมื่อความยาวคลื่นกลางของพัลส์อยู่ในช่วงการกระจายแสงปกติ ดังรูปที่ 2.9

นอกจากนี้ในรูปที่ 2.9 ยังแสดงให้เห็นว่าลักษณะของความกว้างสเปกตรัมที่เกิดขึ้นเมื่อพิจารณาผลของ TOD ร่วมกับ SPM ต่างจากความกว้างสเปกตรัมที่เกิดขึ้นเมื่อพิจารณาผลของ SPM เพียงอย่างเดียว กล่าวคือ ความกว้างสเปกตรัมที่เกิดขึ้นเมื่อพิจารณาผลของ TOD ไม่สมมาตร โดยส่วนของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นมากจะมีความเข้มข้นน้อยกว่าส่วนของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นน้อย

ในกรณีที่ความยาวคลื่นกลางของพัลส์อยู่ในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ ผลของ TOD และการกระจายแสงอันดับสูงยังส่งผลต่อการเกิดโซลิตอนของพัลส์ซึ่งจะกล่าวในหัวข้อถัดไป



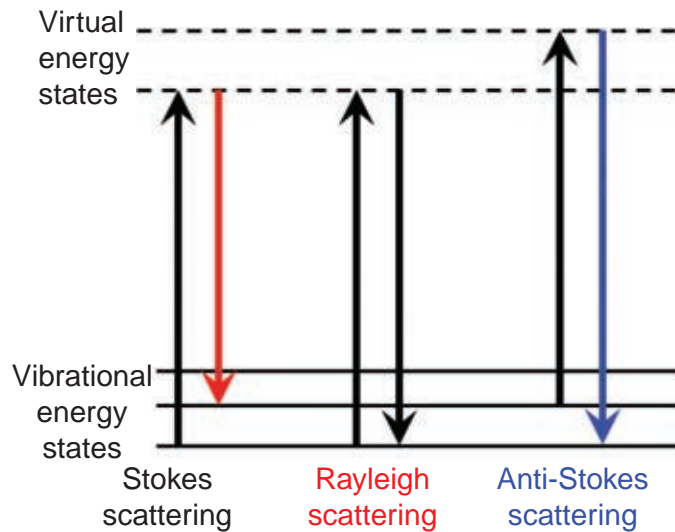
รูปที่ 2.9: (ก) ลักษณะของพัลส์ และ (ข) ความกว้างของสเปกตรัม เมื่อพัลส์เข้ามีความยาวคลื่นกลางในช่วงการกระจายแสงปกติ และพิจารณาผลของ GVD อันดับสามร่วมกับ SPM [1]

2.4.2 การกระเจิงรามานแบบถูกกระตุ้น (stimulated Raman scattering, SRS)

ในภาวะปกติ เมื่อโฟตอนผ่านเข้าไปในตัวกลางใด ๆ โฟตอนจะเกิดการกระเจิงแบบเรย์ลี (Rayleigh scattering) กับอะตอมหรือโมเลกุลที่เป็นตัวกลางนั้นซึ่งเป็นการกระเจิงแบบยืดหยุ่น กล่าวคือ พลังงานที่อะตอมหรือโมเลกุลดูดกลืนจากโฟตอนเพื่อไปอยู่ในสถานะถูกกระตุ้นจะมีค่าเท่ากับพลังงานที่อะตอมหรือโมเลกุลนั้นปลดปล่อยออกมาเมื่อต้องการกลับมาที่สถานะพลังงานเดิม

แต่ในบางกรณีการกระเจิงที่เกิดขึ้นอาจเป็นการกระเจิงแบบไม่ยืดหยุ่น หรือ พลังงานที่อะตอมหรือโมเลกุลดูดกลืนจากโฟตอนเพื่อไปอยู่ในสถานะถูกกระตุ้นจะมีค่าไม่เท่ากับพลังงานที่อะตอมหรือโมเลกุลนั้นปลดปล่อยออกมาเมื่อลงมาในสถานะที่มีพลังงานต่ำลง ปรากฏการณ์นี้เรียกว่า SRS

ปรากฏการณ์ SRS แบ่งได้เป็นสองกรณีย่อย คือ กรณีที่พลังงานที่อะตอมหรือโมเลกุลปลดปล่อยออกมามีค่าน้อยกว่าพลังงานที่ดูดกลืน กรณีนี้ตัวกลางจะได้รับพลังงานจากแสงที่แผ่ในตัวกลางนั้น เรียกว่า การกระเจิงสโตกส์ (Stokes scattering) และกรณีที่พลังงานที่อะตอมหรือโมเลกุลปลดปล่อยออกมามีค่ามากกว่าพลังงานที่ถูกดูดกลืน กรณีนี้ตัวกลางจะสูญเสียพลังงานให้กับแสงที่แผ่ในตัวกลางนั้น เรียกว่า การกระเจิงแอนไทสโตกส์ (anti-Stokes scattering) คลื่นที่เกิดจากการกระเจิงสโตกส์ เรียกว่า คลื่นสโตกส์ (Stokes wave) และคลื่น



รูปที่ 2.10: แผนภาพพลังงานการกระเจิงประเภทต่าง ๆ ของโฟตอนกับอะตอมหรือโมเลกุล [9]

ที่เกิดจากการกระเจิงแบบแอนไทส์โตกส์ เรียกว่า คลื่นแอนไทส์โตกส์ (anti-Stokes wave)

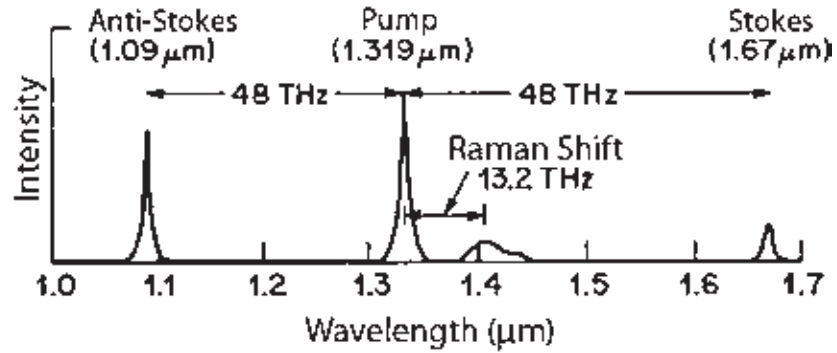
ความถี่ของคลื่นสโตกส์ที่เกิดขึ้น ซึ่งนิยามจากความถี่ของคลื่นสโตกส์ที่มีความเข้มสูงสุด จะมีค่าลดลงจากความถี่ของคลื่นขาเข้า ผลต่างระหว่างความถี่กลางของสเปกตรัมของพัลส์ขาเข้ากับความถี่ของคลื่นสโตกส์ เรียกว่า การเลื่อนสโตกส์ (Stokes shift) ในขณะที่ผลต่างระหว่างความถี่กลางของสเปกตรัมของพัลส์ขาเข้ากับความถี่ของคลื่นแอนไทส์โตกส์ เรียกว่า การเลื่อนแอนไทส์โตกส์ (anti-Stokes shift)

ในกรณีพิเศษที่โฟตอนขาเข้าเกิดการกระเจิงกับอะตอมหรือโมเลกุลของตัวกลางแล้ว การเลื่อนสโตกส์มีค่าเท่ากับการเลื่อนแอนไทส์โตกส์ กรณีนี้มีชื่อเรียกว่า **โฟร์เวฟมิกซ์ซิง (four-wave mixing, FWM)** ปรากฏการณ์นี้เกิดขึ้นได้เมื่อเลขคลื่นของพัลส์ขาเข้า k_p เลขคลื่นของคลื่นสโตกส์ k_s และเลขคลื่นของคลื่นแอนไทส์โตกส์ k_a สอดคล้องกับสมการ

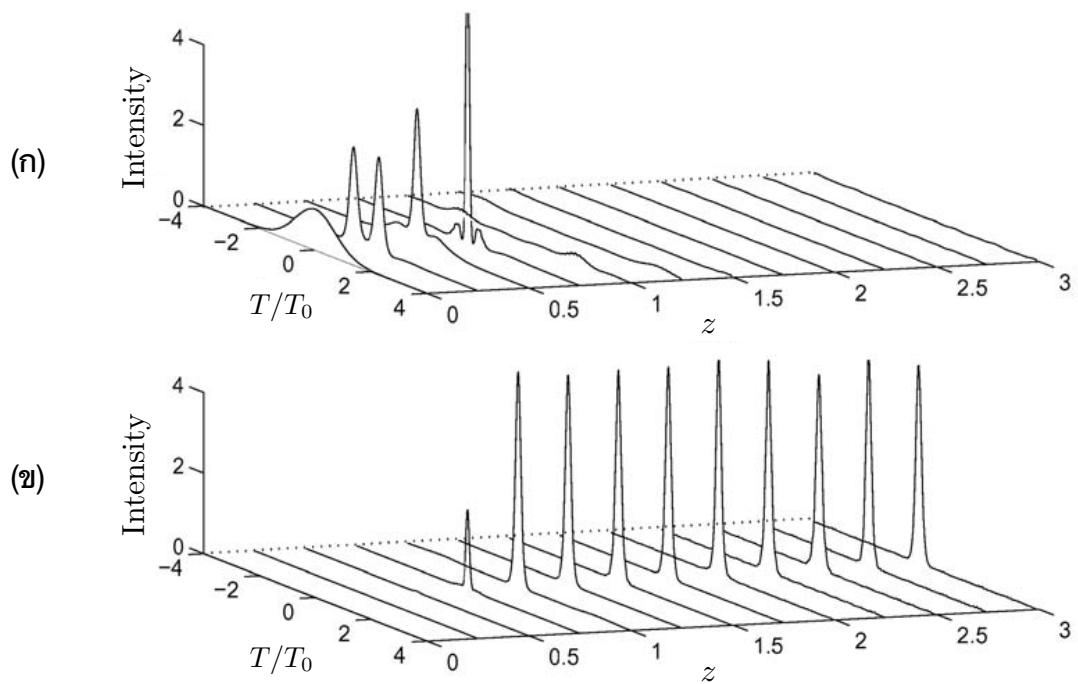
$$\Delta k = 2k_p - k_a - k_s = 0 \quad (2.17)$$

ซึ่งเป็นเงื่อนไขของการเข้าคู่เฟส (phase-matching condition) รูปที่ 2.11 แสดงความกว้างของสเปกตรัมที่เกิดขึ้นขณะมีคลื่นสโตกส์และคลื่นแอนไทส์โตกส์สำหรับกรณีการเกิด FWM

ถ้าพัลส์ขาเข้ามีความยาวคลื่นกลางอยู่ในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ คลื่นสโตกส์ที่เกิดจาก SRS จะได้รับพลังงานที่ถ่ายเทจากความยาวคลื่นในส่วนอื่น ๆ ของพัลส์มาก และเกิด



รูปที่ 2.11: ตัวอย่างสเปกตรัมที่เกิดจากคลื่นสโตกส์และคลื่นแอนไทสโตกส์ในปรากฏการณ์ FWM [1]



รูปที่ 2.12: พลวัตของพัลส์ขาเข้า (รูป (ก)) และคลื่นสโตกส์ที่เป็นโซลิตอน (รูป (ข)) เมื่อพัลส์ขาเข้าและคลื่นสโตกส์แผ่ไปตามเส้นใยนำแสงในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ [1]

เป็นโซลิตอนมูลฐาน (fundamental soliton) หรือคลื่นที่สามารถรักษารูปร่างได้ในขณะที่แผ่ในตัวกลางไม่เชิงเส้น ซึ่งเป็นผลมาจาก TOD และ GVD ทั้งนี้การที่คลื่นสโตกส์จะเป็นโซลิตอนมูลฐานได้ เกิดจาก คลื่นสโตกส์ได้รับการถ่ายเทพลังงานจากพัลส์ขาเข้าที่ระยะเดียวกันกับระยะที่พัลส์ขาเข้าเกิดการบีบอัดให้มีความกว้างน้อยที่สุด แต่ถ้าคลื่นสโตกส์ได้รับพลังงานหลังจากระยะดังกล่าว โซลิตอนมูลฐานจะไม่เกิดขึ้นและพลังงานจะลดลงอย่างรวดเร็ว

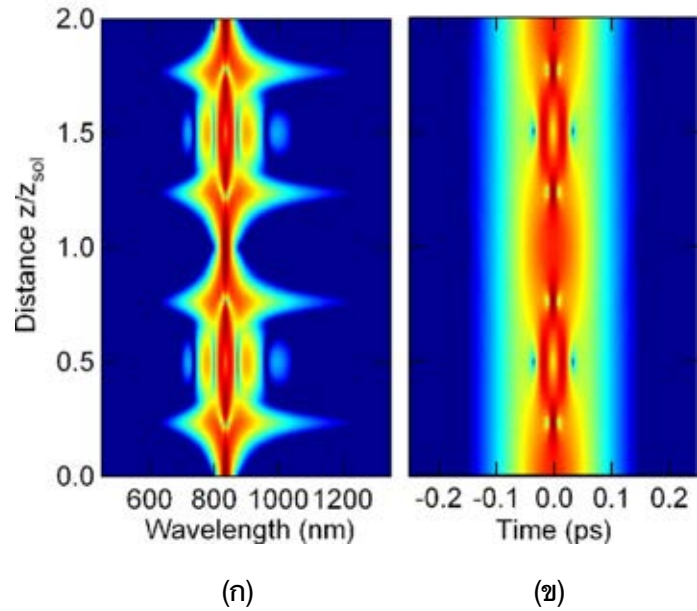
2.4.3 การแตกโซลิตอน (soliton fission)

ขณะที่พัลส์ขาเข้าแผ่เข้าไปในเส้นใยนำแสง พัลส์จะมีพฤติกรรมเป็นโซลิตอนอันดับสูง (higher-order soliton) หมายถึง คลื่นที่มีรูปร่างเปลี่ยนไปตามเวลาแต่จะกลับมามีลักษณะเหมือนเดิมเมื่อแผ่ไปได้ระยะทางหนึ่ง ซึ่งเรียกว่า คาบโซลิตอน (soliton period) ดังแสดงในรูปที่ 2.13

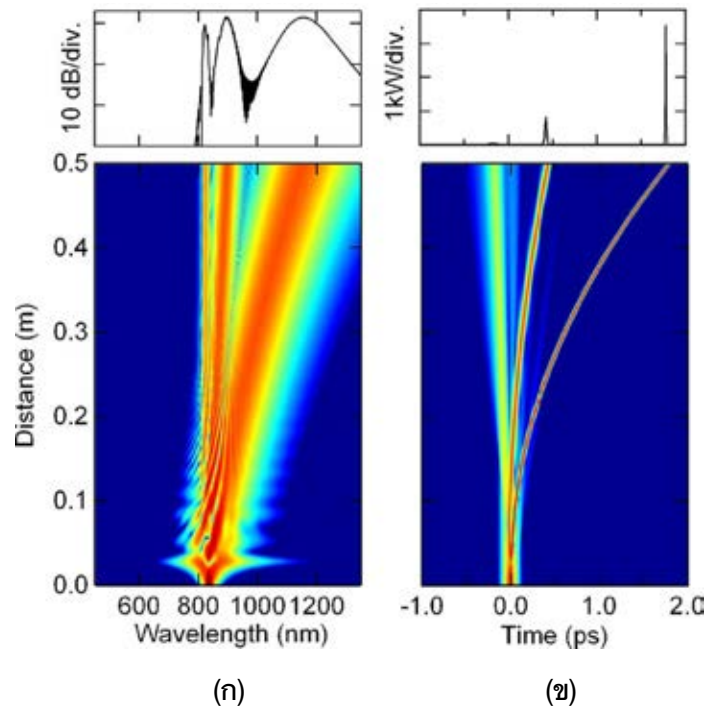
เมื่อเกิดการรบกวนของปรากฏการณ์ GVD อันดับสูงและ SRS ในขณะที่โซลิตอนอันดับสูงแผ่ในเส้นใยนำแสงไปถึงระยะทางหนึ่ง โซลิตอนจะเกิดการแตกตัวออกเป็นโซลิตอนมูลฐานและไม่กลับมารวมกันอีก ปรากฏการณ์นี้เรียกว่า การแตกของโซลิตอน (soliton fission) ดังรูปที่ 2.14 พบว่า โซลิตอนมีการเปลี่ยนแปลงเป็นคาบตามระยะทางที่พัลส์แผ่ไป แต่เมื่อพ้นจากระยะทางประมาณ 0.05 m แล้วโซลิตอนเกิดการแยกตัวออกมาอย่างชัดเจน

2.5 การประมาณคลื่นที่เปลี่ยนแปลงอย่างช้า (slowly evolving wave approximation, SEWA)

ในหัวข้อ 2.2 ได้กล่าวถึงสมการชโรดิงเงอร์ไม่เชิงเส้นทั่วไปที่ใช้อธิบายการแผ่ของพัลส์ภายใต้เงื่อนไขที่การเปลี่ยนแปลงเชิงเวลาของซองพัลส์ช้ามากเมื่อเทียบกับคาบของพัลส์ หรือการประมาณของคลื่นที่เปลี่ยนแปลงอย่างช้า (SVEA) แต่ในกรณีที่พัลส์แสงมีจำนวนรอบออปติกส์น้อย สมการที่ใช้อธิบายการแผ่ของพัลส์ของแสงจะใช้การประมาณการเปลี่ยนแปลงเชิงตำแหน่ง ของซองพัลส์มีค่าน้อยมากเทียบกับความยาวคลื่นของพัลส์ และประมาณว่าความแตกต่างระหว่างความเร็วกลุ่มกับความเร็วเฟสเล็กน้อย การประมาณในเงื่อนไขทั้งสองนี้ เรียกว่า การประมาณคลื่นที่เปลี่ยนแปลงอย่างช้า (SEWA) [8] เนื่องจากการประมาณแบบ SEWA นี้เป็นการประมาณในโดเมนเชิงตำแหน่ง การประมาณในลักษณะนี้จึงใช้ได้กับการแผ่ของพัลส์ที่มีจำนวนรอบออปติกส์น้อย โดยมีรายละเอียดดังนี้



รูปที่ 2.13: การเปลี่ยนแปลงลักษณะของโซลิตอนใน (ก) โดเมนความถี่ และ (ข) โดเมนเวลา เมื่อโซลิตอนแผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่ระยะต่าง ๆ [2]



รูปที่ 2.14: การแตกของของโซลิตอนใน (ก) โดเมนความถี่ และ (ข) โดเมนเวลา เมื่อโซลิตอนแผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่ระยะต่าง ๆ [2]

เมื่อพิจารณาในตัวกลางที่มีความไม่เชิงเส้น สมการของแมกซ์เวลล์เขียนได้เป็น

$$\nabla^2 \mathbf{E}(x, y, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}_L(x, y, z, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}(x, y, z, t)}{\partial t^2} \quad (2.18)$$

เมื่อ \mathbf{E} แทนสนามไฟฟ้า \mathbf{D}_L แทนการกระจัดไฟฟ้าเชิงเส้น (linear electric displacement) \mathbf{P}_{NL} แทนโพลาไรเซชันไม่เชิงเส้น (nonlinear polarization) c แทนอัตราเร็วของแสง และ μ_0 แทนสภาพซึมได้ของสุญญากาศ

เมื่อสมบัติของตัวกลางไม่ขึ้นกับทิศทาง (isotropic) ผลการแปลงฟูเรียร์ของสมการ (2.18) เขียนได้เป็น

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\epsilon(\omega)\omega^2}{c^2} \right) \tilde{\mathbf{E}}(x, y, z, \omega) = -\mu_0 \omega^2 \tilde{\mathbf{P}}_{NL}(x, y, z, \omega) \quad (2.19)$$

โดยที่ $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ และค่าคงตัวไดอิเล็กทริกเชิงเส้น $\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ สำหรับกรณีเฉพาะที่จะศึกษาในที่นี้ กำหนดให้พัลส์แผ่ไปในทิศ z และสนามไฟฟ้ามีโพลาไรเซชันในทิศ x ทำให้เขียนสนามไฟฟ้าได้เป็น

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \hat{\mathbf{x}}[E(x, y, z, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.}]/2 \quad (2.20)$$

เมื่อ $\hat{\mathbf{x}}$ แทนเวกเตอร์หนึ่งหน่วยในทิศ x ω_0 แทนความถี่เชิงมุมกลาง (center angular frequency) $E(x, y, z, t)$ แทนฟังก์ชันของชองคลื่น และ c.c. แทนสังยุคเชิงซ้อน (complex conjugate) ผลการแปลงฟูเรียร์ของสนามไฟฟ้า $E(x, y, z, t)$ ดังกล่าวเขียนได้เป็น

$$\tilde{E}(x, y, z, \omega) = F(x, y, \omega) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z) \quad (2.21)$$

เมื่อ $\beta_0 \equiv \beta(\omega_0)$ แทนส่วนจริงของค่าคงตัวการแผ่ที่ ω_0 และสนาม $F(x, y, \omega)$ สอดคล้องกับสมการ

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\epsilon(\omega)\omega^2}{c^2} \right) F(x, y, \omega) = \gamma^2(\omega) F(x, y, \omega) \quad (2.22)$$

เมื่อ $\gamma(\omega) \equiv \beta(\omega) + i\alpha(\omega)/2$, $\alpha(\omega)$ แทนค่าคงตัวการลดทอน (attenuation constant) สำหรับการแผ่ของพัลส์ในหนึ่งมิติจะได้ $\gamma(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)}\omega/c$ และ $\nabla_{\perp} F(x, y, \omega) = 0$ เมื่อพิจารณาผลของความไม่เชิงเส้นจากสัมประสิทธิ์ χ ในอันดับสาม ฟังก์ชัน \mathbf{P}_{NL} สามารถเขียนในรูปของฟังก์ชันตอบสนองอรามา

$$\mathbf{P}_{NL}(x, y, z, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}(x, y, z, t) \int_{-\infty}^{\infty} R(t-t') |\mathbf{E}(x, y, z, t-t')|^2 dt' \quad (2.23)$$

และมีผลการแปลงฟูเรียร์เป็น

$$\tilde{\mathbf{P}}_{NL}(x, y, z, \omega) = \epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega) F^3(x, y, \omega) \tilde{p}_{NL}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z) \quad (2.24)$$

ในกรณีที่ศึกษาพัลส์ที่แผ่ไปข้างหน้าทิศทางเดียว สามารถใช้ทฤษฎีการรบกวนเขียนสมการ (2.19) ได้เป็น

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2i\beta_0 \frac{\partial}{\partial z} - \beta_0^2 + \gamma^2(\omega) \right) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) = -\frac{\omega^2 N(\omega) \chi^{(3)}(\omega)}{c^2} \tilde{p}_{\text{NL}}(z, \omega - \omega_0) \quad (2.25)$$

เมื่อ $N(\omega) = \int F^4(x, y, \omega) dx dy / \int F^2(x, y, \omega) dx dy$ และ $\chi^{(3)}(\omega) = 4\epsilon_0 c n^2(\omega) n_2^I(\omega) / 4$ โดยที่ n_2^I แทนดัชนีหักเหไม่เชิงเส้นของตัวกลาง ทำให้สมการ (2.25) กลายเป็น

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2i\beta_0 \frac{\partial}{\partial z} - \beta_0^2 + \gamma^2(\omega) \right) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) = -\frac{8n(\omega) n_2^I(\omega) \omega^2}{3c^2 A_{\text{eff}}(\omega)} \tilde{p}_{\text{NL}}(z, \omega - \omega_0) \quad (2.26)$$

โดยนิยามพื้นที่ยังผลโหมด (effective mode area, A_{eff}) เป็น

$$A_{\text{eff}}(\omega) = \frac{\left(\int F^2(x, y, \omega) dx dy \right)^2}{\int F^4(x, y, \omega) dx dy} \quad (2.27)$$

เมื่อหาผลการแปลงฟูเรียร์ผกผันของสมการ (2.26) จะได้

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2i\beta_0 \frac{\partial}{\partial z} - \beta_0^2 + \hat{D}^2 \right) A(z, t) \\ & = -\frac{8g(\omega_0)\omega_0^2}{3c^2} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 \left(1 + i \left(\frac{\partial}{\partial \omega} (\ln g(\omega)) \Big|_{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \right) p_{\text{NL}}(z, t) \end{aligned} \quad (2.28)$$

เมื่อ $g(\omega) = n(\omega) n_2^I(\omega) / A_{\text{eff}}(\omega)$ และ \hat{D} ได้จากการกระจายอนุกรมเทย์เลอร์ของค่าคงตัวการแผ่

$$\hat{D} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \left(\frac{\partial^n}{\partial \omega^n} \left(\beta(\omega) + \frac{i\alpha(\omega)}{2} \right) \Big|_{\omega_0} \right) \frac{\partial^n}{\partial t^n} \quad (2.29)$$

เมื่อใช้การแปลงพิคัดเวลา $T = t - \beta_0 z$ ที่ทำให้ตำแหน่งกึ่งกลางของพัลส์อยู่ที่เวลาเริ่มต้น และ $\xi = z$ จะได้

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + 2i\beta_0 \left(1 + i\frac{\dot{\beta}_0}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial}{\partial \xi} - i\hat{D}' \right) + \hat{D}'^2 \right] A(\xi, T) \\ & = -\frac{8g(\omega_0)\omega_0^2}{3c^2} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right)^2 \left(1 + i \left(\frac{\partial}{\partial \omega} (\ln g(\omega)) \Big|_{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \right) p_{\text{NL}}(\xi, T) \end{aligned} \quad (2.30)$$

โดยที่

$$\hat{D}' = \hat{D} - \beta_0 - i\dot{\beta}_0 \partial / \partial T \quad (2.31)$$

จากนั้นใช้ตัวดำเนินการ $(2i\beta_0(1 + i\dot{\beta}_0(\partial/\partial T)/\beta_0))^{-1}$ กับสมการที่ (2.30) จะได้

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{2i\beta_0} \left(1 + i\frac{\dot{\beta}_0}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial T} \right)^{-1} \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \hat{D}'^2 \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} - i\hat{D}'^2 \right] A(\xi, T) \\ &= i \frac{4g(\omega_0)\omega_0^2}{3c^2\beta_0} \left(1 + i\frac{\dot{\beta}_0}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial T} \right)^{-1} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right)^2 \left(1 + i \left(\frac{\partial}{\partial \omega} (\ln g(\omega)) \Big|_{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \right) p_{\text{NL}}(\xi, T) \end{aligned} \quad (2.32)$$

เงื่อนไขที่ใช้สำหรับการประมาณแบบ SEWA คือการเปลี่ยนแปลงเชิงตำแหน่งของซองพัลส์มีค่าน้อยมากเทียบกับความยาวคลื่นของพัลส์ ($|\partial A/\partial \xi| \ll \beta_0|A|$) ประกอบกับอัตราเร็วกลุ่ม ($v_g = 1/\dot{\beta}_0$) และอัตราเร็วเฟส ($v_p = \omega_0/\beta_0$) ของพัลส์มีความต่างกันน้อยมาก จึงประมาณได้ว่า

$$\begin{aligned} & \left(1 + i\frac{\dot{\beta}_0}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial T} \right)^{-1} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right)^2 \\ &= 1 + i \left(\frac{2}{\omega_0} - \frac{\dot{\beta}_0}{\beta_0} \right) \frac{\partial}{\partial T} - \left(\frac{\dot{\beta}_0}{\beta_0} - \frac{1}{\omega_0} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} \left(1 + i\frac{\dot{\beta}_0}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial T} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (2.33)$$

การประมาณนี้จะทำให้สมการ (2.32) เขียนได้เป็น

$$\frac{\partial}{\partial \xi} A(\xi, T) = i(\hat{D}' + \hat{D}_{\text{corr}})A(\xi, T) + i \frac{4g(\omega_0)\omega_0^2}{3c^2\beta_0} \left(1 + is \frac{\partial}{\partial T} \right) p_{\text{NL}}(\xi, T) \quad (2.34)$$

เมื่อ

$$\hat{D}_{\text{corr}} = \frac{1}{2\beta_0} \left(1 + i\frac{\dot{\beta}_0}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial T} \right)^{-1} \hat{D}'^2 \quad (2.35)$$

และ

$$s = \frac{2}{\omega_0} - \frac{\dot{\beta}_0}{\beta_0} + \frac{\partial}{\partial \omega} \ln g(\omega) \Big|_{\omega_0} \quad (2.36)$$

แทนสัมประสิทธิ์ของพจน์ความชัน (coefficient of steepening term) และหากไม่มีผลจากโพลาไรเซชันของตัวกลาง ($p_{\text{NL}} = 0$) รวมถึงไม่คิดผลจากพจน์ \hat{D}_{corr} สมการ (2.34) จะลดรูปเป็น

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \xi} A(\xi, T) = i\hat{D}'A(\xi, T) \\ &= \left(-\frac{\alpha_0}{2} - i\frac{\dot{\alpha}}{2} \frac{\partial}{\partial T} - \frac{i}{2}\gamma_0^{(2)} \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{1}{6}\gamma_0^{(3)} \frac{\partial^3}{\partial T^3} + \dots \right) A(\xi, T) \end{aligned} \quad (2.37)$$

โดยที่ $\alpha_0 = \alpha(\omega_0)$, $\dot{\alpha}_0 = \frac{\partial \alpha(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0}$ และ $\gamma_0^{(n)} = \frac{\partial^n \gamma(\omega)}{\partial \omega^n} \Big|_{\omega_0}$ และถ้าไม่คำนึงถึงการสูญเสียภายในตัวกลาง ($\alpha = 0$) จะได้

$$\frac{\partial}{\partial \xi} A(\xi, T) = -\frac{i}{2}\beta_0^{(2)} \frac{\partial^2}{\partial T^2} A(\xi, T) \quad (2.38)$$

เมื่อ $\beta_0^{(2)}$ แทนการกระจายความเร็วกลุ่ม (group velocity dispersion, GVD)

พจน์ไม่เชิงเส้น p_{NL} สำหรับพัลส์เดี่ยว (single pulse) ได้จากการแทน สมการ (2.20) ใน สมการ (2.39) และพิจารณาเฉพาะพจน์ที่มี $\exp(-i\omega_0 t)$ จะได้

$$p_{NL}(\xi, T) = \frac{1}{4} \int_0^\infty R(T') [2|A(\xi, T-T')|^2 A(\xi, T) + A^2(\xi, T-T') A^*(\xi, T) \exp(2i\omega_0 T')] dT' \quad (2.39)$$

เมื่อแทนค่าฟังก์ชันตอบสนองรามาน $R(T)$ จากสมการ (2.8) และ (2.9) ทำให้เขียนสมการ (2.39) ใหม่ได้เป็น

$$p_{NL}(\xi, T) = \frac{3}{4} \left[(1 - f_R) |A(\xi, T)|^2 + \frac{2}{3} f_R \int_0^\infty h_R(T') |A(\xi, T-T')|^2 dT' \right] A(\xi, T) \quad (2.40)$$

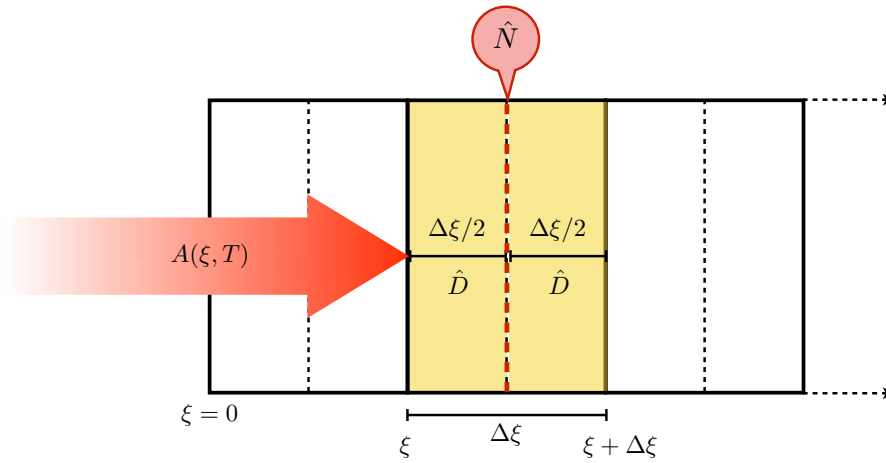
2.6 ระเบียบวิธีฟูรีเยร์แบบแยกชั้น (split-step Fourier Method, SSFM)

การแผ่ของพัลส์ในตัวกลางไม่เชิงเส้นสามารถอธิบายด้วยสมการ GNLS ที่ได้จาก การประมาณแบบ SEWA และ SVEA สมการนี้เป็นสมการเชิงอนุพันธ์ย่อยไม่เชิงเส้นที่หาค่า ตอบเชิงวิเคราะห์ได้ในกรณีเฉพาะบางกรณีเท่านั้น ดังนั้นระเบียบวิธีเชิงตัวเลขจึงเป็นทางเลือก ที่นิยมใช้ในการแก้สมการดังกล่าว หนึ่งในระเบียบวิธีที่นิยมใช้คือ ระเบียบวิธีฟูรีเยร์แบบแยก ชั้น (split-step Fourier method, SSFM)

SSFM เป็นระเบียบวิธีที่คิดผลการเปลี่ยนแปลงของพัลส์แบบเชิงเส้นและไม่เชิงเส้น แยกจากกันในระยะของเส้นใยนำแสงที่สั้นมาก เมื่อเทียบกับความยาวของเส้นใยนำแสง ทั้งหมด ในที่นี้จะกล่าวถึงรายละเอียดของระเบียบวิธี SSFM สำหรับสมการ (2.34) โดยเริ่ม จากการเขียนสมการดังกล่าวในรูปแบบ

$$\frac{\partial}{\partial \xi} A(\xi, T) = \hat{D}A(\xi, T) + \hat{N}A(\xi, T) \quad (2.41)$$

เมื่อ $\hat{D} = i(\hat{D}' + \hat{D}_{\text{corr}})$ แทนตัวดำเนินการเชิงเส้น และ \hat{N} แทนตัวดำเนินการไม่เชิงเส้น โดย ปกติแล้วการเปลี่ยนแปลงเชิงเส้นและไม่เชิงเส้นของพัลส์จะเกิดขึ้นพร้อมกันในขณะที่พัลส์ กำลังแผ่ไปในเส้นใยนำแสง แต่ในระเบียบวิธีนี้จะประมาณว่าการเปลี่ยนแปลงเชิงเส้นและ ไม่เชิงเส้นเกิดขึ้นไม่พร้อมกันได้เมื่อพิจารณาในระยะ h ที่สั้นมากเมื่อเทียบกับความยาวของ เส้นใยนำแสงทั้งหมด เมื่อกำหนดเงื่อนไขเริ่มต้นของ $A(\xi, T)$ จะสามารถหา $A(\xi + \Delta\xi, T)$ ได้ โดยแบ่งเป็นสามขั้นตอน ดังนี้



รูปที่ 2.15: รูปแสดงช่วงและตำแหน่งการคำนวณผลของตัวดำเนินการเชิงเส้นและไม่เชิงเส้นด้วยระเบียบวิธี SSFM

ขั้นที่ 1 สำหรับระยะทาง $\Delta\xi/2$ ในช่วงครึ่งแรก คิดเฉพาะผลการเปลี่ยนแปลงแบบเชิงเส้นเพียงอย่างเดียว โดยให้ $\hat{N} = 0$ จะได้ฟังก์ชัน $A(\xi + \Delta\xi/2, T)$ เป็น

$$A\left(\xi + \frac{\Delta\xi}{2}, T\right) = \exp\left(\frac{\Delta\xi}{2}\hat{D}\right)A(\xi, T) \quad (2.42)$$

หากพิจารณาในโดเมนความถี่ จะได้เป็น

$$\hat{A}\left(\xi + \frac{\Delta\xi}{2}, \omega\right) = \exp\left(\frac{\Delta\xi}{2}D(\omega)\right)\hat{A}(\xi, \omega) \quad (2.43)$$

ขั้นที่ 2 ที่ตำแหน่ง $\xi + \Delta\xi/2$ คิดเฉพาะผลการเปลี่ยนแปลงแบบไม่เชิงเส้นในระยะ $\Delta\xi$ ทั้งหมดต่อจากผลที่ได้ในขั้นที่ 1 จะได้ว่า

$$A'\left(\xi + \frac{\Delta\xi}{2}, T\right) = \exp(\hat{N}\xi)A\left(\xi + \frac{\Delta\xi}{2}, T\right) \quad (2.44)$$

ขั้นที่ 3 สำหรับระยะทาง $\Delta\xi/2$ ในช่วงครึ่งหลัง คิดเฉพาะผลการเปลี่ยนแปลงแบบเชิงเส้นเพียงอย่างเดียวอีกครั้ง โดยให้ $\hat{N} = 0$ จะได้ฟังก์ชัน $A(\xi + \Delta\xi, T)$ เป็น

$$A(\xi + \Delta\xi, T) = \exp\left(\frac{\Delta\xi}{2}\hat{D}\right)A'\left(\xi + \frac{\Delta\xi}{2}, T\right) \quad (2.45)$$

โดยตัวดำเนินการเชิงเส้น $\hat{D}'(\omega)$ และ $\hat{D}_{\text{corr}}(\omega)$ สามารถเขียนในโดเมนความถี่ได้ดังนี้

$$\hat{D}'(\omega) = \beta(\omega) + \frac{i\alpha(\omega)}{2} - \beta_0 - \dot{\beta}_0(\omega - \omega_0) \quad (2.46)$$

$$\hat{D}_{\text{corr}}(\omega) = \frac{\hat{D}'^2(\omega)}{2(\beta_0 + \dot{\beta}_0(\omega - \omega_0))} \quad (2.47)$$

บทที่ 3

วิธีดำเนินการวิจัย

เพื่อศึกษาผลของการประมาณแบบ SEWA และสมบัติของพัลส์ขาเข้าที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมของพัลส์สั้นพิเศษที่เคลื่อนที่ผ่าน PCF งานวิจัยนี้จึงแบ่งการศึกษาออกเป็นสองส่วน คือ การเปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับ SVEA และการศึกษาผลของสมบัติของพัลส์ขาเข้าที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม โดยมีขั้นตอนการวิจัยดังนี้

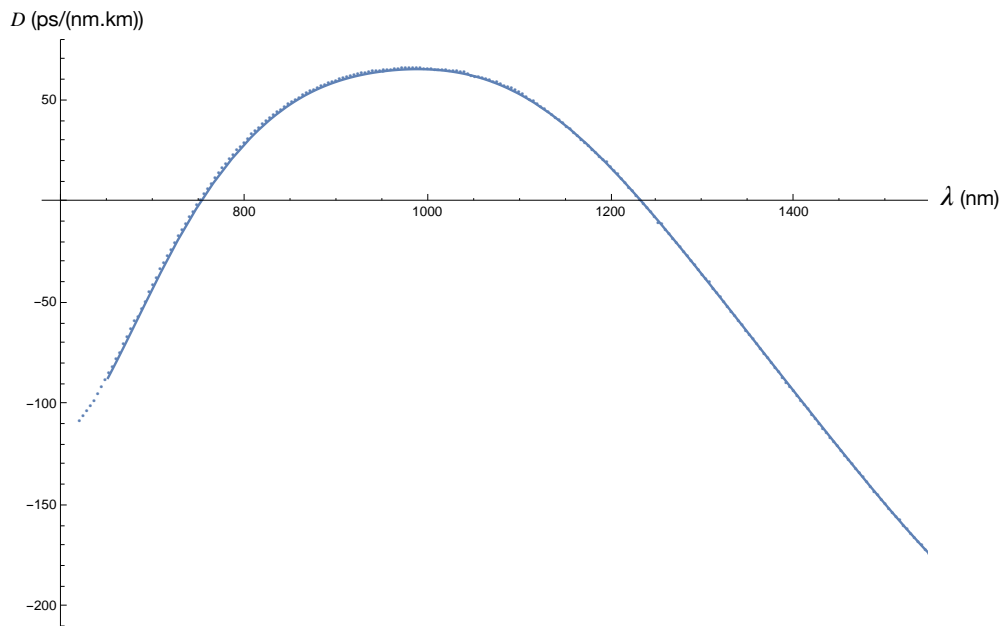
3.1 สมบัติและสัมประสิทธิ์การกระจายของของเส้นใยนำแสงตัวอย่าง

เพื่อเปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับ SVEA และผลของสมบัติของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมและการแผ่ของพัลส์ใน PCF ในวิทยานิพนธ์นี้เลือกใช้เส้นใยนำแสง NL-PM-750 ของบริษัท NKT Photonics ที่ทำจากซิลิกอนและมีการพของการกระจายแสง D ที่มี ZDW สองค่าเป็นตัวอย่างในการศึกษา เพื่อคำนวณสัมประสิทธิ์การกระจายของ PCF ดังกล่าวตั้งแต่อันดับศูนย์ถึงอันดับสิบห้าจากกราฟการกระจายของ PCF ที่ Philbin และคณะ 11 จากนั้นจึงใช้วิธีเลือกฟังก์ชันที่เหมาะสม (curve fitting) กับข้อมูลจากกราฟดังกล่าว ทำให้ได้กราฟการกระจายแสงดังรูปที่ 3.1 ซึ่งพบว่า ZDW อันดับหนึ่งและสองมีค่า 751 nm และ 1233 nm ตามลำดับ

จากเอกสารข้อมูลของ PCF ระบุว่าสัมประสิทธิ์ไม่เชิงเส้น (γ) ที่ความยาวคลื่นกลางของพัลส์ขาเข้า 780 nm มีค่า $95 \text{ W}^{-1}/\text{km}$ ทำให้คำนวณสัมประสิทธิ์ความไม่เชิงเส้นที่ความยาวคลื่นกลางค่าอื่นได้โดยที่พื้นที่ที่ยังผลโหมดของแกนเส้นใยนำแสงมีค่าประมาณ $2.54 \mu\text{m}^2$ ค่าสัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับที่ศูนย์ถึงสิบห้าที่ความยาวคลื่นกลาง 780 nm และ 1200 nm ที่ใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งและสองในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติที่ใช้ในงานวิจัยนี้ แสดงดังตารางที่ 3.1

3.2 โปรแกรมสำหรับการประมาณแบบ SEWA

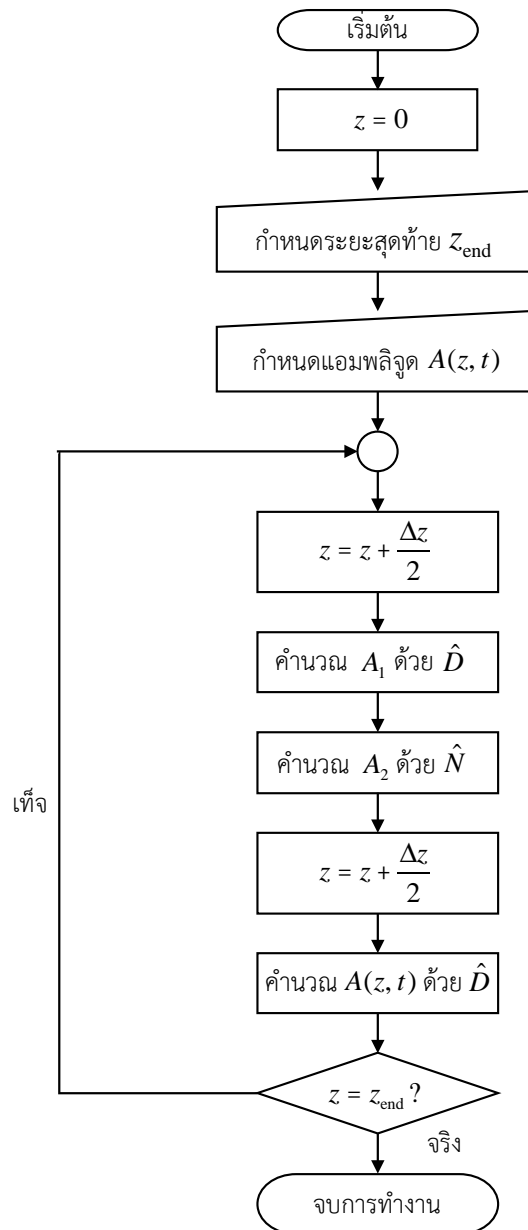
การแผ่ของพัลส์ในตัวกลางไม่เชิงเส้นสามารถอธิบายด้วยสมการ GNLSE ซึ่งเป็นสมการเชิงอนุพันธ์ย่อยไม่เชิงเส้นที่หาคำตอบเชิงวิเคราะห์ได้ในกรณีเฉพาะบางกรณีเท่านั้น ดังนั้น ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขจึงเป็นทางเลือกที่นิยมใช้ในการแก้สมการดังกล่าว ในงานวิจัยนี้ใช้ระเบียบวิธีผู้เรียร์แบบแยกชั้น (SSFM) ที่แสดงรายละเอียดของขั้นตอนการคำนวณไว้แล้วใน



รูปที่ 3.1: กราฟการกระจายแสงที่ได้จากการเลือกเส้นกราฟที่เหมาะสมกับข้อมูลของ PCF รุ่น NL-PM-750

ตารางที่ 3.1: สัมประสิทธิ์การกระจายแสงอันดับศูนย์ถึงอันดับสิบห้าของเส้นใยนำแสง NL-PM-750 ที่ความยาวคลื่นกลาง 780 nm และ 1200 nm

ความยาวคลื่นกลาง (nm)	780	1200
β_0 (/km)	1.165×10^7	7.588×10^6
β_1 (ps/km)	4806	4823
β_2 (ps ² /km)	-0.02022	-0.02040
β_3 (ps ³ /km)	2.258×10^{-7}	7.578×10^{-7}
β_4 (ps ⁴ /km)	1.106×10^{-10}	-1.063×10^{-9}
β_5 (ps ⁵ /km)	-5.563×10^{-12}	-8.147×10^{-11}
β_6 (ps ⁶ /km)	-2.231×10^{-13}	2.880×10^{-13}
β_7 (ps ⁷ /km)	-6.257×10^{-16}	1.936×10^{-14}
β_8 (ps ⁸ /km)	2.872×10^{-17}	-2.722×10^{-16}
β_9 (ps ⁹ /km)	1.965×10^{-19}	-1.283×10^{-18}
β_{10} (ps ¹⁰ /km)	-2.621×10^{-22}	8.810×10^{-20}
β_{11} (ps ¹¹ /km)	1.012×10^{-23}	-1.423×10^{-21}
β_{12} (ps ¹² /km)	-1.997×10^{-25}	1.347×10^{-23}
β_{13} (ps ¹³ /km)	-1.141×10^{-26}	-8.161×10^{-26}
β_{14} (ps ¹⁴ /km)	-1.323×10^{-28}	2.986×10^{-28}
β_{15} (ps ¹⁵ /km)	-5.103×10^{-31}	-5.103×10^{-31}



หมายเหตุ \hat{D} และ \hat{N} ในการประมาณแบบ SEWA นิยามไว้ในสมการ (2.34) และ (2.41)

รูปที่ 3.2: แผนภาพแสดงขั้นตอนการคำนวณของโปรแกรม SSFM

บทที่ 2 หัวข้อ 2.6 โปรแกรมของ SSFM สำหรับวิธีการประมาณแบบ SEWA สรุปขั้นตอนการคำนวณไว้เป็นแผนภาพ (flowchart) ได้ดังรูปที่ 3.2

3.3 วิธีดำเนินการวิจัย

เพื่อศึกษาผลของเลเซอร์พัลส์สั้นพิเศษที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมใน PCF ที่มีความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์สองค่าที่อยู่ใกล้กัน ด้วยแบบจำลองทางคอมพิวเตอร์ที่อาศัยการประมาณแบบ SEWA ในวิทยานิพนธ์นี้เลือกใช้พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ (Gaussian pulse) และใช้ค่าคงตัวต่าง ๆ ของเส้นใยนำแสงรุ่น NL-PM-750 ของบริษัท NKT Photonics ซึ่งพบว่าเส้นใยนำแสงดังกล่าวมี ZDW อันดับหนึ่งและอันดับสองที่ 751 nm และ 1233 nm ตามลำดับ โดยแบ่งการศึกษาออกเป็นสองตอน ดังนี้

3.3.1 การเปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับ SVEA

ในหัวข้อนี้จะเปรียบเทียบผลการประมาณแบบ SEWA ที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมกับการประมาณแบบ SVEA โดยใช้พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีกำลังสูงสุด 100 kW แผล่เข้าไปใน PCF ที่มี ZDW สองค่า และแบ่งการเปรียบเทียบเป็นกรณีต่าง ๆ ดังนี้

1. เปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับพัลส์ขาเข้าที่กว้างและมีความยาวคลื่นใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ โดยใช้พัลส์ขาเข้ากว้าง 50 fs และความยาวคลื่นกลาง 780 nm โดยพิจารณาการเปลี่ยนแปลงของพัลส์ในโดเมนความถี่และโดเมนเวลา เมื่อพัลส์เคลื่อนที่ผ่านเส้นใยนำแสงทุก ๆ ระยะ 1 cm และเปรียบเทียบสเปกโตรแกรม ซึ่งแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของพัลส์ขาออก จากการประมาณแบบ SEWA และ SVEA
2. เปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับพัลส์ขาเข้าที่แคบและมีความยาวคลื่นใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ โดยใช้พัลส์ขาเข้ากว้าง 10 fs และความยาวคลื่นกลาง 780 nm โดยพิจารณาการเปลี่ยนแปลงของพัลส์ในโดเมนความถี่และโดเมนเวลา เมื่อพัลส์เคลื่อนที่ผ่านเส้นใยนำแสงทุก ๆ ระยะ 1 cm และเปรียบเทียบสเปกโตรแกรม ซึ่งแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของพัลส์ขาออก จากการประมาณแบบ SEWA และ SVEA
3. เปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับพัลส์ขาเข้าที่กว้างและมีความยาวคลื่นใกล้เคียงกับ ZDW อันดับสองในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ โดยใช้พัลส์ขาเข้ากว้าง 50 fs และความยาวคลื่นกลาง 1200 nm โดยพิจารณาการเปลี่ยนแปลงของพัลส์ในโดเมนความถี่และโดเมนเวลา เมื่อพัลส์เคลื่อนที่ผ่านเส้นใยนำแสงทุก ๆ ระยะ 1 cm

และเปรียบเทียบสเปกโตรแกรม ซึ่งแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของพัลส์ขาออก จากการประมาณแบบ SEWA และ SVEA

4. เปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับพัลส์ขาเข้าที่แคบและมีความยาวคลื่นใกล้เคียงกับ ZDW อันดับสองในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ โดยใช้พัลส์ขาเข้ากว้าง 10 fs และความยาวคลื่นกลาง 1200 nm โดยพิจารณาการเปลี่ยนแปลงของพัลส์ในโดเมนความถี่และโดเมนเวลา เมื่อพัลส์เคลื่อนที่ผ่านเส้นใยนำแสงทุก ๆ ระยะ 1 cm และเปรียบเทียบสเปกโตรแกรม ซึ่งแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของพัลส์ขาออก จากการประมาณแบบ SEWA และ SVEA

3.3.2 การศึกษาผลของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม

ในหัวข้อนี้จะวิเคราะห์ผลของสมบัติของพัลส์ขาเข้า ได้แก่ ความยาวคลื่นกลาง ความกว้างของพัลส์ และกำลังสูงสุดของพัลส์ ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมและการแผ่ของพัลส์ใน PCF และมีความยาวคลื่นการกระจายแสงศูนย์สองค่าสำหรับการประมาณแบบ SEWA โดยมีขอบเขตการศึกษาดังนี้

3.3.2.1 ผลของความยาวคลื่นกลางของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม วิเคราะห์ผลของความยาวคลื่นกลางของพัลส์ขาเข้าทั้งในกรณีใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งและอันดับสอง ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมภายใต้การประมาณแบบ SEWA โดยแบ่งกรณีพิจารณาดังต่อไปนี้

1. พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs กำลังสูงสุด 100 kW และมีความยาวคลื่นกลาง 780 nm แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm
2. พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs กำลังสูงสุด 100 kW และมีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm

การเปรียบเทียบผลของทั้งสองกรณีทำโดยพิจารณาการเปลี่ยนแปลงของพัลส์ในโดเมนความถี่ เมื่อพัลส์เคลื่อนที่ผ่านเส้นใยนำแสงทุก ๆ ระยะ 1 cm และพิจารณาสเปกโตรแกรม ซึ่งแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของพัลส์ขาออก

3.3.2.2 ผลของความกว้างของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม

วิเคราะห์ผลของความกว้างของพัลส์ขาเข้าทั้งในกรณีที่ใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งและอันดับสอง ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมภายใต้การประมาณแบบ SEWA โดยแบ่งกรณีพิจารณาดังต่อไปนี้

1. พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีกำลังสูงสุด 100 kW และมีความยาวคลื่นกลาง 780 nm แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm โดยเปรียบเทียบผลของพัลส์ที่กว้าง 5 fs เทียบกับพัลส์ที่กว้าง 10 fs
2. พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีกำลังสูงสุด 100 kW และมีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm โดยเปรียบเทียบผลของพัลส์ที่กว้าง 5 fs เทียบกับพัลส์ที่กว้าง 10 fs

การเปรียบเทียบผลของทั้งสองกรณีทำโดยพิจารณาจากความกว้างสเปกตรัมขาออกในโดเมนความถี่ และลักษณะของพัลส์ขาออกในโดเมนเวลา

3.3.2.3 ผลของกำลังสูงสุดของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม

วิเคราะห์ผลของกำลังสูงสุดของพัลส์ขาเข้าทั้งในกรณีที่ใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งและอันดับสอง ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมภายใต้การประมาณแบบ SEWA โดยแบ่งกรณีพิจารณาดังต่อไปนี้

1. พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs และมีความยาวคลื่นกลาง 780 nm แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm โดยเปรียบเทียบผลของพัลส์ที่มีกำลังสูงสุดแตกต่างกันสามค่า คือ 50 kW 100 kW และ 200 kW
2. พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs และมีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm โดยเปรียบเทียบผลของพัลส์ที่มีกำลังสูงสุดแตกต่างกันสามค่า คือ 50 kW 100 kW และ 200 kW

การเปรียบเทียบผลของทั้งสองกรณีทำโดยพิจารณาจากความกว้างสเปกตรัมขาออกในโดเมนความถี่ และลักษณะของพัลส์ขาออกในโดเมนเวลา

บทที่ 4

ผลการวิจัย

4.1 การเปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับ SVEA

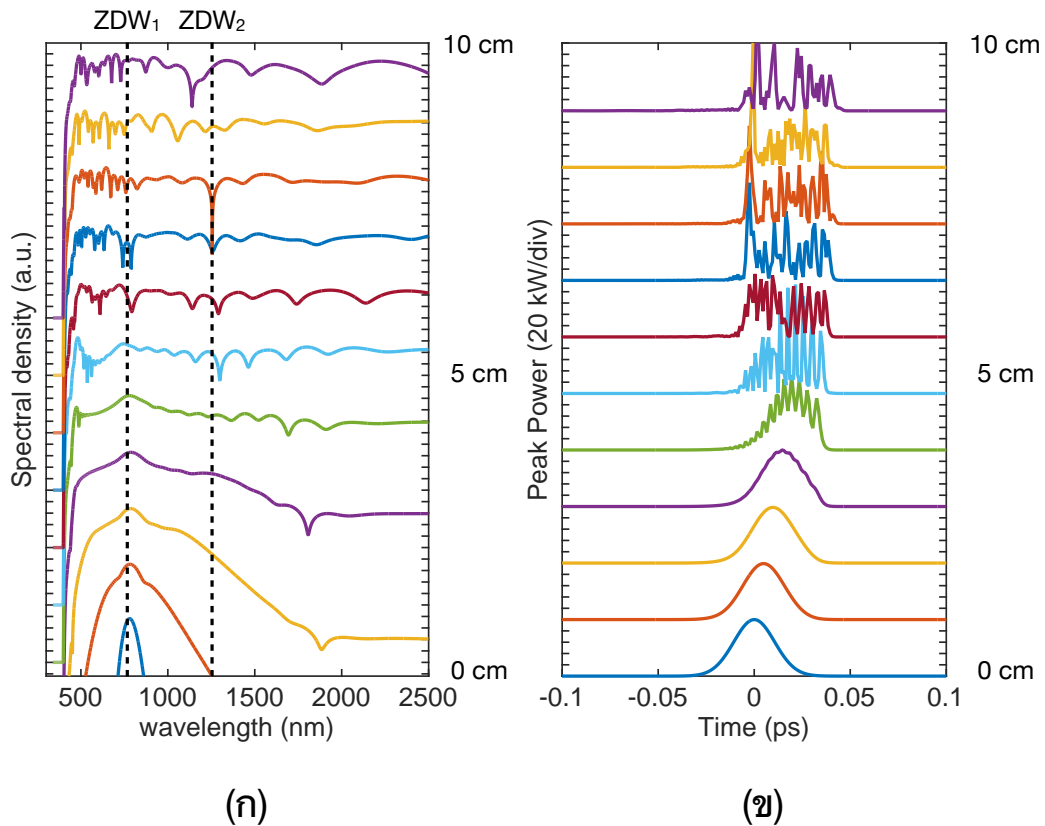
ในหัวข้อนี้จะเปรียบเทียบผลการประมาณแบบ SEWA และ SVEA ที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม เนื่องจากวิธี SEWA ประมาณว่าพัลส์มีการเปลี่ยนแปลงเชิงตำแหน่งน้อยมาก เมื่อเทียบกับความยาวคลื่นของพัลส์ วิธีนี้จึงน่าจะเหมาะกับการแผ่ของพัลส์ที่มีความกว้างพัลส์ที่แคบ ในขณะที่วิธี SVEA นั้นประมาณว่าพัลส์มีการเปลี่ยนแปลงเชิงเวลาเข้ามาเมื่อเทียบกับคาบ ซึ่งเหมาะกับพัลส์ที่มีความกว้างพัลส์กว้าง เพื่อแสดงถึงผลลัพธ์ที่แตกต่างกันระหว่างการประมาณทั้งสองแบบ

4.1.1 สำหรับพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้างพัลส์ 50 fs และความยาวคลื่นกลาง 780 nm

ในตอนี้เริ่มจากการใช้การประมาณแบบ SEWA กับพัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ซึ่งอยู่ในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ (anomalous dispersion regime) และใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่ง โดยพัลส์ดังกล่าวมีกำลังสูงสุด 100 kW ความกว้างพัลส์ 50 fs ซึ่งเป็นพัลส์กว้างและนิยมใช้กับการประมาณแบบ SVEA เพื่อเปรียบเทียบผลที่ได้จากทั้งสองวิธี โดยให้พัลส์ดังกล่าวแผ่ไปในเส้นใยนำแสงเป็นระยะทาง 10 cm พบว่าความกว้างของสเปกตรัมและลักษณะของพัลส์ขาออกภายใต้การประมาณแบบ SEWA มีลักษณะดังรูปที่ 4.1

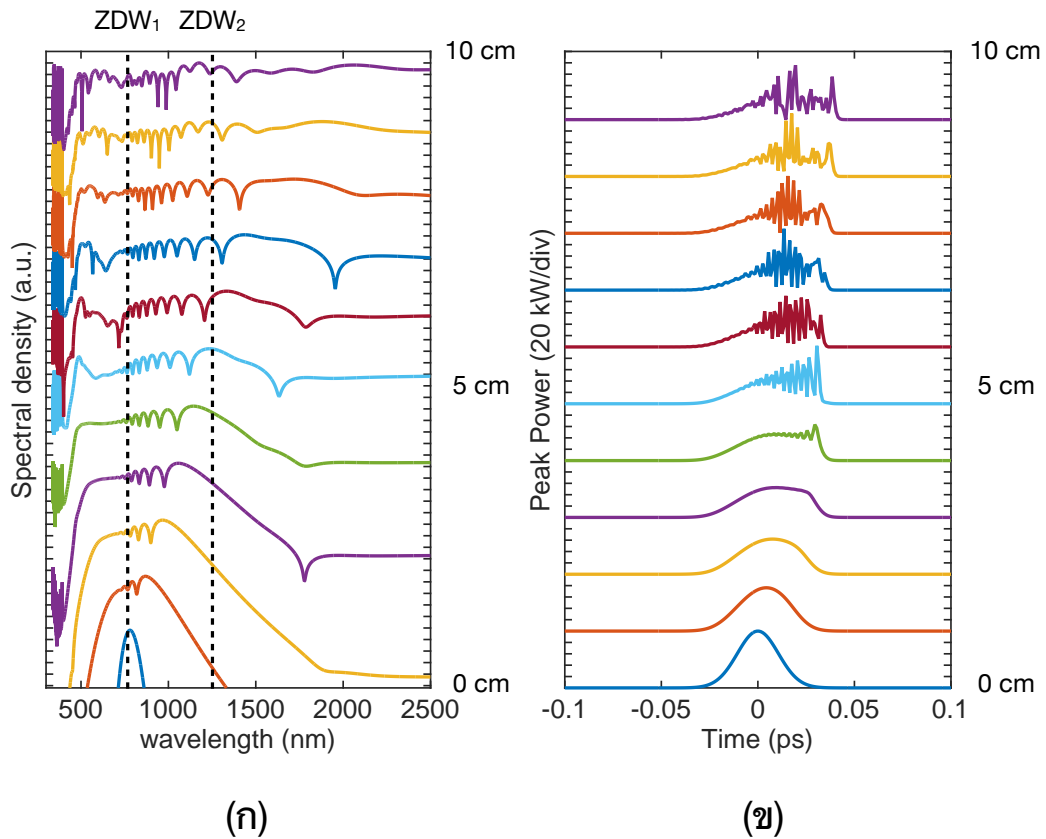
จากรูปที่ 4.1 (ก) พบว่า ความกว้างของสเปกตรัมจะขยายในช่วง 500 nm ถึง 2000 nm โดยความกว้างของสเปกตรัมจะค่อย ๆ เพิ่มขึ้นในระยะทาง 5 cm แรกที่พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสง จากนั้นความกว้างสเปกตรัมจะเริ่มไม่มีการเปลี่ยนแปลง และพบว่ามีแถบเรียบลดลงและเกิดความผันผวนมากขึ้นการขยายสเปกตรัมและจากลักษณะของพัลส์ขาออกในรูปที่ 4.1 (ข) พบว่า ช่องพัลส์ยังคงมีความสมมาตรแต่เกิดการเลื่อนไปทางขอบหลังในช่วงเริ่มต้นของการแผ่ซึ่งเป็นผลจาก SPM ร่วมกับ GVD อันดับสอง จากนั้นรูปร่างของพัลส์เริ่มเกิดความผันผวนมากขึ้นตามจะระยะทางที่พัลส์แผ่ไปตามเส้นใยนำแสง และยังพบการแยกของ โสไลต่อนไปทางขอบหน้าและขอบหลังของพัลส์อีกด้วย

เมื่อเทียบกับผลของการประมาณแบบ SVEA กับการแผ่ของพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้าง



รูปที่ 4.1: (ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 50 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SEWA

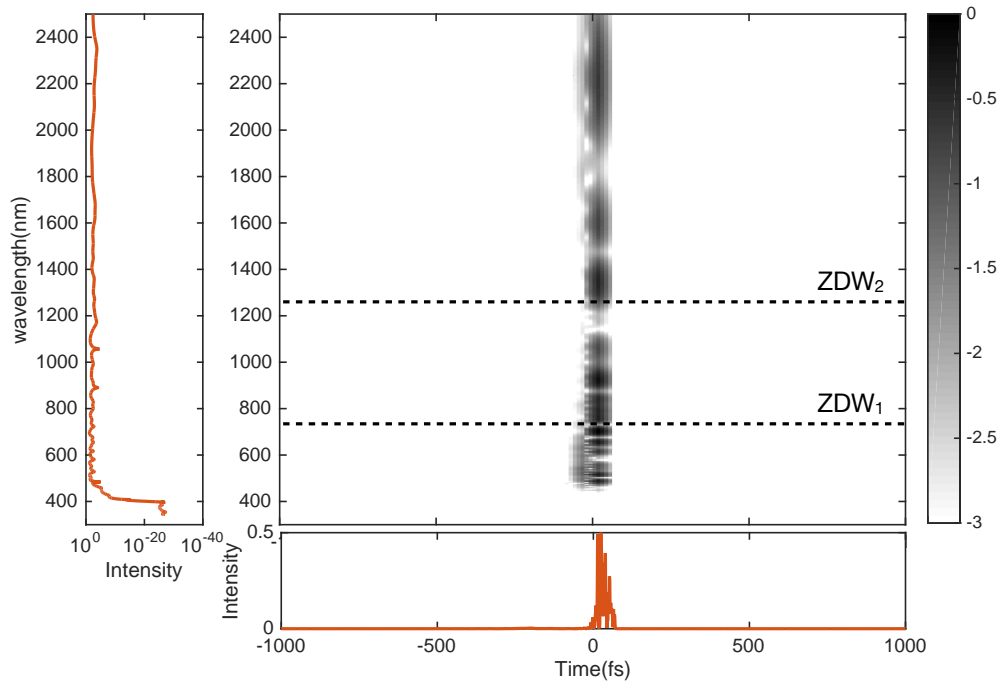
พัลส์ 50 fs ในเงื่อนไขเดียวกันพบว่าในรูปที่ 4.2 (ก) ความกว้างของสเปกตรัมจะขยายอย่างรวดเร็วในช่วงแรกที่พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสง อันเป็นผลอันเนื่องมาจาก GVD และความไม่เชิงเส้นของเส้นใยนำแสง หลังจากนั้นความกว้างของสเปกตรัมจะเริ่มคงที่หลังจากพัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสงได้ระยะทางประมาณ 7.5 cm แต่พบว่ามีความแบนเรียบมากขึ้นแต่เกิดความผันผวนมากขึ้น และจากลักษณะของพัลส์ขาออกในรูปที่ 4.2 (ข) พบว่า ซองพัลส์เริ่มมีการเปลี่ยนแปลงรูปร่างโดยมีการเสียความสมมาตร และเกิดความผันผวนขึ้นซึ่งเป็นผลจากสัมประสิทธิ์การกระจายอันดับสองร่วมกับการกระจายในอันดับที่สูงขึ้นเช่นเดียวกับรูปที่ 4.1 (ข) อย่างไรก็ตามการแยกของโซลิตอนยังมีลักษณะที่ไม่ชัดเจน และพบว่าเกิดความผันผวนและสัญญาณรบกวนมากขึ้นหลังจากที่พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสงได้ประมาณ 5 cm เนื่องจากพัลส์ขาเข้ามีพลังงานที่มาก ทำให้เกิดการแบ่งพลังงานไปสู่สัญญาณหลักและสัญญาณรบกวนมากขึ้น ซึ่งผลที่ได้จากการศึกษาในส่วนนี้สอดคล้องกับการศึกษาผลของความกว้างพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมในเส้นใยนำแสงที่มี ZDW หนึ่งค่าของ Dudley และคณะ



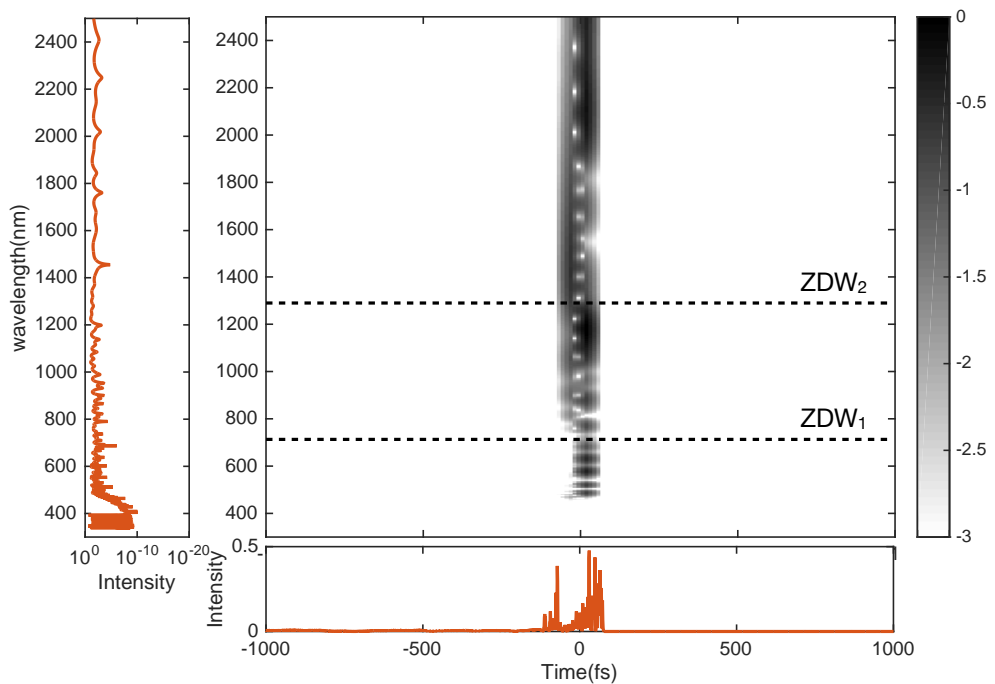
รูปที่ 4.2: (ก)ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 50 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SVEA

[2]

สเปกโตรแกรมที่แสดงถึงความสัมพันธ์ระหว่างพัลส์ขาออกในโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของพัลส์จากการประมาณแบบ SEWA และ SVEA ในกรณีข้างต้นหลังจากเคลื่อนที่ผ่านเส้นใยนำแสงไปแล้ว 10 cm มีลักษณะดังรูปที่ 4.3 (ก) และรูปที่ 4.3 (ข) ตามลำดับ โดยพบว่า ส่วนของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นมากกว่าและน้อยกว่าความยาวคลื่นกลางของพัลส์ถูกหน่วง และพลังงานส่วนใหญ่ถูกถ่ายเทให้องค์ประกอบของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นมากกว่าความยาวคลื่นกลางของพัลส์ นอกจากนี้สเปกตรัมขาออกในโดเมนความถี่ภายใต้การประมาณแบบ SEWA มีความแบนเรียบมากกว่ากรณีที่ใช้พัลส์ขาเข้าที่ใช้การประมาณแบบ SVEA นอกจากนี้ผลของการประมาณแบบ SVEA ในที่นี้สอดคล้องกับการแผ่ของพัลส์ที่มีความกว้าง 79 fs ของ N. Karasawa และคณะ มากกว่า [8]

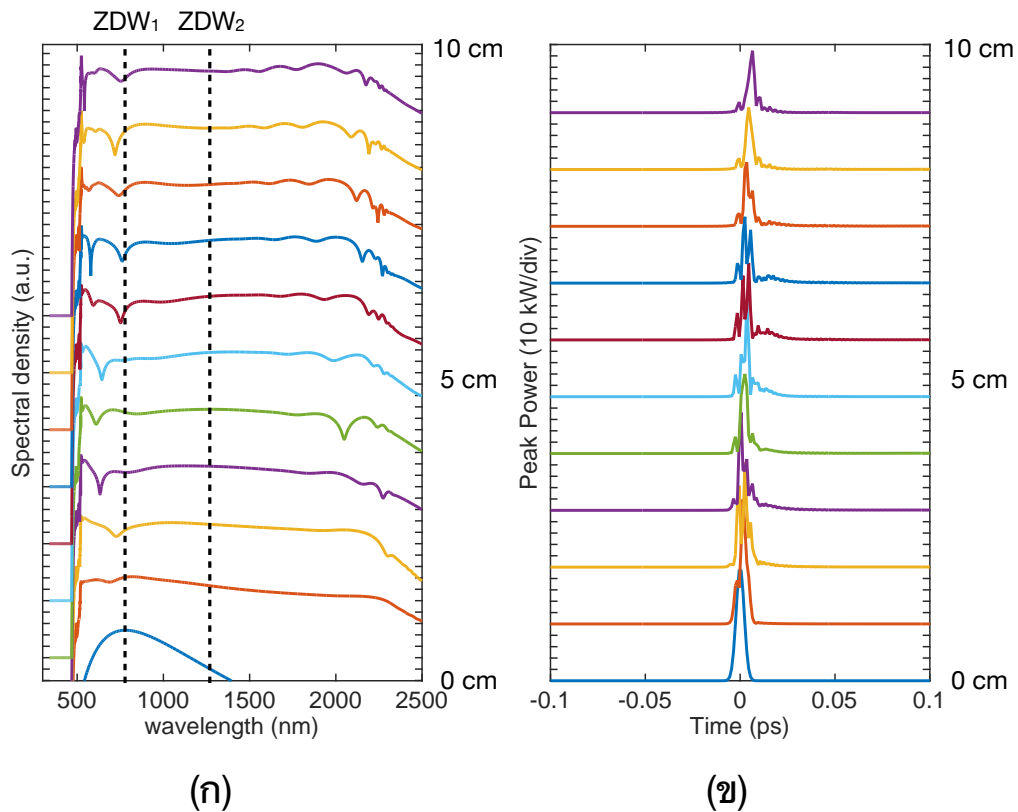


(ก)



(ข)

รูปที่ 4.3: สเปกโตรแกรมแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของขาออกที่เกิดจากของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 50 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ (ก) SEWA และ (ข) SVEA

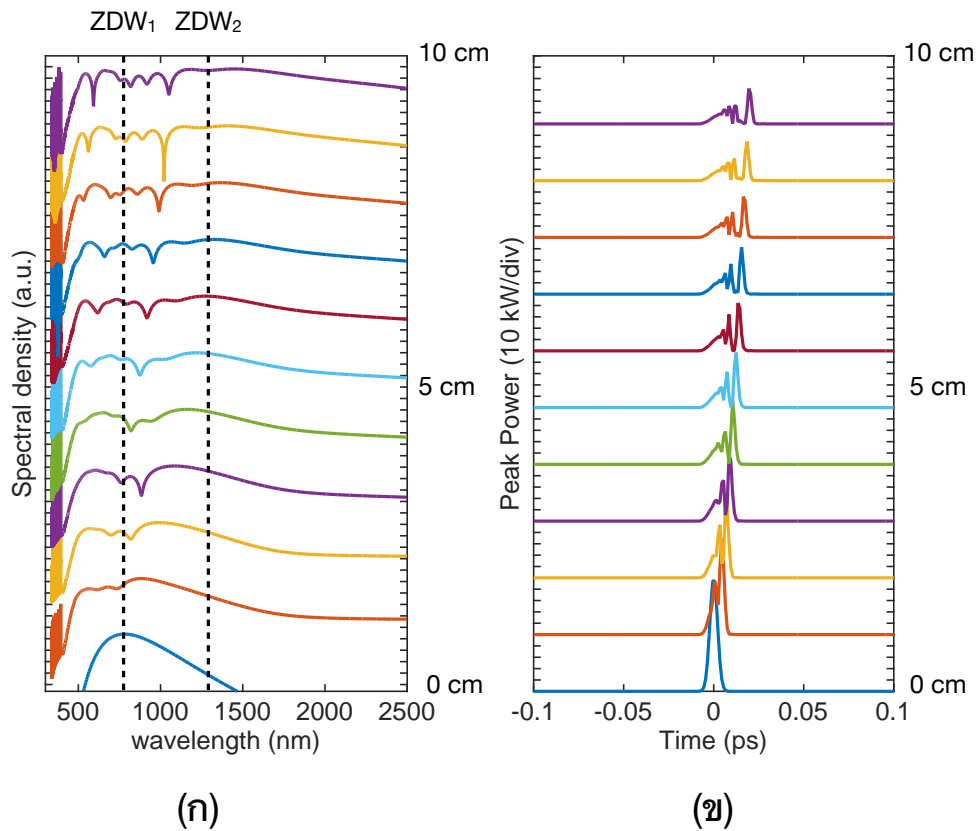


รูปที่ 4.4: (ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SEWA

4.1.2 สำหรับพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs และความยาวคลื่นกลาง 780 nm

ในหัวข้อนี้จะเปรียบเทียบผลการประมาณแบบ SEWA และ SVEA ที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม เมื่อใช้พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ซึ่งอยู่ในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ และใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่ง โดยพัลส์ดังกล่าวมีกำลังสูงสุด 100 kW แต่มีความกว้างพัลส์ 10 fs ซึ่งเป็นพัลส์แคบและน่าจะเหมาะกับการประมาณแบบ SEWA โดยให้พัลส์ดังกล่าวแผ่ไปในเส้นใยนำแสงเป็นระยะทาง 10 cm จากผลการศึกษาพบว่าความกว้างของสเปกตรัมและลักษณะของพัลส์ขาออกภายใต้การประมาณแบบ SEWA และ SVEA มีลักษณะดังรูปที่ 4.4 และรูปที่ 4.5 ตามลำดับ

สำหรับการประมาณแบบ SEWA ดังรูปที่ 4.4 (ก) พบว่าความกว้างของสเปกตรัมจะขยายอยู่ในช่วง 500 nm ถึง 2000 nm โดยความกว้างของสเปกตรัมจะเริ่มคงที่หลังจากที่พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสงได้ระยะทางประมาณ 3 cm แต่จะมีความแบนเรียบมากกว่าการขยายสเปกตรัมจากการประมาณแบบ SVEA ซึ่งแสดงไว้ในรูปที่ 4.5 (ก) โดยความกว้างของ

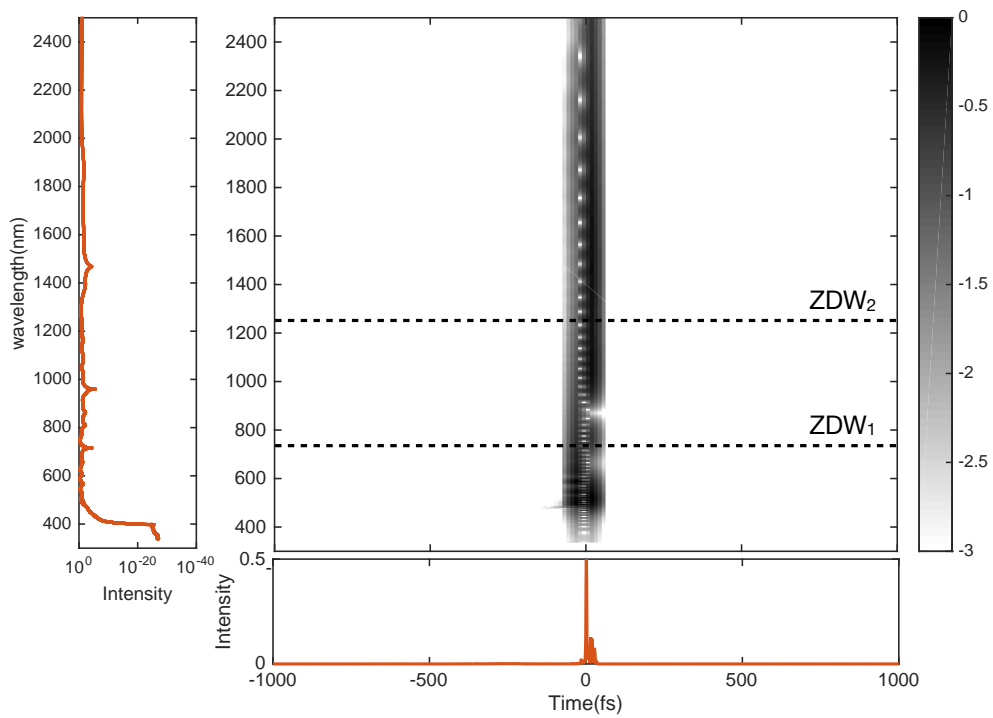


รูปที่ 4.5: (ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SVEA

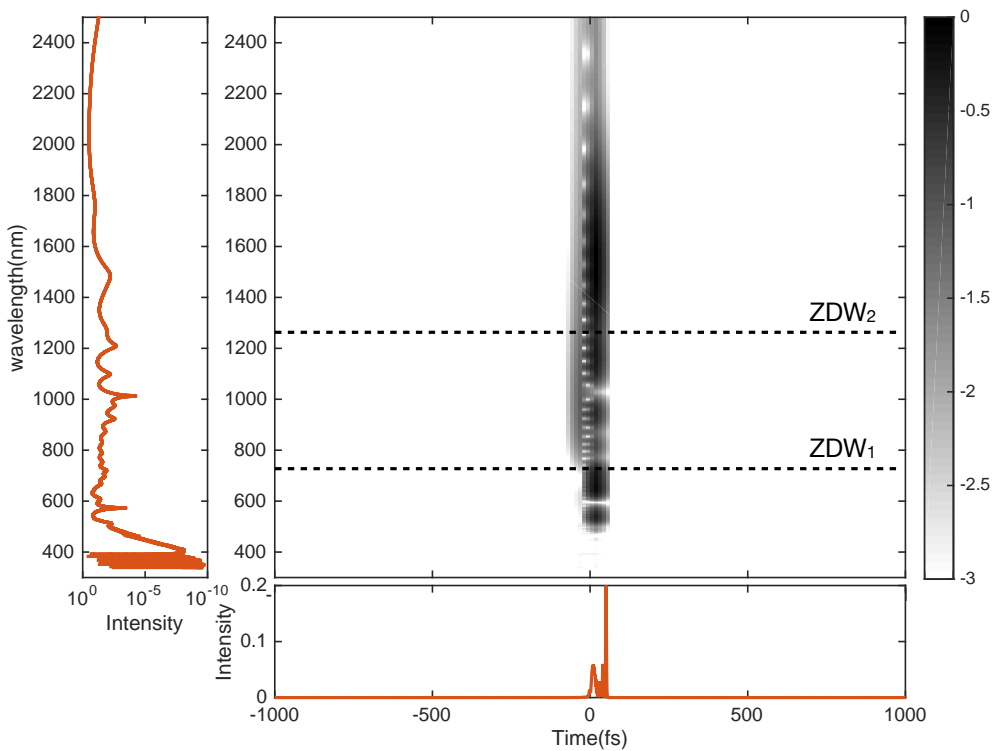
สเปกตรัมจะขยายมากขึ้นเมื่อระยะที่พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสงเพิ่มขึ้น แต่ขยายความกว้างไปได้ถึงความยาวคลื่นประมาณ 1500 nm เท่านั้น ซึ่งเป็นผลอันเนื่องมาจาก GVD และความไม่เชิงเส้นของเส้นใยนำแสง

จากลักษณะของพัลส์ขาออกในรูปที่ 4.4 (ข) ของการประมาณแบบ SEWA พบว่าช่องพัลส์มีการเปลี่ยนแปลงรูปร่างและเกิดความผันผวน รวมทั้งยังพบการแยกของโซลิตอนเพียงเล็กน้อยในช่วงความยาว 10 cm ในขณะที่ลักษณะของพัลส์ขาออกในรูปที่ 4.5 (ข) ซึ่งใช้การประมาณแบบ SVEA พบว่า ช่องพัลส์เริ่มมีการเปลี่ยนแปลงรูปร่างและเกิดความผันผวนขึ้น นอกจากนี้ยังพบการแยกของโซลิตอนทางขอบหน้าของพัลส์อีกด้วย

สเปกโตรแกรมที่แสดงถึงความสัมพันธ์ระหว่างพัลส์ขาออกในโดเมนความถี่และโดเมนเวลาหลังจากพัลส์เคลื่อนที่ผ่านเส้นใยนำแสงเป็นระยะ 10 cm ด้วยการประมาณแบบ SEWA และ SVEA แสดงดังรูปที่ 4.6 (ก) และรูปที่ 4.6 (ข) ตามลำดับ จากรูปทั้งสอง



(ก)



(ข)

รูปที่ 4.6: สเปกโตรแกรมแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของขาออกที่เกิดจากของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ (ก) SEWA และ (ข) SVEA

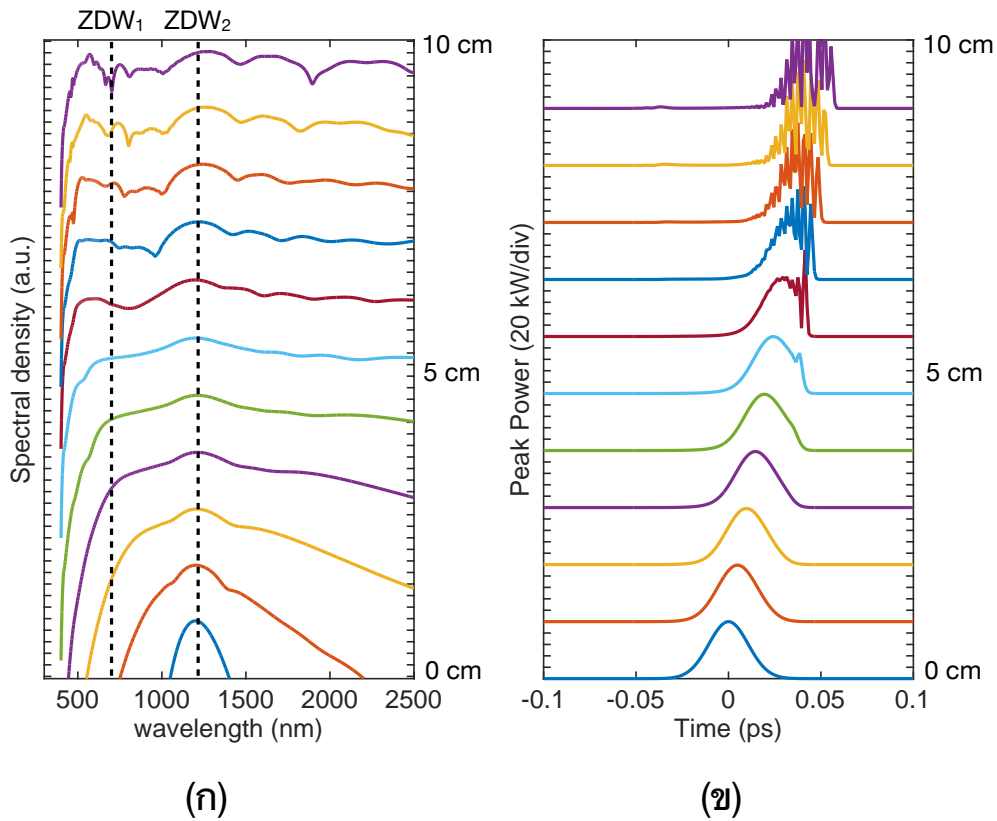
พบว่า ส่วนของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นมากกว่าและน้อยกว่าความยาวคลื่นกลางของพัลส์ถูก
 หน่วง และพลังงานส่วนใหญ่ถูกถ่ายเทให้อีกประกอบของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นมากกว่า
 ความยาวคลื่นกลางของพัลส์ เช่นเดียวกับพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้าง 50 fs โดยการประมาณ
 แบบ SEWA ยังพบด้วยว่า พลังงานของพัลส์ขาเข้ากระจายไปยังส่วนต่าง ๆ ของสเปกตรัมที่
 ขยายจากความยาวคลื่นขนาด 500 nm ถึง 2000 nm อย่างสม่ำเสมอ ในขณะที่การประมาณ
 แบบ SVEA การกระจายพลังงานในส่วนต่าง ๆ ของสเปกตรัมไม่คงที่ และลดลงหลังจาก
 ความยาวคลื่น 2000 nm ไปแล้ว ในขณะที่การแยกโซลิตอนของพัลส์ในโดเมนเวลาของการ
 ประมาณแบบ SEWA ยังมีไม่มากนัก ซึ่งสอดคล้องกับโซลิตอนที่เกิดขึ้นในการทดลองที่รูป
 ร้างเปลี่ยนแปลงน้อยมาก

4.1.3 สำหรับพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้างพัลส์ 50 fs และความยาวคลื่นกลาง 1200 nm

ในหัวข้อนี้จะเปรียบเทียบผลการประมาณแบบ SEWA และ SVEA ที่มีต่อการขยาย
 ความกว้างสเปกตรัม เมื่อใช้พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ซึ่งอยู่
 ในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ และใกล้เคียงกับ ZDW อันดับสอง โดยพัลส์ดังกล่าวมีกำลัง
 สูงสุด 100 kW แต่มีความกว้างพัลส์ 50 fs ซึ่งเป็นพัลส์กว้างและเหมาะกับการประมาณแบบ
 SVEA โดยให้พัลส์ดังกล่าวแผ่ไปในเส้นใยนำแสงเป็นระยะทาง 10 cm พบว่า ความกว้าง
 ของสเปกตรัมและลักษณะของพัลส์ขาออกภายใต้การประมาณแบบ SEWA และ SVEA มี
 ลักษณะดังรูปที่ 4.7 และรูปที่ 4.8 ตามลำดับ

สำหรับการประมาณแบบ SEWA ดังรูปที่ 4.7 (ก) พบว่าความกว้างของสเปกตรัม
 จะขยายอยู่ในช่วง 500 nm ถึง 2200 nm โดยความกว้างของสเปกตรัมจะเริ่มคงที่หลังจาก
 ที่พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสงได้ระยะทางประมาณ 5 cm แต่ในช่วงความยาวคลื่นระหว่าง
 ZDW อันดับหนึ่งถึง ZDW อันดับสอง สเปกตรัมที่ได้มีความแบนเรียบน้อยกว่าสเปกตรัม
 ในช่วงเดียวกันของการประมาณแบบ SVEA ซึ่งแสดงไว้ในรูปที่ 4.8 (ก) โดยความกว้างของ
 สเปกตรัมจะขยายมากขึ้นเมื่อระยะที่พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสงเพิ่มขึ้น จนถึงความยาวคลื่น
 สูงสุดมากกว่า 2200 nm ซึ่งเป็นผลอันเนื่องมาจาก GVD และความไม่เชิงเส้นของเส้นใย
 นำแสง นอกจากนี้จากการประมาณทั้งสองแบบ พบว่า เมื่อสเปกตรัมขยายตัวมาถึง ZDW
 อันดับหนึ่ง พลังงาน ของพัลส์จะถ่ายเทมาทางด้านความยาวคลื่นสั้นด้วย

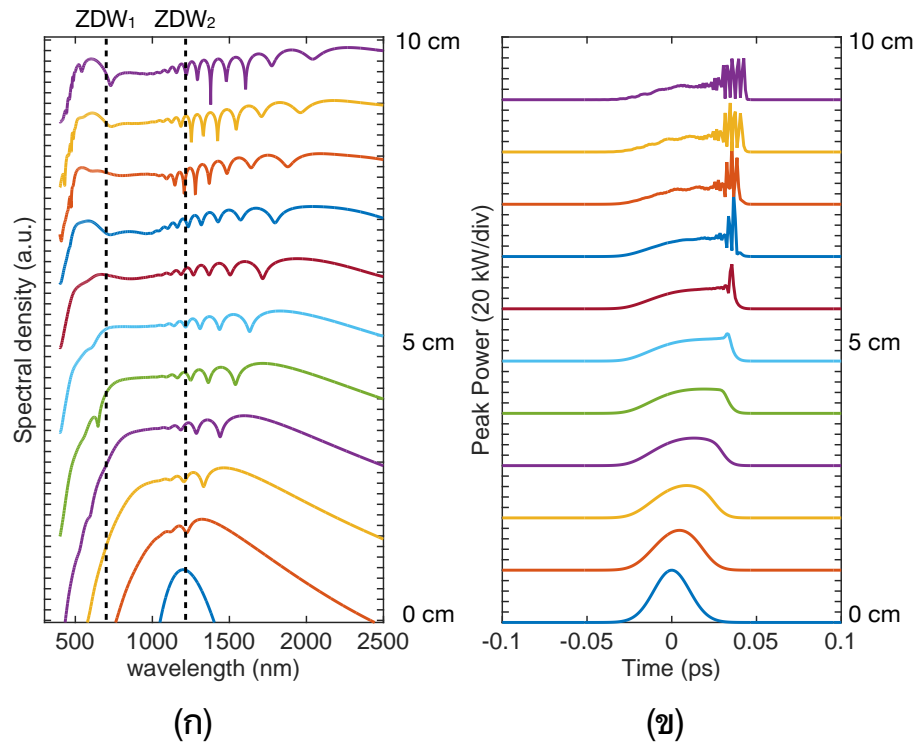
จากลักษณะของพัลส์ขาออกในรูปที่ 4.7 (ข) ของการประมาณแบบ SEWA พบ
 ว่า ในช่วงเริ่มต้นของพัลส์ยังคงมีความสมมาตร และเกิดการเลื่อนไปทางขอบหลังซึ่งเป็นผลมา
 จาก SPM และ GVD จนกระทั่งพัลส์เคลื่อนที่ไปในเส้นใยนำแสงได้ระยะประมาณ 5 cm



รูปที่ 4.7: (ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 50 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SEWA

พบว่าการเปลี่ยนแปลงรูปร่างและเกิดความผันผวนขึ้น ในขณะที่ลักษณะของพัลส์ขาออกในรูปที่ 4.8 (ข) ซึ่งใช้การประมาณแบบ SVEA พบว่าของพัลส์ยังคงมีความสมมาตรแต่เกิดการเลื่อนไปทางขอบหลังในช่วงเริ่มต้นของการแผ่ซึ่งเป็นผลจาก SPM ร่วมกับ GVD อันดับสอง ร่วมกับการกระจายแสงในอันดับที่สูงขึ้น จากนั้นรูปร่างของพัลส์เริ่มเกิดความผันผวนมากขึ้นตามระยะทางที่พัลส์แผ่ไปตามเส้นใยนำแสง เมื่อนำพัลส์ขาออกหลังจากแผ่ผ่านเส้นใยนำแสงไปแล้ว 5 cm ในรูปที่ 4.8 (ข) เปรียบเทียบกับพัลส์ขาออกภายใต้เงื่อนไขเดียวกัน แต่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ซึ่งใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่ง ในรูปที่ 4.1 (ข) และรูปที่ 4.2 (ข) พบว่า ลักษณะของพัลส์ขาออกมีความคล้ายคลึงกัน แต่ในกรณีดังกล่าวมีความผันผวนของพัลส์ขาออกมากกว่าพัลส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ในรูปที่ 4.8 (ข)

สเปกโตรแกรมที่แสดงถึงความสัมพันธ์ระหว่างพัลส์ขาออกในโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของพัลส์จากการประมาณแบบ SEWA และ SVEA ในกรณีข้างต้นหลังจากเคลื่อนที่

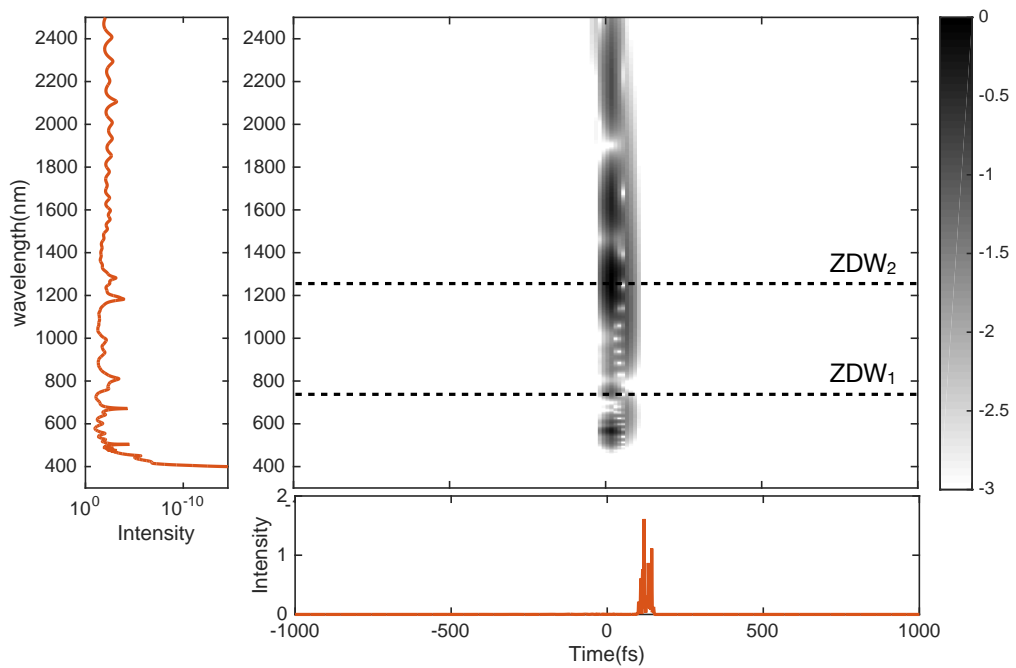


รูปที่ 4.8: (ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 50 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SVEA

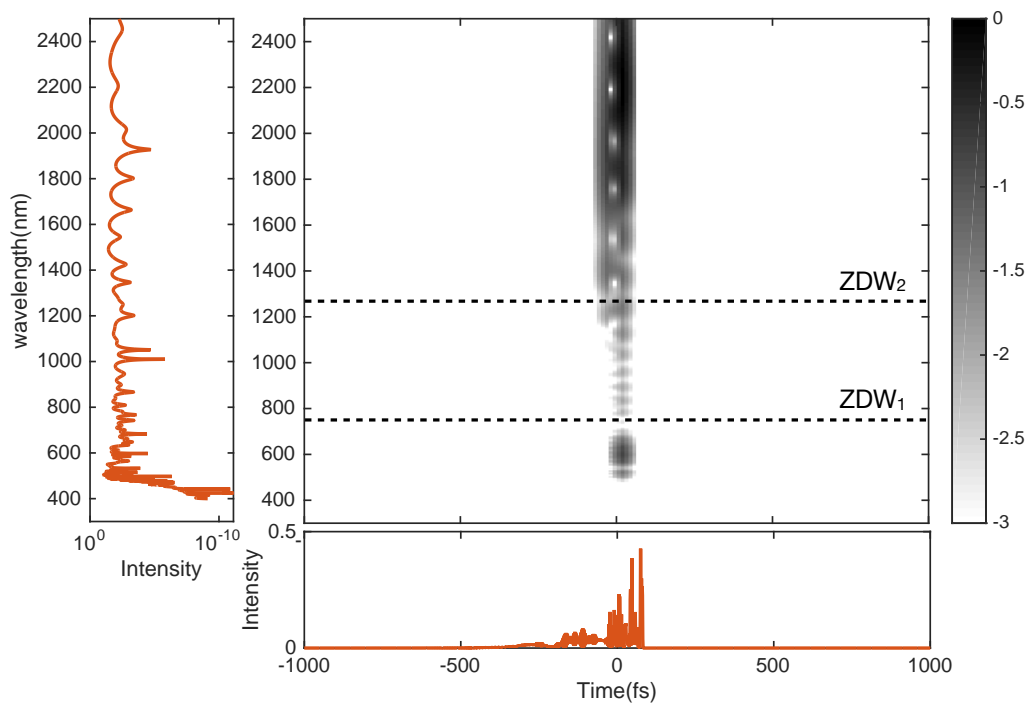
ผ่านเส้นโยนนำแสงไปแล้ว 10 cm แสดงดังรูปที่ 4.9 (ก) และรูปที่ 4.9 (ข) ตามลำดับ จากรูปทั้งสองพบว่า ส่วนของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นมากกว่าและน้อยกว่าความยาวคลื่นกลางของพัลส์ถูกหน่วง และพลังงานส่วนใหญ่ถูกถ่ายเทให้องค์ประกอบของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นมากกว่าความยาวคลื่นกลาง แต่พลังงานบางส่วนก็มีการถ่ายเทไปยังด้านความยาวคลื่นสั้นของพัลส์ ในการประมาณแบบ SVEA พบว่า การกระจายพลังงานส่วนใหญ่ของพัลส์ไปสู่สเปกตรัมในช่วงความยาวคลื่นที่สูงกว่า ZDW อันดับสอง ในขณะที่การประมาณแบบ SEWA พบว่าพลังงานของพัลส์ขาเข้ากระจายไปยังส่วนต่าง ๆ ของสเปกตรัมในช่วงความยาวคลื่น 500 nm ถึง 2000 nm

4.1.4 สำหรับพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs และความยาวคลื่นกลาง 1200 nm

ในหัวข้อนี้จะเปรียบเทียบผลการประมาณแบบ SEWA และ SVEA ที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม เมื่อใช้พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ซึ่งอยู่ในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติ และใกล้เคียงกับ ZDW อันดับสอง โดยพัลส์ดังกล่าวมีกำลัง



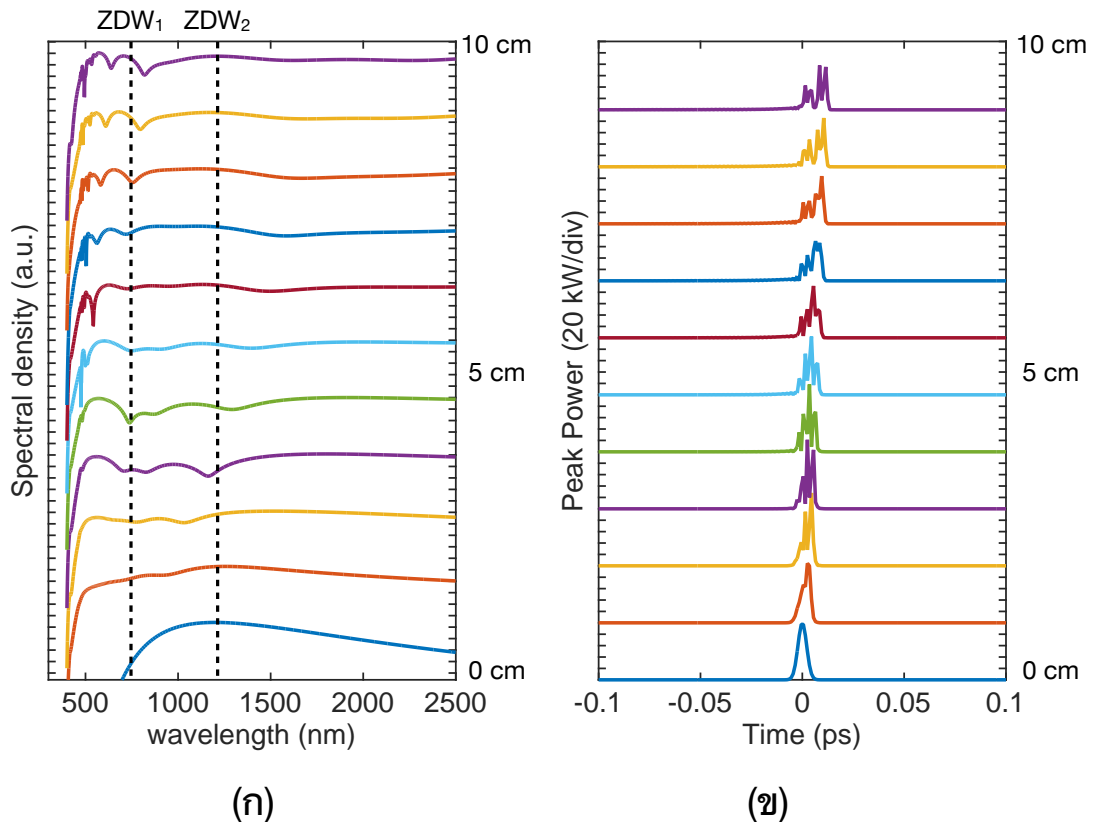
(ก)



(ข)

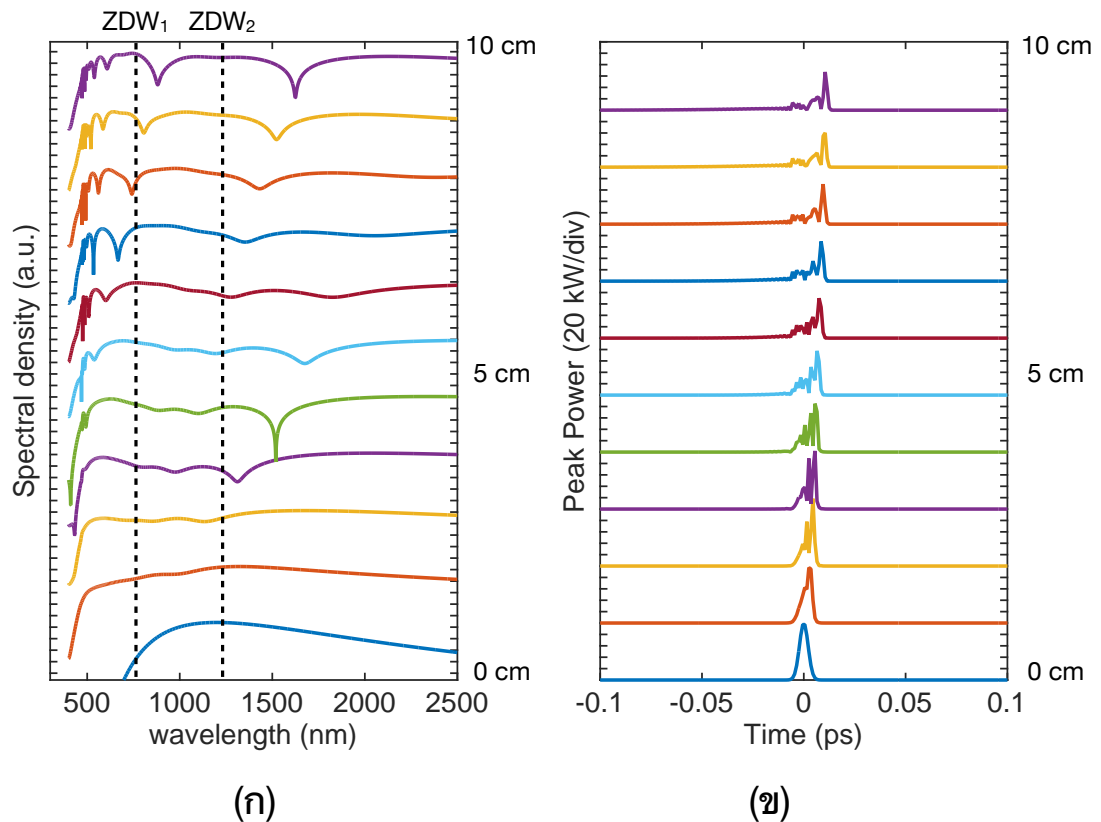
รูปที่ 4.9: สเปกโตรแกรมแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของขาออกที่เกิดจากของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 50 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ (ก) SEWA และ (ข) SVEA

สูงสุด 100 kW แต่มีความกว้างพัลส์ 10 fs ซึ่งเป็นพัลส์แคบและเหมาะกับการประมาณแบบ SEWA โดยให้พัลส์ดังกล่าวแผ่ไปในเส้นใยนำแสงเป็นระยะทาง 10 cm พบว่าความกว้างของสเปกตรัมและลักษณะของพัลส์ขาออกภายใต้การประมาณแบบ SEWA และ SVEA มีลักษณะดังรูปที่ 4.10 และรูปที่ 4.11 ตามลำดับ



รูปที่ 4.10: (ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SEWA

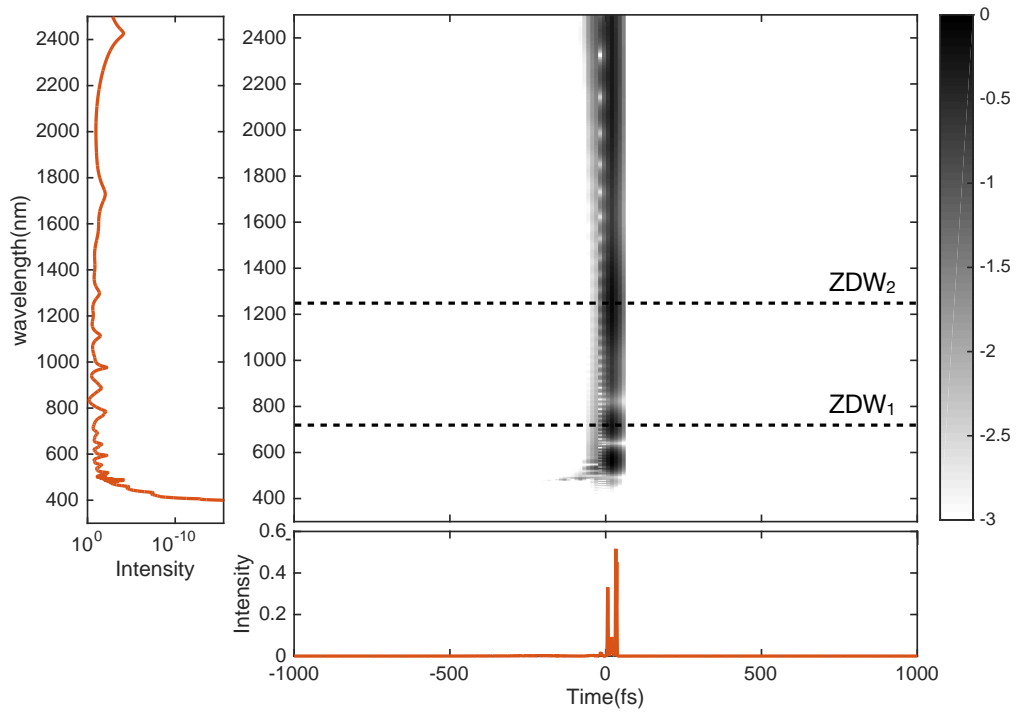
สำหรับการประมาณแบบ SEWA ดังรูปที่ 4.10 (ก) พบว่า ความกว้างของสเปกตรัมจะขยายอยู่ในช่วง 500 nm ถึง 2500 nm โดยความกว้างของสเปกตรัมจะเริ่มคงที่หลังจากที่พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสงได้ระยะทางประมาณ 2 cm แต่จะมีความแบนเรียบมากกว่าการขยายสเปกตรัมจากการประมาณแบบ SVEA ซึ่งแสดงไว้ในรูปที่ 4.11 (ก) พบว่า ความกว้างของสเปกตรัมจะขยายมากขึ้นเมื่อระยะที่พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสงเพิ่มขึ้น แต่ขยายความกว้างไปได้ถึงความยาวคลื่นประมาณ 2000 nm ซึ่งเป็นผลอันเนื่องมาจาก GVD และความไม่เชิงเส้นของเส้นใยนำแสง



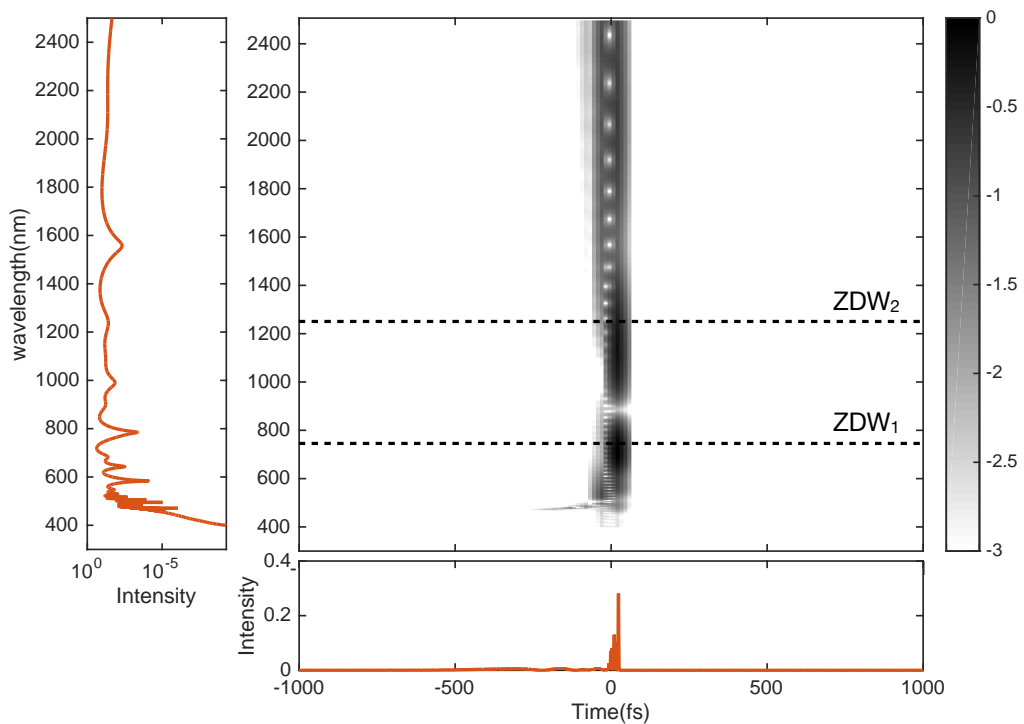
รูปที่ 4.11: (ก) ความกว้างสเปกตรัมและ (ข) ลักษณะของพัลส์ขาออก ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SVEA

จากลักษณะของพัลส์ขาออกในรูปที่ 4.10 (ข) ของการประมาณแบบ SEWA พบว่า พัลส์มีการเปลี่ยนแปลงรูปร่างและค่อย ๆ เกิดการแยกของโซลิตอนไปทางขอบหน้าของพัลส์ตามระยะทางที่พัลส์เคลื่อนที่ไปตามเส้นใยนำแสง แต่โซลิตอนทั้งหมดยังคงเกาะกลุ่มอยู่ด้วยกัน ในขณะที่ลักษณะของพัลส์ขาออกในรูปที่ 4.11 (ข) ซึ่งใช้การประมาณแบบ SVEA พบว่า พัลส์เริ่มมีการเปลี่ยนแปลงรูปร่างและเกิดแยกของโซลิตอนทางขอบหน้าของพัลส์ด้วยเช่นกัน อย่างไรก็ตามความผันผวนของพัลส์ในกรณีที่พัลส์มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm น้อยกว่ากรณีที่พัลส์มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm สำหรับการประมาณทั้งสองเงื่อนไข

สเปกโตรแกรมที่แสดงความสัมพันธ์ระหว่างพัลส์ขาออกในโดเมนความถี่และโดเมนเวลาหลังจากพัลส์เคลื่อนที่ผ่านเส้นใยนำแสงเป็นระยะ 10 cm ด้วยการประมาณแบบ SEWA และ SVEA แสดงดังรูปที่ 4.12 (ก) และรูปที่ 4.12 (ข) ตามลำดับ จากรูปทั้งสองพบว่า ส่วนของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นมากกว่าและน้อยกว่าความยาวคลื่นกลางของพัลส์ถูกหน่วงเพียง



(ก)



(ข)

รูปที่ 4.12: สเปกโตรแกรมแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของขาออกที่เกิดจากของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และกำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ (ก) SEWA และ (ข) SVEA

เล็กน้อย และพลังงานส่วนใหญ่ถูกถ่ายเทให้องค์ประกอบของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นมากกว่าความยาวคลื่นกลางของพัลส์ แต่ก็มีพลังงานบางส่วนถ่ายเทให้กับความยาวคลื่นในช่วงสั้นถึงประมาณ 500 nm แต่การประมาณแบบ SEWA ทำให้สเปกตรัมที่ได้มีสัญญาณรบกวนที่น้อยกว่า

ผลที่ได้จากแบบจำลองทั้งหมดที่แสดงข้างต้น สรุปได้ว่าการประมาณแบบ SVEA และ SEWA ทำให้พัลส์ขาเข้าเกิดการขยายความกว้างสเปกตรัมได้เช่นเดียวกัน ทั้งกรณีที่พัลส์ขาเข้ามีความกว้างพัลส์ 10 fs และ 50 fs แต่พบว่าการประมาณแบบ SEWA ทำให้สเปกตรัมของพัลส์ในโดเมนความถี่มีความแบนเรียบมากกว่า ไม่ว่าจะใช้พัลส์ขาเข้าที่มีความกว้าง 50 fs หรือ 10 fs ในขณะที่การประมาณแบบ SVEA ให้ผลได้ใกล้เคียงกับผลการทดลองในกรณีที่พัลส์ขาเข้ามีความกว้าง 50 fs มากกว่า และเมื่อพิจารณาการเปลี่ยนแปลงลักษณะของพัลส์ตามระยะทางที่พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสง พบว่า การประมาณแบบ SEWA ในกรณีที่พัลส์ที่มีความกว้าง 10 fs ให้โซลิตอนที่เกาะกลุ่มกัน หรือการแยกของโซลิตอนในกรณีที่พัลส์แคบเกิดขึ้นได้น้อย เมื่อเทียบกับโซลิตอนที่เกิดจากการประมาณแบบ SVEA ในพัลส์ที่แคบ แม้ว่าการทดลองใช้พัลส์ที่มีความกว้างพัลส์ต่ำกว่า 10 fs ในเส้นใยนำแสงชนิดนี้จะยังไม่มีผลให้เปรียบเทียบกับผลการจำลองด้วยการประมาณแบบ SEWA เนื่องจากข้อจำกัดของการทดลอง แต่ด้วยการขยายความกว้างของสเปกตรัมที่อยู่ในช่วงกว้างถึงความยาวคลื่นประมาณ 2000 nm และลักษณะของโซลิตอนที่เกิดขึ้นในการทดลองโดยใช้พัลส์กว้างโดยทั่วไปไม่มีการเปลี่ยนรูปร่าง จึงทำให้เชื่อได้ว่าการประมาณแบบ SEWA น่าจะเหมาะกับพัลส์ที่แคบมากกว่า

4.2 การศึกษาผลของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมด้วยการประมาณแบบ SEWA

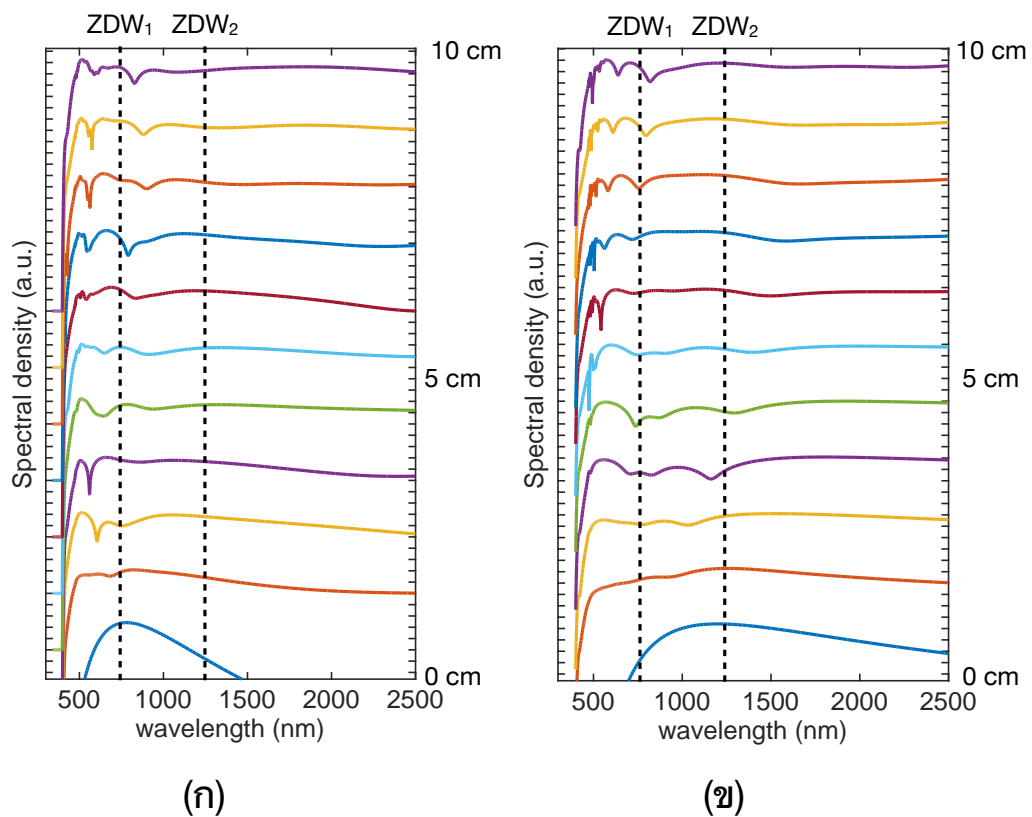
นอกจากสมบัติของเส้นใยนำแสงที่มีผลต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมของพัลส์ขาเข้าแล้ว ปริมาณต่าง ๆ ที่เกี่ยวข้องกับพัลส์ขาเข้า เช่น ความยาวคลื่นกลางของพัลส์ขาเข้า ความกว้างพัลส์ขาเข้า และกำลังของพัลส์ขาเข้า ต่างมีผลต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมทั้งสิ้น ในหัวข้อนี้จะแสดงผลของปริมาณต่าง ๆ ของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมด้วยการประมาณแบบ SEWA

4.2.1 ผลของความยาวคลื่นกลางของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม

ในหัวข้อนี้จะศึกษาผลของความยาวคลื่นกลางของพัลส์ขาเข้าทั้งในกรณีที่ใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งและอันดับสอง ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมภายใต้การประมาณแบบ

SEWA ด้วยการพิจารณากรณีของพัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs กำลังสูงสุด 100 kW แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm

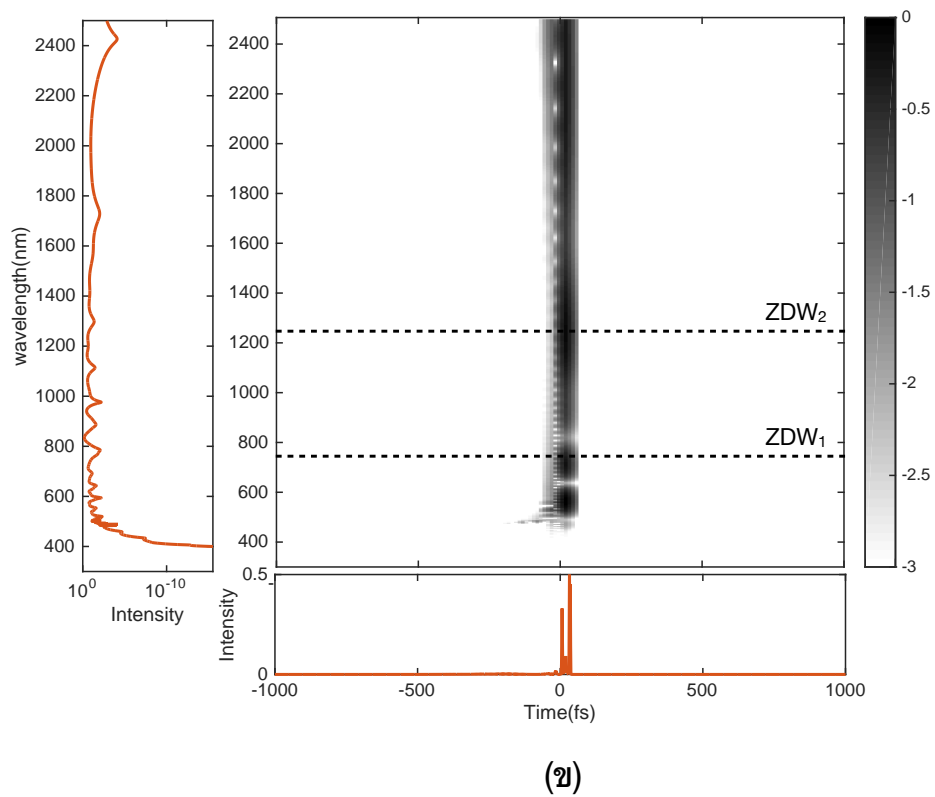
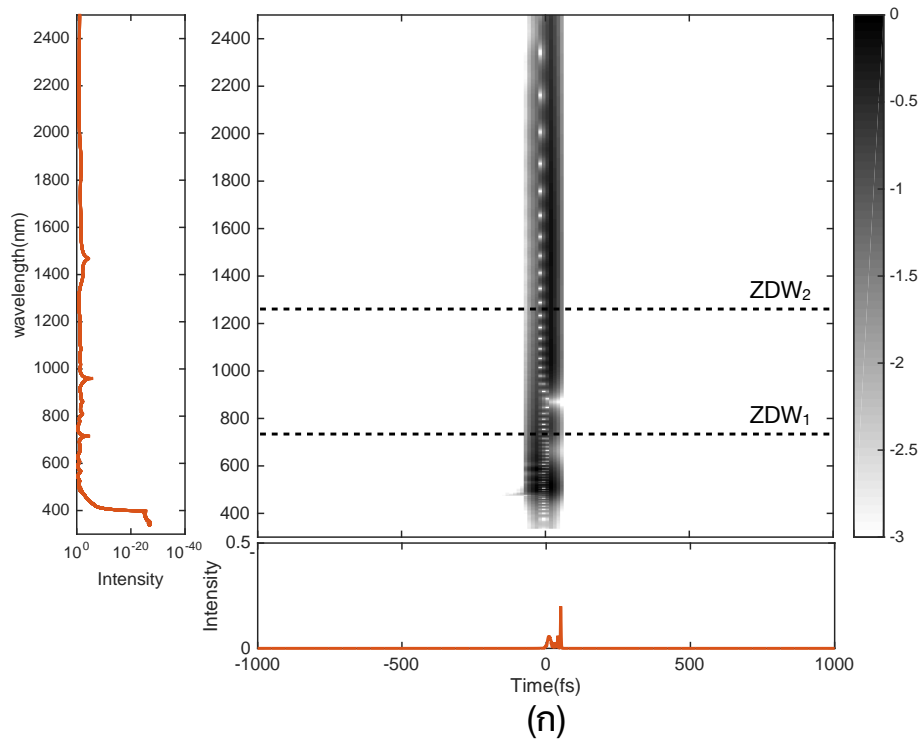
เมื่อเปรียบเทียบสเปกตรัมของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ซึ่งอยู่ในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติและมีค่าใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่ง กับพัลส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ซึ่งอยู่ในช่วงการกระจายแบบไม่ปกติเช่นกัน แต่มีค่าใกล้เคียงกับ ZDW อันดับสอง ที่ระยะต่าง ๆ ของเส้นใยนำแสงพบว่ามีลักษณะดังรูปที่ 4.13



รูปที่ 4.13: ความกว้างสเปกตรัมของพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs กำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SEWA ในกรณีที่มีความยาวคลื่นกลาง (ก) 780 nm และ (ข) 1200 nm

จากรูปที่ 4.13 (ก) และ (ข) พบว่าไม่ว่าจะใช้ความยาวคลื่น 780 nm หรือ 1200 nm ความกว้างของสเปกตรัมจะมีลักษณะคล้ายคลึงกัน กล่าวคือ ความกว้างสเปกตรัมเริ่มขยายอย่างรวดเร็ว เมื่อพัลส์เริ่มแผ่ไปในเส้นใยนำแสงได้ประมาณ 2 cm ความกว้างสเปกตรัมจะเริ่มคงที่ในช่วงระหว่าง 500 nm ถึง 2000 nm

สเปกโตรแกรมที่แสดงความสัมพันธ์ระหว่างพัลส์ขาออกในโดเมนความถี่และโดเมน



รูปที่ 4.14: สเปกโตรแกรมแสดงความสัมพันธ์ระหว่างโดเมนความถี่และโดเมนเวลาของขาออกที่เกิดจากของพัลส์ขาเข้าพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs กำลังสูงสุด 100 kW ด้วยการประมาณแบบ SEWA ในกรณีที่มีความยาวคลื่นกลาง (ก) 780 nm และ (ข) 1200 nm

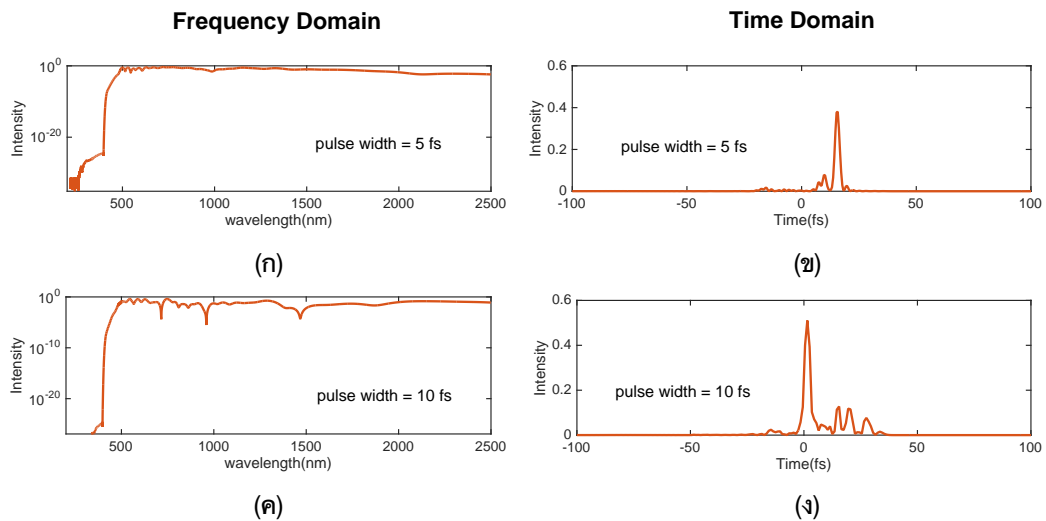
เวลาของพัลส์จากการประมาณแบบ SEWA ในกรณีข้างต้นหลังจากเคลื่อนที่ผ่านเส้นใยนำแสงไปแล้ว 10 cm สำหรับพัลส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm และ 1200 nm แสดงดังรูปที่ 4.14 (ก) และรูปที่ 4.14 (ข) ตามลำดับ โดยพบว่าส่วนของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นมากกว่าและน้อยกว่าความยาวคลื่นกลางของพัลส์ยังคงถูกหน่วงเล็กน้อย และพลังงานส่วนใหญ่ถูกถ่ายเทให้ห้องค์ประกอบของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นมากกว่าความยาวคลื่นกลางของพัลส์ และยังคงเกิดการแยกโซลิตอนไปทางขอบหน้าของพัลส์ และเป็นที่น่าสังเกตว่าในกรณีของพัลส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm เมื่อสเปกตรัมขยายไปจนถึง ZDW อันดับหนึ่ง สเปกตรัมจะขยายไปได้จนถึงความยาวคลื่นต่ำสุดประมาณ 500 nm แต่พลังงานที่ถ่ายเทไปยังความยาวคลื่นสั้นนั้นไม่สม่ำเสมอ เมื่อเทียบกับพัลส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ซึ่งพลังงานจะถ่ายเทไปยังสเปกตรัมที่มีความยาวคลื่นเกินขอบเขตของ ZDW อันดับสองอย่างสม่ำเสมอ

4.2.2 ผลของความกว้างพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม

ในหัวข้อนี้จะศึกษาผลของความกว้างของพัลส์ขาเข้าทั้งในกรณีที่ใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งและอันดับสอง ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมภายใต้การประมาณแบบ SEWA ด้วยการพิจารณากรณีของพัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความกว้างพัลส์ 5 fs และ 10 fs กำลังสูงสุด 100 kW แฉไปโนเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm

เมื่อใช้พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ซึ่งอยู่ในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติและมีค่าใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่ง ที่มีความกว้างพัลส์ต่างกันดังที่นิยามไว้ข้างต้นพบว่า ความกว้างสเปกตรัมและลักษณะของพัลส์ขาออกที่ความกว้างของพัลส์ขาเข้าเป็น 5 fs และ 10 fs ภายใต้การประมาณแบบ SEWA มีลักษณะดังรูปที่ 4.15

จากรูปที่ 4.15 (ก) และ (ค) พบว่า การเพิ่มความกว้างของพัลส์ขาเข้าทำให้ความกว้างสเปกตรัมมีความต่างกันน้อยมาก กล่าวคืออยู่ในช่วงระหว่าง 500 nm ถึงมากกว่า 2000 nm นอกจากนี้ยังพบสัญญาณรบกวนมากขึ้นตามความกว้างของพัลส์ขาเข้า และจากรูปที่ 4.15 (ข) และ (ง) พบว่า กรณีที่พัลส์มีความกว้าง 5 fs โซลิตอนที่แยกจากพัลส์หลักเกิดขึ้นเพียงพัลส์เดียว และเคลื่อนออกจากพัลส์หลักไปทางขอบหลัง ในขณะที่กรณีพัลส์มีความกว้าง 10 fs แม้มีการแยกโซลิตอนเล็ก ๆ เกิดขึ้นที่ขอบหลังของพัลส์หลัก แต่พลังงานส่วนใหญ่ยังอยู่ที่พัลส์หลัก อันเป็นผลจากปรากฏการณ์ SPM ซึ่งทำให้พลังงานบางส่วนของพัลส์ขาเข้าถูกถ่ายเทไปทำให้เกิดการแยกของโซลิตอน



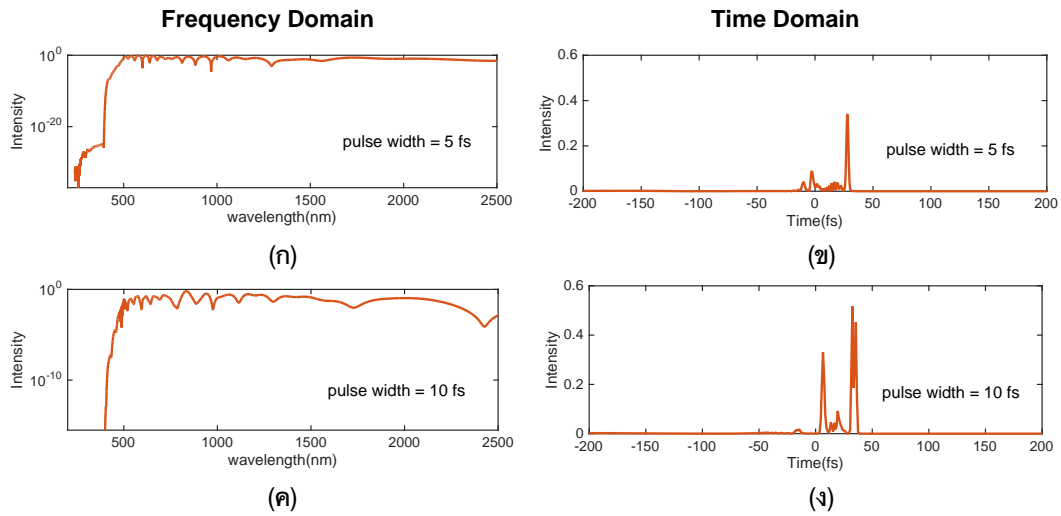
รูปที่ 4.15: ความกว้างสเปกตรัม (รูปซ้าย) และลักษณะของพัลส์ขาออก (รูปขวา) ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm กำลังสูงสุด 100 kW และแผ่นในเส้นใยนำแสงยาว 10 cm โดยมีความกว้างพัลส์ต่างกันเป็น 5 fs (รูป (ก) และ (ข)) และ 10 fs (รูป (ค) และ (ง)) ตามลำดับ การแผ่ของพัลส์ในกรณีนี้อยู่ภายใต้การประมาณแบบ SEWA

หากใช้พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ซึ่งอยู่ในช่วงการกระจายแบบไม่ปกติและมีค่าใกล้เคียงกับ ZDW อันดับสอง ที่มีความกว้างพัลส์ต่างกันเป็น 5 fs และ 10 fs กำลังสูงสุด 100 kW และแผ่นใยนำแสงเป็นระยะทาง 10 cm เช่นเดียวกัน พบว่าความกว้างสเปกตรัมและลักษณะของพัลส์ขาออกที่ความกว้างของพัลส์ขาเข้าภายใต้การประมาณแบบ SEWA มีลักษณะดังรูปที่ 4.16

จากรูปที่ 4.16 (ก) และ (ค) พบว่าการเพิ่มความกว้างของพัลส์ขาเข้าทำให้ความกว้างสเปกตรัมมีความต่างกันน้อยมาก กล่าวคืออยู่ในช่วงระหว่าง 500 nm ถึงมากกว่า 2000 nm นอกจากนี้ยังพบสัญญาณรบกวน มากขึ้นตามความกว้างของพัลส์ขาเข้าเช่นเดียวกับผลที่ได้จากการใช้พัลส์ที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm และจากรูปที่ 4.16 (ข) และ (ง) พบว่าเมื่อความกว้างของพัลส์ขาเข้าเพิ่มขึ้น ลักษณะของพัลส์ในโดเมนเวลาจะเกิดการแยกของโซลิตอนทางด้านขอบหน้าและขอบหลังของพัลส์ แต่การเกิดโซลิตอนที่ขอบหลังของพัลส์มีมากกว่า นอกจากนี้ยังทำให้ความเข้มของพัลส์และความผันผวนเพิ่มขึ้นอีกด้วย

4.2.3 ผลของกำลังสูงสุดของพัลส์ขาเข้าต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม

ในหัวข้อนี้จะศึกษาผลของกำลังสูงสุดของพัลส์ขาเข้าทั้งในกรณีทีใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่งและอันดับสอง ต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมภายใต้การประมาณแบบ SEWA

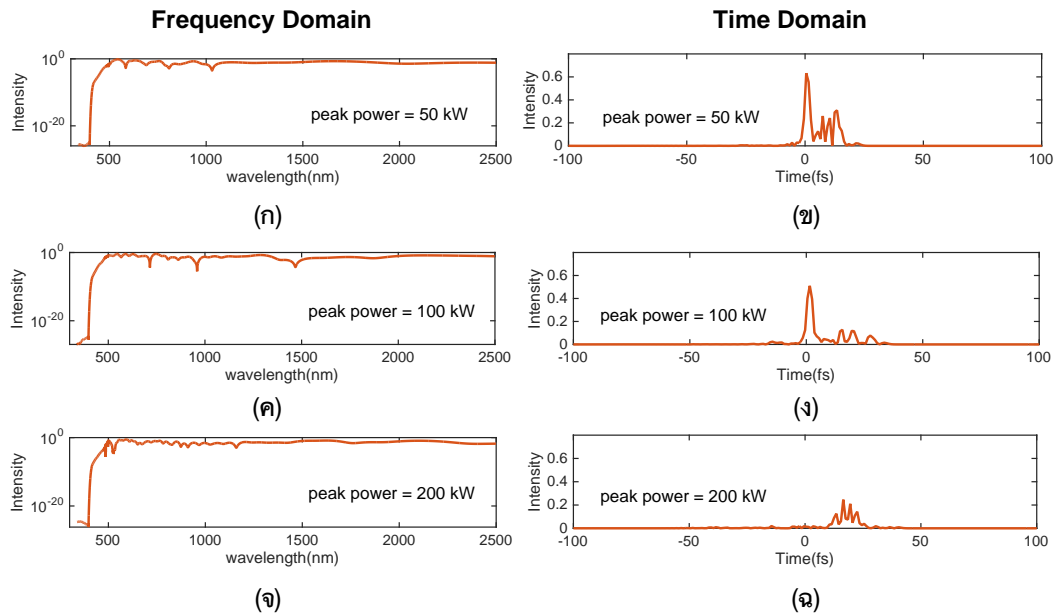


รูปที่ 4.16: ความกว้างสเปกตรัม (รูปซ้าย) และลักษณะของพัลส์ขาออก (รูปขวา) ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm กำลังสูงสุด 100 kW และแผ่นในเส้นใยนำแสงยาว 10 cm โดยมีความกว้างพัลส์ต่างกันเป็น 5 fs (รูป (ก) และ (ข)) และ 10 fs (รูป (ค) และ (ง)) ตามลำดับ การแผ่ของพัลส์ในกรณีนี้อยู่ภายใต้การประมาณแบบ SEWA

ด้วยการพิจารณากรณีของพัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs แผ่ไปในเส้นใยนำแสงที่มีความยาว 10 cm แต่มีกำลังสูงสุดแตกต่างกัน

เมื่อใช้พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ซึ่งอยู่ในช่วงการกระจายแสงไม่ปกติและมีค่าใกล้เคียงกับ ZDW อันดับหนึ่ง ความกว้างพัลส์ 10 fs โดยให้พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสงเป็นระยะทาง 10 cm แต่กำลังสูงสุดมีค่าเป็น 50 kW 100 kW และ 200 kW พบว่า ความกว้างสเปกตรัมและลักษณะของพัลส์ขาออกที่ความกว้างของพัลส์ขาเข้าทั้งสาม ภายใต้การประมาณแบบ SEWA มีลักษณะดังรูปที่ 4.17

จากรูปที่ 4.17 (ก) (ค) และ (ง) พบว่าการเพิ่มกำลังของพัลส์ขาเข้าทำให้ความกว้างสเปกตรัมอยู่ในช่วงระหว่าง 500 nm ถึงมากกว่า 2000 nm และยังพบสัญญาณรบกวนเพิ่มมากขึ้น ส่งผลให้ความเรียบของสเปกตรัมลดลงตามกำลังของพัลส์ขาเข้าที่สูงมากขึ้น และจากรูปที่ 4.17 (ข) (ง) และ (จ) พบว่า ลักษณะของพัลส์ในโดเมนเวลาจะเกิดการแยกของโซลิตอนไปทางด้านขอบหลังของพัลส์ ในทุก ๆ ค่าของกำลังของพัลส์ขาเข้า แต่กำลังของพัลส์ที่สูงมากขึ้นทำให้พลังงานส่วนใหญ่ถ่ายเทไปยังโซลิตอนที่แยกไปทางด้านหลังของพัลส์เพิ่มมากขึ้นตามลำดับ

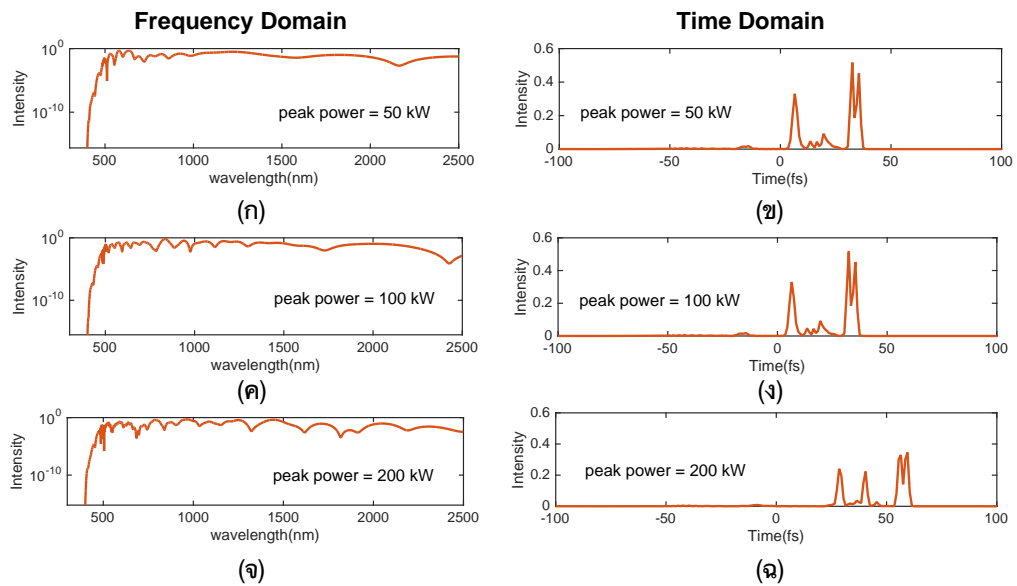


รูปที่ 4.17: ความกว้างสเปกตรัม (รูปซ้าย) และลักษณะของพัลส์ขาออก (รูปขวา) ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และแผ่นใยนำแสงยาว 10 cm โดยมีกำลังสูงสุดต่างกันเป็น 50 kW (รูป (ก) และ (ข)) 100 kW (รูป (ค) และ (ง)) และ 200 kW (รูป (จ) และ (ฉ)) ตามลำดับ การแผ่ของพัลส์ในกรณีนี้ได้อยู่ภายใต้การประมาณแบบ SEWA

เมื่อใช้พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์ มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ซึ่งอยู่ในช่วงการกระจายแบบไม่ปกติและมีค่าใกล้เคียงกับ ZDW อันดับสอง ความกว้างพัลส์ 10 fs โดยให้พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสงเป็นระยะทาง 10 cm แต่กำลังสูงสุดเท่ากับ 50 kW 100 kW และ 200 kW พบว่าความกว้างสเปกตรัมและลักษณะของพัลส์ขาออกที่ความกว้างของพัลส์ขาเข้าทั้งสาม ภายใต้การประมาณแบบ SEWA มีลักษณะดังรูปที่ 4.18

จากรูปที่ 4.18 (ก) (ค) และ (จ) พบว่า การเพิ่มกำลังของพัลส์ขาเข้าทำให้ความกว้างสเปกตรัมอยู่ในช่วงระหว่าง 500 nm ถึงมากกว่า 2000 nm และยังพบสัญญาณรบกวนมากขึ้นตามกำลังของพัลส์ขาเข้าที่เพิ่มสูงขึ้น ในลักษณะเดียวกับพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลางเป็น 780 nm และจากรูปที่ 4.18 (ข) (ง) และ (ฉ) พบว่า เมื่อกำลังของพัลส์ขาเข้าเพิ่มขึ้น ลักษณะของพัลส์ในโดเมนเวลาจะเกิดการแยกของโซลิตอนทางด้านขอบหลังของพัลส์ เพิ่มขึ้นและเคลื่อนที่ได้ช้าลงในช่วงความยาวคลื่นย่าน NIR

ผลที่ได้จากแบบจำลองในกรณีที่ใช้การประมาณแบบ SEWA ในครั้งนี้สามารถอธิบายได้ว่าในช่วงเริ่มต้นที่พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสง การขยายสเปกตรัมเกิดจากปรากฏการณ์



รูปที่ 4.18: ความกว้างสเปกตรัม (รูปซ้าย) และลักษณะของพัลส์ขาออก (รูปขวา) ของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs และแผ่นใยนำแสงยาว 10 cm โดยมีกำลังสูงสุดต่างกันเป็น 50 kW (รูป (ก) และ (ข)) 100 kW (รูป (ค) และ (ง)) และ 200 kW (รูป (จ) และ (ฉ)) ตามลำดับ การแผ่ของพัลส์ในกรณีนี้ขึ้นอยู่กับผลการประมาณแบบ SEWA

SPM เป็นส่วนสำคัญ เมื่อสเปกตรัมขยายและเข้าใกล้ ZDW อันดับสองของเส้นใยนำแสงแล้ว การขยายความกว้างสเปกตรัมจะเพิ่มมากขึ้นไปจนถึงย่าน NIR รวมถึงมีโซลิตอนเกิดขึ้นจากพลังงานบางส่วนของพัลส์จากการขยายความกว้างสเปกตรัมด้วย นอกจากนี้ปรากฏการณ์ FWM ทำให้องค์ประกอบของสเปกตรัมในส่วนที่มีความยาวคลื่นสั้นเกิดการเหนี่ยวนำเป็นคลื่นสโตกส์และแอนติสโตกส์ขึ้น ดังนั้น เมื่อสเปกตรัมเกิดการขยายความกว้างไปถึง ZDW อันดับหนึ่ง สเปกตรัมจึงขยายความกว้างต่อไปได้ถึงความยาวคลื่นประมาณ 500 nm ทั้งในกรณีที่มีความยาวคลื่นกลางเป็น 780 nm และ 1200 nm

บทที่ 5

อภิปรายและสรุปผลการวิจัย

การขยายความกว้างสเปกตรัมทำได้โดยการให้พัลส์ของแสงที่มีความกว้างพัลส์สั้นพิเศษเดินทางผ่านตัวกลางที่มีความไม่เชิงเส้นสูง ตัวกลางที่นิยมใช้ขยายความกว้างสเปกตรัมคือ PCF ซึ่งในปัจจุบันได้ออกแบบให้มี ZDW สองค่าที่ใกล้เคียงกัน ในอีกด้านหนึ่งการขยายความกว้างสเปกตรัมก็ขึ้นกับสมบัติต่าง ๆ ของพัลส์ เช่น ความยาวคลื่นกลาง ความกว้างพัลส์หรือกำลังสูงสุดอีกด้วย

การเปลี่ยนแปลงสเปกตรัมและรูปร่างของพัลส์ขณะเคลื่อนผ่าน PCF สามารถอธิบายได้ด้วยสมการชโรดิงเจอร์แบบไม่เชิงเส้น โดยทั่วไปการแก้สมการชโรดิงเจอร์แบบไม่เชิงเส้นมักใช้การประมาณแบบ SVEA ซึ่งเหมาะกับพัลส์ที่มีความกว้างพัลส์กว้าง ในขณะที่การประมาณแบบ SEWA น่าจะเหมาะกับพัลส์ที่มีความกว้างพัลส์แคบพิเศษ ในวิทยานิพนธ์นี้ได้สร้างแบบจำลองคอมพิวเตอร์เพื่อวิเคราะห์สมบัติของพัลส์ขาเข้าที่แคบพิเศษขณะเคลื่อนผ่าน PCF ที่มี ZDW สองค่า ว่ามีผลต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม ด้วยการประมาณ SEWA โดยใช้การกระจายแสงของเส้นใยนำแสงรุ่น NL-PM-750 เป็นต้นแบบของ PCF ในวิทยานิพนธ์นี้และใช้พัลส์ขาเข้าแบบเกาส์เป็นตัวอย่างในการศึกษา

เพื่อยืนยันว่าการประมาณแบบ SEWA เหมาะกับพัลส์แคบพิเศษ ในตอนแรกเป็นการเปรียบเทียบผลของการประมาณแบบ SEWA กับ SVEA ที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมของพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้างและความยาวคลื่นกลางค่าต่าง ๆ พบว่า การประมาณแบบ SEWA และ SVEA ต่างก็ทำให้เกิดการขยายความกว้างสเปกตรัมและเกิดแยกโซลิตอนได้เช่นกัน ไม่ว่าจะใช้พัลส์ขาเข้าที่มีความกว้างพัลส์ที่แคบพิเศษเพียง 10 fs หรือพัลส์กว้างขนาด 50 fs อย่างไรก็ตาม การประมาณแบบ SEWA ทำให้สเปกตรัมของพัลส์ขาออกมีความแบนเรียบมากกว่า แต่การประมาณแบบ SVEA มีความเหมาะสมกับพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้าง 50 fs มากกว่า เพราะได้ผลใกล้เคียงกับการทดลองในงานวิจัยก่อนหน้า [2] และจากการพิจารณาการเปลี่ยนแปลงลักษณะของพัลส์ตามระยะทางที่พัลส์แผ่ไปในเส้นใยนำแสง พบว่าการประมาณแบบ SEWA ในกรณีของพัลส์ที่มีความกว้าง 10 fs ทำให้โซลิตอนที่เกาะกลุ่มกันหรือเกิดการแยกของโซลิตอนเพียงเล็กน้อย ซึ่งสอดคล้องกับผลการทดลองเมื่อพิจารณาเฉพาะในส่วนของโซลิตอนที่มีความกว้างพัลส์แคบ และมีขนาดไม่เปลี่ยนแปลงแม้จะเคลื่อนไป

ใน PCF ในระยะยาวแค่นั้นก็ตาม [5] ด้วยเหตุนี้จึงพอสรุปได้ว่าการประมาณแบบ SEWA เหมาะกับพัลส์ที่แคบพิเศษมากกว่า

ส่วนที่สองเป็นการวิเคราะห์ผลของพัลส์ขาเข้าที่สมบัติแตกต่างกันต่อการขยายความกว้างสเปกตรัมด้วยการประมาณแบบ SEWA โดยเน้นสมบัติของพัลส์ขาเข้า คือ ความยาวคลื่นกลาง ความกว้างพัลส์ และกำลังสูงสุดของพัลส์ขาเข้า สามารถสรุปผลได้ดังนี้

- ผลของความยาวคลื่นกลางของพัลส์ขาเข้าที่มีความกว้างพัลส์ 10 fs กำลังสูงสุด 100 kW แต่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm และ 1200 nm ต่างกัน พบว่า ความกว้างของสเปกตรัมที่ได้อยู่ในช่วงที่ใกล้เคียงกัน โดยอยู่ระหว่าง 500 nm ถึงมากกว่า 2000 nm นอกจากนี้ยังพบว่า มีการถ่ายเทพลังงานส่วนใหญ่ไปสู่ช่วงความยาวคลื่นที่มากกว่าความยาวคลื่นกลางของพัลส์ขาเข้า และเกิดการแยกโซลิตอนไปทางขอบหน้าของพัลส์
- ผลของความกว้างพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm กำลังสูงสุด 100 kW พบว่า การขยายความกว้างของสเปกตรัมอยู่ระหว่าง 500 nm ถึงมากกว่า 2000 nm ทั้งกรณีที่พัลส์ขาเข้ามีความกว้างพัลส์ 5 fs และ 10 fs แต่ความกว้างพัลส์ 10 fs ทำให้เกิดสัญญาณรบกวนมากกว่า ทั้งนี้เนื่องจากปรากฏการณ์ SPM ได้ส่งผลให้พลังงานบางส่วนของพัลส์ขาเข้าถ่ายเทไปให้โซลิตอน ซึ่งแยกออกไปทางขอบหลังของพัลส์หลัก ในขณะที่สำหรับพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm กำลังสูงสุด 100 kW ของพัลส์กว้าง 5 fs และ 10 fs พบว่า ความกว้างสเปกตรัมคล้ายกันกับกรณีที่พัลส์ขาเข้ามีความยาวคลื่นกลาง 780 nm และโซลิตอนที่แยกออกไปทางขอบหลังของพัลส์มีความเข้มและความผันผวนมากขึ้นกว่าพัลส์ขาเข้ามีความยาวคลื่นกลาง 780 nm
- ผลของกำลังสูงสุดของพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 780 nm ความกว้างพัลส์ 10 fs แต่กำลังสูงสุดเป็น 50 kW 100 kW และ 200 kW พบว่า การเพิ่มกำลังสูงสุดของพัลส์ขาเข้าทำให้ความกว้างสเปกตรัมอยู่ระหว่าง 500 nm ถึงมากกว่า 2000 nm และยังก่อให้เกิดสัญญาณรบกวนที่เพิ่มมากขึ้น และจากลักษณะของพัลส์ขาออกในโดเมนเวลา พบว่า เกิดการแยกของโซลิตอนสำหรับกำลังสูงสุดทุกค่า โดยพลังงานที่ถ่ายเทจากพัลส์หลักไปยังโซลิตอนเพิ่มขึ้นตามกำลังสูงสุดของพัลส์ขาเข้า ในขณะที่สำหรับพัลส์ขาเข้าที่มีความยาวคลื่นกลาง 1200 nm พบว่า ได้ความกว้างสเปกตรัมคล้ายกันกับกรณีที่พัลส์ขาเข้ามีความยาวคลื่นกลาง 780 nm และยังคงพบการถ่ายเทจากพัลส์หลักไปยังโซลิตอนเช่นกัน แต่โซลิตอนที่แยกออกมาเคลื่อนที่ได้ช้าลงในช่วง NIR

แม้ว่าวิธานิพนธ์นี้จะแสดงให้เห็นถึงผลที่เกิดจากสมบัติของพัลส์ขาเข้าที่มีต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม โดยใช้พัลส์ขาเข้าที่มีความกว้างอยู่ในช่วงต่ำกว่า 10 fs แต่ยังมีปัจจัยอีกหลายประการที่มีผลต่อการขยายความกว้างสเปกตรัม ซึ่งกำหนดได้จากลักษณะของพัลส์ หรือสมบัติของเส้นใยนำแสงที่เป็นตัวกลางสำหรับพัลส์ แต่สมการที่ใช้อธิบายการแผ่ของพัลส์ในตัวกลางดังกล่าวก็มีความซับซ้อนมากขึ้นตามไปด้วย อย่างไรก็ตาม ปัจจัยสำคัญที่มีผลต่อปรากฏการณ์ที่เกี่ยวข้องกับการขยายความกว้างสเปกตรัมยังคงเป็นความไม่เชิงเส้นของตัวกลางที่พัลส์แผ่ออกไปนั่นเอง

เอกสารอ้างอิง

- [1] Govind Agrawal. Nonlinear Fiber Optics. Optics and Photonics. Academic Press, Boston, fifth edition edition, 2013.
- [2] John M. Dudley, Goëry Genty, and Stéphane Coen. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. Rev. Mod. Phys., 78(4):1135–1184, October 2006.
- [3] C Dunsby, P M P Lanigan, J McGinty, D S Elson, J Requejo-Isidro, I Munro, N Galletly, F McCann, B Treanor, B Önfelt, D M Davis, M A A Neil, and P M W French. An electronically tunable ultrafast laser source applied to fluorescence imaging and fluorescence lifetime imaging microscopy. Journal of Physics D: Applied Physics, 37(23):3296–3303, nov 2004.
- [4] M Ere-Tassou, C Przygodzki, E Fertein, and H Delbarre. Femtosecond laser source for real-time atmospheric gas sensing in the uv–visible. Optics Communications, 220(4):215 – 221, 2003.
- [5] Michael H. Frosz, Peter Falk, and Ole Bang. The role of the second zero-dispersion wavelength in generation of supercontinua and bright-bright soliton-pairs across the zero-dispersion wavelength. Opt. Express, 13(16): 6181–6192, Aug 2005.
- [6] Karen Marie Hilligsøe, Thomas Vestergaard Andersen, Henrik Nørgaard Paulsen, Carsten Krogh Nielsen, Klaus Mølmer, Søren Keiding, Rene Kristiansen, Kim Per Hansen, and Jakob Juul Larsen. Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths. Opt. Express, 12(6):1045–1054, Mar 2004.
- [7] David J. Jones, Scott A. Diddams, Jinendra K. Ranka, Andrew Stentz, Robert S. Windeler, John L. Hall, and Steven T. Cundiff. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. Science, 288(5466):635–639, 2000.

- [8] N. Karasawa, S. Nakamura, N. Nakagawa, M. Shibata, R. Morita, H. Shigekawa, and M. Yamashita. Comparison between theory and experiment of nonlinear propagation for a-few-cycle and ultrabroadband optical pulses in a fused-silica fiber. IEEE Journal of Quantum Electronics, 37(3): 398–404, March 2001.
- [9] Jeong S. Jun B. et al. Kim, Y. Endoscopic imaging using surface-enhanced raman scattering. European Journal of Nanomedicine, 9, September 2017.
- [10] Jonathan C. Knight. Photonic crystal fibres. Nature, 424(6950):847–851, 2003.
- [11] Thomas G. Philbin, Chris Kuklewicz, Scott Robertson, Stephen Hill, Friedrich Konig, and Ulf Leonhardt. Fiber-optical analogue of the event horizon: Appendices. arXiv, 0711.4797, 2007.
- [12] Jinendra K. Ranka, Robert S. Windeler, and Andrew J. Stentz. Visible continuum generation in air–silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. Opt. Lett., 25(1):25–27, Jan 2000.
- [13] Philip Russell. Photonic crystal fibers. Science, 299(5605):358–362, 2003.
- [14] T. Schreiber, T. V. Andersen, D. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann. Supercontinuum generation by femtosecond single and dual wavelength pumping in photonic crystal fibers with two zero dispersion wavelengths. Opt. Express, 13(23):9556–9569, Nov 2005.

ประวัติผู้เขียนวิทยานิพนธ์

พระราชกร หลุยเจริญ เกิดเมื่อวันที่ 1 เมษายน พ.ศ. 2536 สำเร็จการศึกษาระดับมัธยมศึกษาจากโรงเรียนวัดสุทธิวราราม ในปี พ.ศ. 2554 และสำเร็จการศึกษาระดับปริญญาตรีจากภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย ในปี พ.ศ. 2558 จากนั้นได้เข้าศึกษาต่อระดับปริญญาโทที่ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัยในปีเดียวกัน