



אוניברסיטת בן-גוריון בנגב
Ben-Gurion University of the Negev

הפקולטה למדעי ההנדסה
המחלקה להנדסת מכונות

חקירת זרימת מעבר למינארית-טורבולנטית בהבזק טורבולנטי בצינור

חיבור זה מהווה חלק מהדרישות לקבלת תואר מגיסטר בהנדסה

מאת: שי תור



אוניברסיטת בן-גוריון בנגב
Ben-Gurion University of the Negev

הפקולטה למדעי ההנדסה
המחלקה להנדסת מכונות

חקירת זרימת מעבר למינארית-טורבולנטית בהבזק טורבולנטי בצינור

חיבור זה מהווה חלק מהדרישות לקבלת תואר מגיסטר בהנדסה

מאת : שי תור

מנחים : פרופ' אלכסנדר יחוט

ד"ר יורי פלדמן

ד"ר אפי צמח

תאריך : 30-08-2022

.....
חתימת המחבר

תאריך : 30-08-2022

.....
אישור המנחה

תאריך : 04-09-2022

.....
אישור המנחה

תאריך : 30-08-2022

.....
אישור המנחה

.....
תאריך : 14.12.22

.....
אישור יו"ר ועדת תואר שני מחלקתית... ד"ר בני גוריון
יו"ר לימודי מוסמכים
המחלקה להנדסת מכונות

תקציר

מחקר זה עוסק במעבר בין משטר זרימה למינארי-טורבולנטי בצינור. במחקר נערכה הדמיה חישובית ישירה (DNS) Direct numerical simulation) בכדי לנתח מקרה של *הבזק טורבולנטי מקומי (Localized Turbulent Puff)*, מצב מיוחד בו אזור טורבולנטי מוקף במשטר זרימה למינארי נע ממעלה הזרם למורד הזרם בצינור. ההבזק הטורבולנטי מאפשר ניתוח של מעבר בין משטר זרימה למינארי למשטר זרימה טורבולנטי. מבחינה ויזואלית, ההבזקים מייצגים עננים של זרימה טורבולנטית נפרדים האחד מהשני שצורתם דמוית "קליע", אורכם נעמד כ- 15 עד 20 קטרי צינור, בהתאם למספר ריינולדס. ההבזק הטורבולנטי יציב לאורך זמן וגודלו קבוע. בשל כך סביר להניח שקיים מעין מנגנון האחראי להספקה של אנרגיה לשימור ההבזק הטורבולנטי כך שלא ידעך. חקירת ההבזק נערכה בעזרת איסוף נתונים בחלון מעקב בגודל ארבעה קטרים של צינור, כאשר המעקב אחריו נערך בעזרת איתור האנרגיה הקינטית המקסימלית של הרכיבים הרוחביים $(u_r^2 + u_\theta^2)$, רכיבים הקיימים אך ורק במצב הטורבולנטי. אחת ממטרות המחקר הנוכחי הינן זיהוי של מבנים קוהרנטיים מתמידים (persistent coherent states) הקשורים לתנועה הרדיאלית, שכן הם חלק בלתי נפרד מהמנגנון המתחזק את עצמו. זיהוי המבנים ומשך קיומם בזרימה יכולים להוביל לאפשרות שליטה בהתפתחות הטורבולנציה. כגישה לזיהוי המבנים המתמידים נעשה שימוש במיצוע פשוט בזמן לזיהוי מבנים קוהרנטיים בשדה הזרימה הרדיאלי. מלבד זאת, נעשה שימוש במקדם מתאם (correlation coefficient) היקפי בין שתי נקודות בזמן ובמרחב, אשר מספק את מידת ההתאמה ואת הערכת זמן התמדת המבנה. אודות וההבזק הטורבולנטי מאופיין במקומיות מרחבית, וטורבולנציה יציבה מבחינה סטטיסטית, מתאפשר לנתח את ההבזק בעזרת פירוק "אורתוגונלי תואם-שדה" (POD, Proper Orthogonal Decomposition). *האופנים (mods)* המתקבלים מהפירוק האורתוגונלי הינם היררכיים, דבר אשר מתבטא בכך שהאופנים הראשונים מייצגים את תבנית הזרימה הראשית, בעוד שהאופנים הגבוהים מוסיפים תכונות עדינות יותר. כמו כן, ניתוח ה-POD עבור המשטר למינארי-טורבולנטי המשתנה בזמן מתאים לזיהוי האופנים האחראיים ישירות על תחילתה של הטורבולנציה. מתוך התוצאות התקבל שהאופן הראשון של POD מהווה 27% מכלל אנרגיית המהירות הרדיאלית, וארבעת האופנים הראשונים מהווים 53% אחוזים ממנה. ממצאים אלו מזמנים מחקר המשך על מנגנון בקרה מבוסס POD למניעת העברת האנרגיה מזרימה גזירה ממוצעת לתוך המערבולות הטורבולנטיות, על ידי הפחתה ישירה של התנועה הרדיאלית.

מילות מפתח: טורבולנציה, מעבר בין משטרי זרימה, הבזק טורבולנטי, פירוק אורתוגונלי תואם שדה (POD), חישובי זרימה ממוחשבים (CFD), הדמיה חישובית ישירה (DNS).

תודות

ברצוני להודות לאנשים שעזרו ותרמו רבות להישגיי בעבודת המחקר ולהשלמתה.

פרופ' אלכס יחוט, מנחה מטעם אוניברסיטת בן גוריון – תודה על שעות ארוכות של הדרכה, תמיכה, סבלנות והשקעה, על מחויבות והיענות תמידית ומהירה לכל בעיה בה נתקלתי. תרמת לי רבות מהניסיון והידע העצום שלך.

ד"ר יורי פלדמן, מנחה מטעם אוניברסיטת בן גוריון – תודה רבה על העזרה הרבה, האכפתיות, ההדרכה המקצועית ומתן הכלים למחקר ולעבודה.

ד"ר אפי צמח, מנחה חיצוני מטעם המרכז למחקר גרעיני שורק – תודה על תמיכה אישית ומקצועיות לאורך כל הדרך, תרמת לי המון מניסיוןך המחקרי והארגוני, היית לי תמיד אוזן קשבת.

שאול עברון, סטודנט לתואר מגיסטר באוניברסיטת בן גוריון שעסק לראשונה במעבדה בקוד הנומרי OPF. תודה על התמיכה והעזרה בתחילת הדרך, האכפתיות ושיתוף הפעולה הפורה בינינו.

וכמובן לאשתי היקרה דניאל תור ישראל שתמכה בי לאורך כל הדרך והייתה תמיד לצידי.

מכולכם למדתי והשכלתי רבות, תודה!

תוכן עניינים

8.....	רשימת טבלאות
9.....	רשימת סימנים
9.....	מילון מונחים
10.....	פרק 1. מבוא
10.....	1.1. טורבולנציה בצינור
13.....	1.2. תנועת הזרימה בחתך הצינור
14.....	1.3. מנגנון ייצור הטורבולנציה בזרימה גזירה
18.....	1.4. מטרות המחקר ומתווה התיזה
19.....	פרק 2. תיאור ואימות הקוד הנומרי OPF
19.....	2.1. הקוד הנומרי
20.....	2.2. אימות הקוד OPF
27.....	פרק 3. ניתוח הזרימה הממוצעת בהבזק הטורבולנטי
27.....	3.1. תנאים להבזק טורבולנטי מקומי
30.....	3.2. תוצאות
37.....	פרק 4. זיהוי מצבים קוהרנטיים מתמידים בהבזק טורבולנטי בודד
37.....	4.1. כללי
38.....	4.2. מתודולוגיה
39.....	4.3. חלון הזזה ממוצע לזיהוי מבנה קוהרנטי
44.....	4.4. מקדם המתאם ההיקפי והאורכי של המהירות הרדיאלית
48.....	4.5. הערכת פרק הזמן של התמדת המבנה הקוהרנטי
50.....	4.6. ניתוח שדה הזרימה הרגעי
54.....	פרק 5. ניתוח שדה המהירות הרדיאלית בעזרת פירוק אורתוגונלי תואם-שדה (POD)
54.....	5.1. טכניקת חישוב POD
56.....	5.2. תוצאות
56.....	פרק 6. סיכום ומסקנות
63.....	ביבליוגרפיה
5	

רשימת איורים

- איור 1.1** – תיאור הניסוי של ריינולדס (Reynolds, 1883) עבור הספיקות שונות. האיור נלקח מתוך (Barkley, D., 2016)..... 11
- איור 1.2** – המחשה של האינטראקציה של שני משטרי הזרימה מתוך מאמר (Barkley, D., 2016) המתבסס על המחקר של (Wynanski & Champagne, 1973). האזור הטורבולנטי חסום על-ידי זרימה למינארית במעלה ובמורד הזרם. האנלוגיה של שתי הפאזות באה לידי ביטוי בכך שהזרימה הלמינארית הינה נוזל והזרימה הטורבולנטית הינה הגז. 11
- איור 1.3** – המחשת תופעת השבלול הטורבולנטי בעזרת תוצאות DNS (Direct Numerical Simulation) בזרימה של $Re = 4000$. שדה הזרימה המוצג בחתך zr הינו אנרגיה קינטית של הזרם כאשר הצבע הלבן מתאר זרימה למינארית, זרימת Hagen-Poiseuille. אורך הצינור הינו $50D$ וחמשת תמונות המצב מוצגות בהפרשים של 10 יחידות זמן D/U_m . כמו כן, תנאי השפה מחזוריים בכיוון הזרימה. האיור נלקח מתוך (Barkley, D., 2016)..... 12
- איור 1.4** – הצגת תוצאות DNS של ההבזק הטורבולנטי במספר ריינולדס $Re = 2000$. שדה המוצג הינו האנרגיה הקינטית כאשר בצבע לבן מתואר הזרימה הלמינארית. ארבע תמונות מצב אלו מוצגות בהפרשים של 200 יחידות זמן D/U_m . איור זה נלקח מתוך (Barkley, D., 2016)..... 13
- איור 1.5** – תופעת הטבע "רחובות עננים" שנצפתה ליד החוף היפני (japanese coast) (א), וסקיצה של שדה הזרימה U, V, W ביחס למערכת הצירים (x, y, z) : מתאר את זרימת הסטריקים, והרכיבים (V, W) מתארים את גלילי הזרם (ב). איור זה נלקח ממחקר של (Isoni, 2014)..... 15
- איור 1.6** – סכמה של תהליך תחזוקה עצמי – SSP (א), והמחשה של גלילי הזרם והסטריקים המהירים וסטריקים איטיים, אדום וכחול בהתאמה (ב), נלקח מתוך (Zhong et al., 2016)..... 17
- איור 2.1** – מבנה רשת החישוב הנומרי בקודים השונים. מצד ימין רשת החישוב בקוד OPF ומצד שמאל רשת החישוב בקוד *Semtex* (FTC)..... 21
- איור 2.2** – השוואת פילוג המהירות הרדיאלית הממוצעת, ur , במעלה הזרם ($z = -2D$), עבור מיצוע של 10,000 תמונות מצב. מצד ימין תוצאות מתוך הקוד OPF ומצד שמאל תוצאות מתוך FTC..... 23
- איור 2.3** – השוואת דפוס האנרגיה הרוחבית הממוצעת ($ur^2 + u\theta^2$) עבור 10,000 תמונות מצב במיקום מרכז חלון המעקב ($z = 0$). מצד ימין תוצאת חישוב OPF ומצד שמאל תוצאת חישוב FTC..... 23
- איור 2.4** – משטחים שווי ערך (iso-surface) של המהירות ur עבור ממוצע של 10,000 תמונות מצב בחלון המעקב בגודל $\pm 2D$ 24
- איור 2.5** – השוואה בין OPF ל-FTC עבור פרופיל המהירות הממוצעת בזמן ובמרחב בכיוון ההיקפי. נרמול המהירות ב- Um 25
- איור 2.6** – השוואה בין OPF ל-FTC עבור פרופיל המהירות הממוצעת בזמן ובמרחב בכיוון ההיקפי ביחידות קיר. המהירות מנורמלת במהירות הגזירה..... 25

איור 3.1 – זמן אופייני של המהירות במרכז הצינור עבור $Re = 2200, L = 50D$. הסימונים מתארים את חלון המעקב בגודל $4D$: סימון (*) מתאר את מעלה הזרם, הסימון (0) מתאר את האזור בעל האנרגיה הקינטית המקסימלית של רכיבי המהירות הרוחביים, $CSur2 + u\theta^2$ הסימון (+) מתאר את מורד הזרם. 29.....

איור 3.2 – (א) זמן אופייני של המהירות במרכז הצינור עבור $Re = 1920, L = 50D$. (ב) פונקציית הישרדות של הטורבולנציה כתלות בזמן חיים עבור מספרי ריינולדס שונים מתוך (Avila et al., 2010). 30.....

איור 3.3 – פרופיל המהירות הממוצעת בכיוון הזרימה: איור (א) מציג את $Uz(r)$ מנורמל במהירות במרכז הצינור, Uc . איור (ב) מציג את הפרופיל הלוגריתמי המנורמל במהירות הגזירה, ur (ראה נספח 1 עבור חישוב מהירות הגזירה ב-OPF). 31.....

איור 3.4 – עוצמת הטורבולנציה של שורש הממוצע הריבועי – RMS (א, ב) ומאמצי הגזירה (ג). הערכים מנורמלים במהירות הגזירה ומוצגים ביחידות קיר עבור החתכים השונים בחלון המעקב $(z = -2D, 0, 2D)$. 34.....

איור 3.5 – תיאור דפוס האנרגיה הרוחבית והצירית הממוצעת עבור 10,000 תמונות מצב $(tUm/D = 0 - 1250)$. 36.....

איור 4.1 – חתך של גל נע (traveling wave) במיקומים שונים לאורך הגל. תמונות המצב a-d מוצגות בזמנים 0, 1/8, 2/8 ו-3/8 של מחזור במיקום קבוע לאורך הציר. רכיבי המהירות בחתך מוצגים בעזרת וקטורים בכחול. רכיב סטיית המהירות הצירי ביחס לפרופיל הפרבולה מתואר על ידי התפלגות הצבעים. אזורים שבהם הזרם מהיר יותר ביחס לפרבולה, מוצגים באדום ומתאימים לתיאור הסטריקים המהירים (high-speed streaks). באותו אופן, אזורים בעלי מהירות נמוכה יותר ביחס לפרבולה מוצגים בכחול ומתארים את הסטריקים האיטיים (low-speed streaks). 38.....

איור 4.2 – (א) שדה הזרימה הרדיאלית הממוצעת, ur , עבור $17,500 D/Um$ יחידות זמן, בחתך $z = -2D$. (ב) מיצוע של $25D/Um$ יחידות זמן חושף חמישה אזורים בעלי סימנים מתחלפים (מבנה קוהרנטי) של שדה הזרימה בכיוון הרדיאלי, אשר מובילים לתנודות במהירות בכיוון הזרימה, כלומר סטריקים מהירים ואיטיים. 40.....

איור 4.3 – משטחים שווי ערך (iso-surface) בצורת תלת מימד של שדה הזרימה הרדיאלית, ur , עבור מיצוע של $25 D/Um$ יחידות זמן. $ur = 0.015$ (באדום) ו- $ur = -0.003$ (בירוק). $z = 0$ מתאר מיקום של אנרגיה מקסימלית של רכיבי המהירות הרוחביים $(ur + u\theta)$. 41.....

איור 4.4 – (א-ד): שדה המהירות הרדיאלית הממוצעת במיקום $z = -2D$ ובזמן עבור $\Delta t = 25D/Um$ בטווחי הזמן השונים. באיורים אלו (א-ד) מסומנות 12 נקודות התואמות לאיור (ב). האיורים מצד שמאל (ה-ח) מציגים את המהירות היחסית לזרימה למינארית (בהחסרה של הפרופיל הפרבולי). 43.....

איור 4.5 – שדה המהירות הרדיאלית הממוצעת בזמן בטווח של 25 יחידות זמן באזור מעלה הזרם ($z = -2D$) תת איור (א), ובאזור מורד הזרם ($z = 2D$) תת איור (ב). תתי האיורים (ג, ד, ה) מציגים את מקדם המתאם ההיקפי במיקומים $z = -2D$ ו- $z = 2D$. נקודת הייחוס i מסומנת על גבי החתך

הנחקר, ונקודת הייחוס j מסמנת את הנקודות ההיקפיות. תת איור (ה) מתאר את מקדם המתאם האורכי, נקודת הייחוס i (P7) נקבעה בחתך $z = -2D$, z מסמנת את הנקודות ההיקפיות בחתך $z = 2D$. עבור כל מיקום בהיקף, מקדם המתאם חושב עבור מיצוע של שבעה רדיוסים. 46.....

איור 4.6 – המחשת צורה גלית שנצפתה בשדה הזרימה הרדיאלית. הצגה בעזרת מקדם מתאם היקפי של המהירות הרדיאלית, $R_{ij} = corr(ur_i, ur_j)$, בטווח הזמן $tUm/D = 1250 - 1275$, לאורך ההבזק הטורבולנטי המקומי עבור שתי נקודות ייחוס. איור 4.6 (א) מתאר מעקב אחר נקודה P1 ואיור 4.6 (ב) מתאר מעקב אחר נקודה P7, אשר מסומנות גם באיור 4.4 (ב). 48.....

איור 4.7 – איתור זמן התמדת המבנה הקוהרנטי בשדה המהירות הרדיאלית, ur , בעזרת מקדם המתאם הנע עבור שתי נקודות, R_{ij} , בתחום הזמן $tD/Um = 1250 - 1275$. החישוב נערך במעלה הזרם עבור נקודות P1 מול P5 (א)-(ג), ונקודות P5 מול P7 (ד) – (ו), המסומנות באיור 4.4 (ב). איורים 4.7 (ג, ו) מתארים מדידה של הנקודות הנחקרות אשר מייצגות ויזואלית את מידת ההתאמה. מקדם המתאם חושב עבור חמישה רדיוסים כאשר נקודות הייחוס היו במרכז, ולאחר מכן חושב ממוצע. ערכי הרדיוסים מסומנים באיור בצורה $Pi(\theta, r_{min} < r < r_{max})$. 50.....

איור 4.8 – הבזק טורבולנטי נע לאורך הצינור בזמנים רגועים. בצבע שחור אזור למינארי ($ur \approx 0$), ובצבעים כתום-טורקיז שדה המהירות הרדיאלית ($ur \neq 0$). מתחת לחתך האורכי בצינור מוצגת התפלגות שדה הזרימה הרגעי של רכיבי המהירות הרדיאלית והמהירות בכיוון הזרם בהחסרת הפרבולה. הזרימה נעה מצד שמאל לימין, כאשר הקו האדום במרכז החתך האורכי מסמן את מיקום האנרגיה המקסימלית של הרכיבים הניצבים, $z = 0$, ומצידו במרחק של $-2D$ מסומן מעלה הזרם. איור 4.8 (א) מציג זמן רגעי $tD/Um = 1265$, ונצפה דפוס מבנה סימטרי היקפי מדרגה $m=4$ בשדה w . איור 4.8 (ב) מציג זמן רגעי $tD/Um = 1271.25$, ודפוס מבנה סימטרי היקפי מדרגה $m=4$ נראה בבירור. איור 4.8 (ג) מציג זמן רגעי $tD/Um = 1271.875$, ודפוס מבנה סימטרי היקפי $m=4$ נראה בבירור. באיור 4.8 (ד) עבור זמן רגעי $tD/Um = 1273.75$, דפוס המבנה הסימטרי דעך.... 52.....

איור 4.9 – מנגנון חוסר יציבות. פרופיל המהירות בכיוון הזרימה כתלות ברדיוס. (א) פרופיל מהירות דרך נקודות P6 ו-P7. (ב) פרופילי מהירות דרך נקודות P1 ו-P2. בקו מקוקו (--) פרופיל מהירות ממוצע בטווח הזמן $tD/Um: 1250: 1275$ ומיצוע בכיוון האזימוטלי, θ . 53.....

איור 5.1 – שדה המהירות הרדיאלית (ur) מצד שמאל (א, ג, ה) והאנרגיה הקינטית (u^2) מצד ימין (ב, ד, ו) אשר חושבו ממספר שונה של אופנים באמצעות POD. כמו כן, תחום הזמן הממוצע הינו $tUm/D = 1250 - 1275$. המספר הכולל של אופנים (תמונות מצב) הינו 201, אשר מוצגים באיורים (א) ו-(ב). שדה מקוטע מוצג באיורים (ג) ו-(ד), והשדה עם האופן הראשון מוצג באיורים (ה) ו-(ו). סרגל הצבעים נשמר קבוע בכל ששת התמונות ונקבע לפי האיורים (א) ו-(ב) בהתאמה. 57.....

רשימת טבלאות

טבלה 2.1 – המרת יחידות לצורך נרמול אחיד בין הקודים השונים, C מסמן את היחס ביניהם.. 21

טבלה 2.2 – ערכי מהירות הגזירה שהתקבלו בקודים השונים. פירוט החישוב למהירות הגזירה נמצא בנספח א. 26.....

טבלה 5.1 – אנרגיה קינטית מצטברת של רכיב המהירות ur בתחום האופנים הנבדקים $[M_1-M_2]$ ובמיקום טבעת $0.5 \leq r \leq 0.85$, $ur^2 = k = M1M2ur^2/k = 1201ur^2$56

רשימת סימנים:

תיאור	סימן	תיאור	סימן
תנודות המהירות הרדיאליות מנורמל במהירות מרכז הצינור	u_r	מהירות ממוצעת בחתך, $\left[\frac{m}{s}\right]$	U_m
תנודות המהירות האזימוטלית (היקפי) מנורמל במהירות מרכז הצינור	u_θ	מהירות במרכז הצינור, $\left[\frac{m}{s}\right]$	U_c
תנודות המהירות בכיוון הזרם (צירי) מנורמל במהירות מרכז הצינור	u_z	קוטר הצינור, $[m]$	D
פרופיל זרימה למינארי התלוי ברדיוס	$W(r)$	צמיגות קינמטית, $\left[\frac{m^2}{s}\right]$	ν
מהירות ממוצעת בכיוון הזרם	U_z	צפיפות, $\left[\frac{kg}{m^3}\right]$	ρ
מהירות ממוצעת בכיוון הרדיאלי	U_r	מספר ריינולדס	Re
מהירות ממוצעת בכיוון האזימוטלי (היקפי)	U_θ	מהירות בממשק מורד הזרם	C_d
איבר ייצור מאמצי-ריינולדס	$P_{r,z}$	מהירות בממשק מעלה הזרם	C_u
איבר ייצור האנרגיה הקינטית	$P_{z,z}$	מהירות הגזירה	u_τ
מהירות בכיוון הזרם (z) ביחס למהירות הגזירה	U_z^+	מאמץ גזירה על דופן הקיר	τ_m
מרחק מדופן הקיר ביחידות קיר	y^+	תנודות המהירות בכיוון הזרם ביחס למהירות הגזירה	u_z^*
שדה המהירות בכיוון הזרם, ללא הרכיב הלמינארי (פרבולה).	w		

מילון מונחים:

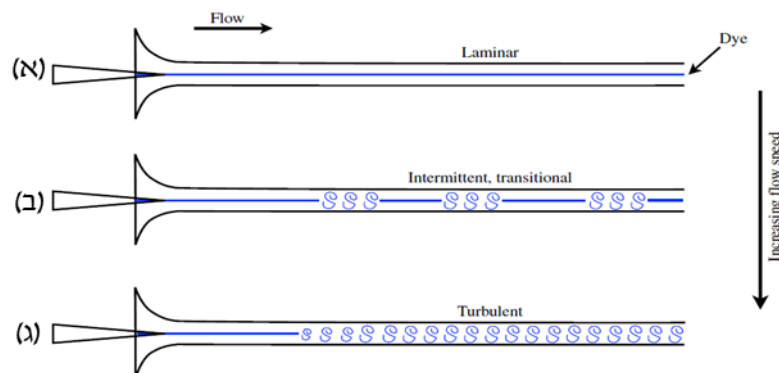
המונח באנגלית	המונח בעברית
turbulent puff	הבזק טורבולנטי
turbulent slug	שבלול טורבולנטי
streak	סטריק
streamwise vortex	ערבול אורכי
self-sustaining process (SSP)	מנגנון תחזוקה עצמי (מת"ע)
traveling wave	גל נע
moving window	חלון נע
proper orthogonal decomposition	פרוק אורתוגונלי תואם-שדה

פרק 1. מבוא

1.1. טורבולנציה בצינור

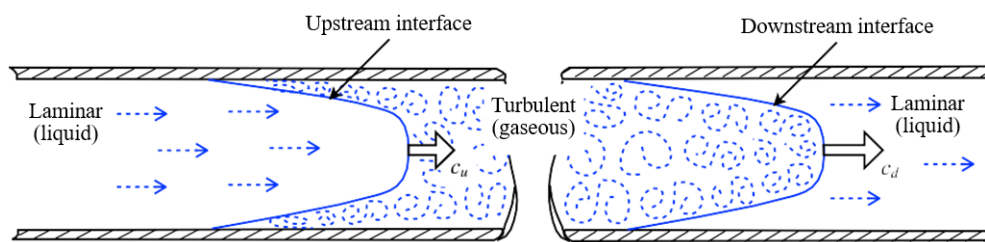
חקירת הזרימה בצינור הינה נושא ותיק הנחקר רבות עוד בסוף המאה התשע עשרה. הראשון שעסק בה היה אוסבורן ריינולדס (Reynolds, 1883) שניסה לענות על השאלה אילו תנאים דרושים למעבר בין משטרי זרימה שונים, זרימה למינארית וזרימה טורבולנטית. ריינולדס עוד בתקופתו הבין שההבדל בין משטרי הזרימה נובע מחוקי גזירה שונים עבור כל משטר זרימה ותכונות ערבוב שונות. שאלה זו עדיין רלוונטית בימינו ומעוררת עניין בחוקרים רבים. זרימה בצינור הפכה לגאומטריה נפוצה בתחום חקר הטורבולנציה, והינה בסיס לבעיות זרימה החסומות בקיר, בעיות המאופיינות בשכבת גבול. למרות המבנה הפשוט לכאורה של הצינור העגול, קיימות עדיין סוגיות אשר נחקרות, כמו לדוגמה הבנת תוואי הטורבולנציה, הבנת תהליך המעבר בין משטרי הזרימה ועוד.

במחקר של ריינולדס (Reynolds, 1883) הוצג ניסוי זרימה, שבעזרתו ניסה לענות על השאלה אילו תנאים דרושים למעבר בין משטרי הזרימה. הניסוי נערך על ידי הזרמת מים בצינור שקוף והזרקת דיו במרכז הצינור, כך שניתן לעקוב אחר התנהגות הזורם המסומן. ריינולדס הבחין בכך שבספיקה קטנה הזורם מתנהג בצורה חלקה ולמינארית, כמתואר באיור 1.1 (א). לעומת זאת, בספיקה גדולה התנהגות הזורם הפכה במהירות למורכבת וסוערת, כלומר טורבולנטית כמופיע באיור 1.1 (ג). במצב הביניים של הספיקות, בין קטנה לגדולה, הוא הבחין בהתנהגות של הזורם שאינה למינארית לחלוטין ואינה טורבולנטית לחלוטין, אלא שילוב מסובך של שני משטרי זרימה שאינם צפויים במרחב ובזמן, איור 1.1 (ב) מתאר מצב זה. לאחר ניסוי זה, ריינולדס הצהיר על מספר חסר המימד הקרוי על שמו, מספר ריינולדס המוגדר כ- $Re = U_m D / \nu$. מספר זה מכיל את המהירות הממוצעת, U_m , קוטר הצינור, D , ואת הצמיגות הקינמטית של הזורם, ν . בעזרת מספר זה, ריינולדס הצליח לתת אינדיקציה על מצב משטר הזרימה. הוא גילה שקיים ערך קריטי של מספר ריינולדס הנעמד על $Re \approx 2000$, שמתחתיו אין שינוי בזרימה הלמינארית ללא קשר להפרעה ראשונית. במקרה ואכן הייתה הפרעה באזור הערך הקריטי והטורבולנציה נוצרה, היא יכולה להישמר לסירוגין, כמוצג באיור 1.1 (ב).



איור 1.1 – תיאור הניסוי של ריינולדס (Reynolds, 1883) עבור הספיקות שונות. האיור נלקח מתוך (Barkley, D., 2016).

מחקר זה מתמקד באזור המעבר בין משטרי הזרימה הלמינארי-טורבולנטי, אזור המאופיין בחוסר יציבות של הזרימה. קיימות מספר תופעות מיוחדות בצינור המתארות מצב מעבר זה. תופעות אלו חשובות ומשמעות בסיס מחקרי להבנה ולמידה. מלבד זאת, בתופעות אלו ניתן לייחס את האינטראקציה בין שני משטרי הזרימה כאל שתי פאזות שונות מעולם התרמודינמיקה. הבנת האינטראקציה הינה המפתח להבנת זרימת המעבר. באיור 2.1 הנלקח מתוך (Barkley, D., 2016) ניתן ללמוד על האינטראקציה בין שני משטרי הזרימה בעזרת אנלוגיה דו-פאזית של שני זורמים. הזרימה שנעה מצד שמאל נקראת מעלה הזרם, אל צד ימין בו נקראת הזרימה מורד הזרם. משטר הזרימה הלמינארי יכול להיחשב כנוזל והזורם במשטר הטורבולנטי יכול להיחשב כגז. לממשק של שני משטרי הזרימה במעלה ובמורד הזרם יש משמעות חשובה עבור הדינמיקה בין המערכות. אפשר לראות באיור 2.1 במעלה הזרם איך משפיע מבנה הזרימה הלמינארי על הממשק בין משטרי הזרימה. במרכזו של הפרופיל הלמינארי קיימת מהירות גבוהה הדוחפת את הפאזה הטורבולנטית בממשק ויוצרת מעין זנב של הפאזה הטורבולנטית. לעומת זאת, באזור מורד הזרם המבנה של הפאזה הטורבולנטית משתלב לתוך האזור הלמינארי בהדרגה, כלומר הפאזה הטורבולנטית מובילה כראש חץ עד אשר הזרימה מתאוששת לחלוטין לזרימה למינארית. למהירות בממשקים בין משטרי הזרימה C_u ו- C_d (כמתואר באיור 2.1) יש השפעה גדולה על התפתחות האזור הטורבולנטי, ממחקרי העבר ניסו ללמוד על מהירויות אלו. במחקר של (Wynanski & Champagne, 1973) הציגו ביטויים של האנרגיה הטורבולנטית בסביבת הממשקים של משטרי הזרימה, אך הן לא הובילו לביטויים המתארים את המהירות בממשקים. עוד קודם נערך ניסיון של (Lindgren, E. Rune, 1969) שניסה לבטא את המהירות במעלה הזרם, אך התוצאות היו פחות מספקות. בזרימות עם מספר ריינולדס נמוך התקבלה מהירות קטנה אל מול הניסוי, ובמספרי ריינולדס גבוהים יותר התאוריה סיפקה ערכים גדולים ב-7% מאשר בניסוי.

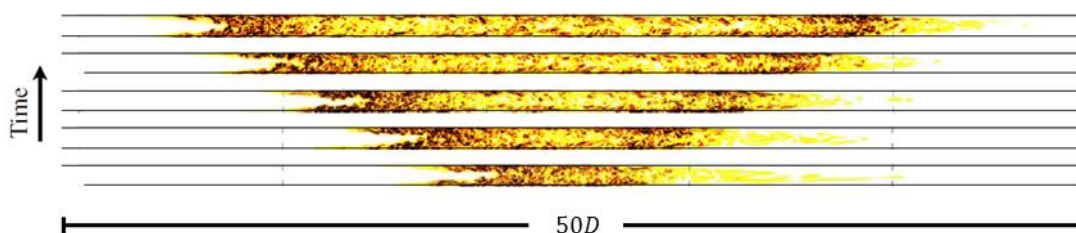


איור 2.1 – המחשה של האינטראקציה של שני משטרי הזרימה מתוך מאמר (Barkley, D., 2016) המתבסס על המחקר של (Wynanski & Champagne, 1973). האזור הטורבולנטי חסום על-ידי זרימה למינארית במעלה ובמורד הזרם. האנלוגיה של שתי הפאזות באה לידי ביטוי בכך שהזרימה הלמינארית הינה נוזל והזרימה הטורבולנטית הינה הגז.

אחת התופעות המתארות מצב מעבר בצינור הינה תופעת השבלול הטורבולנטי (Turbulent Slug). ניתן לתאר תופעה זו בצורה הבאה: במצב התחלתי בו קיימת זרימה למינארית בצינור, וברגע מסוים טריגר מעורר הפרעה מקומית, הפרעה זו מתפתחת לטורבולנציה מקומית, ובשלב מאוחר

יותר הטורבולנציה המקומית מתחילה להתרחב לשאר הצינור, כאשר התרחבות זו נקראת תופעת השבלול. תופעת השבלול מתקיימת על ידי מנגנון ההסעה של הזרימה הממוצעת. זאת בשל המצב בו המהירות בממשק במעלה הזרם קטנה מהמהירות הממוצעת $C_u < U_b$, ובמורד הזרם המהירות גדולה מהמהירות הממוצעת $C_d > U_b$.

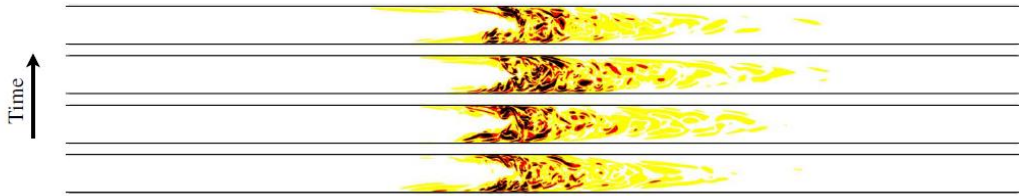
קצב התפשטות קצוות השבלול נחקרו בהרחבה בעזרת ניסויים וסימולציות נומריות על ידי Lindgren, E. R., 1963; Wygnanski & Champagne, 1973; Duguet et al., 2010; Nishi et al.,) (2008; Barkley, Dwight, Song, Mukund, Lemoult, Avila, & Hof, 2015a כמו כן, נמצא קשר ישיר בין קצב התפשטות קצוות השבלול הטורבולנטי לבין הגדלת מספר ריינולדס. חשוב לציין כי תופעה זו יכולה להתקיים במספר ריינולדס מספיק גבוה, כלומר $5000 > Re > 2700$. איור 3.1 ממחיש את תופעת השבלול הטורבולנטי והתפתחותו.



איור 3.1 – המחשת תופעת השבלול הטורבולנטי בעזרת תוצאות DNS (Direct Numerical Simulation) בזרימה של $Re = 4000$. שדה הזרימה המוצג בחתך zr הינו אנרגיה קינטית של הזרם כאשר הצבע הלבן מתאר זרימה למינארית, זרימת Hagen-Poiseuille. אורך הצינור הינו $50D$ וחמשת תמונות המצב מוצגות בהפרשים של 10 יחידות זמן D/U_m . כמו כן, תנאי השפה מחזוריים בכיוון הזרימה. האיור נלקח מתוך (Barkley, D., 2016).

תופעה נוספת המייצגת את המעבר בין משטר זרימה למינארי-טורבולנטי, היא תופעה הנקראת הבזק טורבולנטי מקומי (Turbulent localized Puff), ומוצגת באיור 4.1. בדומה לשבלול הטורבולנטי, ההבזק הטורבולנטי מוקף בזרימה למינארית ונע כמעין כדור אקדח בקנה, כלומר נע ומסתובב בתוך הצינור בכיוון הזרם. בשונה מהשבלול הטורבולנטי, המהירות בממשק בין משטרי הזרימה זהה ונעמדת על $C_d \approx C_u \approx 0.95U_m$. עקב כך, גודל ההבזק הטורבולנטי נשאר קבוע ואינו משתנה. במעלה הזרם נוצרות מערבולות והאנרגיה הקינטית של רכיבי המהירות הניצבים לזרם $(u_r^2 + u_\theta^2)$ גדלה עד למיקום בו האנרגיה מקסימלית, ולאחר מכן חל תהליך דעיכה עד למורד הזרם. ממדידת המהירות כתלות בזמן במרכז הצינור נראה מבנה חד, כמעין מדרגה בממשק בין האזור הלמינארי לטורבולנטי בסביבת קצה ההבזק הטורבולנטי במעלה הזרם (Wygnanski & Champagne, 1973). גודל ההבזק הטורבולנטי נעמד על 15 – 25 קטרים של הצינור ומושפע ממספר ריינולדס ואורך הצינור, הוא מתקיים בטווחים של $1800 < Re < 2,500$. חשוב להדגיש שטווחי מספרי ריינולדס המקיימים את ההבזק הטורבולנטי מצויים בסקלה נמוכה יותר מאשר השבלול הטורבולנטי המאופיין במספרי ריינולדס גבוהים יותר. בפרסום של (Song et al., 2017a) מוצג גרף המתאר את המהירויות במעלה ובמורד הזרם כתלות במספר ריינולדס שנסקרו בעבר. כמו כן, הגרף

מספק את הטווחים בהם מתקיימות תופעת השבולל ותופעת ההבזק. הבזקים טורבולנטיים מקומיים מייצרים עניין עבור ניסויים ומחקרים נומריים כאחד, מצב מיוחד זה מציג את המעבר בין משטרי הזרימה, למינארי-טורבולנטי. מחקר זה יעשה שימוש בתופעת ההבזק הטורבולנטי על מנת לחקור את המעבר בין משטרי הזרימה.



איור 4.1 – הצגת תוצאות DNS של ההבזק הטורבולנטי במספר ריינולדס $Re = 2000$. שדה המוצג הינו האנרגיה הקינטית כאשר בצבע לבן מתואר הזרימה הלמינארית. ארבע תמונות מצב אלו מוצגות בהפרשים של 200 יחידות זמן D/U_m . איור זה נלקח מתוך (Barkley, D., 2016).

1.2. תנועת הזרימה בחתך הצינור

תנועת הזרימה בחתך הצינור הינה בעלת תפקיד חשוב בייצור הטורבולנציה. הבנת הדינמיקה המתקיימת בחתך הזרימה בין האיברים האחראיים לייצור הטורבולנציה, משמשת בסיס מחקרי להבנת תהליך המעבר בין משטרי הזרימה. מתוך משוואות מאזנים של רכיבי מאמצי-ריינולדס, ניתן לנתח את הדינמיקה הבסיסית של הטורבולנציה. מאמצים אלו התקבלו מתוך הגישה של פירוק ריינולדס לשדה המהירות ($\mathbf{u} = \mathbf{u} + U$), כאשר \mathbf{u} הוא שדה המהירות השלם, U הוא שדה המהירות הממוצעות בזמן ו- u הוא שדה תנודות המהירות ביחס למהירות הממוצעת (וממשוואות נאויה-סטוקס (משוואה 2.2). מתוך האיברים של מאזן מאמצי-ריינולדס, נתמקד באיברים האחראיים לייצור הטורבולנציה. בהתאם לתנאי זרימה מפותחת בצינור, המאופיינים בהומוגניות בכיוון הצירי ובכיוון ההיקפי, המהירות הממוצעת U_z הינה היחידה שלא מתאפסת מבין שלושת המהירויות הממוצעות ($U_r, U_\theta = 0$). כמו כן, כל הנגזרות של רכיבי המהירות הממוצעים הניצבים לכיוון הזרם מתאפסים גם כן. האיברים העיקריים לייצור הטורבולנציה בצינור מתוך משוואות מאמצי-ריינולדס הם (Moin & Moser, 1984):

$$(1.1) \quad P_{r,z} \cong -\overline{u_r^2} \frac{\partial U_z}{\partial r}, \quad P_{z,z} \cong -2\overline{u_z u_r} \frac{\partial U_z}{\partial r}$$

כאשר $P_{r,z}$ ו- $P_{z,z}$ מסמנים את ייצור מאמצי-ריינולדס $\overline{u_z u_r}$ ואת האנרגיה הקינטית של רכיבי ההפרעות בכיוון הזרימה $\overline{u_z^2}$ בהתאמה. מ- (1.1) ניתן לראות כי תהליך הזנת הטורבולנציה בשדה זרימה מתאפשר על ידי הפקת אנרגיה כתוצאה הגזירה של המהירות הממוצעת בכיוון הזרם (dU_z/dr) . כאשר בוחנים את רכיבי הפרעות, בזרימה גזירה רכיב u_z מקבל את האנרגיה ישירות מהזרימה הממוצעת, והוא מכיל יותר אנרגיה מהרכיבים הניצבים לזרם $(\overline{u_r^2}, \overline{u_\theta^2})$, אשר אלו מקבלים את האנרגיה שלהם ממונחי האינטראקציה של מאמצי-הלחץ (Pressure-strain). רכיב מאמצי הלחץ מספק חלוקה מחדש של האנרגיה בין שלושת הכיוונים בצינור בעזרת לקיחת אנרגיה

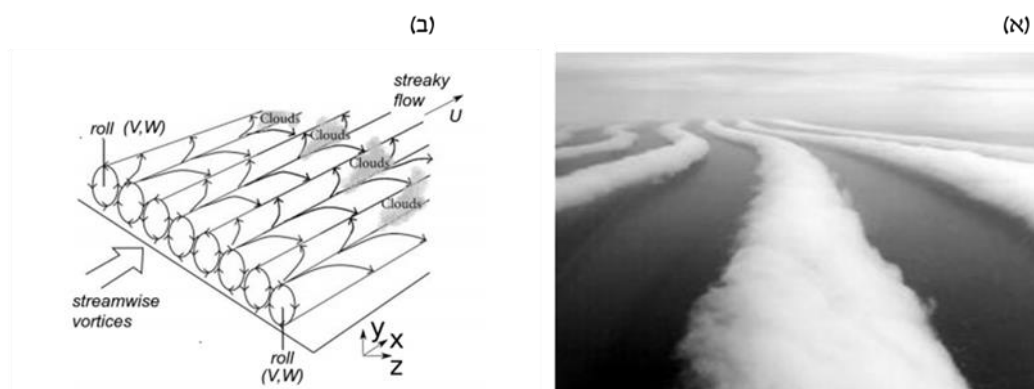
מהרכיב בכיוון הצירי (כיוון הזרם) ומסירה לרכיבים הניצבים לזרם. בנוסף, רכיב זה תמיד שלילי לעומת רכיבי הייצור $P_{r,z}, P_{z,z}$ שאלו תמיד חיוביים. על מנת לקיים את תהליך יצירת הטורבולנציה, הרכיב הרדיאלי u_r חייב להיות נוכח בתהליך. אכן ניתן לראות זאת במשוואה (1.1) בה רכיב המהירות הרדיאלי צריך לייצר את מאמצי הגזירה של ריינולדס, $\overline{u_z u_r}$, אשר בתורו מייצר את האנרגיה הקינטית של רכיב u_z . כך, מנקודת המבט של ייצור הטורבולנציה, התנועה הרדיאלית בחתך הזרימה לוקחת חלק דומיננטי בו. בנוסף לכך, תנועה רדיאלית אי-סדורה בחתך הצינור מייצרת הפרעות ברכיב המהירות הצירי; חלקן חיוביות וחלקן שליליות. הייחודיות של ההפרעות החיוביות/השליליות ליד הדופן הינה שלמרות האקראיות שלהן, כאשר ממפים אותן מתקבלת צורה די קוהרנטית של "פסי זברה" (streaks), אשר נקראים בחיבור זה "סטריקים". הסטריקים מהווים חלק חשוב בתהליך המעבר ואת השפעתם נראה בהמשך.

משוואה (1.1) היא תוצר של שנים של מאמץ לייצור מודל עבור זרימה טורבולנטית בעלת מספר ריינולדס גבוה. מטבע הדברים עולה השאלה, כיצד משוואה זו קשורה לתחילתה של היווצרות הטורבולנציה בזרימה בצינור, אשר מתקיימת במספר ריינולדס נמוך? בעניין זה, (Shimizu & Kida, 2009) הצביעו על דמיון בין הסטריקים האיטיים בהבזק הטורבולנטי לבין הסטריקים הקיימים בזרימה טורבולנטית מפותחת במלואה. הסטריקים מתרחשים בהבזק הטורבולנטי לאורך הקיר הידוע כמאפיין של טורבולנציה מפותחת בצינור. אציין כי הסטריקים מבחינה מתמטית מתוארים כסטייה מהפרופיל הלמינארי ($w_{streak} = u_z - W(r)$), וניתן לראות תיאור של סטריקים אלו באיור 6.1 (ב). המחברים הציעו שהטורבולנציה בהבזק המקומי עשויה להיות דומה לטורבולנציה על יד הקיר בזרימה טורבולנטית מפותחת. כמו כן, המאמר (Yakhot et al., 2019) אשר חקר את ההבזק הטורבולנטי המקומי, מתאר את התפלגות עוצמת הטורבולנציה בכיוון הזרימה, $u_{z,rms}$, אשר מאופיינת כבעלת התאמה גבוהה למספר רחב של טווחי מספרי ריינולדס (Marusic et al., 2010a). יצירת הטורבולנציה המקסימלית מתקיימת באזור הקרוב מאוד לקיר, כאשר הגזירה הממוצעת על הדופן היא גדולה והאנרגיה של התנודות בזרם היא מקסימלית. ככל הנראה, היווצרות טורבולנציה בקרבת הקיר מצביעה על כך שנוצרה בעקבות מנגנון שהדינמיקה שלו מושפעת בצורה חלשה מהזרימה החיצונית, כלומר מחוץ לאזור שכבת הגבול.

1.3. מנגנון ייצור הטורבולנציה בזרימה גזירה

ניסויים ומחקרים נומריים (Eliahou, S et al., 1998; Shan, H et al., 1999; Han, G et al., 2000;) מראים שבזרימת מעבר למינארית-טורבולנטית באזור מורד הזרם, מאופיינת הזרימה בצורה דומיננטית על ידי מערבולות וסטריקים. עבור הדינמיקה שנצפתה באזור זה עלו מספר הצעות של מנגנונים המתארים תופעות מעבר אלו. מנגנון ייצור הטורבולנציה משמש כמפתח לתהליך המעבר בין משטרי הזרימה. מנגנון זה בעל תכונות של הגברת ההפרעות בזרימה ושל הספקה עיקרית של אנרגיה לזרימה גזירה, ובכך אחראי למעבר מזרימה למינארית יציבה לזרימה טורבולנטית (Brandt, 2014). מהיבט נוסף, הבנת מנגנון ייצור הטורבולנציה מביאה ליכולת של בקרה ושליטה בטורבולנציה, נושא אשר מעורר עניין מחקרי בעשור האחרון (Hof, Bjorn et al., 2010; Kühnen et al., 2018a).

נושא מנגנון ייצור הטורבולנציה, או בשמו הנרדף מנגנון ההרמה, נחקר בצורה נרחבת. ניתן למצוא בספרות המקצועית מספר מחקרים הנוגעים בנושא זה. בחלק זה נסקור שניים מהמנגנונים שהוצעו. המנגנון SSP (Self-Sustaining Process) הוא מנגנון תחזוקה עצמי (מת"ע) בזרימה גזירה החסומה בקיר. מנגנון זה הוצע על ידי (Waleffe, 1997), והורחב עבור מקרה של זרימה בצינור על ידי (Wedin & Kerswell, 2004a). מנגנון SSP מייצג את הפעולה המחזורית של ייצור טורבולנציה על ידי מבנים קוהרנטיים, כתוצר של המכניזם המתקיים בתהליך. מנגנון זה מורכב משלוש תכונות זרימה המוגדרות היטב, גלילי זרם וסטריקים שהם הדומיננטיים בזרימה, ומבנים גלילים בכיוון הזרימה. פעולת המנגנון מתקיימת בצורה בה מערבולות בכיוון הזרימה מעבירות זרם מהיר מאזור מרכז הזרימה לכיוון אזור הקיר, ובו זמנית המערבולות מעבירות את הזרם האיטי מאזור הקיר למרכז הזרימה. שינויים חדים אלו בכיוון הזרימה מייצרים את הסטריקים, אלו הופכים ללא יציבים בשל האינטראקציה הלא לינארית עם מצבים לא יציבים של המערבולות בכיוון הזרימה. מצבים לא יציבים אלו מחדשים את המערבולות בלולאה סגורה, כלומר יש קשר מחזורי בין ייצור המערבולות בכיוון הזרימה לבין הסטריקים, כמתואר באיור 6.1(א). בעבר נערך מחקר (Isoni, 2014) העוסק במנגנון תחזוקה עצמי (SSP) הנוצר על ידי תאוריית אינטראקציה מערבולת-גל (Vortex-Wave Interaction, VWI) שפותחה על ידי (Hall & Sherwin, 2010, and references therein). תיאוריה זו מציגה אינטראקציה של שדה מערבולת עם גל נע (Traveling wave). (Isoni, 2014) מספק דוגמה משכנעת מעולם הגיאופיזיקה עבור מבנים קוהרנטיים יציבים בטבע. התופעה נקראת "רחובות עננים" (Street clouds) ומוצגת באיור 5.1(א), כיוון שבשמיים אפשר למצוא עננים המסודרים בצורת שבילים, כלומר העננים מסתדרים במבנה של גליל לצד גליל. מבנה זה מתקבל בשל האינטראקציה של הגל והתנועה המערבולת ומצליח להישמר יציב בזכות התחדשות עצמית של הזרימה. תופעת העננים יכולה להימשך ימים ארוכים, כך שהזרימה באופן תאורטי נחשבת למצב מתמיד בזמן ובעלת מבנה קוהרנטי מתמיד. באיור 5.1(ב) מתוארת סקיצה של גלילי הזרם ומיקום הסטריקים בזרימה, שאלו רכיבים המקיימים את מנגנון SSP.



איור 5.1 – תופעת הטבע "רחובות עננים" שנצפתה ליד החוף היפני (japanese coast) (א), וסקיצה של שדה הזרימה U, V, W ביחס למערכת הצירים (x, y, z) : מתאר את זרימת הסטריקים, והרכיבים (V, W) מתארים את גלילי הזרם (ב). איור זה נלקח ממחקר של (Isoni, 2014).

מנגנון נוסף הוצע על ידי (Shimizu & Kida, 2009) אשר במחקרו זה הוצג ואומת נומרית מנגנון SSC (Self-Sustaining Cycle) בזרימה בצינור. פעולת מנגנון זה מתחילה מסטריקים איטיים העטופים על ידי מערבולות בכיוון הזרם שנוצרו מהטורבולנציה בהבזק המקומי. הם נעים לאורך קירות הצינור וביחד עם ההבזק הטורבולנטי. באזור מעלה הזרם הסטריקים חודרים את הקצה הנגרר של ההבזק הטורבולנטי לאזור הלמינארי. כתוצאה מכך, הסטריקים האיטיים נמצאים באינטראקציה עם הזרם המהיר-למינארי, אשר מוביל להפעלת המכניזם של יציבות קלווין-הלמהולץ (Kelvin-Helmholtz instability). שכבות הגזירה מתגלגלות ומייצרות תנודות חדשות בזרם, אשר נעות בכיוון מורד הזרם, אך חלקן חודרות את הקצה הנגרר של ההבזק ומתחילות מחזור חדש של חידוש וייצור הטורבולנציה. (Duguet et al., 2010) מציגים תוצאות DNS של זרימת מעבר למינארית-טורבולנטית בצינור. הם חקרו את המנגנון של הגדלת מספר ריינולדס והתפשטות ההבזק הטורבולנטי לשבול טורבולנטי. מתוך התוצאות שעלו במאמר זה מדווח כי המפתח לתהליך זה טמון במנגנון של קלווין-הלמהולץ (Kelvin-Helmholtz) בשכבות הגזירה המחוברות לקיר באזור מעלה הזרם, אזור קצה ההבזק. תוצאות אלו תומכות בגישה של מנגנון ה-SSC.

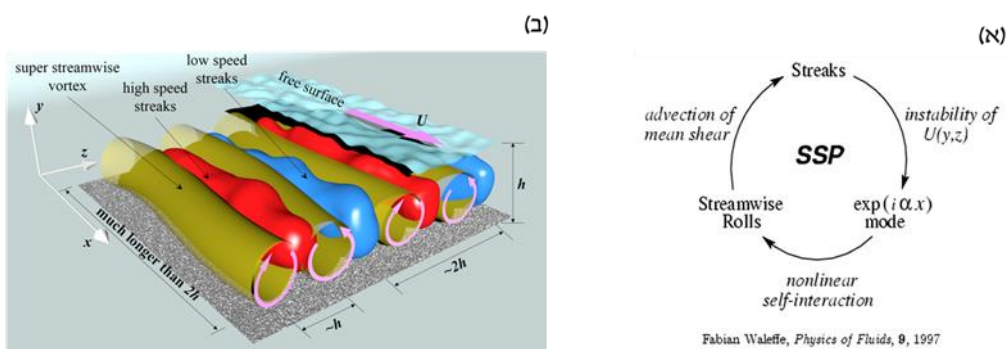
מנקודת מבט של בקרה ושליטה בטורבולנציה, קטיעת מנגנון התחזוקה העצמי וחיסול רכיבי ייצור הטורבולנציה מביאים לשליטה במעבר בין משטרי הזרימה. משוואה (1.1) מספקת שתי מטרות עבור עצירת הטורבולנציה. המטרה הראשונה היא התנועה הרדיאלית והשנייה מהירות הגזירה הממוצעת. (Hof, Bjorn et al., 2010) הציעו מנגנון בקרה לשליטה בטורבולנציה על ידי הזרקה של נוזל לתוך אזור הקרוב לקיר הנחשב לכוח גוף. פעולה זו מסירה את נקודת הפיתול המאפיינת את פרופיל המהירות כתנאי הכרחי לחוסר יציבות. נקודת הפיתול נקראת גם בשם חוסר יציבות מסוג ריילי (Rayleigh-type instability), (Lin, 1945).

המנגנונים המתחזקים את ייצור הטורבולנציה, שהוזכרו בחלק לעיל, הולידו מחקרים ניסיוניים ונומריים נרחבים אשר הניבו תוצאות יסודיות על דו-הקיום של אזורי זרימה למינארית-טורבולנטית. מחקרים אלו הובילו למחקרים נומריים נוספים שמטרתם למצוא פתרונות מתפתחים באופן קבוע עם מאפיינים מוגדרים היטב, כמו למשל גלים נעים, המוכלים בזרימה טורבולנטית (Wedin & Kerswell, 2004b; Eckhardt et al., 2007; Graham & Floryan, 2021). כמו כן, במנגנוני תחזוקה עצמי, קיים מאפיין משותף של דפוסים קוהרנטיים על יד הקיר אשר מתמידים בזמן ובמרחב. מחקר זה מציע גישה לגילוי מבנים קוהרנטיים מתמידים בעלי חשיבות ותרומה לתחילתה של היווצרות הטורבולנציה בצינור. בעזרת תוצאות DNS שנאספו במחקר זה, בוצעו טכניקות לגילוי, בדיקת התאמה והתמדת המבנים הקוהרנטיים.

פירוק אורתוגונלי תואם-שדה (Proper Orthogonal Decomposition) POD ידוע באחד מתכונותיו ככלי לניתוח מבנים מאורגנים (מבנים קוהרנטיים) בזרימה טורבולנטית. הוא יכול לשמש לבניית מערכת מופחתת מימדים אשר מתארת את הטורבולנציה שתורמת את רוב האנרגיה הטורבולנטית הקניטית (Berkooz et al., 1993). הרעיון שעליו מתבססת שיטת ה-POD הוא ליצור קבוצה אורתוגונלית של מצבים בסיסיים בזמן ובמרחב, הפרסים את מכלול המשתנים (תמונות המצב), שנאספו בניסוי או בחישובים נומריים. שיטת POD בעלת מבנה היררכי, כאשר כל תהליך אנרגטי

מיוחס למצב מרחבי-זמני מסוים, המוסיף את מבנה הזרימה הבסיסי שלו לשדה הזרימה הטורבולנטית הכולל. ההיררכיה מתבטאת בעובדה שהאופנים (modes) הראשונים מייצגים את דפוס הזרימה הראשי, והאופנים הגבוהים יותר מוסיפים את הפרטים הקטנים.

בחישובי זרימה ממוחשבים (CFD), שיטת POD נעשית על גבי תוצאות חישוב DNS של זרימה טורבולנטית במספר ריינולדס גבוה, המציג כאוס המאופיין במספר רחב של תדרים. עם זאת, נעשה בעבר שימוש ב-POD לזהות זרימות מעבר וזרימות לסירוגין על ידי (Grinberg et al., 2009). במחקר זה נעשה שימוש ב-POD בשיטת תמונות מצב (Snapshots) בכדי לזהות את המבנים האנרגטיים ביותר, המזוהים עם תחילתה של היווצרות הטורבולנציה בזרימה בצינור, כתוצאה מהתנועה הרדיאלית. מבני הזרימה הרדיאלית הבסיסיים מובילים ליצירת נקודות פיתול בפרופיל הזרימה המזוהה כחוסר יציבות, כמופיע בפרק 4.6.



איור 6.1 – סכמה של תהליך תחזוקה עצמי – SSP (א), והמחשה של גילי הזרם והסטריקים המהירים וסטריקים איטיים, אדום וכחול בהתאמה (ב), נלקח מתוך (Zhong et al., 2016).

1.4. מטרות המחקר ומתווה התיזה

מחקר זה עוסק בתהליך המעבר בין זרימה למינארית לטורבולנטית בצינור בעזרת סימולציות DNS. תהליך המעבר מאופיין במבנים קוהרנטיים ומזוהה עם מנגנון תחזוקה עצמי. מחקר זה מציע מספר שיטות לאיתור וזיהוי של המבנים הקוהרנטיים. מטרות המחקר הן כדלקמן:

- לימוד, בדיקה ואימות של הקוד הנומרי OPF על מנת להביאו לכלי מחקר סטנדרטי של זרימה טורבולנטית בצינור.
- הטמעה של נתוני DNS ארוכי טווח של הבזק טורבולנטי מבודד בצינור ארוך מאוד.
- פיתוח שיטת זיהוי מצבים קוהרנטיים מתמידים בהבזק טורבולנטי מבודד.
- ניתוח שדה המהירות הרדיאלית בעזרת פירוק אורתוגונלי תואם-שדה (POD).

מתווה התיזה מאורגן באופן הבא: **פרק 1** הינו מבוא המספק רקע וסקירת ספרות בנושא המעבר בין משטרי הזרימה בצינור, המאופיין בתופעת ההבזק הטורבולנטי ותופעת השבלול הטורבולנטי. בנוסף לכך, מוצגת השפעת הדינמיקה בחתך הזרימה בעזרת גישת בחינת רכיבי הייצור הטורבולנציה במשוואת מאמצי ריינולדס. הסקירה מציגה בחינה של מספר מנגנוני תחזוקה עצמיים של הזרימה האחראיים לייצור הטורבולנציה. **פרק 2** מציג את הקוד הנומרי הפתוח OPF שבאמצעותו נערך המחקר. מלבד זאת, מוצג אימות ותיקוף של הקוד אל מול קוד מתוקף (Semtex). **פרק 3** מציג את השיקולים לבחירת הבזק טורבולנטי יציב ועמיד בזמן. בנוסף לכך, מוצג ניתוח שדה הזרימה הממוצע בהבזק הטורבולנטי. הניתוח כולל חקירת מבנה פרופיל הזרימה הממוצע בהבזק, חקירת מבנה פרופיל הזרימה הלוגריתמי, חקירת עוצמת הטורבולנציה (RMS) וחקירת מבנה האנרגיה בחתכי הזרימה הנבחרים בהבזק הטורבולנטי. **פרק 4** מציג חקירת מבנים קוהרנטיים המתמידים בשדה הזרימה הרדיאלי ושדה הזרימה בכיוון הצירי. חלק מן התוצאות המוצגות הינן שדה המהירות הממוצע בחתכים שונים לאורך ההבזק הטורבולנטי, המשקפים את המבנה הקוהרנטי בזמן, איתור זמן התמדת המבנה והצגת השפעת המבנה הקוהרנטי על יציבות הזורם. **פרק 5** מציג ניתוח POD לשדה של רכיב הרדיאלי אשר מאפשר לזהות את האופנים (modes) הדומיננטיים, אשר משפיעים על תחילתה של היווצרות הטורבולנציה. הפרק האחרון הינו **פרק 6** המסכם את המחקר ואת מסקנותיו ומציע עבודת המשך אפשרית.

פרק 2. תיאור ואימות הקוד הנומרי OPF

2.1. הקוד הנומרי

מחקר זה נערך בעזרת כלי חישובי של הדמית זרימת מעבר למינארית – טורבולנטית בתוך צינור. כלי חישוב זה הינו קוד DNS (Direct Numerical Simulation) הפותר בצורה ישירה את משוואות הזרימה המנורמלות, משוואת הרציפות (2.1) ומשוואות נויאה-סטוקס (2.2). הקוד הינו קוד פתוח היברידי המשלב בין שיטת הפרשים סופיים לבין מרחב ספקטרלי. הוא פורסם לקהילה המדעית בשנת 2017 (Willis, 2017) ונקרא בשם Open Pipe Flow (OPF). קוד זה פותר את שדה הזרימה עבור זורם בלתי דחיס ניוטוני עם קואורדינטות גליליות פולריות (r, θ, z) , כאשר הכיוון הרדיאלי הינו r , הכיוון ההיקפי (האזימוטלי) הינו θ , והכיוון הצירי הינו z . הגדלים האופייניים שהוגדרו בקוד OPF עבור נרמול המשוואות השולטות הם R, U_c ו- R/U_c עבור האורך, המהירות והזמן בהתאמה. שדה המהירות הוגדר לפי פירוק לרכיבים, המהירות הלמינארית ורכיב תנודות המהירות מהצורה של $\mathbf{u} = W(r) + u$, כאשר הפרופיל הלמינארי מוגדר לפי Hagen-Poiseuille, $W(r) = (1 - r)^2 \hat{z}$, ובהתאמה תנודות המהירות $[u_r, u_\theta, u_z](r, \theta, z, t)$.

המשוואות המנורמלות השולטות בזרימה בצינור עבור זורם בלתי דחיס, משוואת הרציפות ומשוואות נויאה-סטוקס בהתאמה:

$$(1.2) \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

$$(2.2) \quad \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u}$$

כאשר מספר ריינולדס הינו $Re = U_m D / \nu$, הינו המהירות הממוצעת בצינור, D הינו קוטר הצינור, ν הינו הצמיגות הקינטית של הזורם ו- p הינו הלחץ.

תנאי השפה מוגדרים בקוד OPF בהתאם לבעיה הפיזיקלית של זרימה בצינור. על דופן הקיר במיקום $r = 1$ המהירות הינה אפס ($\mathbf{u} = 0$). יתר על כן, הוגדרו תנאי שפה מחזוריים בכיוון הצירי וההיקפי כך שמתקיים $\mathbf{u}(r, \theta, z) = \mathbf{u}(r, \theta, z + L)$, כאשר אורך הצינור מוגדר כ- $L = \pi / \alpha$ ו- α הינו פרמטר המתאר את מספר הגל. הקוד OPF הינו היברידי ספקטרלי ולכן שדה המהירות מורכב מאופנים של התמרת פורייה בכיוונים המחזוריים, ראה משוואה (2.3). אופן החלוקה של רשת החישוב קבועה בכיוונים המחזוריים, לעומת הכיוון הרדיאלי שבו נעשה שימוש בחלוקה למקטעים לפי השורשים של פולינומי צ'בישב (Chebyshev). כך מתקבלת צפיפות באזור דופן הקיר, אזור המאופיין כבעל גרדיאנטים גדולים של המהירות, הנגרמים בשל הגזירה החזקה הקיימת באזור דופן הצינור.

שדה המהירות במרחב הספקטרלי:

$$(3.2) \quad u(r_n, \theta, z, t) = \sum_{k=-K}^K \sum_{m=-M}^M u_{nkm}(r_n, t) e^{i(\alpha kz + m_p m \theta)}; \quad n = 1..N$$

כאשר m_p ו- α הינם פרמטרים האחראיים למחזוריות המרחבית.

2.2. אימות הקוד OPF

לצורך אימות כלי החישוב OPF ולמידת הפעלתו בצורה נכונה, נערך שחזור של תוצאות מאמר (Yakhot et al., 2019) אשר יצוינו כ-FTC לצורך השוואה (Flow, Turbulence and Combustion). מאמר זה מציג ניתוח של מבנה ההבזק הטורבולנטי בעזרת קוד נומרי בשם *Semtex* (Blackburn & Sherwin, 2004). הקוד ב-FTC מתבסס על שיטה היברידיה בין אלמנטים מרחביים למרחב ספקטרי אשר אומת בספרות על יד (Moxey & Barkley, 2010). בשל תוכן מאמר FTC המציג שימוש בקוד DNS היברידי הדומה לקוד OPF, ובנוסף חוקר את ההבזק הטורבולנטי, נמצא לנכון להשוואה ועימות של כלי החישוב OPF אל מול תוצאות המאמר FTC. אציין שבספרות נערכו מספר מחקרים באמצעות קוד OPF (Willis & Kerswell, 2009; Avila et al., 2010; Barkley, , Song,) אשר מספקים אמינות נוספת לקוד. (Mukund, Lemoult, Avila, & Hof, 2015b; Kühnen et al., 2018b)

הגדרות החישוב

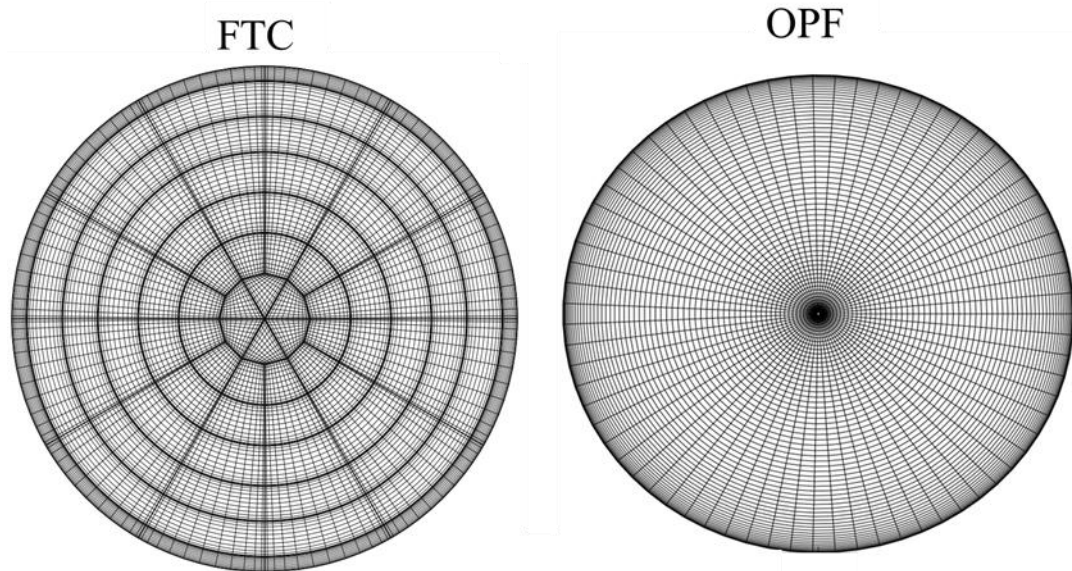
הגדרות החישוב במאמר FTC עבור זרימת הבזק טורבולנטי בודד נקבעו עבור צינור באורך $L = 25D$ ו- $Re = 2250$ עבור ספיקה קבועה. המהירות הממוצעת, U_m , וקוטר הצינור, D , הוגדרו להיות הגדלים האופייניים ולכן הם שווים לערך אחד. צעד הזמן בסימולציה הוגדר להיות בגודל $\Delta t = 2 \times 10^{-3} D/U_m$ ואיסוף הנתונים נערך כל 100 יחידות זמן, ובסך הכל נאספו בסימולציה 10,000 תמונות מצב. כך התקבלו הפרשי זמנים בין כל תמונות המצב שנאספו ונעמדו על $0.2D/U_m$. תנאי השפה בסימולציה הוגדרו להיות מחזוריים בכיוון הצירי וההיקפי, וכמו כן, הוגדר אי החלקה על דופן הצינור. חלוקת רשת החישוב ב-FTC נבנתה לפי מבנה של אוקטוגן (octogen) כמופיע באיור 1.2. רזולוציית הרשת הוגדרה לפי 78 נקודות בכיוון ההיקפי (n_θ) והרדיאלי (n_r) ו-384 נקודות בכיוון הצירי (n_z). אדגיש כי מבנה רשת החישוב בקוד OPF נבנה בשיטה שונה לפי חלוקה שווה בכיוון ההיקפי והצירי וחלוקה לא אחידה לפי פולינומי צ'בישב (Chebyshev) בכיוון הרדיאלי. אופן ניתוח אזור ההבזק הטורבולנטי נעשה בעזרת חלון מעקב בגודל $4D$, המכיל 63 חתכי זרימה לאורך ציר z . מיקום מרכז חלון המעקב ($z = 0$) בצינור הוגדר להיות באזור בו האנרגיה הקינטית הרגעית של התנועה הניצבת לזרם הינה מקסימלית, כלומר $e_1^{max} = \sum_{CS} (u_r^2 + u_\theta^2)$. כאשר הסימון \sum_{CS} הוא סכמה של כל הנקודות בחתך.

על מנת להשוות בין תוצאות החישוב, כלומר בין הקודים השונים, נדרשת אחידות בצורת הנרמול. לכן נדרש לבצע המרה של הפרמטרים האופייניים, כך שהיחידות יהיו זהות. טבלה 2.2 מציגה את

ההמרה לנרמול אחיד בין הקודים השונים, כאשר העמודה האחרונה המסומנת באות C הינה היחס בין הפרמטרים בקודים.

טבלה 1.2 – המרת יחידות לצורך נרמול אחיד בין הקודים השונים, C מסמן את היחס ביניהם.

C	OPF	FTC	פרמטר
1	$32\pi R$	$16\pi D$	אורך הצינור, L
1/4	$0.008[R/U_c]$	$0.002[D/U_m]$	צעד זמן, Δt
	384	384	מספר נקודות בכיוון אקסיאלי, n_z
	72	78	מספר נקודות בכיוון אזימוטלי, n_θ
	64	78	מספר נקודות בכיוון רדיאלי, n_r
1	10,000	10,000	סה"כ תמונות המצב שנאספו
1/4	$0.8[R/U_c]$	$0.2[D/U_m]$	זמן אינטרוול בין תמונות המצב
1/4	$8000[R/U_c]$	$2000[D/U_m]$	זמן כולל של הסימולציה
1	$U_c R/\nu = 2250$	$U_m D/\nu = 2250$	מספר ריינולדס, Re
2	u/U_c	u/U_m	שדה המהירות, u



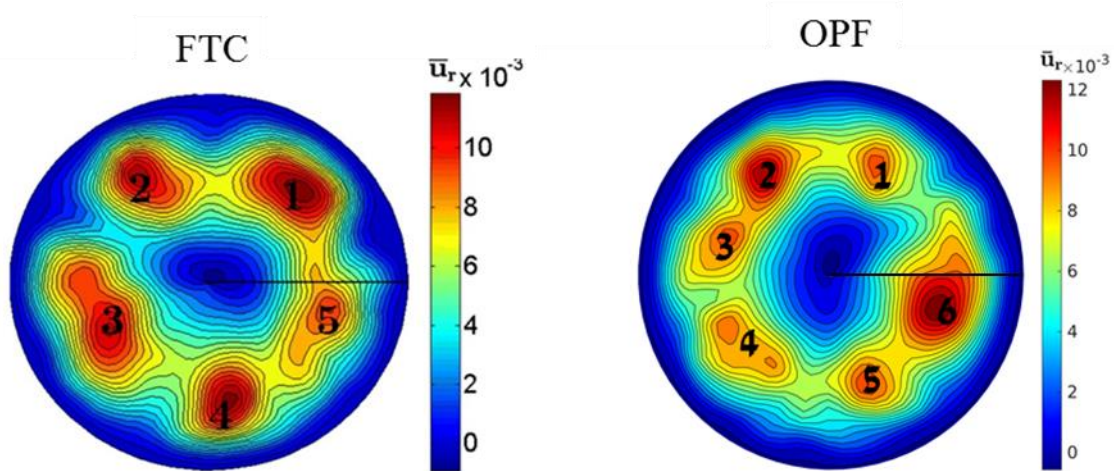
איור 1.2 – מבנה רשת החישוב הנומרי בקודים השונים. מצד ימין רשת החישוב בקוד OPF ומצד שמאל רשת החישוב בקוד *Semtex* (FTC).

תוצאות

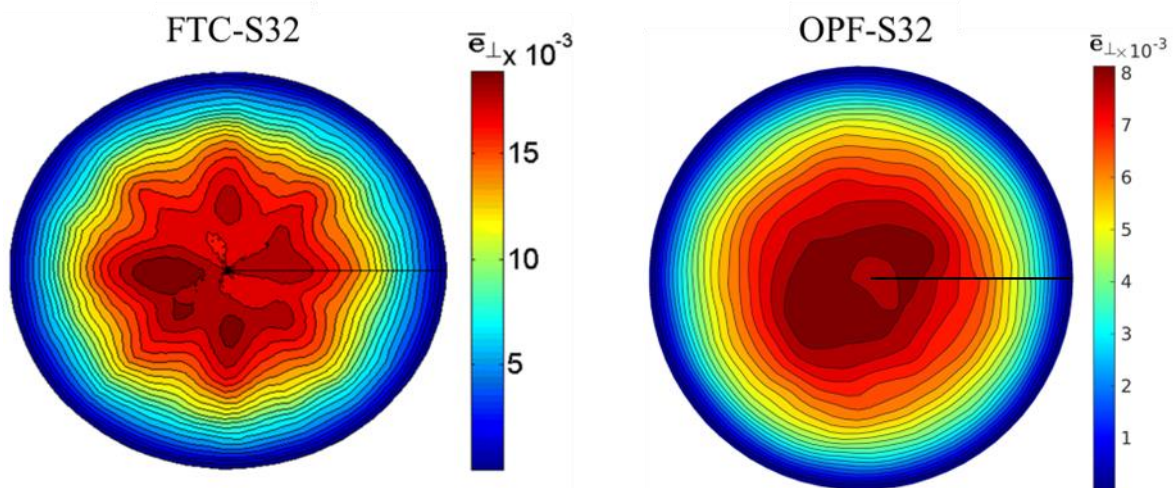
בחלק זה מוצגת השוואה בין תוצאות החישוב של הקוד OPF לבין מאמר FTC. מתוך השחזור המלא של תוצאות FTC, נבחרו מספר תוצאות מרכזיות להשוואה. ההשוואה נערכה תחילה בבחינה ויזואלית של חתך הזרימה הרדיאלית הממוצעת בזמן במעלה חלון המעקב ($z = -2D$). בנוסף נערכה בחינה של החתך במרכז ($z = 0$) חלון המעקב המציג את מבנה האנרגיה הממוצע של הרכיבים הרוחביים ($\overline{e}_\perp = \overline{u_r^2} + \overline{u_\theta^2}$). לאחר מכן, נבחן ההבזק כולו בעזרת משטחים זהים (Iso-surface) של שדה המהירות הרדיאלית הממוצעת בזמן. השלב הבא בהשוואה התמקד בבחינה של פרופיל המהירות הממוצעת בזמן ובמרחב (מיצוע בכיוון ההיקפי) בשלושת חתכי העניין, מעלה הזרם, מרכז חלון המעקב, ומורד הזרם ($z = -2D, 0, 2D$). לבסוף מוצגת בחינה של פרופיל המהירות הממוצעת ביחידות קיר בגרף לוגריתמי.

איור 2.2 מציג את שדה המהירות הרדיאלית הממוצעת, \overline{u}_r , לאחר מיצוע של 10,000 תמונות מצב במעלה הזרם הממוקם ב- $z = -2D$. באיור זה, מצד ימין מוצג שדה הזרימה המתקבל מתוך החישוב של הקוד OPF, ומצד שמאל מוצג השדה שפורסם ב-FTC. תחילה ניתן לראות שמבחינת סדרי גודל הערכים זהים האחד לשני. ניכר שהמבנה הטבעי שנוצר לאחר המיצוע זהה בין שתי תוצאות החישוב בקודים השונים. יתרה מזו, מבנה זה ממוקם במרחק מדופן הקיר בצורה זהה בשני האיורים. אך עם זאת, קיים שוני בין שני שדות המהירות המתבטא במספר אזורי השיא של המהירות הרדיאלית. בתוצאה של FTC רואים בברור חמישה אזורים מבודדים האחד מהשני, לעומת זאת בקוד OPF ניתן לראות שמתקבלים כשישה אזורים המקושרים האחד עם השני. הבדל זה מעיד על כך שההופעה החוזרת של ערך המהירות המקסימלית מתקבלת בקוד OPF במיקומים רבים יותר בהיקף לעומת התוצאות ב-FTC, שם ישנה הופעה חוזרת של המהירות המקסימלית במיקומים קבועים עם פיזור נמוך בהיקף.

באיור 3.2 מוצגת השוואה של מבנה האנרגיה הרוחבית בחתך הממוקם במרכז חלון המעקב ($z = 0$). מההשוואה ניתן להסיק שהמבנה המאופיין באנרגיה גבוהה במרכז הצינור מתקיים בשני הקודים השונים. עם זאת, נראה בברור שהמבנה בקוד המתואר ב-FTC בעל צורה הדומה מאוד למבנה רשת החישוב. תוצאה זו מעידה שישנה השפעה של מבנה הרשת על הפתרון. לעומת זאת, בקוד OPF נראה שהמבנה יותר סימטרי וטבעי כצפוי מגאומטריה עגולה של צינור.

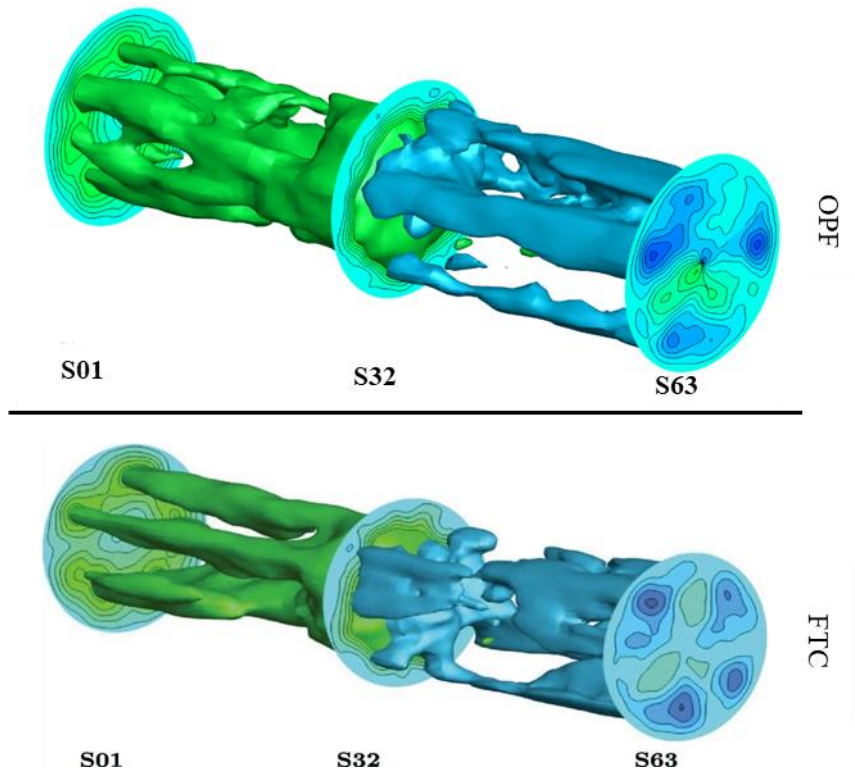


איור 2.2 – השוואת פילוג המהירות הרדיאלית הממוצעת, \bar{u}_r , במעלה הזרם ($z = -2D$), עבור מיצוע של 10,000 תמונות מצב. מצד ימין תוצאות מתוך הקוד OPF ומצד שמאל תוצאות מתוך FTC.



איור 3.2 – השוואת דפוס האנרגיה הרוחבית הממוצעת ($\overline{u_r^2 + u_\theta^2}$) עבור 10,000 תמונות מצב במיקום מרכז חלון המעקב ($z = 0$). מצד ימין תוצאת חישוב OPF ומצד שמאל תוצאת חישוב FTC.

איור 4.2 מאפשר לבחון את שדה המהירות \bar{u}_r במרחב התלת מימדי בכל חלון המעקב בעזרת משטחים שווי ערך (iso-surface). ניתן לראות שהמבנה זהה בין שני הקודים. מבנה זה מאופיין במעלה הזרם $z = -2D$, במספר מוקדים המתלכדים במרכז חלון המעקב, $z = 0$, ולאחר מכן מתפצלים שוב למספר מוקדים במורד הזרם $z = 2D$. מתוצאות אלו ניתן להסיק שהתנהגות הפיזיקלית המאפיינת את תופעת ההבזק הטורבולנטי מתקיימת בשני הקודים, כלומר במעלה הזרם קיים מבנה מאורגן, במרכז חלון המעקב המבנה מתאחד ומאבד מהצורה הקוהרנטית שלו ובמורד הזרם המבנה הקוהרנטי נצפה בשנית.



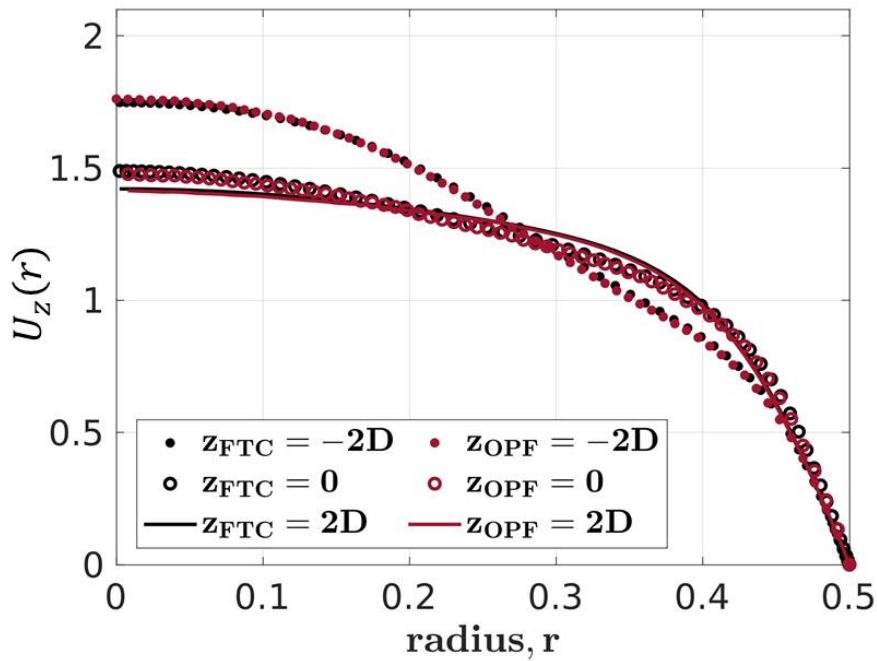
איור 4.2 – משטחים שווי ערך (iso-surface) של המהירות \bar{u}_r עבור ממוצע של 10,000 תמונות מצב בחלון המעקב בגודל $\pm 2D$.

התוצאות הבאות מתמקדות בשלושה אזורי עניין מרכזיים בחלון המעקב. אזור מעלה הזרם, מרכז חלון המעקב ומורד הזרם (בהתאמה לסימונים S01, S32 ו-S63). התוצאות מציגות פרופילי מהירות ממוצעים בזמן עבור 10,000 תמונות המצב וממוצע במרחב בכיוון ההיקפי.

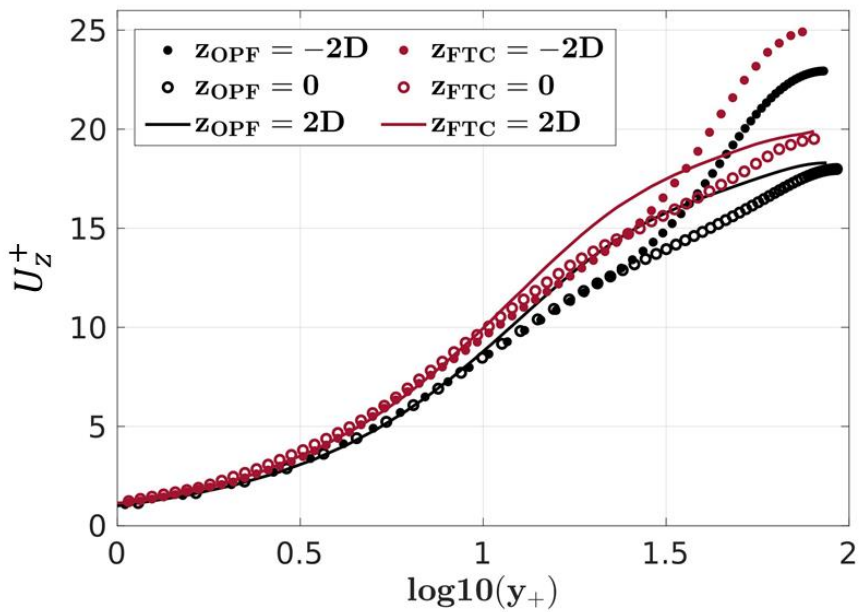
איור 5.2 מציג את פרופיל המהירות הממוצעת בכיוון הזרימה כתלות ברדיוס. מאיור זה ניתן לראות שיש התאמה טובה בין הקודים השונים בכל שלושת האזורים (S63, S32, S01). איור 6.2 מציג את פרופיל המהירות הממוצעת מנורמל במהירות הגזירה, בסקלה לוגריתמית וביחידות קיר. כאן ההתאמה פחות טובה והפער המקסימלי נעמד ב-8%. השאלה הטבעית שעולה הנה מדוע מתקיים הפער כאשר פרופיל המהירות זהה בין שתי תוצאות החישובים בקודים השונים. המשוואות המופיעות ב-(2.4) מתארות את המקור לפערים שנובעים מגודל מהירות הגזירה השונה. בטבלה 2.2 מוצגת השוואה בין ערכי מהירות הגזירה שחושבו בכל קוד. ניתן למצוא בנספח 1 פירוט לחישוב.

יחידות הקיר:

$$(4.2) \quad y^+ = \frac{yu^*}{\nu}; \quad U_z^+ = \frac{U_z}{u^*}; \quad u^* = \sqrt{\tau_w/\rho}$$



איור 5.2 – השוואה בין OPF ל-FTC עבור פרופיל המהירות הממוצעת בזמן ובמרחב בכיוון ההיקפי. נרמול המהירות ב- U_m .



איור 6.2 – השוואה בין OPF ל-FTC עבור פרופיל המהירות הממוצעת בזמן ובמרחב בכיוון ההיקפי ביחידות קיר. המהירות מנורמלת במהירות הגזירה.

טבלה 2.2 – ערכי מהירות הגזירה שהתקבלו בקודים השונים. פירוט החישוב למהירות הגזירה נמצא בנספח א.

$Error = (OPF - FTC)/OPF$ %	OPF	FTC	u_t/u_b
1.27	0.07161	0.0707	S01
8.14	0.08274	0.076	S32
7.65	0.07764	0.0717	S63

מההשוואה שנערכה נראה כי הקוד OPF מספק התאמה טובה אל מול מאמר FTC. ההתנהגות הפיזיקלית הכללית שהתקבלה זהה לפרסום ב-FTC לפי הנצפה באיורים 2.2, 2.4 ו-2.5. הפערים שנמצאו ככל הנראה מתקבלים בשל איכות רשת החישוב ב-FTC כפי שהוזכר לעיל בדיון על איור 3.2. בנוסף לכך, רשת החישוב משפיעה על מהירות הגזירה שגם בה נמצא פער של 8%. לסיכומו של דבר, הפעלת הקוד ושליטתו הניבו תוצאות טובות ביחס ל-FTC. מעבר לכך, בספרות המקצועית נמצא שהקוד OPF השתתף במספר מחקרי העבר שעשו בו שימוש (Willis & Kerswell, 2009; Avila et al., 2010; Barkley, Dwight et al., 2015b; Kühnen et al., 2018b) ולכן עולה אמינותו.

פרק 3. ניתוח הזרימה הממוצעת בהבזק הטורבולנטי

מטרת פרק זה לבחון ולנתח את הזרימה הממוצעת בהבזק הטורבולנטי, לאחר איסוף בסיס נתונים גדול של 10,000 תמונות מצב בזמן ובמרחב בעזרת קוד החישוב OPF. החקירה נועדה ללמוד על אופי ומבנה הזרימה הממוצעת בהבזק הטורבולנטי, ויכולה לתרום להבנת תהליך המעבר בין משטרי הזרימה והדינמיקה הקיימת בתהליך זה. החקירה כוללת בחינה של מבנה פרופיל המהירות הממוצעת באזורים השונים לאורך ההבזק הטורבולנטי, כמו כן כוללת גם השוואה בין פרופיל למינארי ופרופיל טורבולנטי. מלבד זאת, נערכה בחינה של תכונות הזרימה המאופיינת בעוצמת הטורבולנציה (Root-Mean-Square, RMS) הקיימת באזורים השונים בהבזק הטורבולנטי. כחלק מהחקירה נערכה השוואה אל מול זרימה טורבולנטית מפותחת בצינור, המשמשת לבדיקת ההשערה של (Shimizu & Kida, 2009) על הדמיון בין טורבולנציה מפותחת לטורבולנציה מתפתחת באזור הקיר, שהוזכרה בפרק המבוא. לבסוף, נערכה בחינה של מבנה חתך האנרגיה הקינטית של הרכיבים הרוחביים ושל הרכיב בכיוון הזרם (\bar{e}_z ו- \bar{e}_\perp) במיקומים שונים בהבזק הטורבולנטי.

תוצאות פרק זה מתבססות על איסוף נתונים בעזרת גישה של חלון מעקב בגודל ארבעה קטרים. גישה זו הכרחית עבור ניתוח ההבזק הטורבולנטי, וזאת בשל תנועתו בשדה הזרימה לאורך ציר הצינור. גישה חלון המעקב עבור מחקר זה מתבססת על איתור אזור בשדה הזרימה המכיל את האנרגיה הקינטית המקסימלית של רכיבי האנרגיה הרוחביים. באיור 1.3 ו-איור 2.3 מתואר מיקום חלון המעקב על גבי הגרף, המתאר מדידה של המהירות במרכז הצינור בזמן מסוים. החקירה התמקדה בשלושה אזורים עניין, אזור מעלה הזרם הממוקם ב- $z = -2D$, אזור מרכז חלון המעקב במיקום $z = 0$ המכיל את האנרגיה המקסימלית של הרכיבים הרוחביים, ואזור מורד הזרם במיקום $z = 2D$. אזורים אלו נבחרו לחקירה מכיוון שבהם מתרחשים התהליכים המשמעותיים בתהליך המעבר בין משטר הזרימה טורבולנטי-למינארי.

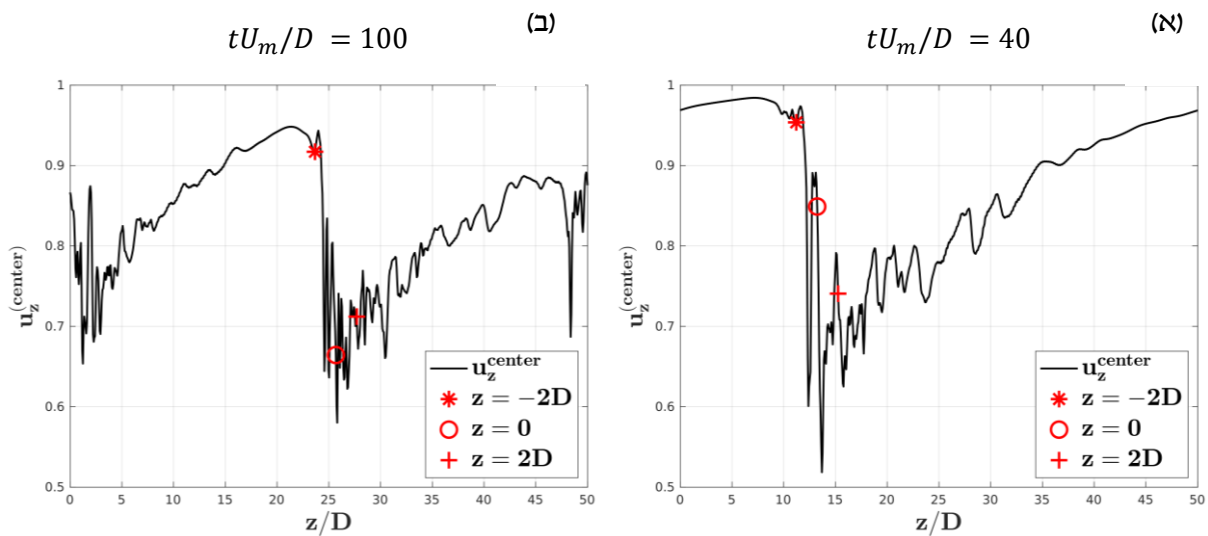
3.1. תנאים להבזק טורבולנטי מקומי

לשלב הראשון בחקירה של אזור המעבר וניתוח הטורבולנציה נדרש שדה זרימה מתאים לתיאור תופעת המעבר. עבור דרישה זו נבחר לבצע סימולציה של הבזק טורבולנטי מקומי המוקף בזרימה למינארית. ההבזק הטורבולנטי נדרש להיות יציב ומוקף במשטר זרימה למינארית, כך שיתאר את מעבר הזרימה למינארי-טורבולנטי בצורה ברורה וחד משמעית. מסקירת הספרות נמצא שמצב זרימה זה חייב לכלול תנאים מדויקים של טווח מספרי ריינולדס ואורך הצינור. ההבזק הטורבולנטי צריך להתקיים מספיק זמן עבור איסוף כמות נתונים משמעותית, ובנוסף עליו להיות יציב כך שלא יהפוך לשבלול טורבולנטי או מנגד ידעך לזרימה למינארית לחלוטין. עבור בחירת תנאים מתאימים להבזק טורבולנטי נבדקו שני מקרים שונים של תנאים. המקרה הראשון הינו $Re = 2200$ ומקרה שני $Re = 1920$, כאשר בשניהם אורך הצינור הוגדר להיות $50D$.

מקרה ראשון: $Re = 2200, L = 50D$

בחירת המקרה הראשון מתבססת על חישוב שנעשה עבור זרימה בצינור באורך של $L = 25D$ ו- $Re = 2250$ בדומה לתנאים של שחזור ואימות שנעשו בפרק 2.2 עבור מאמר FTC. במחקר שהוצג ב- FTC בעל תנאי זרימה אלו, נמצא שההבזק הטורבולנטי שורד לאחר זמן ארוך של $2000 D/U_m$. כמו כן, הוא נשאר יציב ולא התפרק. יחד עם זאת, עלתה בעיה של התאוששות מוחלטת של משטר הזרימה הלמינארי במורד הזרם. בשל ממצאים אלו, נבדק במחקר זה המקרה של הארכת הצינור ל- $50D$ והורדת מספר ריינולדס ל- $Re = 2200$. בחירת תנאים אלו של הורדת מספר ריינולדס והגדלת אורך הצינור נבעה מתוך הערכה כי תאפשר דעיכה מוחלטת של הטורבולנציה במורד הזרם. גודל רשת החישוב נקבעה להיות $78 \times 78 \times 768$ בהתאמה לכיוונים r, θ, z כך שמתקבלת רזולוציה תואמת למחקר ב- FTC, צעד הזמן נעמד על $0.002 D/U_m$ ותמונות המצב נאספו כל 100 צעדי זמן.

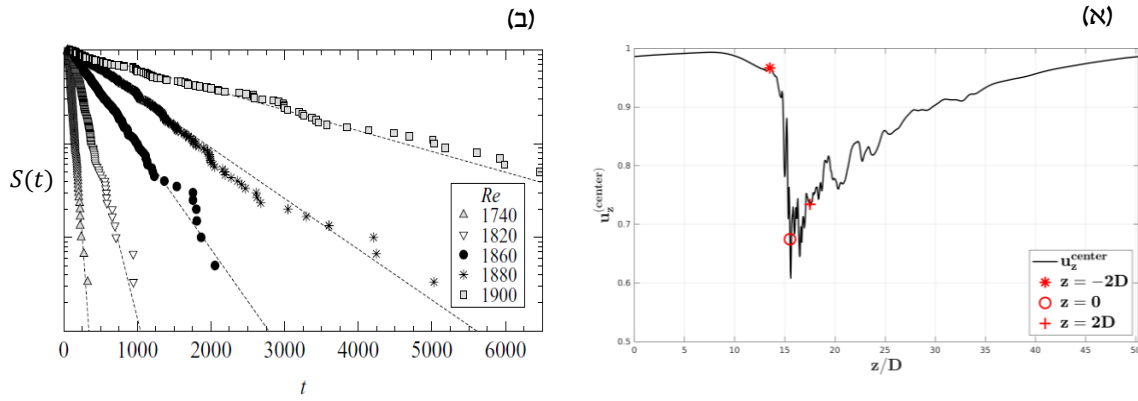
איור 1.3 מציג מדידה של רכיב המהירות $u_z^{(center)} = u_z + U_z$ במרכז הצינור כתלות במיקום z עבור שני זמנים רגועים שונים, איור 1.3 (א) בזמן $40 D/U_m$ ואיור 1.3 (ב) בזמן $100 D/U_m$. מדידת המהירות במרכז הצינור מספקת אינדיקציה על משטר הזרימה, כלומר המהירות במרכז הצינור בזרימה למינארית לפי Hagen-Poiseuille שווה לאחד, ובאזור המעבר שונה מאחד. בזמן $40 D/U_m$ ניתן להבחין בנוכחות הבזק טורבולנטי בודד המאופיין בירידה חדה של רכיב המהירות בכיוון ציר הזרימה. ירידה חדה זו קשורה באופן ישיר להיווצרות הטורבולנציה, כיוון שאנרגיה נמסרה מרכיב המהירות $u_z^{(center)}$ לרכיבי המהירות הרוחביים, u_r ו- u_θ . לאחר מעבר האזור עם האנרגיה הקינטית המקסימלית של רכיבי המהירות הרוחביים (מסומן בעיגול אדום) חלה התאוששות של הזרימה (דעיכת הטורבולנציה) ועליה של המהירות $u_z^{(center)}$ לכיוון הערך $u_z^{(center)} \approx 1$. בזמן $100 D/U_m$ אפשר לראות כי ההבזק הטורבולנטי התפרק לשני הבזקים, ומלבד זאת הוא אינו מצליח להתאושש חזרה לזרימה למינארית. בשל תוצאות אלו, המציגות חוסר יכולת בהתמדת הבזק טורבולנטי בודד לאורך זמן ארוך, נדרש למצוא תנאים מתאימים אחרים.



איור 1.3 – זמן אופייני של המהירות במרכז הצינור עבור $Re = 2200, L = 50D$. הסימונים מתארים את חלון המעקב בגודל $4D$: סימון (*) מתאר את מעלה הזרם, הסימון (O) מתאר את האזור בעל האנרגיה הקינטית המקסימלית של רכיבי המהירות הרוחביים, $\sum_{CS} u_r^2 + u_\theta^2$, הסימון (+) מתאר את מורד הזרם.

מקרה שני: $Re = 1920, L = 50D$

המקרה השני שנבחן הינו צינור באורך $L = 50D$ ו- $Re = 1920$. בחירת מקרה זה מתבססת על מחקר של (Avila et al., 2010) המציג סטטיסטיקה של דעיכת הבזק טורבולנטי מקומי בצינור. אחת התוצאות שפורסמו במאמר זה הינה גרף פונקציית ההישרדות של הטורבולנציה המקומית לדעיכה כתלות בזמן החיים עבור מספרי ריינולדס שונים, ראה איור 2.3 (ב). מתוך גרף זה ניתן לראות כי $Re = 1900$ שורד לאורך הזמן הארוך ביותר. עקב כך, במחקר הנוכחי נבחר מקרה של $Re = 1920$ המעט גדול יותר מ-1900. בחירת רזולוציית רשת החישוב וצעד הזמן מתבססות על זו שנבדקה ב- (Yakhot et al., 2019). רזולוציית רשת החישוב נעמדה על $64 \times 72 \times 1152$, צעד הזמן הינו $0.0025 D/U_m$ ואיסוף הנתונים עמד על 50 צעדי זמן לתמונת מצב. בסך הכל נאספו 40,000 תמונות מצב ($5,000 D/U_m$) לניתוח וחקירה של אזור ההבזק הטורבולנטי. יצוין כי 20,000 תמונות מצב ראשוניות שנאספו שימשו להתכנסות הפתרון כך שלאחר מכן הפתרון נחשב למצב יציב סטטיסטי (Statistical steady state). באיור 2.3 (א) מוצג גרף של מהירות במרכז הצינור בתנאי זרימה של $Re = 1920$ בזמן רגעי שרירותי. ניתן לראות בברור את ההבזק הטורבולנטי מבודד על ידי זרימה למינארית לחלוטין ($u_z \approx 1$). מלבד זאת, מבנה ההבזק הטורבולנטי נשאר יציב לאורך כל זמן איסוף הנתונים. בשל תוצאות אלו, תנאי הזרימה של המקרה השני שנבחן נבחרו לתאר את ההבזק הטורבולנטי במחקר זה.



איור 2.3 – זמן אופייני של המהירות במרכז הצינור עבור $Re = 1920, L = 50D$. (ב) פונקציית הישרדות של הטורבולנציה כתלות בזמן חיים עבור מספרי ריינולדס שונים מתוך (Avila et al., 2010).

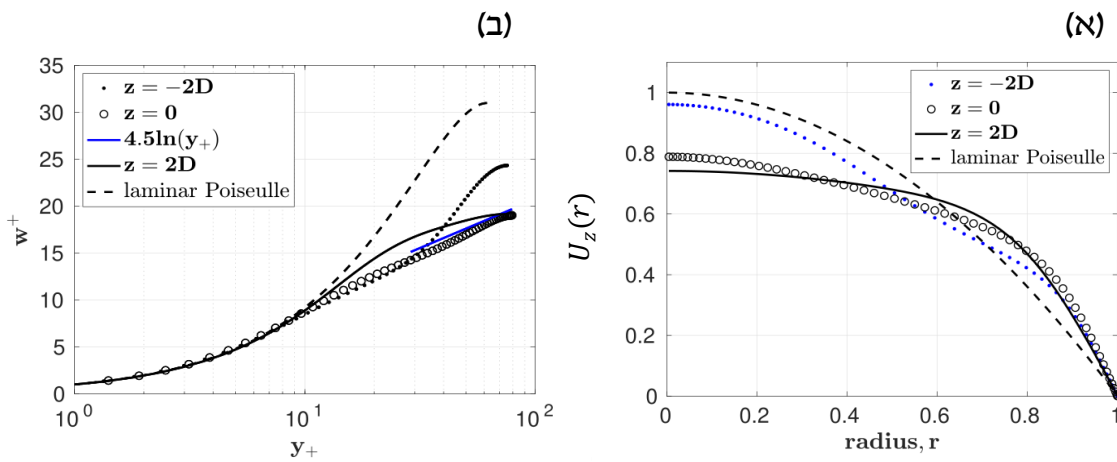
3.2. תוצאות

פרופיל מהירות ממוצעת

במונחי זרימה בצינור מבנה פרופיל מהירות ממוצעת יכול לספק הבנה ואינדיקציה חשובה על משטר הזרימה. עבור סוגי זרימות שונות מבנה פרופיל מהירות שונה. כידוע, מבנה פרופיל המהירות בזרימה למינארית מפותחת הינו בעל צורה של פרבולה. לעומת זאת, עבור זרימה טורבולנטית מפותחת מבנה פרופיל המהירות הממוצעת בעל צורה של פרבולה שטוחה. בחלק זה נערכה בחינה של פרופיל המהירות הממוצעת בחתכי הזרימה הנבחרים, מיקום מעלה הזרם ($z = -2D$), מיקום מרכז חלון המעקב ($z = 0$) ובמיקום מורד הזרם ($z = 2D$). המיצוע חושב במרווח זמן ארוך דיו של $1250 D/U_m$ יחידות זמן, כאשר זמן ארוך יותר אינו מהווה השפעה על התוצאות. בנוסף, חושב ממוצע במרחב עבור 72 נקודות היקפיות כך שמתקבלת תלות ברדיוס בלבד.

באיור 3.3 (א) מוצגים שלושה פרופילי מהירות המנורמלים במהירות במרכז הצינור, עבור שלושת האזורים הנחקרים, ובנוסף מוצג פרופיל מהירות למינארית להשוואה. מניתוח איור 3.3 עולות מספר מסקנות עבור כל מיקום בחתך שנבדק. עבור פרופיל המהירות במעלה הזרם הממוקם ב- $z = -2D$ אשר נמצא בממשק בין הזרימה הלמינארית לזרימה הטורבולנטית, מתקבל מבנה של עקומה בעלת עקמומיות קלה באזור $r \approx 0.6$. עקמומיות זו התקבלה לאחר מיצוע ארוך, והינה מאופיינת בנקודת פיתול קלה בעלת משמעות חשובה, כיוון שמשמשת כתנאי הכרחי לאי יציבות של זרם המוביל לייצור מערבולות ויצירת הטורבולנציה. בנוסף, נקודת פיתול זו בעלת תפקיד חשוב במספר מנגנוני תחזוקה עצמיים (Hof, Bjorn, de Lozar, Avila, Tu, & Schneider, 2010). שאר העקומות שחושבו בהמשך חלון המעקב הינן בעלות פרופיל שטוח המתאימות להתנהגות של פרופיל מהירות זרימה טורבולנטית מפותחת. אדגיש שבמיקום מרכז חלון המעקב האנרגיה הקינטית של הרכיבים הרוחביים לזרימה הינה מקסימלית, אך מבנה העקומה די זהה ביחס לפרופיל במורד הזרם ($z = -2D$) ומתאר את שלב דעיכת הטורבולנציה.

באיור 5.3 (ב) מוצג פרופיל מהירות לוגריתמי ממוצע בזמן ומנורמל במהירות הגזירה (מהירות הגזירה הינה $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$, כאשר מאמץ הגזירה הינו τ_w ואילו ρ הינו הצפיפות הזורם). המרחק מדופן הקיר מוצג ביחידות קיר. תחילה ניתן לראות שההתנהגות בקרבת הקיר במיקום $0 < y^+ < 11$ זהה עבור שלושת הפרופילים בחתכים הנחקרים, כולל הפרופיל הלמינארי, ושלושתם מתנהגים לפי $U_z^+ = y^+$. באזור זה אפקט הצמיגות דומיננטי ובשל כך הזרימה אינה מושפעת מן המתקיים בשאר האזורים בחתך הזרימה. לאחר האזור הצמיג, נצפה שפרופילי המהירות בעלי התנהגות שונה. ניתן להבחין בעקומה המתארת את חתך $z = 0$, שהינה בעלת שיפוע לוגריתמי במרכז הצינור ($y^+ > 20$). התנהגות זו דומה לזרימה טורבולנטית מפותחת. עם זאת, העקומה הלוגריתמית בעלת שיפוע גדול של $\kappa^{-1} = 4.5$ לעומת השיפוע הקבוע של וואן-קרמן ($\kappa^{-1} = \text{Von Karman constant}$) 2.5.



איור 3.3 – פרופיל המהירות הממוצעת בכיוון הזרימה: איור (א) מציג את $U_z(r)$ מנורמל במהירות במרכז הצינור, U_c . איור (ב) מציג את הפרופיל הלוגריתמי המנורמל במהירות הגזירה, u_τ (ראה נספח 1 עבור חישוב מהירות הגזירה ב-OPF).

עוצמת הטורבולנציה בזרימה

בחלק זה נערכה בדיקה סטטיסטית מסדר נמוך עבור עוצמת הטורבולנציה בעזרת שורש ממוצע ריבועי (R.M.S: Root-Mean-Square) עבור רכיבי תנודות המהירות המנורמלים במהירות הגזירה. החישוב נעשה עבור מיצוע בזמן ל-10,000 תמונות מצב ומיצוע במרחב בכיוון היקפי עבור 72 נקודות. התוצאות שהתקבלו הושוו לפרסום (Eggels et al., 1994) המציג תוצאות חישוב של DNS זרימה בצינור בתנאים של $Re = 5300$ ואורך צינור של $L = 5D$ המאפיין טורבולנציה מפותחת. ההשוואה לטורבולנציה מפותחת נועדה לבחון את האפשרות לדמיון בין זרימת המעבר לזרימה טורבולנטית מפותחת. בנוסף, היא מאפשרת גם לבחון את השערת (Shimizu & Kida, 2009) לדמיון של הסטריקים בקרבת הקיר בזרימת מעבר לסטריקים בזרימה טורבולנטית מפותחת.

באיור 4.3 (א) מוצגת עוצמת הטורבולנציה של רכיב המהירות בכיוון הזרם, $u_{z,rms}^+$, בשלושת חתכי העניין הנחקרים בחלון המעקב, מעלה הזרם ($z = -2D$) מרכז חלון המעקב ($z = 0$) ומורד הזרם

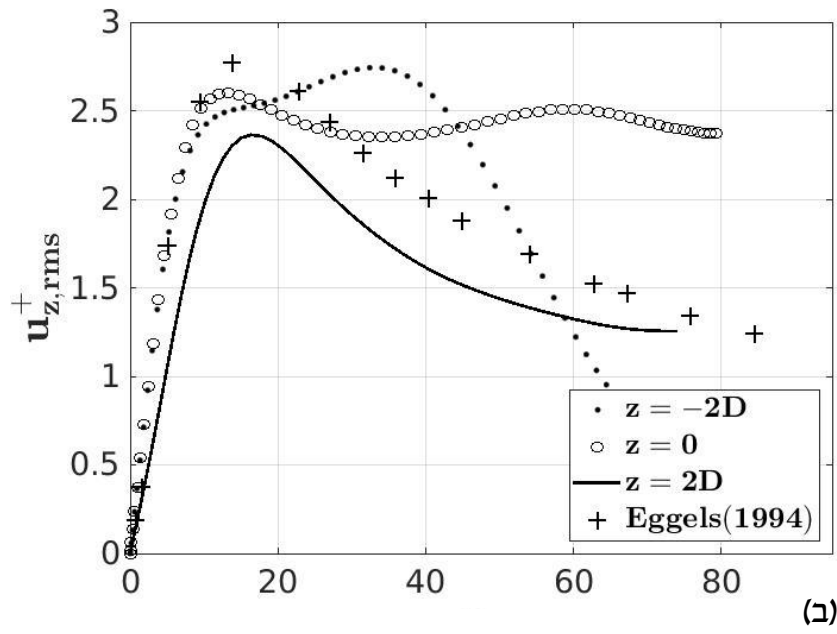
($z = 2D$). תחילה נתמקד בשתי העקומות המתארות את החתכים במיקומים מעלה הזרם ומרכז חלון המעקב הנמצאים בהתאמה טובה האחד לשני, וכן לעקומה המתארת את הטורבולנציה המפותחת (Eggels94) עד המיקום $y^+ \approx 13.7$. תוצאה זו מעניינת, כיוון שנמצא במספר ניסויים (Marusic et al., 2010b) שהשיא (פיק) של רכיב u_z^{+2} נמצא באזור $y^+ = yu_\tau/v \approx 15$ עבור טווח רחב של מספרי ריינולדס. תוצאות אלו מספקות עדויות ברורות שהיווצרות האנרגיה של u_z^{+2} בכיוון הזרימה בקרבת הקיר מתקיימת בשלב מוקדם של המעבר הלמינארי-טורבולנטי, ללא תלות בייצור האנרגיה במרכז הצינור. התנהגות זוהי של עוצמת הטורבולנציה בקרבת הקיר בטווח רחב של מספרי ריינולדס יכולה לתמוך בהשערת Shimizu & Kida (2009). מאזור $y^+ \approx 15$ ניתן לראות שהעקומות בעלות מבנה שונה. העקומה המתארת את חתך $z = -2D$ ממשיכה במגמת עליה עד $y^+ \approx 36$, לאחר מכן היא צונחת וזאת בשל הממשק עם המשטר הלמינארי. העקומה המתארת את חתך $z = 0$ הינה בעלת מגמה די קבועה וגבוהה של עוצמת טורבולנציה, זאת בשונה מעקומה של טורבולנציה מפותחת אשר נמצאת במגמת ירידה. באזור מורד הזרם במיקום $z = 2D$ העקומה בעלת התנהגות דומה להתנהגותה של טורבולנציה מפותחת, אך בעלת עוצמה נמוכה יותר, זאת ככל הנראה בשל שלב התאוששות של משטר הזרימה המוקדם.

באיור 4.3 (ב) מוצגת עוצמת הטורבולנציה של הרכיב הרדיאלי, $u_{r,rms}^+$. ניתן לראות כי העקומה המתארת את חתך $z = 0$ מאופיינת בעוצמה חזקה משמעותית ביחס לשאר העקומות המייצגות את מעלה ומורד הזרם. בנוסף לכך, נראה כי מתקיימת קורלציה בין התנהגות עקומה של $u_{z,rms}^+(z = 0)$ ל- $u_{r,rms}^+(z = 0)$. ההתנהגות במורד הזרם המאופיינת על ידי העקומה במיקום $z = 2D$ דומה למדי לטורבולנציה מפותחת שמתוארת על ידי הסימון (+).

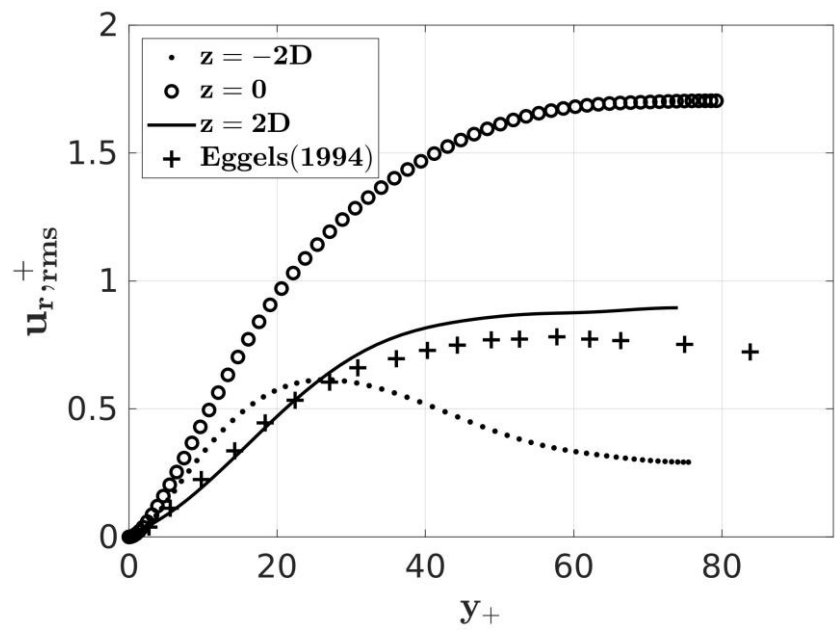
איור 4.3 (ג) מציג את מאמצי ריינולדס בחתכים הנחקרים, כאשר מאמצים אלו מייצגים את ייצור הטורבולנציה ובנוסף מתארים את הקשר בין $u_{r,rms}^+$ ל- $u_{z,rms}^+$. מכאן ניתן להסביר את ההתנהגות המתקבלת באיור 4.3 (ג), כאשר במרכז חלון המעקב ייצור הטורבולנציה מקסימלי והמאמצים מרביים. במעלה הזרם ($z = -2D$) נראה שישנה התאמה גבוהה להתנהגות של טורבולנציה מפותחת בצינור עד $y^+ = 20$. לעומת הנצפה באיור 4.3 (ב), כאן במורד הזרם אין התאמה לטורבולנציה מפותחת, וזאת מכיוון שבמורד הזרם בהבזק הטורבולנטי מתקיים שלב הדעיכה של המשטר הטורבולנטי, לעומת זרימה טורבולנטית מפותחת שמייצרת מאמצים לאורך כל חתכי הזרימה.

מניתוח חלק זה ניתן להסיק כי תהליך המעבר המתקיים בתופעת ההבזק הטורבולנטי בעל עוצמת טורבולנציה גבוהה יותר במרכזו מאשר טורבולנציה מפותחת בצינור. עם זאת, התהליך גם מאופיין בדעיכה מהירה יותר של הטורבולנציה במורד הזרם בהבזק הטורבולנטי. מלבד זאת, נמצא שרכיבי האנרגיה הקינטית של תנודות בכיוון הצירי, $u_{z,rms}^+$, ורכיב מאמצי ריינולדס, $\overline{u_z u_r} / u_z^{*2}$, במעלה הזרם תואמים לטורבולנציה מפותחת, התנהגות אשר גם יכולה לתמוך בהשערתם של Shimizu & Kida (2009).

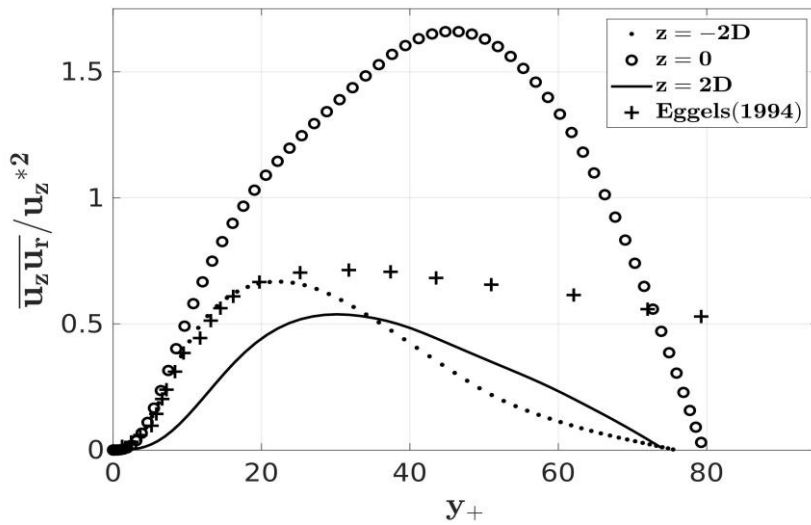
(N)



(B)



(ג)



איור 4.3 – עוצמת הטורבולנציה של שורש הממוצע הריבועי – RMS (א, ב) ומאמצי הגזירה (ג). הערכים מנורמלים במהירות הגזירה ומוצגים ביחידות קיר עבור החתכים השונים בחלון המעקב ($z = -2D, 0, 2D$).

דפוס האנרגיה הקינטית הממוצעת בחתך הזרימה

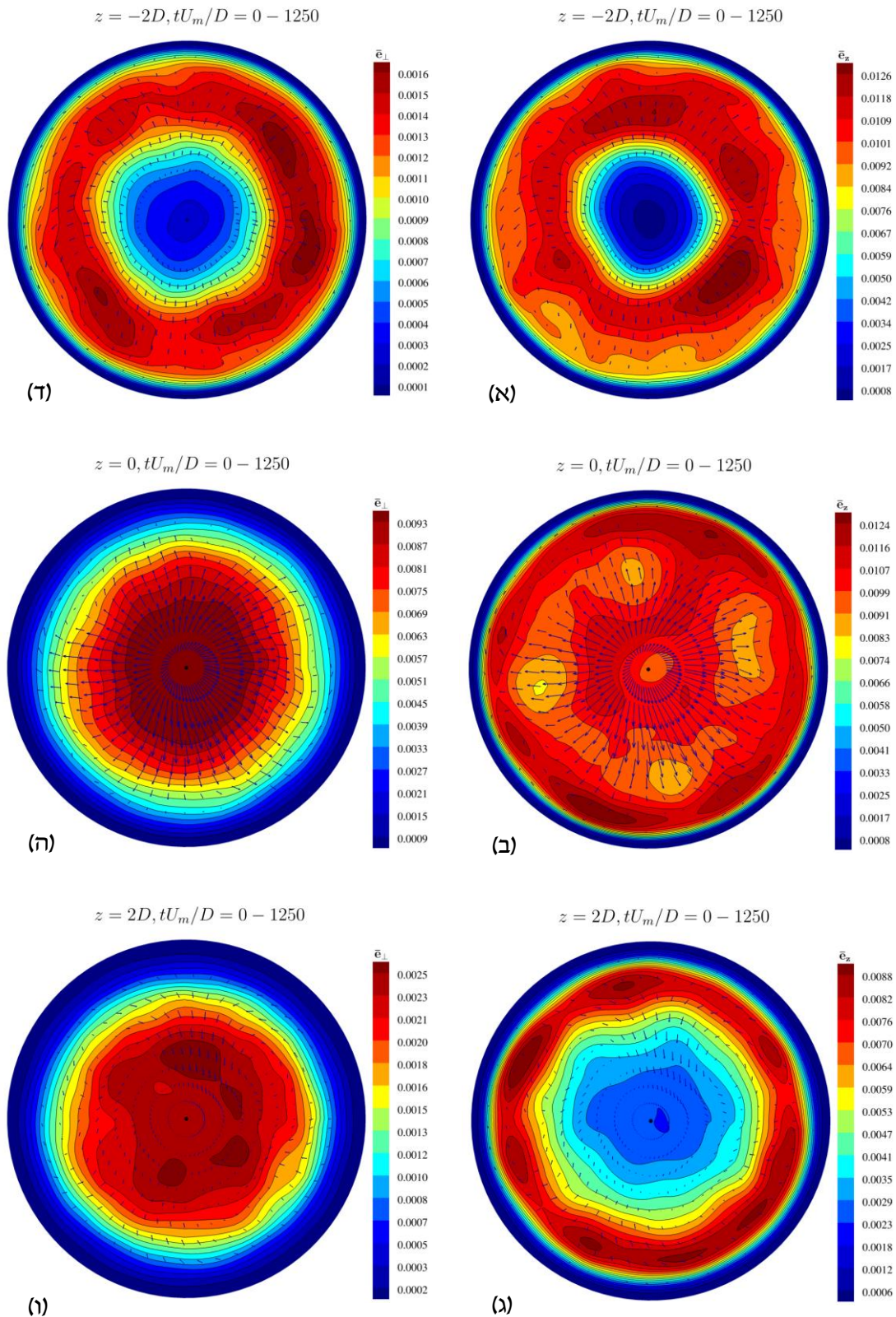
בחלק זה נערכה בחינה של דפוס האנרגיה הקינטית הממוצעת בחתכי הזרימה הנחקרים. בחינה זו מאפשרת חקירת מבנה אפשרי בחתך המזוהה עם תהליך המעבר בין משטרי הזרימה. בנוסף לכך, נבחנת האפשרות של זיהוי מבנים הקשורים למנגנון התחזוקה העצמי שהוזכר בפרק המבוא. התוצאות הבאות מציגות את דפוס האנרגיה הקינטית של הרכיבים הרוחביים, $\bar{e}_\perp = \overline{u_r^2 + u_\theta^2}$, ואת דפוס האנרגיה הקינטית בכיוון הזרם, $\bar{e}_z = \overline{u_z^2}$.

איור 5.3 מציג את האנרגיה הקינטית הממוצעת של 10,000 תמונות מצב בטווח זמן של $1250D/U_m$. האיור בנוי משישה תתי איורים, כאשר שלושת תתי האיורים מצד שמאל (א, ב ו-ג) מתארים את האנרגיה הקינטית הממוצעת בכיוון הזרימה, \bar{e}_z , ושלושת תתי האיורים מצד ימין (ד, ה ו-ו) מתארים את האנרגיה הקינטית הממוצעת בכיוון הניצב לזרימה, \bar{e}_\perp , כלומר הרכיבים הרוחביים. מיקום החתכים המוצגים מסודר לפי סדר ההתקדמות בחלון המעקב, כך שזוג תתי האיורים (א ו-ד) מתארים את חתך $z = -2D$, זוג תתי האיורים (ב ו-ה) מתארים את חתך $z = 0$ וזוג תתי האיורים האחרונים (ג ו-ו) מתארים את חתך $z = 2D$.

איור 5.3 (א) ו-ד) מתאר את האזור בו מתקיים הממשק בין שני משטרי הזרימה, הלמינארי במרכז הצינור והטורבולנטי בהיקף הצינור. אינטראקציה זו מייצרת מבנה טבעתי בצבע אדום בקרבת הקיר הנצפה בשדה \bar{e}_\perp וב- \bar{e}_z . על גבי חתך זה מתואר ווקטורי המהירות המציגים את מגמת הזרימה בטווח הזמן הארוך. ניתן לראות שהזרימה מתקיימת מליבת הצינור אל דפנות הקיר. התנהגות זו מספקת נוזל מהיר לאזור דופן הקיר, בו קיים זורם איטי. בשל כך, הזורם האיטי מתרחק מאזור הקיר ומקיים את שימור המסה.

הדפוס בחתך $z = 0$ המייצג את האזור בעל האנרגיה הקינטית המקסימלית של הרכיב \bar{e}_1 , מראה את התעצמות האנרגיה בליבת הצינור, אשר נוצרה בשל התקדמות האנרגיה הקינטית הרחבתית מאזור הדפנות למרכז הצינור. האיור של האנרגיה הקינטית בכיוון הזרם (e_z) מציג מבנה של ארבעה אזורים מקסימליים בצבע צהוב, אשר מהווה דפוס של התנהגות גלית בכיוון ההיקפי, בשל הופעה החוזרת במיקומים אלו ששרדו את הממוצע הארוך.

הדפוס במיקום $z = 2D$ מייצג את מורד הזרם, בו מתקיים תהליך דעיכת הטורבולנציה. במיקום זה, לאחר המיצוע הארוך, הזרימה בחתך מראה מגמה של שינוי בכיוון הווקטורים, מכיוון דופן הקיר לכיוון מרכז הצינור, כך שנלקח נוזל איטי מדופן הקיר ועובר למרכז הצינור. המבנה בחתך הזרימה של רכיב האנרגיה $\bar{e}_z(z = 2D)$ חזר להיות בצורה טבעתית, כאשר ניתן להבחין באזורים בהיקף בעלי אנרגיה מקסימלית, המרמזים שוב על התנהגות גלית. עבור רכיב $\bar{e}_1(z = 2D)$ המבנה נשאר דומה לנצפה במיקום של החתך בעל האנרגיה המקסימלית, אך גודל האנרגיה קטן.



איור 5.3 – תיאור דפוס האנרגיה הרוחבית והצירית הממוצעת עבור 10,000 תמונות מצב $(tU_m/D = 0 - 1250)$.

פרק 4. זיהוי מצבים קוהרנטיים מתמידים בהבזק טורבולנטי

בודד

4.1. כללי

תחילתה של אי-יציבות הזרימה ומעבר לטורבולנציה בצינור הינה עקמומיות של קווי הזרימה ליד דופן הקיר, וזאת כתוצאה ממנגנון הגזירה אשר פועל בדומה למומנט סיבובי ומייצר ערבוליות. השפעת הערבוליות מתבטאת בכך שנוזל ליד הדופן, אשר איטי מטבעו, נפלט כלפי מרכז הצינור, ועקב כך לפי חוק שימור המסה, נוזל מהיר יותר מואץ לכיוון הדופן. המונחים "איטי נפלט" ו"מהיר מואץ" הינם פועל יוצא של עקמומיותו של קו הזרם שצורתו ישרה ומהירותו אחידה בזרימה למינארית. במילים אחרות, הכוונה במונחים "איטי" או "מהיר" מתייחסת להשוואה למהירות למינארית.

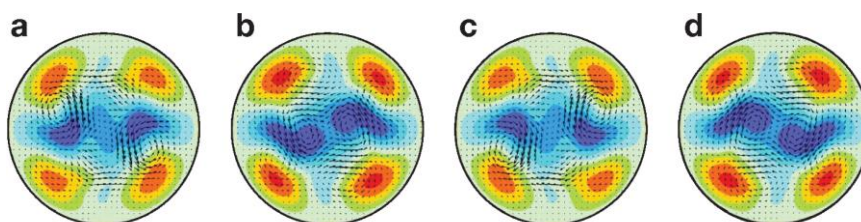
תנועה רדיאלית אי-סדורה בחתך הצינור מייצרת הפרעות ברכיב המהירות הצירי, חלקן חיוביות וחלקן שליליות. הייחודיות של ההפרעות החיוביות/השליליות ליד הדופן הינה שלמרות האקראיות שלהן, כאשר ממפים אותן נראית צורה די קוהרנטית של "פסי זברה" (streaks) אשר נקראים במחקר זה "סטריקים". אציין כי הימצאות רכיב רדיאלי בשדה מהירות בצינור הינה סימן מובהק למעבר למשטר טורבולנטי, מכיוון שבזרימה למינארית מפותחת הוא אינו קיים.


תוצאות ניסויים משנות השישים הובילו לגילוי שזרימה טורבולנטית בקרבת דופן הקיר לא כאוטית במלואה כפי שסברו קודם לכן. לדוגמה, זרימה בצינור או זרימה בעלת שכבת גבול. הזרימה הטורבולנטית בקרבת הדופן מייצגת אירועים חוזרים אקראיים עם מחזוריות ממוצעת במובן סטטיסטי. אירועים אלו נקראים מבנים קוהרנטיים. נראה כי המבנים "מארכי חיים" הללו פשוטים יותר, אשר מתפתחים באופן קבוע ומתמזגים לתוך התנועה הכאוטית. גילוי של מבנים קוהרנטיים בקרבת הקיר נמצא על ידי (Kline et al., 1967) שחשף מבנים קוהרנטיים בעזרת ניסוי עם בועות מימן. המבנים שגילה נצפו בקרבת הקיר במיקום $y^+ = 4.5$. תפקידם במחזור ייצור הטורבולנציה היווה נקודת מפנה למחקרים ניסויים ונומריים לחמישים השנים הבאות.

מצבים קוהרנטיים מדויקים (*exact coherent states*) הינם תוצר של מנגנון תחזוקה עצמי (מת"ע) (SSP, self-sustaining process) שהוצגו על ידי (Waleffe, 1997; Waleffe, 2001). מצבים אלו הינם סוגים שונים של פתרונות נומריים לא ליניאריים של משוואות נאויה-סטוקס. באופן מיוחד, פתרונות אלו נצפו כגלים נעים, $U(r, \theta, z - ct)$, מכיוון שהם תמידיים במערכת צירים אשר נעה עמם. (Waleffe, 2001) מתאר שהמצבים הקוהרנטיים בזרימה הינם גלים נעים לא יציבים, זאת בשל היותם מכילים סטריקים איטיים בעלי אופי גלי, המוקפים במערבולות אורכיות משולבות, אשר דומים לתאוריית ה-VWI שהוזכרה בפרק המבוא.

הטכניקה שאפשרה את גילוי קיומם של מצבים קוהרנטיים מדויקים במספר ריינולדס נמוך, הייתה בעזרת הוספת כוח גוף F למשוואות נאויה-סטוקס, ובכך נוצרו באופן מלאכותי ערבולים אורכיים בעלי סימטריה צירית (Eckhardt et al., 2007). האמפליטודה של הכוח המניע הוגדלה כדי לקבל

פתרון תלת מימדי יציב. לאחר מכן, מספר ריינולדס הוגדל והכוח המניע צומצם לאפס. בזמן זה מבנה הפתרון נשמר באופן כללי. על ידי טכניקה זו ניתן היה להשיג פתרון שהוא גל נע (traveling wave) לא ליניארי לחלוטין, מכיוון שהפתרון מתקבל ממשוואות נאווייה-סטוקס הלא ליניאריות. באיור 1.4 מוצגת דוגמה למבנה קוהרנטי בצינור שהתקבל מהפתרון המדויק (Eckhardt et al., 2007). כל המבנים סימטריים ומכילים זוגות של מערבולות שמייצרות סטריקים מהירים (ביחס למהירות למינארית) בקרבת הדופן, אשר נשארים יציבים. כמו כן, הסטריקים האיטיים במרכז הצינור תנודתיים בצורה ניכרת יותר מהסטריקים המהירים.



 Eckhardt B, et al. 2007. Annu. Rev. Fluid Mech. 39:447–68

איור 1.4 – חתך של גל נע (traveling wave) במיקומים שונים לאורך הגל. תמונות המצב a-d מוצגות בזמנים 0, 1/8, 2/8 ו-3/8 של מחזור במיקום קבוע לאורך הצינור. רכיבי המהירות בחתך מוצגים בעזרת וקטורים בכחול. רכיב סטיית המהירות הצינור ביחס לפרופיל הפרבולה מתואר על ידי התפלגות הצבעים. אזורים שבהם הזורם מהיר יותר ביחס לפרבולה, מוצגים באדום ומתאימים לתיאור הסטריקים המהירים (high-speed streaks). באותו אופן, אזורים בעלי מהירות נמוכה יותר ביחס לפרבולה מוצגים בכחול ומתארים את הסטריקים האיטיים (low-speed streaks).

פרק זה מתמקד בזיהוי מבנים של מצבים קוהרנטיים במרחב ובזמן, המתמידים בשדה הזרימה הרדיאלי, u_r . בנוסף לכך, מוצגת הדינמיקה בין רכיב המהירות הרדיאלי, u_r , לבין רכיב המהירות בכיוון הזרם בהחסרת הרכיב הלמינארי (פרבולה $W(r)$), המסומן כ- w . תוצאות אפשריות של פתרון דמוי גלים נעים לא ליניאריים בצינור נצפו בשדה המהירות, w , בפרק הזמן של עמידות המבנה הקוהרנטי בשדה של הרכיב הרדיאלי. בסיום פרק זה, מוצגת השפעת האינטראקציה בין שני שדות המהירות, w ו- u_r , עבור יציבות הזרימה ויצירת הטורבולנציה. החקירה הכמותית ויכולת זיהוי מבנים קוהרנטיים של שדה זרימה רדיאלית, המהווים "בראשית" למעבר לטורבולנציה, משמשות כבסיס לשליטה בהתפתחות הטורבולנציה ויצירתה.

4.2. מתודולוגיה

שיטות הזיהוי של מבנים קוהרנטיים בזרימה במחקר זה מתבססות על מספר שיטות המנתחות את המרחב והזמן, וזאת בשל התכונות האופייניות של מבנים קוהרנטיים המתמידים במרחב ובזמן. השיטות לזיהוי הינן חלון הזזה ממוצע לזיהוי ויזואלי של מבנים אפשריים, ושיטות מקדם המתאם בין מדידות רכיב המהירות בשתי נקודות במרחב, המכמתת את מידת ההתאמה בין שני האותות הנמדדים. איסוף הנתונים עבור זיהוי המבנים נערך בגישה של חלון מעקב בגודל ארבעה קטרים, שהוזכר בפרקים הקודמים. כמו כן, תנאי הזרימה להבזק טורבולנטי בודד הוגדרו באופן זהה

לשיקולים שנבחרו בפרק 3.1. המחקר מתמקד בתנועות חתך רדיאליות כדי לזהות מבנים מסודרים בעלי גודל וזמן אופייניים, המתארים מבנה קוהרנטי. התנועה הרדיאלית מעידה כמובן על ערבוליות בכיוון הזרימה (streamwise vorticity) המזוהה עם מנגנון התחזוקה העצמי, אך במחקר זה נמצא ש"עקבות" המבנה של המהירות הרדיאלית בולטות טוב יותר מאלה המבוססות על ערבוליות (vorticity). סיבה נוספת להתמקדות בשדה של הרכיב הרדיאלי נובעת מכך שליד דופן הקיר מתקיימת תופעה המכונה פליטה ($u_r > 0$) ויניקה ($u_r < 0$), אשר גורמת להיווצרות הסטריקים הנחשבים למבנים קוהרנטיים עמידים בקרבת הדופן. יודגש כי כאשר מדובר על פליטה ויניקה, הכוונה היא לפליטת נוזל בעל מהירות נמוכה למרכז הצינור, להבדיל מיניקת נוזל בעל מהירות גבוהה לכיוון דופן הצינור. סמנטיקה זו נובעת מהעובדה שערך המהירות יורד בכיוון הדופן.

4.3. חלון הזזה ממוצע לזיהוי מבנה קוהרנטי

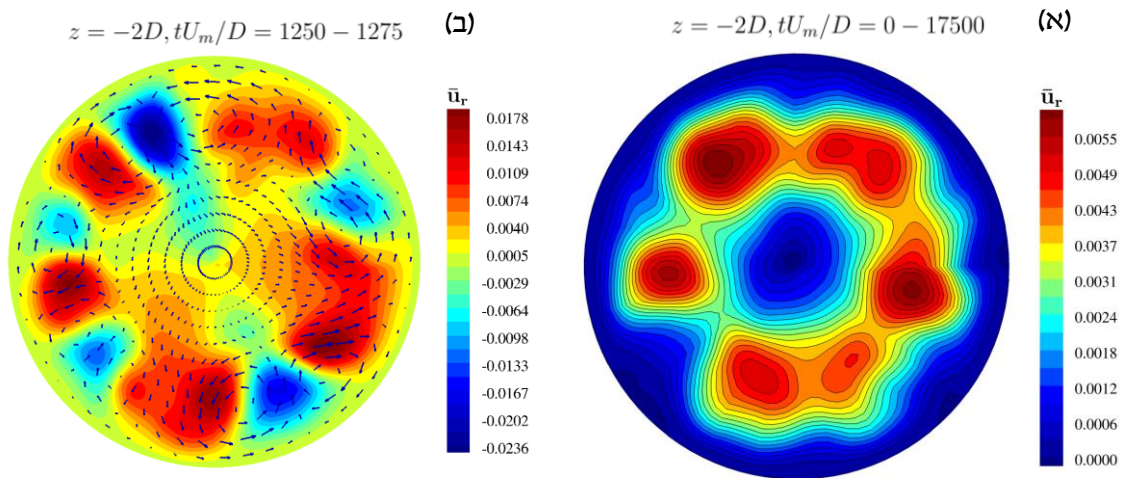
שדות זרימה רגועים משקפים פתרונות כאוטיים ולא יציבים. בשל כך, אינם יכולים לספק עדות ישירה וברורה לנוכחותם של מבנים עמידים (קוהרנטיים). עם זאת, אם המנגנונים האחראיים למעבר בין משטרי הזרימה מתארים תהליך ארוך זמן עם אופיין מחזורי של סטריקים קרובים לקיר, אזי ממוצע מסוים של דפוסי הזרימה בתוך המחזור המשוער יכול לחשוף מבנים קוהרנטיים מאורגנים. איתור וזיהוי של מבנה קוהרנטי נעשו בעזרת גישה של חלון הזזה ממוצע המוגדר בצורה הבאה:

$$(1.4) \quad \bar{u}_{n_1}^{n_2} = \frac{1}{n_2 - n_1} \sum_{n=n_1}^{n_2} u_n(\mathbf{x}, n)$$

כאשר $\mathbf{x} = (r, \theta, z)$, n הוא מספר תמונת המצב.

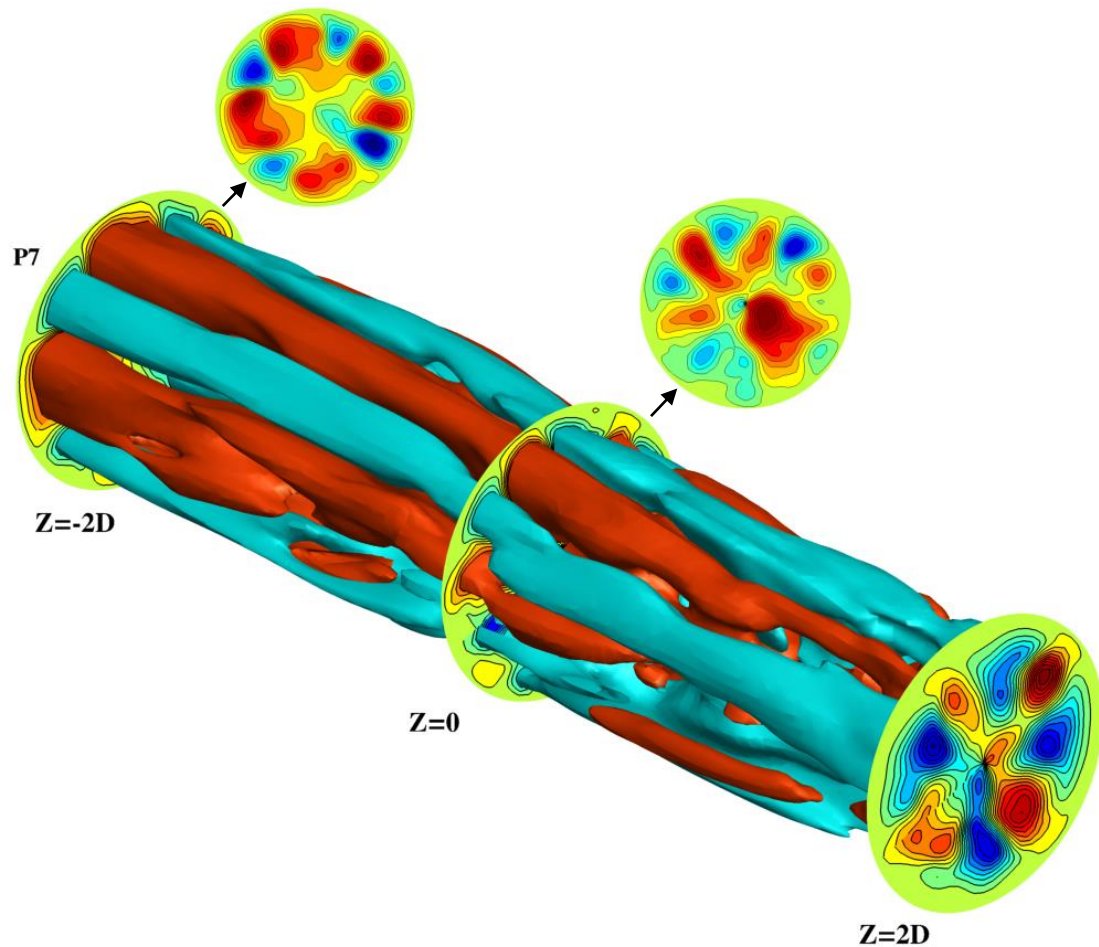
איור 2.4 (א) מציג את שדה המהירות הרדיאלית הממוצעת, \bar{u}_r , לאחר מיצוע של $17,500 D/U_m$ יחידות זמן שנאספו במעלה הזרם, $z = -2D$. המיצוע הארוך שחושב חשף מבנה בעל "כושר הישרדות" המאופיין בשישה אזורים מקסימליים של רכיב המהירות הרדיאלית. תוצאה זו מושכת את תשומת הלב בשלב הראשון של הניתוח, כיוון שהמבנה ששרד מרמז שאכן ישנה התנהגות של הופעה חוזרת (תיתכן מחזוריות) במיקום המהירות המקסימלית, אשר יצרה מבנה זה. באיור 2.4 (ב) מוצג שדה המהירות הרדיאלית הממוצעת עבור $25D/U_m$ יחידות זמן באזור מעלה הזרם. מתוך איור זה, ניתן להבחין בתופעה של גרירת נוזל בעל מהירות נמוכה מאזור הקיר ופליטתו לכיוון מרכז הצינור, אשר נראית בצורה ברורה כחמישה אזורים נפרדים של מהירות מינימלית בצבע הכחול. יתרה מזאת, בעזרת הצגה וקטורית זו ניתן להבחין בעקבות של מערבולות בכיוון הזרם, אשר קשורות לייצור הסטריקים בקרבת הדופן, והן מהוות חלק ממת"ע (מנגנון תחזוקה עצמית), (SSP). מכאן ניתן לראות את הקשר בין הסטריקים הקוהרנטיים לבין השדה של הרכיב הרדיאלי. תוצאה נוספת שעולה מתוך המיצוע הקצר שמוצג באיור 2.4 (ב) היא מחזוריות למחצה בכיוון ההיקפי, וזאת בשל השוני במבנים בין איור 2.4 (א) לאיור 2.4 (ב) הנובע מגודל המיצוע בזמן השונה בכל חתך. בנוסף לכך, המבנים שנוצרו באיור 2.4 (א) הינם בעלי סימן חיובי בלבד של \bar{u}_r . שדה הזרימה באיור

2.4 (ב) מכיל ערכים חיוביים ושליילים של המהירות הרדיאלית, $\pm \bar{u}_r$. מכאן ניתן להסיק שהערכים השליילים והחיוביים של \bar{u}_r מופיעים לסירוגין ומייצגים את המחזוריות למחצה.



איור 2.4 – (א) שדה הזרימה הרדיאלית הממוצעת, \bar{u}_r , עבור $17,500 D/U_m$ יחידות זמן, בחתך קוהרנטי של שדה הזרימה בכיוון הרדיאלי, אשר מובילים לתנודות במהירות בכיוון הזרימה, כלומר סטריקים מהירים ואיטיים. **(ב)** מיצוע של $25D/U_m$ יחידות זמן חושף חמישה אזורים בעלי סימנים מתחלפים (מבנה קוהרנטי) של שדה הזרימה בכיוון הרדיאלי, אשר מובילים לתנודות במהירות בכיוון הזרימה, כלומר סטריקים מהירים ואיטיים.

מחקר זה עוסק לא רק בזיהוי של מבנה קוהרנטי בכיוון היקפי, אלא גם בכיוון הזרימה. באיור 3.4 מוצגים משטחים שווי ערך (iso-surface) תלת ממדיים של שדה הזרימה הרדיאלית, u_r , עבור מיצוע בתחום $tU_m/D = 1250 - 1275$. יוזכר כי המיקום $z = 0$ הינו בעל האנרגיה המקסימלית של הרכיבים הרוחביים (cross-plane flow). על גבי איור זה ניתן לראות בצורה ברורה את העקבות הקוהרנטיות של ערבול המסומן כ-P7 לאורך כל חלון המעקב. יודגש כי מספר ערבולי המהירות הרדיאלית פוחת מאזור $z = 0$, וזאת ככל הנראה בשל אזור דעיכת הטורבולנציה המתחיל ממרכז חלון המעקב למורד הזרם.

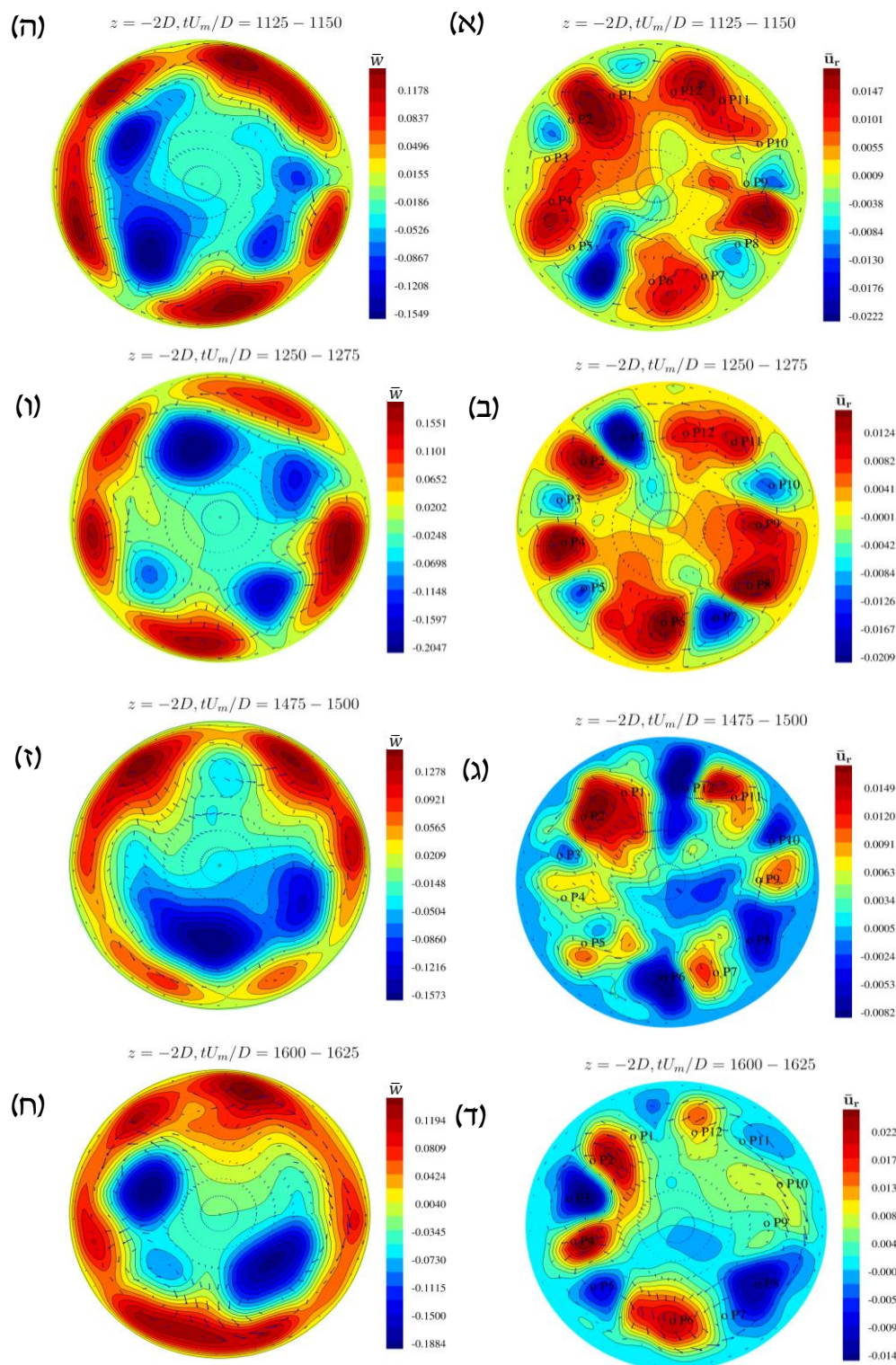


איור 3.4 – משטחים שווי ערך (iso-surface) בצורת תלת מימד של שדה הזרימה הרדיאלית, $\overline{u_r}$, עבור מיצוע של $25 D/U_m$ יחידות זמן. $\overline{u_r} = 0.015$ (באדום) ו- $\overline{u_r} = -0.003$ (בירוק). $z = 0$. מתאר מיקום של אנרגיה מקסימלית של רכיבי המהירות הרוחביים $(\overline{u_r} + \overline{u_\theta})$.

איור 4.4 (א) – (ד) מציג את שדה המהירות הרדיאלית הממוצעת, $\overline{u_r}$, בטווח זמן של $25D/U_m$ בפרקי זמן שונים במעלה הזרם. על גבם אפשר לראות דפוס של 12 חתימות של מבנה קוהרנטי מתמשך הקשורות ליצירת הסטריקים בקרבת הדופן. כלומר, זוגות של דפוסי מהירויות חיוביות ושליליות בשדה של הרכיב הרדיאלי. בנוסף, אפשר לראות שמסומנות על גבי איורים אלו 12 נקודות במיקום של דפוס המבנה הקוהרנטי המובהק באיור 4.4 (ב). סימון זה משמש כנקודות ייחוס המראה את ההבדלים בין ערכים חיוביים לשליליים של שדה המהירות הרדיאלית. דפוסים אלו הן זוגות של $\pm u_r$ אשר נוצרו על ידי פליטה וניקה בקרבת הקיר באותו מיקום אך בזמנים שונים, שבאים לידי ביטוי בממוצע המוצג. לדוגמה, נקודה P6 מופיעה באיור 4.4 (א) בצבע כחול לעומת נקודה P6 המופיעה באיור 4.4 (ג) בצבע אדום. דוגמה נוספת, P1 ו-P7 באיורים (ב) ו-(ג). תופעות אלו נקראות "התפרצות (Bursting)" המתרחשת על יד הקיר (Jiménez et al., 2005). באיורים (ה) – (ח) מוצג שדה המהירות הממוצעת בכיוון הזרם, \overline{w} , ללא הרכיב הלמינארי (פרבולה). שדה זה מתאר את הסטריקים המהירים בקרבת הקיר בצבע אדום, ואת הסטריקים האיטיים במרכז הצינור בצבע

כחול. פסים אלו נחשבים כבעלי מבנה קוהרנטי מובהק, בשל היותם מתמידים במשך תקופת זמן ארוכה במרחב.

כאשר מתבוננים בשדות המהירות \bar{u}_r ו- \bar{w} אפשר לזהות קשר ביניהם, לדוגמה באיור 4.4 (ב) עם איור 4.4 (ו). הקשר מתבטא בהתאמה של חמישה אזורי פליטה ($\bar{u}_r < 0$) בצבע אדום עם חמישה אזורים עם סטריקים מהירים בצבע אדום בשדה \bar{w} . עם זאת, קיים פער בכמות האיזורים, חמישה אזורי יניקה (בצבע כחול) בשדה \bar{u}_r לעומת ארבעה סטריקים איטיים (בצבע כחול) בשדה \bar{w} . ההסבר לפער זה ככל הנראה נובע ממיצוע ארוך עבור אירוע הפליטה המסומן כ-P3 באיור 4.4 (ב), אשר לא מתקיים לאורך כל פרק זמן המיצוע. בשל תוצאה זו, נדרש לאתר פרק זמן בו המבנה הקוהרנטי מתמיד בצורתו. באיור 4.4 (ו) אפשר להבחין במבנה ברור המדמה פתרון של גלים נעים לא ליניאריים עם סימטריה היקפית מדרגה $m=4$, אשר נצפה גם בחישובים נומריים ובניסויים (Faisst & Eckhardt, 2003; Wedin & Kerswell, 2004b; Hof, Björn et al., 2004; Kerswell, 2005; Eckhardt et al., 2007; Schneider et al., 2007). המונח "דרגה" המתואר על ידי סימון m נלקח ממחזוריות של $\cos(m\theta)$ ומתאר רמת סימטריה. שאר האיורים (ה), (ז) ו- (ט) הינם בעלי סימטריה שהיטשטשה בעקבות המיצוע הארוך. זאת לפי השערה שנובעת מחוסר היציבות של הסטריקים המושפעים מהתנודות בזרימה, ובשל הכלת מספר מחזורים של מבנים קוהרנטיים שונים. בעקבות המסקנות מניתוח איור 4.4, החקירה של מבנים קוהרנטיים מתמקדת בשדה של הרכיב הרדיאלי בטווח הזמן $tD/U_m = 1250 - 1275$, ובמיקום מעלה הזרם ($z = -2D$), שם נמצאו עדויות לקיום מבנים קוהרנטיים. כמו כן, לאחר חקירת אזור זה, תתרחב החקירה לאזורים נוספים לאורך ההבזק הטורבולנטי.



איור 4.4 – (א-ד): שדה המהירות הרדיאלית הממוצעת במיקום $z = -2D$ ובזמן עבר $\Delta t = 25D/U_m$ בטווחי הזמן השונים. באיורים אלו (א-ד) מסומנות 12 נקודות התואמות לאיור (ב). האיורים מצד שמאל (ה-ח) מציגים את המהירות היחסית לזרימה למינארית (בהחסרה של הפרופיל הפרבולי).

4.4. מקדם המתאם ההיקפי והאורכי של המהירות הרדיאלית

כחלק מחקירת תחום הזמן $tD/U_m = 1250 - 1275$ הנצפה כבעל מבנה קוהרנטי מתמשך בזמן ובמרחב, נבדקת עמידות המבנה בחדך בעזרת מקדם המתאם ההיקפי (אזימוטלי) והאורכי בזמן, $R_{ij}(t)$ עבור שני אותות u_i ו- u_j . כאן, i ו- j מסמנים את הנקודות שנבחרו במרחב בטווח זמנים של $t_0 \leq t$.

$$(2.4) \quad R_{ij}(t_0; t) = \frac{(\mathbf{u}_i \cdot \mathbf{u}_j)}{|\mathbf{u}_i| \cdot |\mathbf{u}_j|}, \quad \mathbf{u}_k = [u_r(t_0), u_r(t_1), \dots, u_r(t)],$$

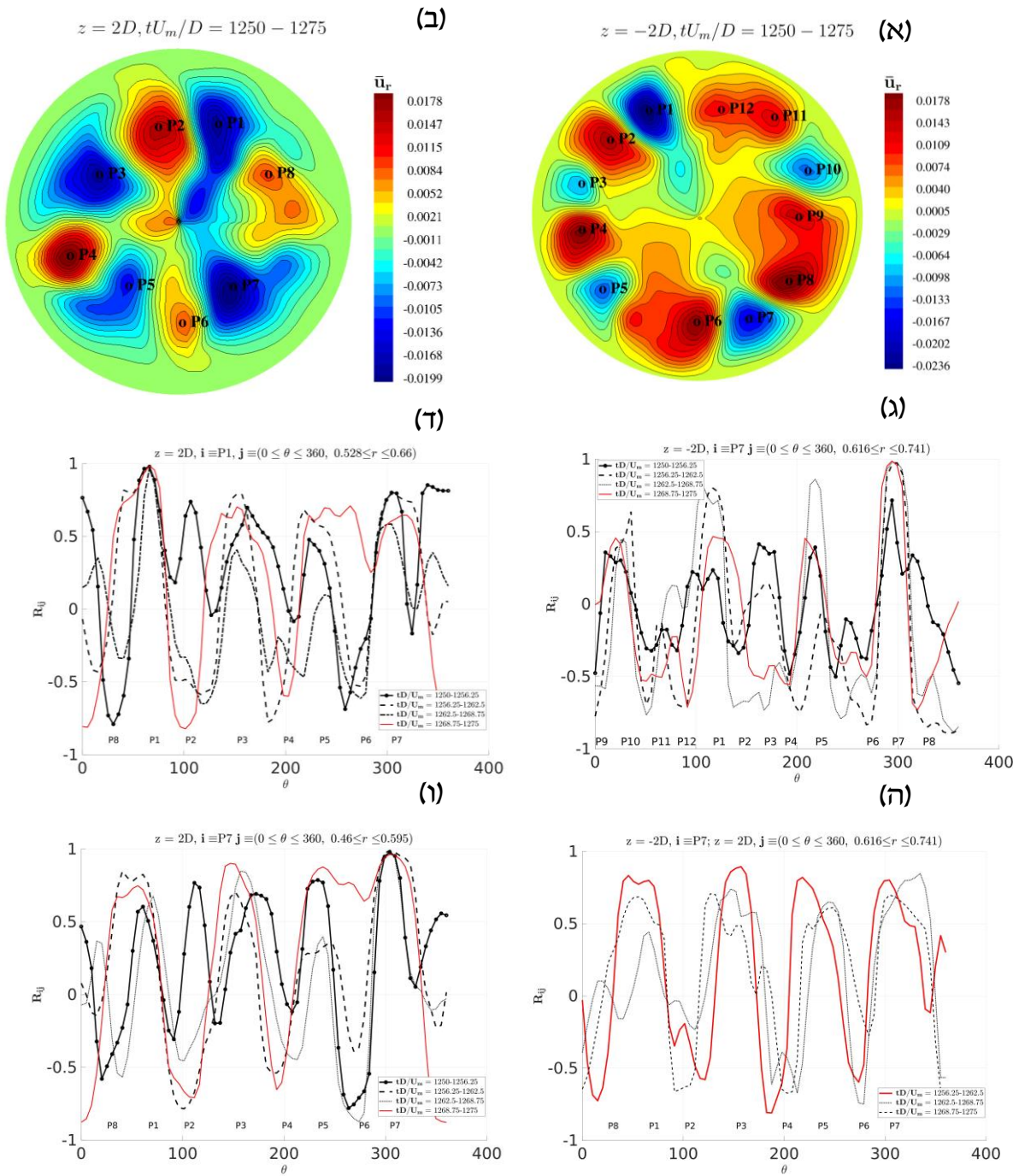
u_k מכיל את הנתונים מהשדה של הרכיב הרדיאלי שהתקבל במיקום k בתחום הזמן $t_0: t$. $(u_i \cdot u_j)$ הינה מכפלה סקלרית ו- $||*||$ מוגדר כנורמה. אציין שמקדם המתאם משתנה בין 1 לבין -1. עם זאת, ברוב המקרים R_{ij} יקבל ערך בין שני ערכי הקיצון, כלומר הערכים הקרובים ל-1 מתארים התאמה טובה מאוד. במונחים של המחקר הנוכחי, בנקודות $j-i$ מתרחשת יניקה (או פליטה); הערכים הקרובים לאפס מתארים אי התאמה והערכים הקרובים ל-1 מתארים קשר הפוך לחלוטין, כאשר בנקודות $j-i$ מתרחשות יניקה או פליטה בכל אחת אך לא בהתאמה. לאחר קביעת נקודה i וחישוב של R_{ij} לכיוון האזימוטלי (θ) , נקבל אינדיקציה על התמדת המבנה, ומלבד זאת נקבל את מידת הגליות (waviness) של האותות הנמדדים. בעזרת בחינת הסימטריה נוכל גם לאפיין האם קיים דמיון לפתרון מסוג גלים נעים (Hof, Björn et al., 2004).

באיור 5.4 מתוארים מבנים סימטריים היקפיים המקושרים למבנים האורכיים שהוצגו באיור התלת מימדי, איור 3.4. מבנים אלו התקבלו על ידי מיצוע בזמן של $\Delta t = 25D/U_m$. באיור (ג-ו) מוצג מקדם המתאם ההיקפי (R_{ij}) של המהירות הרדיאלית עבור שתי נקודות שונות בהבזק הטורבולנטי. עקומות המתאם התקבלו עבור מרווחי זמן עוקבים של $\Delta t = 6.25D/U_m$. הנקודה P7 באיור 5.4 (א) היא נקודת הייחוס i . טווח הזמן הקצר שנבחר נועד לבדוק את ההבזק שככל הנראה מכיל מספר מבנים קוהרנטיים שונים בתחום של $\Delta t = 25D/U_m$, כך ניתן יהיה לאתר את התמדתו של מבנה קוהרנטי ממחזור יחיד. במחקרם של (Hof, Björn et al., 2004) השתמשו בחישוב של מקדם מתאם דומה עבור תוצאות הניסוי, ונצפתה נטייה דומה לסימטריה בהיקף, אשר נחשבה על ידי המחברים כדפוסים של מצבי גלים נעים לא יציבים שהתגלו נומרית (Faisst & Eckhardt, 2003; Eckhardt et al., 2007).

בנוסף חשוב לציין שבאזור מעלה הזרם, היכן שחושב מקדם המתאם, מתקיים ייצור טורבולנציה אשר עולה על הדסיפציה (Wynanski & Champagne, 1973; Song et al., 2017b). במעלה הזרם ייצור הטורבולנציה מאופיין על ידי אירועים של פליטה-יניקה בקרבת הדופן, אשר מתואר באיור 2.3 (א) על ידי סימון כוכבית באדום. לעומת זאת, באיורים (ב, ד, ו) מתואר שלב התאוששות הזרימה למשטר זרימה למינארית, ומסומן בסימן פלוס בצבע אדום באיור 2.3 (א).

השוואת מקדם המתאם המוצג באיור 5.4 (ג) לדפוס המופיע באיור 5.4 (א) מגלה חמישה מבנים P1, P3, P5, P7, P10, שיכולים להטעות על קיומם יחד באותו תחום זמן ארוך של $D/U_m = 25$. זאת מכיוון שלאחר שמפרקים את טווח זמני המיצוע לפרקים קטנים כמופיע באיור 5.4 (ג) מתגלה כי רק נוכחותן של חמש נקודות שיא של מקדם המתאם מתקיימות בו זמנית בטווח הזמן הקצר של $tU_m/D = 1250 - 1256.25$. עבור טווח הזמן העוקב, $tU_m/D = 1256.25 - 1262.5$, נקודת השיא P3 נמצאת במגמה של הצטמצמות משמעותית. לאחר מכן, בטווח הזמן $tU_m/D = 1262.5 - 1275$ ההתאמה בין נקודה P7 לנקודה P3 הופכת לשלילית, ומתארת את השינוי של נקודה P3 מיניקה לפליטה על ידי הדופן. שתי העקומות של מקדם המתאם באיור 5.4 (ג), המתוארות באמצעות קו מקוקו שחור וקו אדום, מכמתות בצורה ברורה את המבנה הסימטרי של ארבע נקודות שיא בטווח הזמן של $tU_m/D = 1262.5 - 1275$.

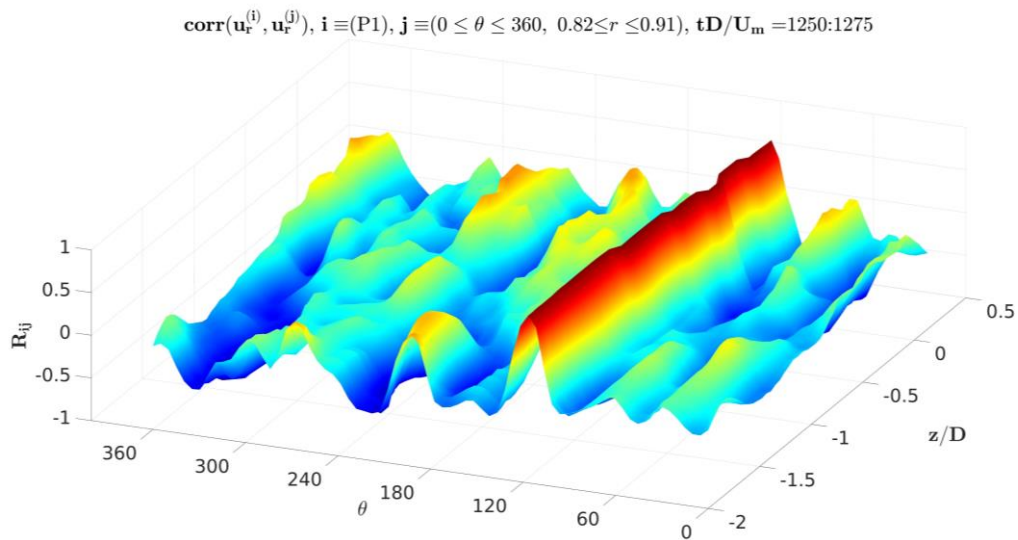
מתוך איור 5.4 (ב), המאפיין שלב התאוששות מוקדם, ניתן לראות כי ליד הדופן התנהגות הפליטה-יניקה הופכת לחלשה. בנוסף לכך, ארבעת הערבולים האורכיים התקדמו מאזור קרבת הדופן אל מרכז הצינור. לא ניתן לשלול כי הדפוס (הדו-מימדי) באיור 5.4 (ב) הוא למעשה חתך של מבנה תלת-מימדי של מערבולים אורכיים שנוטים להיות לא מקבילים לכיוון הזרם, אלא משופעים לכיוון מרכז הצינור בדומה ל-hairpin vortices (Paranjape et al., 2020). ניתוח העקומות של מקדם המתאם המופיעות באיור 5.4 (ד, ו) מאפשר להסיק מסקנות כמותיות על התמדת המבנים, כפי שנעשה עבור המיקום במעלה הזרם. אדגיש שארבעת המבנים (P1-P3-P5-P7) נמצאים בהתאמה גבוהה בתחום הזמן $tD/U_m = 1250 - 1268.75$, ונראים בברור באיור 5.4 (ב) ובאיור 3.4 התלת מימדי. באיור 5.4 (ב), נראה שמיקום נקודה P6 קשור לאירוע פליטה ($\overline{u_r} < 0$). עם זאת, כמוצג באיור 5.4 (ד, ו) נקודה זו מתקיימת רק בטווח הזמן $tD/U_m = 1250 - 1268.75$. באשר לשאר מרווחי הזמן $tD/U_m = 1268.75 - 1275$ (העקומות בצבע אדום), נקודות השיא P5 ו-P7 מתאחדות, דבר אשר מעיד על אירוע היניקה מאזור הקיר, אירוע בו מתקיימת לקיחת נוזל איטי המועבר למרכז הצינור. איור 5.4 (ה) מייצג את מקדם המתאם האורכי, וניתן לראות שמתקבלות ארבע נקודות שיא בסביבת P1-P3-P5-P7 הנעמדות על ערך של 0.65. תוצאה זו מעידה על מבנה המתמיד בצורתו לאורך חלון המעקב כולו. תוצאה זו מחזקת את התוצאות של המקדם ההיקפי שחשפו מבנה דומה לגל נע בעל מספר גל מסוים ($m = 4$) במקרה הנידון (איורים ג, ד, ה עקומות בצבע אדום) בטווחי הזמן קצרים של 6.25 יחידות זמן.



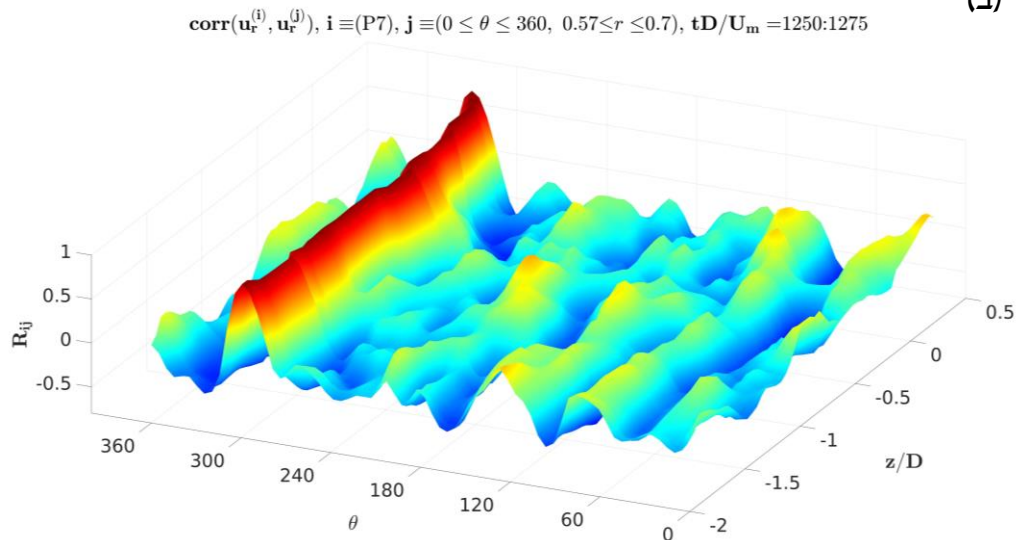
איור 5.4 – שדה המהירות הרדיאלית הממוצעת בזמן בטווח של 25 יחידות זמן באזור מעלה הזרם ($z = 2D$) תת איור (א), ובאזור מורד הזרם ($z = -2D$) תת איור (ב). תתי האיורים (ג, ד, ה) מציגים את מקדם המתאם ההיקפי במיקומים $z = -2D$ ו- $z = 2D$. נקודת הייחוס i מסומנת על גבי החתך הנחקר, ונקודת הייחוס j מסמנת את הנקודות ההיקפיות בחתך הנחקר. תת איור (ה) מתאר את מקדם המתאם האורכי, נקודת הייחוס i (P7) נקבעה בחתך $z = -2D$, j מסמנת את הנקודות ההיקפיות בחתך $z = 2D$. עבור כל מיקום בהיקף, מקדם המתאם חושב עבור מיצוע של שבעה רדיוסים.

איור 6.4 מציג צורה גלית של מקדם המתאם ההיקפי. איורים אלו התקבלו על ידי זיהוי של נקודות P1 ו-P7 בחלון המעקב במעלה הזרם ($z = -2D$), עליהם בוצע מעקב עד לאזור מורד הזרם. המעקב כלל חישוב של מקדם המתאם ההיקפי, R_{ij} , של רכיבי המהירות הרדיאלית עבור תמישה רדיוסים שונים (כאשר רדיוס הייחוס היה במרכז), ועבור תוצאות אלו חושב הממוצע כך שמקדם המתאם תלוי רק במיקום של z ו- θ . בכל מיקום לאורכו של ציר z , זוהתה וסומנה הנקודה הנחקרת, כך שבאיור 6.4 (א) נחקרה נקודה P1 הידועה מאיור 4.4 (ב), עבורה נעשה מעקב עד מיקום $z = 0$. באזור זה המבנה איבד את הקוהרנטיות הנראתה לעין ולא הייתה אפשרות להמשך מעקב אחריה. בניגוד לנקודה P1, נקודה P7 הידועה גם כן מאיור 4.4 (ב) ומוצגת בצורה תלת מימדית באיור 3.4 נשארה קוהרנטית למדי מהקצה במעלה הזרם של חלון המעקב עד למורד הזרם. תוצאות אלו מספקות תמיכה נוספת בהתנהגות הגלית והמחזורית ההיקפית שקיימות בשדה של הרכיב הרדיאלי בתופעות התפרצויות (bursting) אשר מאפיינות את היווצרות הסטריקים.

(א)



(ב)



איור 6.4 – המחשת צורה גלית שנצפתה בשדה הזרימה הרדיאלית. הצגה בעזרת מקדם מתאם היקפי של המהירות הרדיאלית, $R_{ij} = \text{corr}(u_r^{(i)}, u_r^{(j)})$, בטווח הזמן $tU_m/D = 1250 - 1275$, לאורך ההבזק הטורבולנטי המקומי עבור שתי נקודות ייחוס. איור 4.6 (א) מתאר מעקב אחר נקודה P1 ואיור 4.6 (ב) מתאר מעקב אחר נקודה P7, אשר מסומנות גם באיור 4.4 (ב).

4.5. הערכת פרק הזמן של התמדת המבנה הקוהרנטי

מהניתוח שנערך עד כה הכולל חישוב מקדמי המתאם במרחב ובטווחי זמן שונים, מתחזקת ההערכה שבשל זמן ארוך של מיצוע נדרש לאתר טווח זמן מדויק יותר, שיכיל מבנה קוהרנטי יחיד ולא שילוב של כמה מבנים. זאת בעקבות ההבנה שהשדה של הרכיב הרדיאלי הוא חלק בלתי נפרד מהמנגנון של ייצור הסטריקים בקרבת הקיר, ובעקבות ההערכה המוצגת בספרות (Hof, Björn et al)

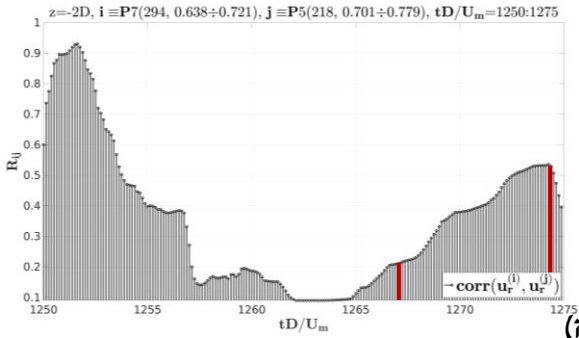
al., 2004) שהסטריקים מייצגים גל נע לא יציב. לכן נעשה שימוש במקדם המתאם של שתי נקודות נעות בזמן כמוגדר במשוואה (4.2). בחלק זה נבחן את מידת ההתאמה כתלות בזמן, כלומר עבור כל נקודת זמן נבדקת מידת התאמה בין שתי הנקודות הקבועות במרחב, כך מתאפשרת בחינה של התמדת המבנה לאורך הזמן הנחקר. מקדם המתאם הנע מאפשר לבחון את מידת ההתאמה כתלות בזמן, וכך לבדוק את התמדת המבנה הקוהרנטי בהתקדמות בזמן.

הגדרת קורלציה זו מצריכה מספר התייחסויות עבור הבחינה לאורך הזמן הנבדק. ראשית, אם הקורלציה של $R_{ij}(t_0; t)$ של האותות אינה משתנה באופן משמעותי במהלך מרווח הזמן שנבחר $(t_0; t)$, אז האותות מראים מגמה של מידת התאמה מסוימת. שנית, אם הקורלציה עולה או יורדת, מידת ההתאמה הופכת להיות גבוהה או נמוכה יותר בהתאם. בנוסף לכך, במרווח זמן ארוך $(t_0; t)$ עם $R_{ij}(t_0; t)$ חיובי גדול שמשתנה בצורה חלשה, שני האותות מתואמים מאוד בהתנהגותם. לעומת זאת, במרווח זמן ארוך עם $R_{ij}(t_0; t)$ שלילי שמשתנה בצורה חלשה, שני האותות אינם מתואמים.

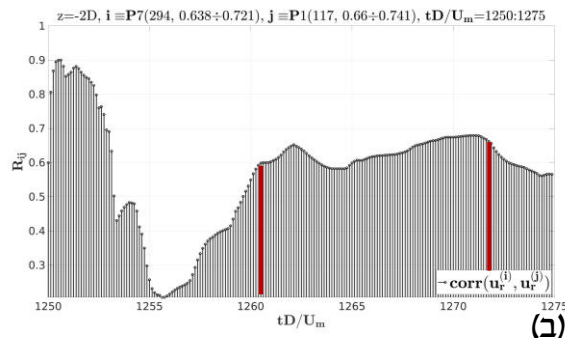
איור 7.4 מציג את מקדם המתאם הנע $R_{ij}(t_0; t)$ של שתי נקודות שנמדדו במרווחי זמן שונים במעלה הזרם. הניתוח בוצע בתחום זמן של $25D/U_m$ כך שההבזק הטורבולנטי עובר מרחק של בערך $25D$, וזאת לפי מדידת המהירות במרכז ההבזק $U_{puff} \approx U_m$. בשלב ראשון מתקבלת תוצאה המתארת את המגמה בכל תחום הזמן הארוך שנחקר, איור 7.4 (א). השלב השני הוא זיהוי אזור בכל התחום, בו מתרחשת מגמה של עליה ו/או התנהגות קבועה עם מקדם התאמה גבוה, איור 7.4 (ב). אזור זה מייצג את המבנה הקוהרנטי המתמיד בצורתו. מניתוח זה אשר נערך על גבי הנקודות P7, P5, P1 המסומנות באיור 7.4 (ב), הלוקחות חלק ביצירת הסטריקים האיטיים, נמצא שהמבנה המיוצג על ידי המהירות הרדיאלית מתמיד בצורתו בפרק זמן של $6 \div 11.5D/U_m$. תוצאות אלו מתאימות לפרסומם של (Hof, Björn et al., 2004) המציגים הערכה לזמן דעיכת גל נע אשר תואמת ל- $14D/U_m$. אדגיש שהשוואה לתוצאה זו נערכת מתוך הנחה שנצפה קשר בין השדה של הרכיב הרדיאלי לסטריקים בקרבת הדופן לבין שדה הזרימה בכיוון הזרם, w . באיור 7.4 (ג, ו) מתוארת מדידה של מהירות הנקודות הנחקרות, ומאפשרת לראות באופן ויזואלי את מידת ההתאמה ביניהם.

(ד)

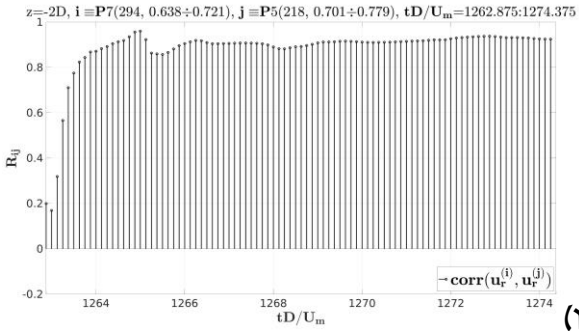
(א)



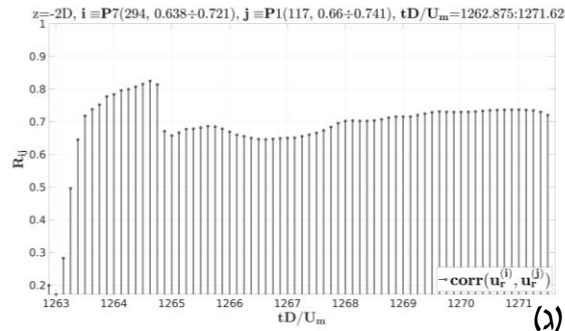
(ה)



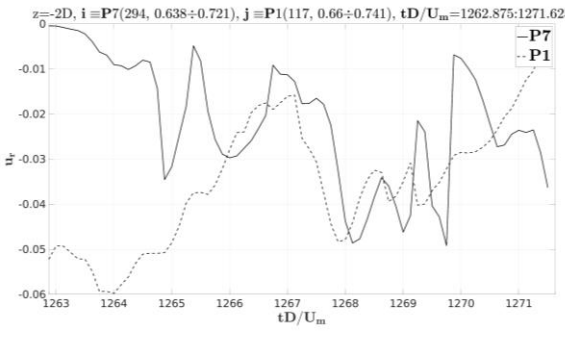
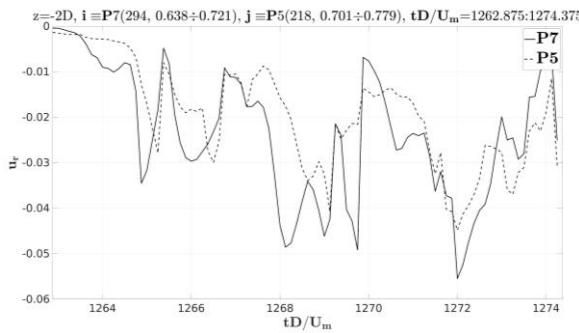
(ב)



(ו)



(ג)



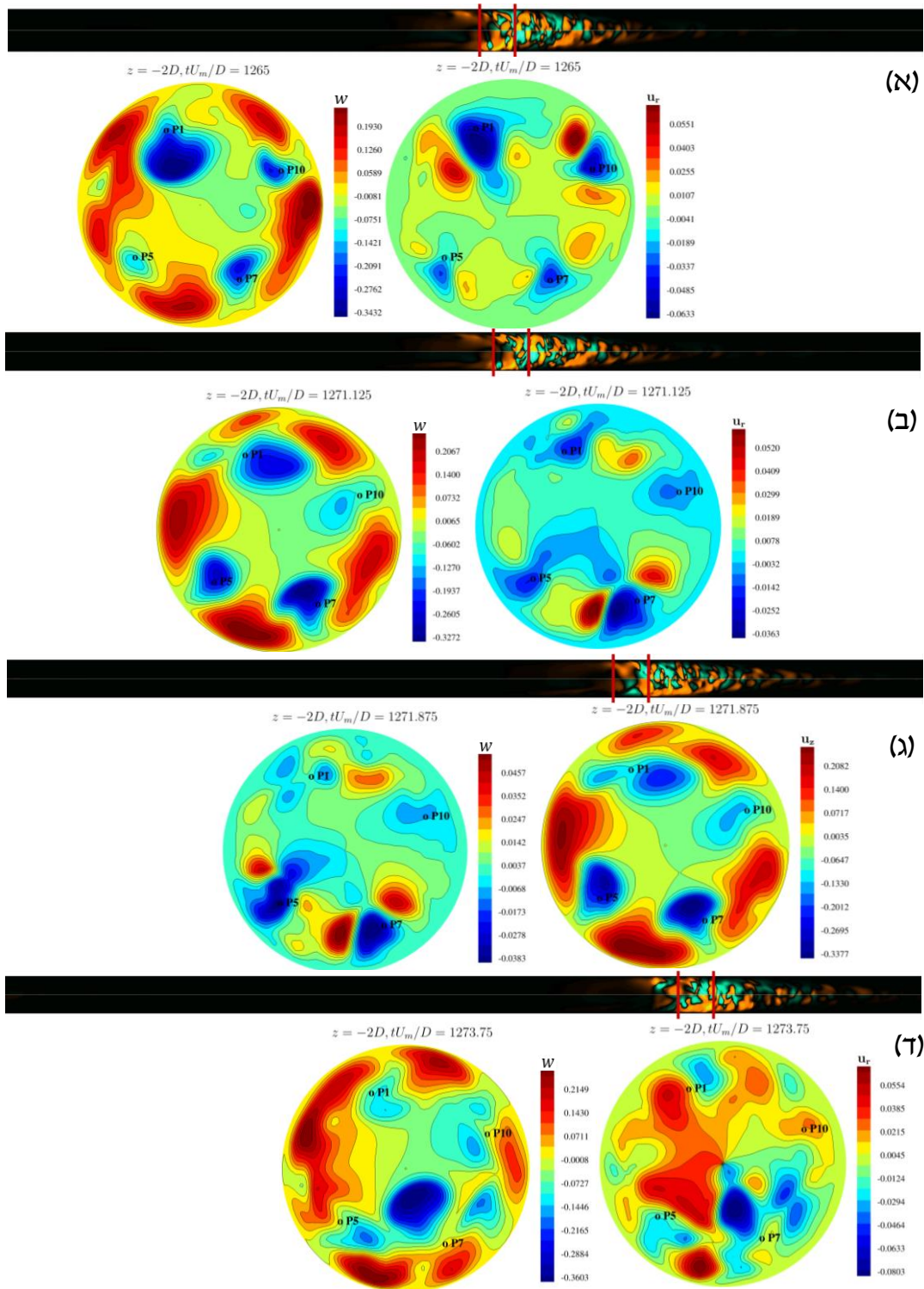
איור 7.4 – איתור זמן התמדת המבנה הקוהרנטי בשדה המהירות הרדיאלית, u_r , בעזרת מקדם המתאם הנע עבור שתי נקודות, R_{ij} , בתחום הזמן $tD/U_m = 1250 - 1275$. החישוב נערך במעלה הזרם עבור נקודות P5 מול P1 (א)-(ג), ונקודות P5 מול P7 (ד)-(ו), המסומנות באיור 4.4 (ב). איורים 4.7 (ג, ו) מתארים מדידה של הנקודות הנחקרות אשר מייצגות ויזואלית את מידת ההתאמה. מקדם המתאם חושב עבור חמישה רדיוסים כאשר נקודות הייחוס היו במרכז, ולאחר מכן חושב ממוצע. ערכי הרדיוסים מסומנים באיור בצורה $P_i(\theta, r_{min} < r < r_{max})$.

4.6. ניתוח שדה הזרימה הרגעי

בהתאם לתוצאות שנמצאו בעזרת מקדם המתאם המצטבר בזמן, חלון ההזזה הממוצע הצטמצם בהדרגה בתחום הזמן. בטווח הזמן המצומצם נחקר מבנה שדה הזרימה הרדיאלית ושדה הזרימה בכיוון הזרם בהחסרת הפרבולה. איור 8.4 מכיל ארבעה זמנים רגעיים של המהירות הרדיאלית והמהירות היחסית לפרופיל הלמינארי בכיוון הזרם. באיור מוצגים חתכים ממעלה הזרם במרחק של $-2D$ ממרכז חלון המעקב אשר מסומן בקו אדום, שם קיימת האנרגיה הקינטית המקסימלית

של רכיבי המהירות הרוחביים. ארבעת הזמנים המוצגים שייכים לטווח הזמן של $tU_m/D = 1274 - 1264$ היכן שנמצאה התאמה גבוהה עבור מקדם המתאם המצטבר בזמן, R_{ij} . באיור 8.4 (א) – (ג) נצפה דמיון לפתרון של גלים נעים במבנה סימטרי היקפי מדרגה $m=4$ בשדה המהירות, w , במעלה הזרם (Hof, Björn et al., 2004; Willis & Kerswell, 2008). כמו כן, שדה המהירות הרדיאלית בחתך $z = -2D$, מתמיד בצורתו של ארבעת הנקודות P7, P5, P1 ו-P10 לאורך שבעה קטרים במורד הזרם, תוצאה המחזקת את ההנחה למבנה קוהרנטי עמיד. באיור 8.4 (ד) התואם לזמן $tU_m/D = 1273.75$ נראה שמבנה הסטריקים האיטיים נקטע, ובאותו האופן גם בשדה של הרכיב הרדיאלי שהכיל את הנקודות הנחקרות אשר "נעלמו עקבותיהם". תוצאה זו אינה מפתיעה, מכיוון שהתנהגות זו נראתה בחישוב של מקדם המתאם הנע שהוצג באיור 7.4 (ד) בזמן 1274:1275, בו הערכים של מקדם המתאם הנע היו במגמת ירידה מערך 0.5 עד 0.35.

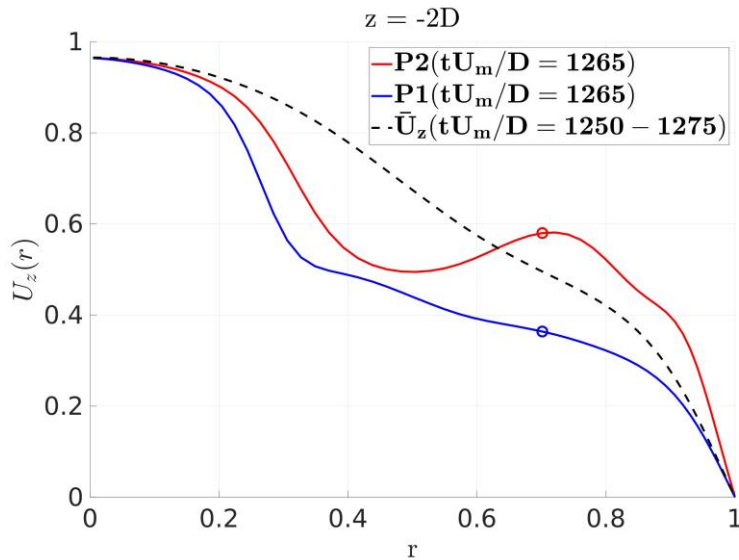
שדה הזרימה הרדיאלי בהבזק הטורבולנטי בצינור נמצא במרכזו של מחקר זה. השפעתו של שדה הרכיב הרדיאלי על שדה הזרימה בכיוון הזרם (w) בזמן רגעי מוצגת באיור 9.4. באיור זה מתוארות עקומות של שדה הזרימה בכיוון הזרם (w) כתלות ברדיוס. עקומות אלו עוברות דרך הנקודות הנחקרות (P1, P2, P6, P7) באיור 5.4 (א). בנוסף לכך, מוצגת עקומה של פרופיל המהירות הממוצעת בטווח הזמן של $tU_m/D = 1250 - 1275$. העקומות שהתקבלו מכילות נקודת פיתול ברורה במיקום הנקודות הנחקרות. מבנה העקומות בעל משמעות פיזיקלית חשובה, מכיוון שנקודת הפיתול היא המקור לאי יציבות של הזורם המוביל לייצור מערבולות ויצירת הטורבולנציה. ריילי (Rayleigh, 1895) הציג תיאוריית יציבות ליניארית כללית עבור זרימה גזירה במישור מקביל. הוא הגדיר תנאי הכרחי לחוסר יציבות המתבטא בפרופיל מהירות בעל נקודת פיתול. כמו כן, במחקר זה נראה כי בחתך הזרימה במיקום $z = -2D$ מתקיימת אינטראקציה של הזורם המהיר-למינארי עם אזור המעבר. הזורם הלמינארי מאט במרכז הצינור ומאיץ בקרבת הקיר כמופיע בפרופילים, ועקב כך מתקיים תהליך אי יציבות המתאפיין בנקודת פיתול בפרופיל המהירות בכיוון הזרם. אציין כי תהליך אי יציבות זה מפעיל את מנגנון מת"ע (SSP). ניתן להבחין כי מיקום הנקודות הנחקרות נמצא במרכז הפיתול. בעקבות זאת, השפעתן מאוד דומיננטית והן לוקחות חלק חשוב בתהליך אי היציבות בזרימה המוביל לייצור הטורבולנציה. בנוסף לכך, אפשר לראות את האינטראקציה בין שני השדות בכך שרכיב המהירות הרדיאלי בצבע אדום מוסיף נוזל מהיר, ובכך מגדיל את גודל הפרופיל בכיוון הזרם. באותו האופן רכיב המהירות הרדיאלית בצבע כחול מפחית מגודל המהירות בכיוון הזרם.



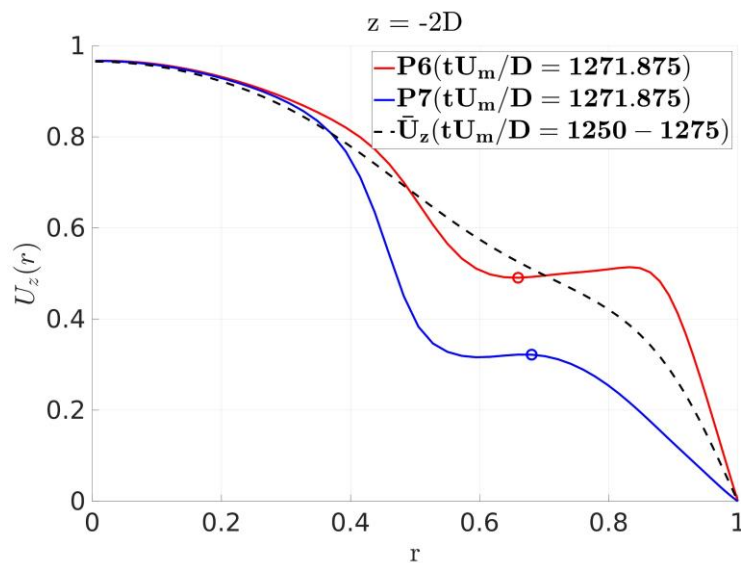
איור 8.4 – הבזק טורבולנטי נע לאורך הצינור בזמנים רגועים. בצבע שחור אזור למינארי ($u_r \approx 0$), ובצבעים כתום-טורקיז שדה המהירות הרדיאלית ($u_r \neq 0$). מתחת לחתך האורכי בצינור מוצגת התפלגות שדה הזרימה הרגעי של רכיבי המהירות הרדיאלית והמהירות בכיוון הזרם בהחסרת הפרבולה. הזרימה נעה מצד שמאל לימין, כאשר הקו האדום במרכז החתך האורכי מסמן את מיקום האנרגיה המקסימלית של הרכיבים הניצבים, $z = 0$, ומצידו במרחק של $-2D$ מסומן מעלה

הזרם. איור 4.8 (א) מציג זמן רגעי $tD/U_m = 1265$, ונצפה דפוס מבנה סימטרי היקפי מדרגה $m=4$ בשדה w . איור 4.8 (ב) מציג זמן רגעי $tD/U_m = 1271.25$, ודפוס מבנה סימטרי היקפי מדרגה $m=4$ נראה בבירור. איור 4.8 (ג) מציג זמן רגעי $tD/U_m = 1271.875$, ודפוס מבנה סימטרי היקפי $m=4$ נראה בבירור. באיור 4.8 (ד) עבור זמן רגעי $tD/U_m = 1273.75$, דפוס המבנה הסימטרי דעך.

(א)



(ב)



איור 9.4 – מנגנון חוסר יציבות. פרופיל המהירות בכיוון הזרימה כתלות ברדיוס. (א) פרופילי מהירות דרך נקודות P6 ו-P7. (ב) פרופילי מהירות דרך נקודות P1 ו-P2. בקו מקוקו (--) פרופיל מהירות ממוצע בטווח הזמן 1250:1275 tD/U_m ומיצוע בכיוון האזימוטלי, θ .

פרק 5. ניתוח שדה המהירות הרדיאלית בעזרת פירוק אורתוגונלי תואם-שדה (POD)

5.1. טכניקת חישוב POD

פירוק שדה המהירות $u(x, t)$ מוגדר באופן הבא :

$$(1.5) \quad u(x, t) = \sum_{j=1}^M a_j(t) \phi_j(\mathbf{x})$$

אורתוגונליים בהתאמה, j הינו מספר האינדקס של אופן. תהליך ה-POD מייצר פונקציות עצמיות $\{\phi_j\}$, המהוות בסיס מרחבי בביטוי במשוואה (5.1).

במחקר זה, מיושמת שיטת תמונות המצב שהוצגה על ידי (Sirovich, 1987) עבור קבלת פונקציות עצמיות ובהתאמה קבלת ערכים עצמיים. במחקר זה השיטה נערכה באופן הבא : הגדרת מטריצה M המכילה את המידע מתמונות המצב, $\{u_k\}_{k=1}^M$, כאשר u_k הוא וקטור המכיל את שדה המהירות בזמן t_k עבור כל $x = x_1, \dots, x_N$, כאשר המבנה $M \times N$ (מרחב-זמן) היא מטריצה u :

$$(2.5) \quad u_{ki} = u(t_k, x_i), \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad k = 1, 2, \dots, M$$

הגדרת C בגודל $M \times M$ – כמטריצה המתקבלת מחישוב אוטוקורלציה (autocorrelation) של u :

$$(3.5) \quad C = uu^T$$

ונפתור את בעיית הערכים העצמיים :

$$(4.5) \quad CA = \Lambda A$$

כאשר הווקטור העצמי a_j הוא עמודה במטריצה A בגודל $M \times M$, Λ מטריצה אלכסונית של ערכים עצמיים λ_j בגודל $M \times M$. את a_j מוצאים מתוך בעיית הערכים העצמיים המתוארת במשוואה (5.4), כך שמחשבים את ϕ_{ji} באופן הבא :

$$(5.5) \quad \phi_{ji} = \sum_{k=1}^M a_{jk} u_{ki}, \quad j = 1, \dots, M, \quad i = 1, \dots, N.$$

נגדיר בצורה בדידה עבור שיטת תמונות מצב :

$$(6.5) \quad u_{MN} = A_{MM} \Phi_{MN}, \quad A_{MM} = \{a_{kj}\}, \quad \Phi_{MN} = \{\phi_{ji}\},$$

כאשר רכיבי מטריצת שדה המהירות (זמן \times מרחב) נמצאים לפי :

$$(7.5) \quad u_{ki} = \sum_{j=1}^M a_{kj} \phi_{ji}, \quad k = 1, 2, \dots, M, \quad i = 1, 2, \dots, N$$

לסיכום, נפתרת בעיית הערכים העצמיים המתוארת במשוואה (5.4) (עבור a_{kj}), ולאחר מכן מחושב ϕ_{ji} מתוך משוואה (5.5). שחזור שדה המהירות נעשה בעזרת משוואה (5.7).

שחזור שדה המהירות המקוטע בהתאם ל-POD המקוטע בתחום האופנים $M_1 \leq j \leq M_2$, מתקבל לפי:

$$(8.5) \quad \hat{\mathbf{u}}_{MN}^{[M_1 M_2]} = \hat{\mathbf{A}}_{MM}^{[M_1 M_2]} \hat{\Phi}_{MN}^{[M_1 M_2]}$$

כאשר $\hat{\mathbf{A}}_{MM}^{[M_1 M_2]}$ ו- $\hat{\Phi}_{MN}^{[M_1 M_2]}$ מסמנים את המטריצות המקוטעות מ- M_1 עד M_2 .

בהתאם לכך, המהירות המקוטעת משוחזרת מהאופנים M_1 עד M_2 :

$$(9.5) \quad \hat{u}_{ki}^{[M_1 M_2]} = \sum_{j=M_1}^{M_2} a_{kj} \phi_{ji}, \quad k = 1, 2, \dots, M, \quad i = 1, 2, \dots, N$$

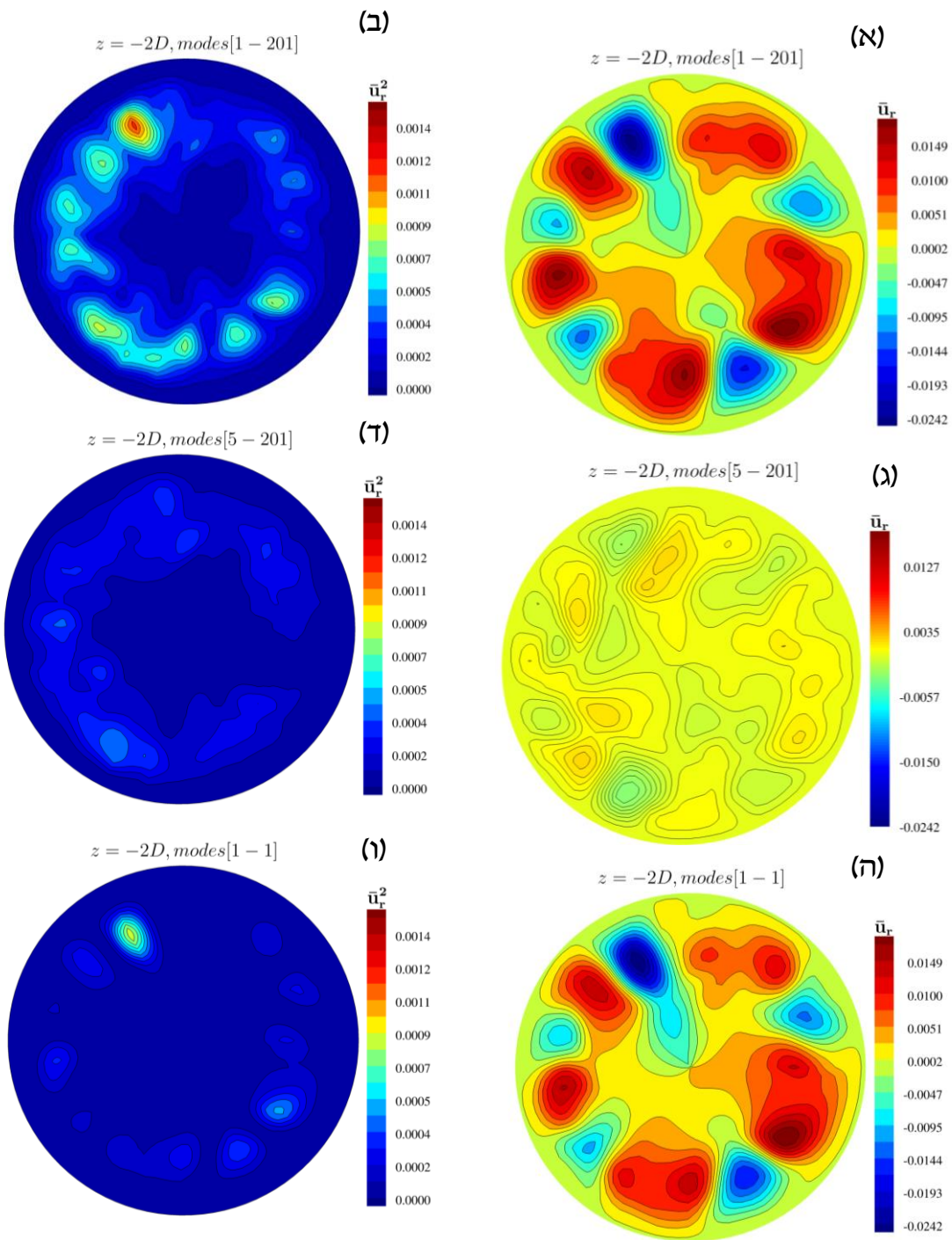
5.1. תוצאות

מתוך התוצאות שהתקבלו על ידי שימוש ב-POD, צפוי היה לראות שהאופן הראשון יספק את המבנה בעל הסקלה הגדולה ביותר בדומה לאיור 4.4 (ב). זאת מכיוון, שקיימת תכונה המאפיינת את הסדר ההיררכי של האופנים. אכן, תוצאה זו נראתה בבירור באיור 1.0 אשר מציג את המהירות הרדיאלית ($\bar{u}_r - \text{צד שמאל}$) ואת האנרגיה ($\overline{u_r^2}$, צד ימין), אשר נבנו ממספר שונה של אופנים מתוך הפירוק שנעשה בעזרת ה-POD. עבור השוואה כמותית, סרגל הצבעים המתאר את גודל הערך המוצג נקבע להיות זהה בכל ששת האיורים. ראוי לציין את הדמיון בין איור 1.0 (א) המציג את השדה המקורי לבין איור 1.0 (ה) המציג שחזור של שדה המהירות הרדיאלית בעזרת האופן הראשון בלבד. מתוצאה זו ניתן להסיק ששדה הזרימה אינו מסובך ומורכב ממספר מבנים שונים, מכיוון שמתקבל כבר באופן הראשון שחזור הקרוב מאוד למקור. כאשר עוברים לבחון את שדה האנרגיה הקינטית מצד ימין התוצאה המתקבלת הינה מעט שונה, כעת לא מושג שחזור הקרוב למקור בעזרת אופן ראשון בלבד ונדרשים אופנים נוספים עבור מבנה הדומה למקור. בטבלה 2.2 מוצגת האנרגיה המצטברת בהתאם לכמות האופנים המשוקללים וביחס לאנרגיה הכוללת, בעזרתה ניתן להעריך את התרומה של האופנים הראשונים. החישוב נעשה בחתך $z = -2D$ ובגבולות טבעת של $0.5 \leq r \leq 0.85$. כפי שניתן לראות באיור 1.0 (ג), עקב הורדת ארבעת האופנים הראשונים ושחזור השדה מתקבל מבנה ללא אזורי יניקה – פליטה, אשר נחשבים למקור של נקודות הפיתול בפרופיל המהירות. אם נחזור למשוואה (1.1), על מנת לכמת את תפקידה של התנועה הרדיאלית ביצירת אנרגיה טורבולנטית, האופן הראשון מספק 27% וארבעת האופנים הראשונים מספקים 53% מהאנרגיה, $\overline{u_r^2}$.

טבלה 1.0 – אנרגיה קינטית מצטברת של רכיב המהירות u_r בתחום האופנים הנבדקים $[M_1-M_2]$

$$e_{u_r^2} = \sum_{k=M_1}^{M_2} \overline{u_r^2} / \sum_{k=1}^{201} \overline{u_r^2}, 0.5 \leq r \leq 0.85 \text{ ובמיקום טבעת}$$

21-201	11-201	5-201	2-201	$M_1 - M_2$
0.09	0.23	0.47	0.73	$e_{u_r^2}$



איור 1.0 – שדה המהירות הרדיאלית (\bar{u}_r מצד שמאל (א, ג, ה)) והאנרגיה הקינטית (\bar{u}^2) מצד ימין (ב, ד, ו) אשר חושבו ממספר שונה של אופנים באמצעות POD. כמו כן, תחום הזמן הממוצע הינו $tU_m/D = 1250 - 1275$. המספר הכולל של אופנים (תמונות מצב) הינו 201, אשר מוצגים באיורים (א) ו-(ב). שדה מקוטע מוצג באיורים (ג) ו-(ד), והשדה עם האופן הראשון מוצג באיורים (ה) ו-(ו). סרגל הצבעים נשמר קבוע בכל ששת התמונות ונקבע לפי האיורים (א) ו-(ב) בהתאמה.

פרק 6. סיכום ומסקנות

בעבודה זו נערכה חקירה של משטר המעבר למינארי-טורבולנטי בעזרת קוד DNS (Willis, 2017, OPF) המתבסס על שיטה היברידית של מרחב ספקטרוני והפרשים סופיים. הקוד במחקר זה עבר תיקוף ואימות מקיף אשר מספק תוצאות אמינות. במחקר זה בוצעה השוואה מקיפה אל מול התוצאות של (Yakhot et al. 2019, FTC). השוואת התוצאות OPF-FTC מראה כי הן דומות מאוד מבחינה איכותית וכמותית. למעט המקרה של השוואת דפוס (pattern) האנרגיה הרוחבית הממוצעת $(\overline{u_r^2 + u_\theta^2})$ בחתך $z=0$, כאשר הוצג בברור שהתוצאה ב-FTC היא מושפעת ממבנה רשת החישוב. לעומת זאת, ב-OPF התוצאות הן נקיות מהשפעת הרשת החישוב.

מחקר זה כלל סקירה נרחבת של מצבים המתארים את תופעת המעבר. מלבד זאת, נסקרו מספר מנגנונים האחראיים ליצירת הטורבולנציה ונסקרה המשמעות החשובה של התנועה המתקיימת בחתך הזרימה, אשר מהווה גורם משפיע על היווצרות הטורבולנציה. לכל המנגנונים הללו תכונה משותפת שהינה הנוכחות המחייבת של תנועה רדיאלית, וכתוצאה מכך היווצרות נקודת פיתול בפרופיל המהירות כמקור האי-יציבות של הזרימה.

מחקר זה התמקד בתופעת ההבזק הטורבולנטי המייצג את תחילתו של המעבר בין משטר זרימה למינארי-טורבולנטי. ההבזק מתקיים בתנאי זרימה מוגדרים היטב של מספר ריינולדס נמוך ואורך צינור. תהליך איסוף הנתונים לצורך החקירה נערך בעזרת שיטת חלון נע בגודל ארבעה קטרים. החלון עוקב ואוסף נתונים בצינור באזור בעל האנרגיה הקינטית המקסימלית של הרכיבי המהירות הרוחביים בצינור הזרימה. שיטה זו מספקת חסכון באחסון המידע שנאסף (רק מידע הקיים בארבע קטרים בלבד ולא בצינור שלם). ההדמיה החישובית בצינור נערכה תוך החלת תנאי גבול מחזוריים בכיוון הזרימה. עקב כך חשוב ליצור תנאים כאשר ההבזק הוא מבודד. כלומר, מוקף בזרימה למינארית. במילים אחרות, אין השפעה של תנאי השפה בכניסה וביציאה בתחום החישוב מכיוון שהזרימה למינארית ואינה משפיעה על ההבזק הטורבולנטי. על מנת להשיג תנאים להבזק טורבולנטי מבודד נערכו מספר רב של חישובים, ולבסוף נמצא ונחקר הבזק טורבולנטי בתנאים של $Re = 1920$ וצינור $L = 50D$. איסוף המידע למחקר כלל למעלה מ-40,000 תמונות מצב במשך $tU_m/D = 5,000$ יחידות זמן שתאום ל-100 חזרות של ההבזק לאורך תחומו של החישוב. מלבד זאת, אורכו של ההבזק היה קבוע ולא השתנה בזמן (כ-20 קטרים), דבר אשר מעיד על מנגנון שמתחזק את ייצור הטורבולנציה (SSP), כך ההבזק טורבולנטי עמיד ואינו דועך. המאפיין המשותף של תרחישים שונים המקיימים את עצמם (SSP) הוא הופעת מערבולות בעלי נוכחות של מבנים קוהרנטיים קרובים לקיר במהירות נמוכה (סטריקים איטיים), המתמשכים לאורך זמן ומרחב. מחקר זה התמקד בתנועת הזרימה הרדיאלית בחתך הצינור אשר נמצא מזוהה עם תחילתה של המעבר, ומלבד זאת נמצא ששדה הזרימה הרדיאלית מאופיין במבנים קוהרנטיים שהתגלו לאחר מיצוע של שדה הזרימה. בנוסף לכך, נמצא קשר בין השדה של הרכיב הרדיאלי לבין היווצרות הסטריקים במהירות נמוכה בקרבת הקיר. סטריקים אלו מעוררים דמיון מסקרן בין סטריקים במהירות נמוכה המתרחשים בהבזק טורבולנטי לבין סטריקים הידועים בטורבולנציה מפותחת בצינור. בהקשר זה, יצוין כי הסטריקים יציבים למדי וגורמים לחוסר יציבות בזרימה המתבטא

בנקודות פיתול. הקשר נוסף לדמיון בין זרימת מעבר לזרימה טורבולנטית מפותחת נמצא בחקירת הזרימה המתקיימת בהבזק הטורבולנטי. עוד נמצא שבאזור מעלה הזרם ומרכז ההבזק הטורבולנטי בסביבת דופן הקיר עד $y^+ \approx 15$ עוצמת הטורבולנציה זהה להתנהגות טורבולנציה מפותחת.

הזרימה הטורבולנטית בקרבת הדופן הצינור מייצגת אירועים חוזרים אקראיים עם מחזוריות ממוצעת במובן סטטיסטי. אירועים אלו נקראים מבנים קוהרנטיים. תפקידם במחזור ייצור הטורבולנציה משמעותי והינם לוקחים חלק מרכזי במספר מנגנוני תחזוקה עצמית. באופן ספציפי, מצבים קוהרנטיים מדויקים שהוצגו על ידי (Waleffe, 1997; Waleffe, 2001) הם פתרונות נומריים לא ליניאריים של משוואות נאויה-סטוקס. בפרט, פתרונות אלו נצפו כגלים נעים מהצורה של $U(r, \theta, z - ct)$, מכיוון שהם תמידיים במערכת צירים אשר נעה עמם. כלומר, במצב של שיווי משקל יחסי. הטכניקה שאפשרה את גילוי קיומם של מצבים קוהרנטיים מדויקים במספר ריינולדס נמוך, הייתה בעזרת הוספת כוח גוף F למשוואות נאויה-סטוקס ובכך נוצרו באופן מלאכותי ערבולים אורכיים בעלי סימטריה צירית, לאחר קבלת המבנים הסימטריים הוקטן הכוח המניע והוגבר מספר ריינולדס (Wedin & Kerswell, 2004b) במחקר הנוכחי, נמצאו מצבים קוהרנטיים מתמידים הדומים להפליא לאלו של הגלים הנעים ב- (Wedin & Kerswell, 2004b) ללא הוספת כוח גוף מלאכותי למשוואות נאויה-סטוקס.

זיהוי מצבים קוהרנטיים מתמידים בשדה הזרימה, נערך בעזרת ממוצע של תמונות מצב שנאספו בחלון הנע. במחקר זה, מבנים קוהרנטיים מתמשכים מתוארים בעזרת דפוס ממוצע של שדה מהירות אופייני בעל גודל משמעותי וזמן אופייני במרחב. תכונות אלו נצפו בשדה של הרכיב הרדיאלי ובשדה הזרימה בכיוון הזרם ללא רכיב הלמינארי (פרבולה). כדי לכמת את המדד של התמדת המבנה, הוצג בחינה בעזרת מקדם המתאם בין שני נקודות במרחב ובזמן. בפרט, נמצא שאורך החיים של מבנה סימטרי מדרגה 4 נעמד על כ- $7.5D/U_m$.

מיקום מרחבי ונוכחות מערבולות יציבות במובן סטטיסטי הופכים את ההבזק הטורבולנטי לשימושי לניתוח POD. מצבי ה-POD הינם היררכיים, ומתבטאים בעובדה שהאופנים הראשונים מייצגים את מבנה הזרימה הראשי, בעוד שהאופנים הגבוהים מוסיפים פרטים קטנים יותר לשדה הזרימה. בהקשר זה, ניתוח ה-POD עבור המשטר למינארי-טורבולנטי התלוי בזמן מתאים לזיהוי המצבים האחראיים ישירות על הופעת המעבר. הערכים העצמיים המתקבלים מתהליך ה-POD מראים את המובהקות של מצב אינדיבידואלי במונחים של אנרגיה. כתוצאה מכך, ישנה העברת אנרגיה מאופן של POD עם אינדקס נמוך לאופן גבוה יותר הסמוך אליו. במחקר זה, מניתוח ה-POD התקבל שהאופן הראשון מהווה 27% מכלל האנרגיה הקינטית של המהירות הרדיאלית, וארבעת האופנים הראשונים מהווים 53% מתוכה. לכן, בעבודה זו מוקדשת תשומת הלב העיקרית לחקירת היווצרות תנועה רדיאלית אשר לוקחת חלק חשוב בתהליך המעבר, ומלבד זאת בעלת מבנים קוהרנטיים. בשל המשמעות החשובה של השדה של הרכיב הרדיאלי בהקשר של תהליך המעבר וגילוי האופנים המכילים מבנים מתמידים בקנה מידה גדול מתוכנן מחקר המשך שמטרתו בקרה ושליטה מבוססת על שיטת POD.

כמחקר המשך, מוצע לפתח מתודולוגיה חדשה המשפיעה על המנגנון המתחזק את עצמו (SSP) לחידוש יצור הטורבולנציה. המתודולוגיה תשען על משוואה (1.1) המכילה שני מטרות שיש לטפל עבור החלשת יצור הטורבולנציה. כלומר, התנועה הרדיאלית ומהירות הגזירה הממוצעת. הגישה החדשה תתבסס על החלשת התנועה הרדיאלית במישור הרוחבי, אשר תשפיע על תחילתה של המערבולות ואי היציבות בזרימה. לדוגמה, הנחתה (החלשה) של תנועה רדיאלית במהלך סימולציה על ידי ביטול אופנים ראשוניים המתקבלים בשיטת ה-POD. ולאחר מכן, חידוש הסימולציה עם שדה קטום. כך מוערך שתתאפשר החלשה של משטר הזרימה הטורבולנטי. אציין כי תהליך פעולה דומה נעשה בניסוי בעזרת הוספת כוח חיצוני מקומי בקרבת דופן הצינור, שהצליח לבטל את נקודת הפיתול בפרופיל הזרימה, ובכך לגרום לטורבולנציה לדעוך (Hof et al., 2010). המחברים מדווחים כי גם לאחר הפסקת פעולת הכוח החיצוני, משטר הזרימה הטורבולנטי המשיך לדעוך.

נספח 1. חישוב מהירות הגזירה בקוד OPF

לפי הגדרת מהירות הגזירה על דופן הצינור:

$$(1) \quad \mu \frac{\partial u}{\partial r} = \rho u_*^2$$

כאשר בקוד OPF המהירות מוגדרת באופן הבא:

$$(2) \quad u = u' + W(r)\hat{z}; \quad W(r) = u_c \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)$$

כאן u' מוגדר כתנודות ביחס לפרופיל הזרימה הלמינארי, $W(r)$ מוגדר כפרופיל המהירות הלמינארי, u_c מוגדר כמהירות במרכז הצינור.

נציב את הגדרת המהירות (2) לתוך משוואה (1) ונקבל:

$$(3) \quad \mu \left[\frac{\partial u'}{\partial r} + \frac{\partial (W(r)\hat{z})}{\partial r} \right] = \rho u_*^2$$

$$(4) \quad \mu \left[\frac{\partial u'}{\partial r} - \frac{2u_c r}{R^2} \right] = \rho u_*^2$$

ננרמל את משוואה (4) באופן הבא (הסימון $\hat{\cdot}$ מתאר ערך מנורמל):

$$(5) \quad r = R\hat{r} \quad u = u_c \hat{u}'$$

נקבל את משוואה (4) בצורתה המנורמלת:

$$(6) \quad \mu \left[\frac{u_c \partial \hat{u}'}{R \partial \hat{r}} - \frac{2u_c \hat{r}}{R} \right] = \rho u_*^2$$

נחלק את משוואה (6) ב- u_c^2 ונקבל:

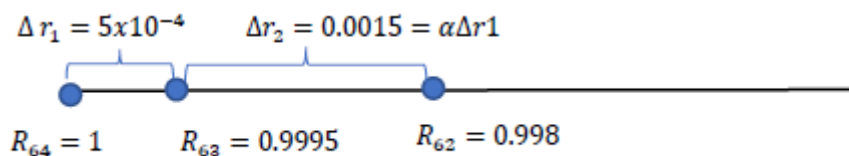
$$(7) \quad \frac{\mu}{\rho u_c R} \left[\frac{\partial \hat{u}'}{\partial \hat{r}} - 2\hat{r} \right] = \frac{\rho u_*^2}{u_c^2}$$

לבסוף מתקבל הביטוי עבור מהירות הגזירה המנורמלת על הדופן ($\hat{r} = 1$):

$$(8) \quad \frac{u_*}{u_c} = \sqrt{\frac{1}{Re} \left[\frac{d\hat{u}'}{d\hat{r}} - 2 \right]_{\hat{r}=1}}$$

חישוב נגזרת ראשונה אחורית מסדר שני בעזרת שלוש נקודות:

מכיוון שהמרווח בין הנקודות לאורך ציר r לא שווה נפתח נגזרת נומרית מתאימה:



נגדיר $\alpha = \Delta r_1 / \Delta r_2$

לפי טור טיילור סביב נקודה R_{64} :

$$(9) \quad u_{63} = u_{64} - \frac{\Delta r_1 du}{dr} + \frac{1}{2} \Delta r_1^2 \frac{d^2 u}{dr^2} + o(\Delta r_1^3)$$

$$(10) \quad u_{62} = u_{64} - \Delta r_1 (\alpha + 1) \frac{du}{dr} + \frac{1}{2} (\Delta r_1 (\alpha + 1))^2 \frac{d^2 u}{dr^2} + o(\Delta r_1^3)$$

נכפיל את משוואה (9) ב- $(\alpha + 1)^2$ ונחסיר בין המשוואות (10) ל- (9) כך שנקבל:

נגדיר את $\beta = \alpha + 1$

$$(11) \quad \left. \frac{du}{dr} \right| = \frac{\beta^2 u_{63} - u_{62} - u_{64} (\beta^2 - 1)}{-\alpha \beta \Delta r_1}$$

על דופן $u_{64} = 0$ ולכן הנגזרת הראשונה מסדר שני הינה:

$$(12) \quad \left. \frac{du}{dr} \right| = \frac{\beta^2 u_{63} - u_{62}}{-\alpha \beta \Delta r_1} + o(\Delta r^2)$$

נספח 2. קישור לקוד OPF

https://openpipeflow.org/index.php?title=Main_Page

- Avila, M., Willis, A. P., & Hof, B. (2010). On the transient nature of localized pipe flow turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 646, 127-136.
- Barkley, D. (2016). Theoretical perspective on the route to turbulence in a pipe. *Journal of Fluid Mechanics*, 803 doi:10.1017/jfm.2016.465
- Barkley, D., Song, B., Mukund, V., Lemoult, G., Avila, M., & Hof, B. (2015a). *The rise of fully turbulent flow* Springer Science and Business Media LLC.526550
- Barkley, D., Song, B., Mukund, V., Lemoult, G., Avila, M., & Hof, B. (2015b). The rise of fully turbulent flow. *Nature*, 526(7574), 550-553.
- Berkooz, G., Holmes, P., & Lumley, J. L. (1993). The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 25(1), 539-575.
- Blackburn, H. M., & Sherwin, S. J. (2004). Formulation of a galerkin spectral element–Fourier method for three-dimensional incompressible flows in cylindrical geometries. *Journal of Computational Physics*, 197(2), 759-778.
- Brandt, L. (2014). The lift-up effect: The linear mechanism behind transition and turbulence in shear flows. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 47, 80-96.
- Duguet, Y., Willis, A. P., & Kerswell, R. R. (2010). Slug genesis in cylindrical pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 663, 180-208.
- Eckhardt, B., Schneider, T. M., Hof, B., & Westerweel, J. (2007). Turbulence transition in pipe flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 39(1), 447-468.
doi:10.1146/annurev.fluid.39.050905.110308
- Faisst, H., & Eckhardt, B. (2003). Traveling waves in pipe flow. *Physical Review Letters*, 91(22), 224502.
- Graham, M. D., & Floryan, D. (2021). Exact coherent states and the nonlinear dynamics of wall-bounded turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 53, 227-253.

- Hall, P., & Sherwin, S. (2010). Streamwise vortices in shear flows: Harbingers of transition and the skeleton of coherent structures. doi:10.1017/S0022112010002892
- Hof, B., de Lozar, A., Avila, M., Tu, X., & Schneider, T. M. (2010). Eliminating turbulence in spatially intermittent flows. *Science*, 327(5972), 1491-1494.
doi:10.1126/science.1186091
- Hof, B., Van Doorne, C. W., Westerweel, J., Nieuwstadt, F. T., Faisst, H., Eckhardt, B., . . . Waleffe, F. (2004). Experimental observation of nonlinear traveling waves in turbulent pipe flow. *Science*, 305(5690), 1594-1598.
- Isoni, A. (2014). Vortex wave interaction theory to understand self sustaining processes in transitional flows.
- Jiménez, J., Kawahara, G., Simens, M. P., Nagata, M., & Shiba, M. (2005). Characterization of near-wall turbulence in terms of equilibrium and “bursting” solutions. *Physics of Fluids*, 17(1), 015105.
- Kerswell, R. R. (2005). Recent progress in understanding the transition to turbulence in a pipe. *Nonlinearity*, 18(6), R17.
- Kühnen, J., Song, B., Scarselli, D., Budanur, N. B., Riedl, M., Willis, A. P., . . . Hof, B. (2018a). Destabilizing turbulence in pipe flow. *Nature Physics*, 14(4), 386-390.
doi:10.1038/s41567-017-0018-3
- Kühnen, J., Song, B., Scarselli, D., Budanur, N. B., Riedl, M., Willis, A. P., . . . Hof, B. (2018b). Destabilizing turbulence in pipe flow. *Nature Physics*, 14(4), 386-390.
- Lin, C. (1945). On the stability of two-dimensional parallel flows: Part i.—general theory. *Quarterly of Applied Mathematics*, 3(2), 117-142.
- Lindgren, E. R. (1963). Propagation velocity of turbulent slugs and streaks in transition pipe flow. *Arkiv.Fysik*, 24, 269.
- Lindgren, E. R. (1969). Propagation velocity of turbulent slugs and streaks in transition pipe flow. *The Physics of Fluids*, 12(2), 418-425.

- Marusic, I., McKeon, B. J., Monkewitz, P. A., Nagib, H. M., Smits, A. J., & Sreenivasan, K. R. (2010a). Wall-bounded turbulent flows at high reynolds numbers: Recent advances and key issues. *Physics of Fluids*, 22(6), 065103.
- Marusic, I., McKeon, B. J., Monkewitz, P. A., Nagib, H. M., Smits, A. J., & Sreenivasan, K. R. (2010b). Wall-bounded turbulent flows at high reynolds numbers: Recent advances and key issues. *Physics of Fluids*, 22(6), 065103.
- Moin, P., & Moser, R. D. (1984). *Direct numerical simulation of curved turbulent channel flow*. (). Retrieved from <http://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19850003008>
- Moxey, D., & Barkley, D. (2010). Distinct large-scale turbulent-laminar states in transitional pipe flow. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 107(18), 8091-8096.
- Nishi, M., Ünsal, B., Durst, F., & Biswas, G. (2008). Laminar-to-turbulent transition of pipe flows through puffs and slugs. *Journal of Fluid Mechanics*, 614, 425-446.
- Paranjape, C. S., Duguet, Y., & Hof, B. (2020). Oblique stripe solutions of channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 897
- Rayleigh, R. (1895). On the stability or instability of certain fluid motions (III.). *Proceedings of the London Mathematical Society*, 1(1), 5-12.
- Reynolds, O. (1883). III. an experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Proceedings of the Royal Society of London*, 35(224), 84-99.
doi:10.1098/rsp1.1883.0018
- Schneider, T. M., Eckhardt, B., & Vollmer, J. (2007). Statistical analysis of coherent structures in transitional pipe flow. *Physical Review. E, Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 75(6 Pt 2), 066313. doi:10.1103/PhysRevE.75.066313
- Shimizu, M., & Kida, S. (2009). A driving mechanism of a turbulent puff in pipe flow. *Fluid Dynamics Research*, 41(4), 045501. doi:10.1088/0169-5983/41/4/045501
- Sirovich, L. (1987). Turbulence and the dynamics of coherent structures. I. coherent structures. *Quarterly of Applied Mathematics*, 45(3), 561-571.

- Song, B., Barkley, D., Hof, B., & Avila, M. (2017a). Speed and structure of turbulent fronts in pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, *813*, 1045-1059.
- Song, B., Barkley, D., Hof, B., & Avila, M. (2017b). Speed and structure of turbulent fronts in pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, *813*, 1045-1059. doi:10.1017/jfm.2017.14
- Waleffe, F. (1997). On a self-sustaining process in shear flows. *Physics of Fluids (1994)*, *9*(4), 883-900. doi:10.1063/1.869185
- Waleffe, F. (2001). Exact coherent structures in channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, *435*, 93-102.
- Wedin, H., & Kerswell, R. R. (2004a). Exact coherent structures in pipe flow: Travelling wave solutions. *Journal of Fluid Mechanics*, *508*, 333-371.
- Wedin, H., & Kerswell, R. R. (2004b). Exact coherent structures in pipe flow: Travelling wave solutions. *Journal of Fluid Mechanics*, *508*, 333-371.
- Willis, A. P. (2017). The openpipeflow Navier–Stokes solver. *SoftwareX*, *6*, 124-127. doi:10.1016/j.softx.2017.05.003
- Willis, A. P., & Kerswell, R. R. (2008). Coherent structures in localized and global pipe turbulence. *Physical Review Letters*, *100*(12), 124501. doi:10.1103/PhysRevLett.100.124501
- Willis, A. P., & Kerswell, R. R. (2009). Turbulent dynamics of pipe flow captured in a reduced model: Puff relaminarization and localized ‘edge’ states. *Journal of Fluid Mechanics*, *619*, 213-233.
- Wynanski, I. J., & Champagne, F. H. (1973). On transition in a pipe. part 1. the origin of puffs and slugs and the flow in a turbulent slug. *Journal of Fluid Mechanics*, *59*(2), 281-335. doi:10.1017/S0022112073001576
- Yakhot, A., Feldman, Y., Moxey, D., Sherwin, S., & Karniadakis, G. (2019). Turbulence in a localized puff in a pipe. *Flow, Turbulence and Combustion*, *103*(1), 1-24. doi:10.1007/s10494-018-0002-8
- Zhong, Q., Chen, Q., Wang, H., Li, D., & Wang, X. (2016). Statistical analysis of turbulent super-streamwise vortices based on observations of streaky structures near the free

surface in the smooth open channel flow. *Water Resources Research*, 52(5), 3563-3578.
doi:10.1002/2015WR017728

Eggels, J. G., Unger, F., Weiss, M. H., Westerweel, J., Adrian, R. J., Friedrich, R., & Nieuwstadt, F. T. (1994). Fully developed turbulent pipe flow: a comparison between direct numerical simulation and experiment. *Journal of Fluid Mechanics*, 268, 175-210.

Abstract

This study deals with the laminar-turbulent transition in pipe flow. For this aim, we performed direct numerical simulation (DNS) to analyze turbulence in a localized turbulent puff, which is a peculiar state where a turbulent region is surrounded by a laminar flow. The turbulent puff enables analysis of the transition between laminar and turbulent flow regimes. Visually, puffs represent isolated “bullet-like” patches of turbulent flow, while their sizes range between 15-20 pipe diameters depending on the Reynolds number. Since the size of a localized puff is constant, it is likely that there is a mechanism of supplying turbulent energy to preserve its decay. The puff investigation was conducted using the data collected inside a four-pipe diameter moving window centered at the location of the maximum kinetic energy of the transverse motion. One of the present study goals is the identification of persistent coherent states (structures) associated with the radial motion as they are an integral part of the turbulence self-sustaining mechanism. Identification of such structures in space and estimation of their characteristic time opens the possibility of controlling the laminar-turbulence transition. As an approach for identifying persistent structures, a simple time-averaging of the radial velocity field was used. The two-point correlation coefficient was introduced to quantify the degree of the coherent structure persistence. Spatial localization and statistically steady turbulence make puffs a good subject for the Proper Orthogonal Decomposition (POD) analysis. The POD modes are hierarchical, which is manifested in the fact that the first modes represent the main flow pattern, while the higher modes add more subtle features. In this regard, the POD analysis for the transient laminar-turbulent regime is suitable for identifying the modes that are directly responsible for the onset of turbulence. We have shown that the first POD mode and the first four modes contain 27% and 53%, respectively, of the total radial velocity energy. This finding invites a study of the POD-based control mechanism of preventing the energy transfer from mean shear flow into turbulent eddies by direct reducing the radial motion.

Keywords: Turbulence, Transition, Turbulent Puff, POD, DNS, CFD.



Ben-Gurion University
of the Negev

FACULTY OF ENGINEERING SCIENCES

DEPARTMENT OF MECHANICAL ENGINEERING

**Investigation of laminar-turbulent transition in a turbulent puff in a
pipe**


THESIS SUBMITTED IN PARTIAL FULFILLMENT OF THE REQUIREMENTS FOR
THE M.Sc DEGREE


By: Shay Tor


Supervised by: Prof. Alexander Yakhot

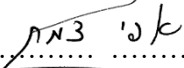
Dr. Yuri Feldman


Dr. Efi Zemach

Author:.......... Date: 30-08-2022

Supervisor:.......... Date: 30-08-2022

Supervisor:.......... Date: 04-09-2022

Supervisor:.......... Date: 30-08-2022

Chairman of Graduate Studies Committee:.......... Date:.....14.12.22

ד"ר בני בר-און
יו"ר לימודי מוסמכים
תחלקה להנדסת מכונות



Ben-Gurion University of the Negev

FACULTY OF ENGINEERING SCIENCES

DEPARTMENT OF MECHANICAL ENGINEERING

Investigation of laminar-turbulent transition in a turbulent puff in a pipe

THESIS SUBMITTED IN PARTIAL FULFILLMENT OF THE REQUIREMENTS
FOR THE M.Sc DEGREE

By: Shay Tor

September 2022