

Uniwersytet Wrocławski
Wydział Fizyki i Astronomii
Instytut Astronomiczny

PRACA MAGISTERSKA



Maciej Zapiór

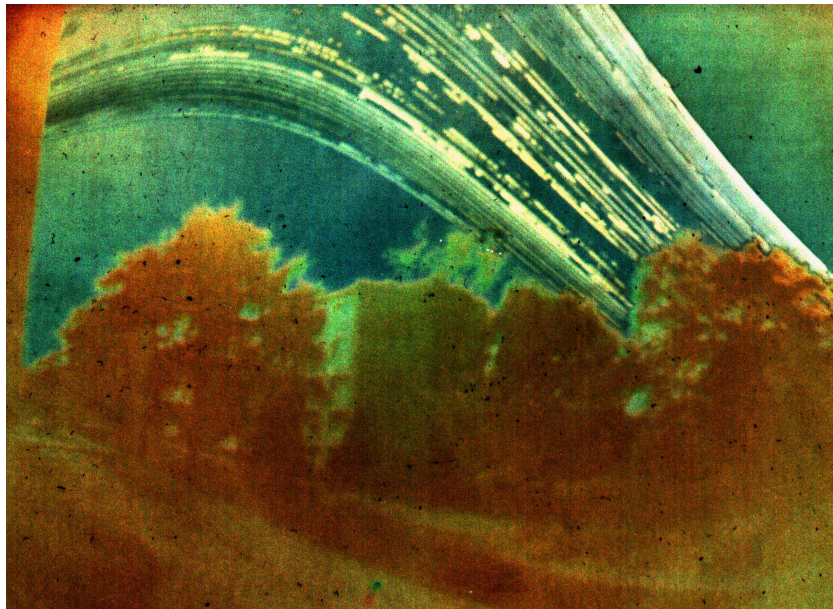
**Badanie przestrzennych ruchów materii
w protuberancjach aktywnych i eruptywnych**

Promotor: dr hab. prof. UW. Paweł Rudawy

Wrocław, 28 listopada 2006

Podziękowania

Chciałbym bardzo serdecznie podziękować dr hab. prof. UW. Pawłowi Rudawemu za rzeczową i cierpliwą pomoc okazaną mi podczas pisania niniejszej pracy. Dziękuję także dr Ryszardzie Getko za wiele cennych uwag dotyczących problemów akproksymacji i interpolacji oraz Kornelii Śliwińskiej, Juliannie Wolskiej i inż. Piotrowi Podgórskiemu za przejrzanie i korektę maszynopisu. Na końcu dziękuję dr Tomaszowi Mrozkowi za jedną cenną radę, która jednak miała decydujący wpływ na moją pracę: „*[Najlepiej nabrać] osobistego, wręcz emocjonalnego stosunku do swojej pracy magisterskiej. To sprawi, że pisanie jej będzie łatwiejsze i stanie się przyjemnością.*”



Rysunek 1: Obraz wykonany przy pomocy aluminiowej puszką metodą *camera obscura*. Czas naświetlania wynosił 3 miesiące (21 czerwca – 23 września 2006). Widoczne są zarysy budynku, drzew i ulicy. Każda z jasnych smug w górnej części obrazu to widoma ścieżka Słońca w ruchu dziennym na sferze niebieskiej podczas pogodnego dnia. Zdjęcie wykonane z okna mojego pokoju, w którym spędziłem letnie miesiące 2006 roku pisząc niniejszą pracę oraz obserwując obiekt moich badań.

Spis treści

Streszczenie	5
Abstract	6
1 Wstęp	7
2 Protuberancje	9
2.1 Protuberancje spokojne	13
2.2 Protuberancje aktywne	14
2.3 Erupcje protuberancji	15
2.4 Związek erupcji protuberancji z CME	19
3 Materiał obserwacyjny	23
3.1 Opis Dużego Koronografu	23
3.2 Opis spektrografu MSDP	24
3.3 Struktura danych obserwacyjnych ze spektrografu MSDP	26
4 Wyznaczanie trajektorii ruchu zgęstków	28
4.1 Redukcja danych obserwacyjnych	28
4.2 Położenie i prędkość radialna	31
4.3 Trójwymiarowa trajektoria ruchu	34
4.4 Prezentacja graficzna wyników	37
5 Źródła błędów	39
5.1 Błędy wyznaczenia współrzędnych X_i, Y_i zgęstka materii	39
5.2 Błąd wyznaczenia czasu obserwacji	41
5.3 Błąd wyznaczenia prędkości radialnej	42
5.4 Błąd wyznaczenia przesunięcia wzdłuż linii widzenia	43
5.5 Niejednoznaczność położenia początkowego	43
6 Analiza wybranych zjawisk	45
6.1 Erupcja protuberancji z 1 czerwca 2003	45
6.2 Protuberancja aktywna z 14 lipca 2005	47
6.3 Serdż z 25 września 2000	48

7 Podsumowanie	50
Literatura	54
Załącznik A Erupcja protuberancji z 1 czerwca 2003	57
Załącznik B Protuberancja aktywna z 14 lipca 2005	78
Załącznik C Serdź z 25 września 2000	92

Streszczenie

Celem niniejszej pracy było opracowanie i wdrożenie metody badania trójwymiarowych trajektorii ruchów zgęstków materii w protuberancjach (w szczególności podczas zjawisk erupcji protuberancji, serdżów i sprejów). Główną charakterystykę tych zjawisk przedstawiono w rozdziale 2.

Z bogatego materiału obserwacyjnego, zgromadzonego podczas kilkunastoletnich obserwacji Dużym Koronografem w Białkowie, wyposażonym w spektrograf MSDP (rozdział 3), wybrano do dalszej analizy trzy zjawiska, w których możliwe było wyodrębnienie poruszających się zgęstków materii. Były to następujące zjawiska: erupcja protuberancji z 1 czerwca 2003 widoczna w pobliżu obszaru aktywnego NOAA 10375, protuberancja aktywna z 14 lipca 2005 widoczna w pobliżu obszaru aktywnego NOAA 10786 oraz serdż z 25 września 2000 widoczny w pobliżu obszaru aktywnego NOAA 09173.

Dla wybranych sekwencji obserwacyjnych wyznaczono położenie i prędkość radialną zgęstków a następnie ich trójwymiarową trajektorię oraz prędkość i przyspieszenie.

Analizę wykonano przy pomocy oprogramowania napisanego przez autora specjalnie na potrzeby niniejszej pracy, które jest kompatybilne z istniejącymi programami do redukcji i analizy danych ze spektrografu MSDP (rozdział 4).

Szeroko omówiono źródła błędów i ich wpływ na wyniki (rozdział 5). Tam, gdzie było to możliwe, oszacowano wielkość błędów.

W rozdziale 6 przedstawiono uzyskane wyniki. Zaproponowano także kierunki dalszych badań i możliwości dokonania ulepszeń w sposobie prowadzenia obserwacji i gromadzenia danych (rozdział 7).

Niniejsza praca oraz jej wyniki były referowane podczas prezentacji ustnej przez autora podczas VIIIth Hvar Astrophysical Colloquium „Dynamical Processes in the Solar Atmosphere” w dniach 24 – 29 września 2006 w miejscowości Hvar w Chorwacji. Obecnie jest przygotowywany do druku artykuł zawierający wyniki pracy.

Abstract

Investigation of spatial motions of matter in active and eruptive solar prominences.

The aim of this diploma thesis was work out and develop the method of investigation three-dimensional trajectory of motions of blobs of matter in solar prominences (especially in prominence eruptions, surges and sprays). The main characteristic of these phenomena is presented in chapter 2.

From huge observational material, collected during over a dozen years of observations from the Large Coronagraph of Białków Observatory, equipped with MSDP spectrograph (chapter 3), we have chosen to further analysis three phenomena in which we were able to separate moving blobs. There were as follows: prominence eruption of 1st June 2003, visible near active region NOAA 10375, active prominence of 14th July 2005, visible near active region NOAA 10786 and surge of 25th September 2000, visible near active region NOAA 09173.

For selected observational sequences we pointed a position and radial velocity of blobs and next, their three-dimensional trajectory, spatial velocity and acceleration.

Analysis was made by using software written by ourselves especially for this thesis. The software is compatible with existing programs to reduction and data analysis from MSDP spectrograph (chapter 4).

Sources of errors and their influence on results are widely described in chapter 5. If possible we have estimated error's value.

The final results are presented in chapter 6. We also proposed the directions of further investigations and possibilities of improvement in observations and collecting the data (chapter 7).

This thesis and its results were presented as an oral presentations by their author during VIIIth Hvar Astrophysical Colloquium „Dynamical Processes in the Solar Atmosphere”, 24 – 29th of September 2006, Hvar, Croatia. At present the article, which includes the results of this thesis, is in preparation to print.

*I postanowiłem sobie poznać mądrość i wiedzę, szaleństwo i głupotę.
Poznałem, że również i to jest pogonią za wiatrem,
bo w wielkiej mądrości – wiele utrapienia,
a kto przysparza wiedzy – przysparza i cierpienie.*

Księga Koheleta 1, 17–18

Pismo Święte, wyd. 4, Pallotinum, Poznań 1984

1 Wstęp

Analiza przestrzennej struktury pól magnetycznych w protuberancjach słonecznych oraz ich wpływu na kinematykę i dynamikę ruchów plazmy protuberancji jest bardzo trudna z powodu niedostatecznej przestrzennej zdolności rozdzielczej oraz czułości stosowanych obecnie teleskopów i instrumentów pomiarowych. Większość danych o kinematyce materii w protuberancjach słonecznych pochodzi z analizy obserwacji dwuwymiarowych (analizy obrazów przedstawiających rzut obserwowanych obiektów na płaszczyznę sfery niebieskiej) i dlatego bardzo mało jest danych o ruchu w trójwymiarowej przestrzeni.

Ponieważ dla materii protuberancji w znacznym stopniu geometria ruchu wymuszona jest przez konfigurację pola magnetycznego (konfigurację tzw. *rur magnetycznych*), więc analiza ruchów indywidualnych zgęstków materii w protuberancjach pozwala odtworzyć trójwymiarową konfigurację pola magnetycznego i jego ewolucję. Takie dane mają fundamentalne znaczenie dla modelowania pól magnetycznych w protuberancjach, a więc rozwiązania wielu istotnych zagadnień, takich jak konfiguracja *szkieletu magnetycznego* protuberancji, mechanizmy generacji protuberancji i wielu innych.

Przestrzenne trajektorie ruchu zgęstków materii w protuberancjach mogą być wyznaczone dwoma sposobami.

Pierwszym sposobem jest wyznaczanie torów ruchu (i ogólnie przestrzennego kształtu struktur na Słońcu) na podstawie jednoczesnych obserwacji wykonanych w dwóch różnych miejscach, na tyle odległych, aby możliwe było wyznaczenie położenia punktów w trzech wymiarach z paralaksy trygonometrycznej. Wymaga to wysłania w przestrzeń międzyplanetarną co najmniej dwóch próbników (odpowiednio odległych od siebie) i wykonywania jednoczesnych obserwacji zjawisk na Słońcu. Takie obserwacje będą wyko-

nane w najbliższej przyszłości przez misję STEREO.

Drugim sposobem jest analiza danych pochodzących z naziemnych obserwatoriów słonecznych wyposażonych w spektrografy umożliwiające obserwacje widmowe pozwalające na wyznaczenie prędkości radialnej struktur na Słońcu i jednocześnie dokonujących obserwacji umożliwiających wyznaczenie prędkości transwersalnej. Szczególnie przydatnym do takich badań rodzajem spektrografów są tzw. spektrografy MSDP, które jednocześnie z obserwacjami dwuwymiarowymi (w płaszczyźnie sfery niebieskiej) wykonują również obserwacje spektralne.

W pracy przedstawiono metodykę badań przestrzennych trajektorii ruchów w kilku protuberancjach słonecznych. Opracowana metodyka może być wykorzystana (po dalszych udoskonaleniach) do prowadzenia programów badawczych dotyczących wybranych zagadnień fizyki protuberancji realizowanych w Stacji Obserwacyjnej Instytutu Astronomicznego w Białkowie.

*Wer den Dichter will verstehen, muß in Dichter's Lande gehen.*¹
Johann Wolfgang Goethe

2 Protuberancje



Rysunek 2: Obraz Słońca uzyskany podczas całkowitego zaćmienia. Czerwone obiekty widoczne w górnej części zdjęcia ponad krawędzią tarczy Księżyca to protuberancje. Zdjęcie wykonane 29 marca 2006 w miejscowości Konya w Turcji przez M.Z.

Jednym z przejawów aktywności Słońca są *protuberancje* (łac. *protuberare* - wzdymać się, wybrzuszać). Są to wielkoskalowe struktury plazmowe widoczne ponad powierzchnią Słońca, składające się z materii chłodniejszej (4300 – 8500K) i gęstszej niż otaczająca je materia koronalna. Gołym okiem lub używając zwykłego teleskopu można je zaobserwować jedynie podczas całkowitych zaćmień Słońca (patrz rys.2) kiedy to Księżyc zasłania dysk fotosfery. Rutynowo protuberancje obserwowane są teleskopami wyposażonymi w filtry wąskopasmowe, w szczególności zaś przy pomocy *koronografów* -

¹Kto chce zrozumieć poetę, musi udać się do jego kraju.

teleskopów symulujących warunki podobne do panujących podczas zaćmień Słońca.

Na zdjęciach wykonanych w ten sposób protuberancje widoczne są w postaci ciemnych *włókien* na tle tarczy słonecznej lub jako świecące struktury nad brzegiem tarczy. Wynika to z faktu, że znaczna część emisji protuberancji powstaje w wyniku rozpraszania padającego na nie promieniowania (głównie fotosferycznego i chromosferycznego). Materia protuberancji obserwowana na tle jasnej fotosfery rozprasza pochodzące od niej promieniowanie zmniejszając lokalnie jasność widomą tarczy. Będąc zaś ponad brzegiem widocznej tarczy, oprócz emisji własnej materii, rozprasza ku obserwatorowi światło pochodzące z fotosfery i chromosfery. Podstawowe parametry fizyczne plazmy w protuberancjach przedstawione są w tabelicy 1 pochodzącej z pracy Tandberga–Hanssena [30].

Tablica 1: Podstawowe parametry fizyczne materii protuberancji

	Protuberancje		Obszar przejściowy
	Centralna część	Brzegi	
$T_e(K)$	4300 – 8500	8000 – 12000	$10^4 - 10^6$
$\xi_t(km \cdot s^{-1})$	3 – 8	10 – 20	30
$n_e(cm^{-3})$	$10^{10} - 10^{11}$	$10^{9,6}$	$3 \times 10^{10} - 10^8$
$p_g(dyn \cdot cm^{-2})$	0,1 – 1	$\sim 0,02$	$\sim 0,2$
$n(H II)/n(H I)$	0,2 – 0,9		
$B(Gauss)$	4 – 20		
$V(km \cdot s^{-1})$	± 5		~ 10

gdzie: T_e - temperatura elektronowa, ξ_t - prędkość mikroturbulencji,
 n_e - koncentracja elektronów, p_g - ciśnienie gazowe,
 $n(H II)/n(H I)$ - stopień jonizacji wodoru,
 B - natężenie pola magnetycznego, V - prędkość materii.

Materia w protuberancjach ma własności zbliżone do własności materii chromosferycznej, w szczególności jest w znacznej części zjonizowana. Dlatego ważnym parametrem opisującym ruchy plazmy jest parametr określający

stosunek ciśnienia gazu do ciśnienia magnetycznego:

$$\beta = \frac{P_{gazu}}{P_{magn}} = \frac{n_e k T}{\frac{B^2}{8\pi}}, \quad (1)$$

gdzie: n_e - koncentracja elektronów, k - stała Boltzmanna, T - temperatura, B - natężenie pola magnetycznego. Dla plazmy w protuberancjach jest:

$$\beta < 1.$$

Oznacza to, że konfiguracja pola magnetycznego decyduje o kształcie protuberancji.

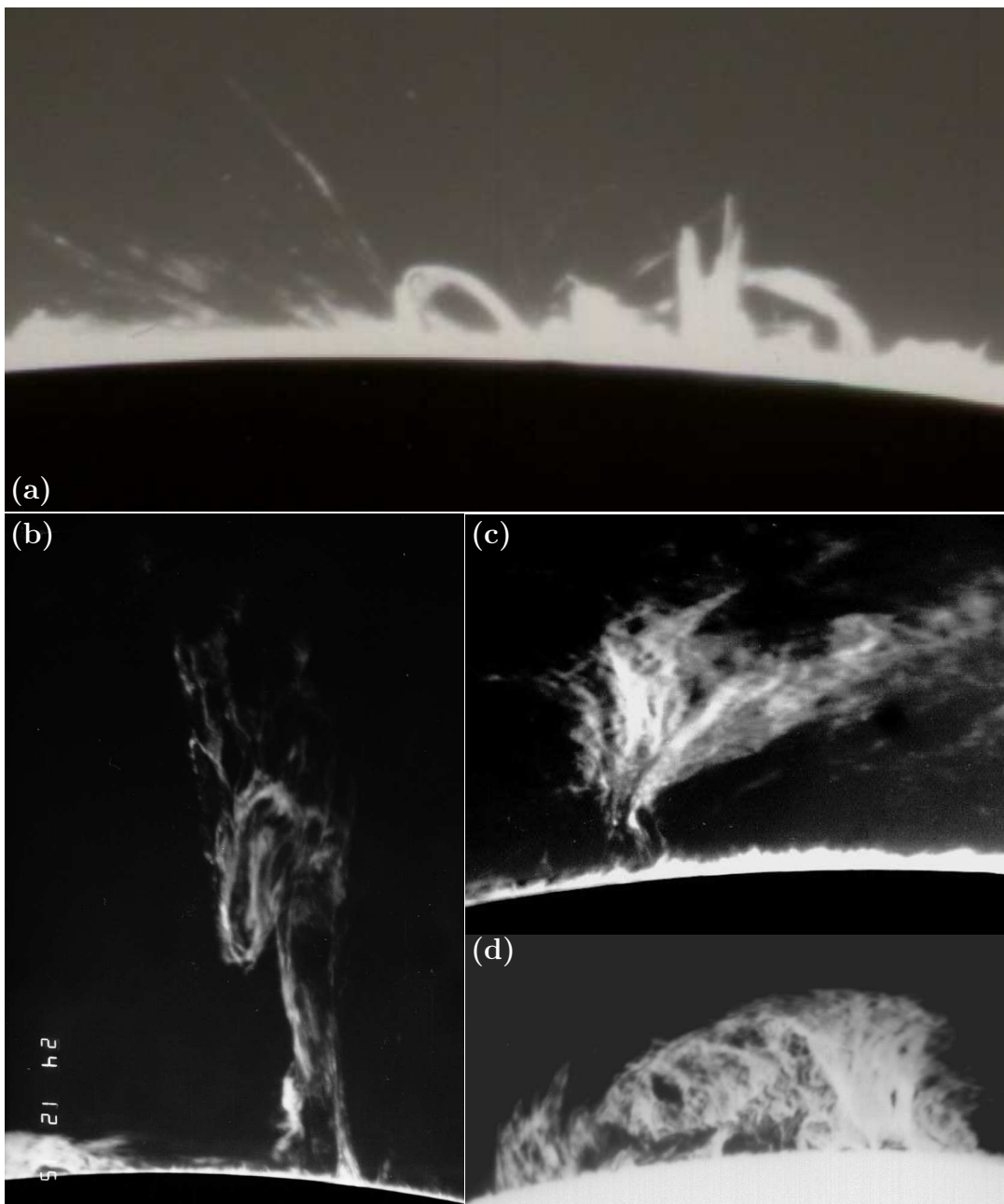
Innym parametrem opisującym ruch plazmy w protuberancjach jest *magnetyczna liczba Reynoldsa*:

$$R_m = \frac{vl}{\eta}. \quad (2)$$

W równaniu tym v oznacza prędkość ruchu plazmy, l - typową skalę długości, a η - współczynnik dyfuzji magnetycznej równy $\frac{c^2}{4\pi\sigma}$, gdzie: c - prędkość światła w próżni, σ - współczynnik przewodnictwa elektrycznego. W atmosferze słonecznej obserwowane wartości l są tak duże, że nawet dla małych prędkości v liczba Reynoldsa osiąga wartości $10^5 - 10^{13}$, także dla najmniejszych obserwowanych wartości σ , R_m jest bardzo duże. Wysokie wartości magnetycznej liczby Reynoldsa ($R_m \gg 1$) oznaczają, że dyfuzja plazmy prostopadle do linii pola magnetycznego jest zaniedbywalnie mała, jej ruch może odbywać się tylko wzdłuż linii pola. Zjawisko takie nazywamy *wmrożeniem plazmy*.

Pod względem morfologicznym protuberancje są bardzo zróżnicowane. Pierwszą klasyfikację protuberancji wprowadził Secchi [25]. Podzielił protuberancje na dwie klasy: spokojne i aktywne. Inną klasyfikację, która była używana przez wiele lat, stworzył Pettit [15]. Nazwy klas oraz cechy protuberancji do nich należących przedstawia tablica 2.

Innymi klasyfikacjami protuberancji były: klasyfikacja Newtona z 1934 r. ze względu na lokalizację (2 klasy: protuberancje związane i nie związane z plamami słonecznymi), Menzela–Evansa (1953) klasyfikująca protuberancje ze względu na pochodzenie materii (klasa A(above)– z materii opadającej, klasa B(below) – z materia wznoszącej). Protuberancje podzielone były na klasy również ze względu na ruch (Severny 1950, Severny, Khoklova 1953,



Rysunek 3: Różne typy protuberancji: pętle porozbłyiskowe (a), protuberancja eruptywna (b), protuberancja typu lejek (c), protuberancja typu żywopłot (d) [40].

Tablica 2: Klasyfikacja protuberancji wg Pettita [15]

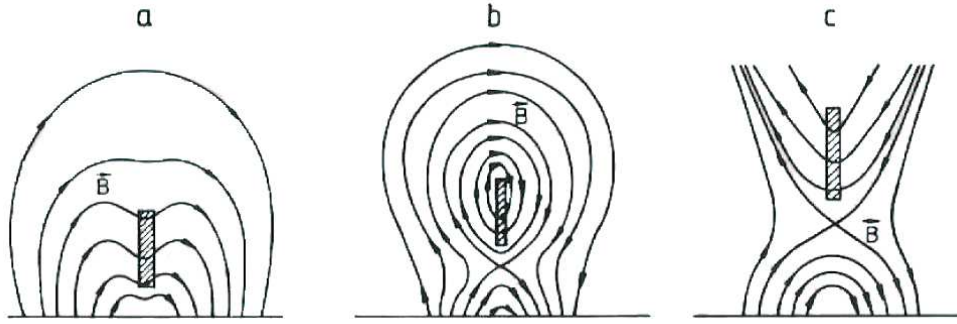
Nazwa	Opis
active (aktywne)	Protuberancje rozciągające się ku pobliskiemu obszarowi aktywnemu.
eruptive (eruptywne)	Protuberancje wznoszące się z prędkością do kilkuset km/s. Prędkość może się radykalnie zwiększać.
sunspot (związane z plamami)	Występują w pobliżu plam. Kształt „fontanny wodnej” lub pętli.
tornado (tornado)	Pionowe spiralne struktury, podobne do poskręcanej rury (bardzo rzadkie).
quiescent (spokojne)	Rozległe protuberancje wykazujące tylko małe zmiany struktury w ciągu godzin lub dni.

de Jager 1959) lub czas życia (Zirin 1966). Obecnie dzielimy protuberancje na dwie główne klasy: spokojne i aktywne.

2.1 Protuberancje spokojne

Protuberancje spokojne należą do struktur utrzymujących się najdłużej nad powierzchnią Słońca; mogą one istnieć do kilku miesięcy czyli do kilku obrotów Słońca wokół własnej osi [36]. Przez bardzo długi czas rzędu dni lub tygodni mogą nie wykazywać żadnych widocznych zmian struktury makroskopowej. Typowa długość protuberancji spokojnej jest rzędu 10^5 km, ale może zawierać się w przedziale od 10^4 km do długości porównywalnej z promieniem Słońca. Ruchy materii wewnątrz protuberancji spokojnych odbywają się z prędkościami do kilku km/s. Modele różnych konfiguracji pola magnetycznego tworzącego szkielet magnetyczny protuberancji spokojnej przedstawia rys.4.

Rysunek 4a przedstawia model Kippenhahna-Schlütera z 1957 r., rys.4b – model Kuperusa-Raadu (1974) oraz rys.4c – model Malsherbe’a-Priesta (1983). We wszystkich modelach protuberancje spokojne znajdują się ponad *liniami neutralnymi* (liniami oddzielającymi na powierzchni Słońca obszary o przeciwnej biegunowości). Modele różnią się konfiguracją pola magnetycznego. Jednak współczesne porównanie modeli z obserwacjami daje nam przesłanki, aby sądzić, że konfiguracja linii sił pola jest taka jak w modelu



Rysunek 4: Modele protuberancji spokojnych [28]

(b) lub (c). Zgodnie z tymi modelami materia w protuberancjach utrzymuje się dzięki równowadze sił: Lorentza, wyporu i grawitacji. Opisuje to równanie:

$$\frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B}_0 - \nabla p + \rho \mathbf{g} = 0, \quad (3)$$

gdzie: ρ - gęstość plazmy, c - prędkość światła, \mathbf{j} - gęstość prądu, \mathbf{B}_0 - natężenie pola magnetycznego, p - ciśnienie, \mathbf{g} - przyspieszenie grawitacyjne. Wartość gradientu ciśnienia jest bardzo mała w porównaniu z dwoma innymi składnikami dlatego w rozważaniach często się ją pomija.

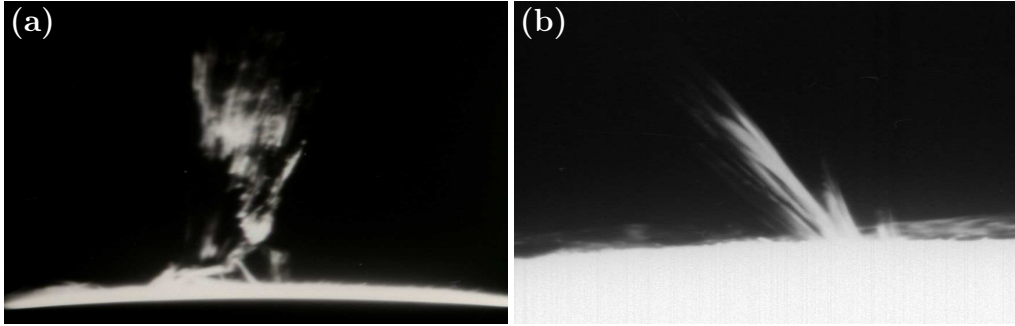
Równowagę sił działających na materię protuberancji może łatwo zakłócić nawet drobne zaburzenie pola magnetycznego wywołane np. przejściem fali uderzeniowej powstałej w wyniku rozbłysku. Utrata równowagi przez protuberancję wiąże się z *rekonekcją* linii pola i może być przejawem utraty stabilności *wielkiego systemu magnetycznego* (ang. *huge magnetic system* – HMS).

W protuberancjach często obserwuje się *zgęstki materii* – oddzielone fragmenty materii protuberancji poruszające się w rurach magnetycznych lub otoczone zamkniętym polem magnetycznym.

2.2 Protuberancje aktywne

Protuberancjami aktywnymi nazywamy protuberancje, w których występują bardzo szybkie ruchy materii (do 2000 km/s). Protuberancje aktywne pojawiają się w pobliżu obszarów aktywnych i często są stowarzy-

szone z rozbłyskami. Czas istnienia protuberancji aktywnych (od kilku minut do kilku godzin) jest znacznie krótszy niż protuberancji spokojnych. Przykładami protuberancji aktywnych są *serdże* (ang. *surge*) i *spreje* (ang. *spray*).



Rysunek 5: Sprej (rys.a) oraz serdź (rys.b) [40].

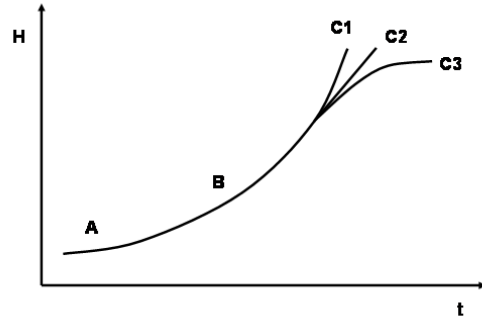
Serdże to przepływy materii wzdłuż pętli magnetycznych. Plazma wznosi się z powierzchni Słońca z prędkościami około 100 – 200 km/s osiągając wysokość 100 – 200 tys. km. Następnie może przepłynąć poprzez szczyt pętli magnetycznej i opaść po drugiej stronie pętli lub może opaść wzdłuż tej samej nogi pętli magnetycznej, po której wypłynęła. Czas trwania serdży to 10 – 20 minut.

Spreje są wyrzutami plazmy po niemal prostych trajektoriach wychodzących z miejsca wyrzutu. Spreje osiągają prędkości 500 – 1200 km/s porównywalne lub większe od prędkości ucieczki ze Słońca (618 km/s), co sprawia, że materia sprejów może uciec w przestrzeń międzyplanetarną. Materia sprejów doznaje dużych przyspieszeń (kilka km/s²) [30] oraz może ulec fragmentacji na zgęstki. Dla kilku zjawisk zaobserwowano spiralny ruch zgęstek. Promienie krzywizny spiral mieściły się w zakresie od 1000 do 9000 km, zaś skoki spiral od 36 000 do 160 000 km [18].

2.3 Erupcje protuberancji

Zjawisko erupcji protuberancji pojawia się zazwyczaj w końcowej fazie życia protuberancji spokojnej kiedy pole magnetyczne tworzące szkielet protuberancji staje się niestabilne i następuje jego gwałtowna przebudowa. Powoduje to zaburzenie równowagi protuberancji i jej erupcję.

Zjawisko erupcji protuberancji trwa zwykle kilka godzin. W tym czasie szczyt protuberancji wznosi się na wysokość od około 10^5 km do 10 promieni Słońca. W końcowej fazie erupcji materia protuberancji często przestaje być widoczna w świetle centrum linii $H\alpha$, częściowo z powodu ogrzewania a częściowo z powodu spadku gęstości spowodowanego powiększeniem objętości oraz spadkiem materii wzdłuż stóp protuberancji. Może także przestać być widoczna w centrum linii $H\alpha$ z powodu dużych przesunięć dopplerowskich.

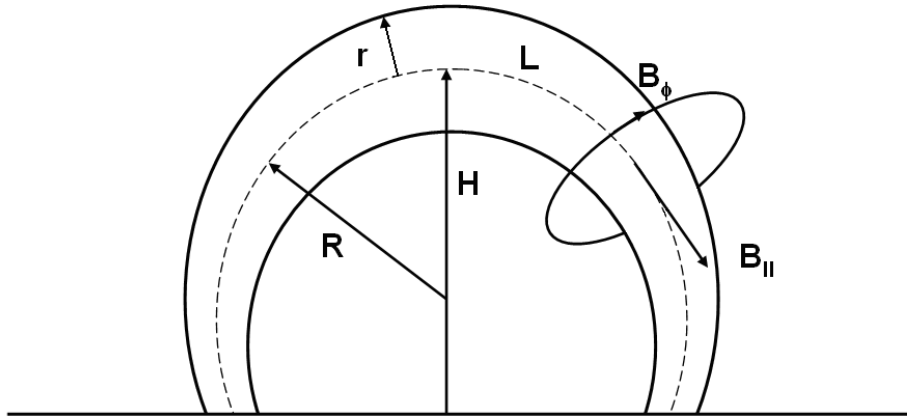


Rysunek 6: Zmiany wysokości szczytu protuberancji

Na rys.6 przedstawiono typowy przebieg zmian wysokości szczytu protuberancji nad powierzchnią Słońca w funkcji czasu. Wyróżnić można na nim 3 fazy. W początkowej fazie, oznaczonej jako faza A protuberancja wznosi się ze stałą prędkością rzędu 1-10 km/s. Na pewnej wysokości zwykle rozpoczyna się nagłe przyspieszenie aż do prędkości rzędu kilkuset km/s (faza B). Występuje przy tym liniowa zależność prędkości od wysokości. W końcowej fazie może nastąpić dalszy liniowy wzrost prędkości materii (faza C1), zahamowanie wzrostu prędkości i utrzymywanie jej na stałym poziomie (faza C2) lub nawet spadek prędkości (faza C3).

Jako dobry model protuberancji eruptywnej można przyjąć pętlę zakotwiczoną stopami w fotosferze. Natomiast wewnętrzna struktura protuberancji składa się z wielu poskręcanych rur magnetycznych. Miarą „skręcenia” pola magnetycznego (ang. *twist*) jest parametr definiowany jako:

$$\Phi = \frac{LB_{\phi}}{rB_{\parallel}}$$

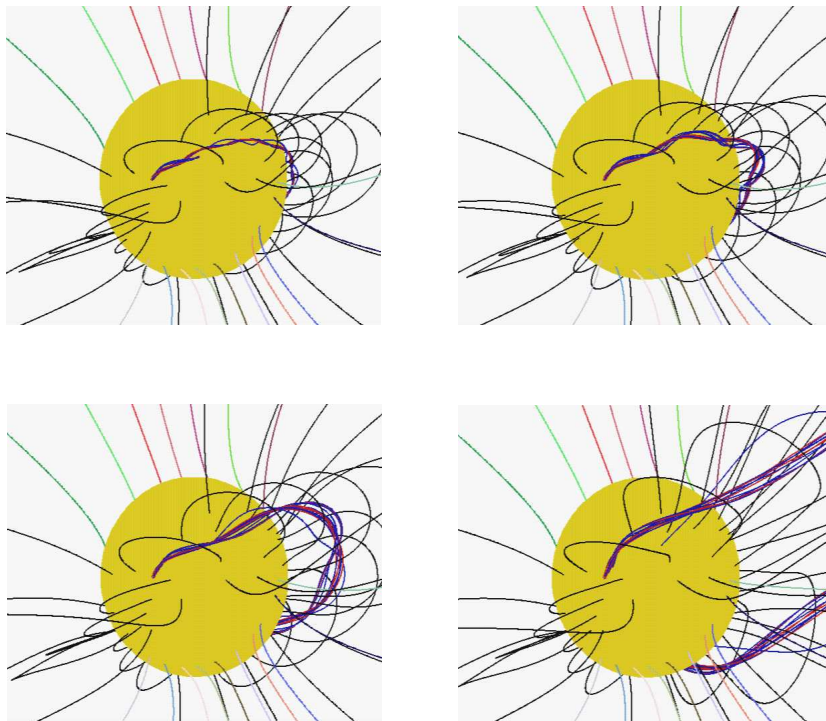


Rysunek 7: Model protuberancji eruptywnej

gdzie: L - długość protuberancji wzdłuż pętli, r - średnica protuberancji, B_ϕ, B_{\parallel} - odpowiednio azymutalna i równoległa do osi pętli składowa natężenia pola magnetycznego (rys. 7).

Podczas erupcji wartość Φ maleje, ponieważ następuje *odkręcenie* (ang. *destwisting*) rur magnetycznych z powodu rozciągnięcia całej protuberancji przy $r = const.$ Zaobserwowano, że skręcenie jest większe w szczycie protuberancji niż w stopach. Podczas erupcji skręcenie nie przemieszcza się wzdłuż łuku i jest zabierane wraz z ekspandującą częścią protuberancji (rys. 8) [33]. Czasami obserwuje się skręcenie protuberancji wokół głównej osi (na rysunku 7 zaznaczonej jako H). Spowodowane jest to tym, że część skręcenia przechodzi na protuberancję jako całość [24]. Zaobserwowano także zjawisko „odkręcania” protuberancji bez erupcji [18].

Odtworzenie trójwymiarowej struktury protuberancji jest trudne ze względu na to, że standardowe obserwacje dają jedynie obrazy dwuwymiarowe, zrzutowane na sferę niebieską, protuberancje zaś mają strukturę trójwymiarową. W protuberancjach zaobserwować można *drobne struktury* (ang. *fine structure*) – są to wszelkie struktury, które mają rozmiary rzędu $\frac{1}{3}''$ – $3''$ [19], co odpowiada 250 – 2000 km na Słońcu. W szczególności mogą to



Rysunek 8: Model struktury magnetycznej protuberancji podczas erupcji

być *zgęstki materii* (ang. *blob*). W literaturze spotkać można także określenie *węzeł* (ang. *knot*). Istnieją przesłanki, aby sądzić, że istnieją jeszcze drobniejsze struktury będące ciągle poza zasięgiem naszych obserwacji, gdyż najlepsze teleskopy słoneczne osiągają rozdzielczość rzędu $0,1''$.

Zgęstki są fragmentami protuberancji, które poruszają się wzdłuż rur magnetycznych. Ich prędkości mogą dochodzić nawet do kilkuset km/s. Rury magnetyczne, w których poruszają się zgęstki mogą mieć skomplikowany kształt.

Ruch zgęstków był badany wcześniej [18, 8], jednak drobna struktura protuberancji jest dalej przedmiotem badań.

2.4 Związek erupcji protuberancji z CME

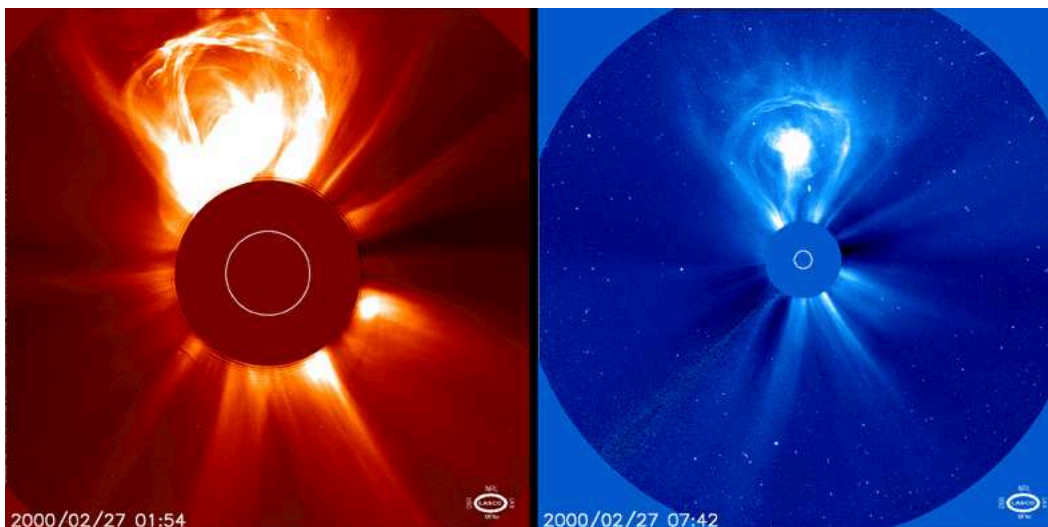
Zjawiskiem *koronalnego wyrzutu materii* (powszechnie używa się zamiast pełnej nazwy skrótu *CME* – ang. *Coronal Mass Ejections*) nazywamy wielkoskalowy wyrzut materii z korony słonecznej poruszający się w przestrzeni międzyplanetarnej. Wraz z materią przemieszcza się także pole magnetyczne, które oddziałuje z międzyplanetarnym polem magnetycznym. Typowe prędkości CME zawierają się w zakresie od 100 do 2000 km·s⁻¹. Typowa masa: od 10¹⁵ do 10¹⁶ g. Z powodu niskiej jasności powierzchniowej CME możemy obserwować z Ziemi jedynie w czasie całkowitych zaćmień Słońca [3, 2] lub spoza atmosfery ziemskiej z pokładów obserwatoriów satelitarnych. Dlatego systematyczne obserwacje CME są prowadzone dopiero od lat siedemdziesiątych XX w. Najważniejszymi obserwatoriami satelitarnymi były: Orbital Solar Observatory – 7 (1973), załogowa misja Skylab mająca na pokładzie koronograf High Altitude Observatory (1973–1974), P78–1 z koronografem SOLWIND (1979–1985), Solar Maximum Mission z przyrządem C/P (1980, 1984–1989).

Tablica 3: Koronografy LASCO

Przyrząd	Pole widzenia [R_{\odot}]	Zakres promieniowania
Koronograf C1 (uległ awarii w 1998)	1,1 – 3,0	światło białe, linie widmowe: FeXIV, CaXV, NaI, FeX, H α
Koronograf C2	1,5 – 6,0	światło białe
Koronograf C3	3,7 – 30	światło białe

Obecnie (od 1995) wielu cennych danych dostarcza instrument LASCO (Large Angle and Spectrometric COronograph) na satelicie SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) [1]. Przyrząd LASCO składa się z trzech koronografów (C1, C2, C3) o różnych polach widzenia, z których tylko dwa (C2, C3) są obecnie czynne. Podstawowe parametry koronografów przedstawione są w tablicy 3. Przykład CME zarejestrowanego koronografem LASCO przedstawia rysunek 9.

CME są związane ze zjawiskami aktywnymi na Słońcu (np. rozbłyskami) [35, 26, 32, 27], choć obserwowano niekiedy CME nie związane z żadnym



Rysunek 9: Przykład CME obserwowanego przez LASCO. Lewy obraz zarejestrowany koronografem C2, prawy C3. Obrazy wykonane w odstępie około sześciu godzin [38].

widocznym przejawem aktywności. Stwierdzono, że pewna liczba erupcji protuberancji ma związek z CME [4, 5]. Prawdopodobieństwo, że erupcji protuberancji będzie towarzyszyć CME rośnie wraz ze wzrostem energii protuberancji [14]. Bardzo silny związek z erupcjami mają *kanoniczne CME*. Składają się one z trzech zasadniczych części. Jasnego jądra (A), ciemnej pustki (B) i jasnego brzegu (C) – patrz rys.10. Część C może pochodzić od niewidocznej w linii H α materii uwięzionej w rurach magnetycznych w wyższej koronie. Część A zaś z materii protuberancji.

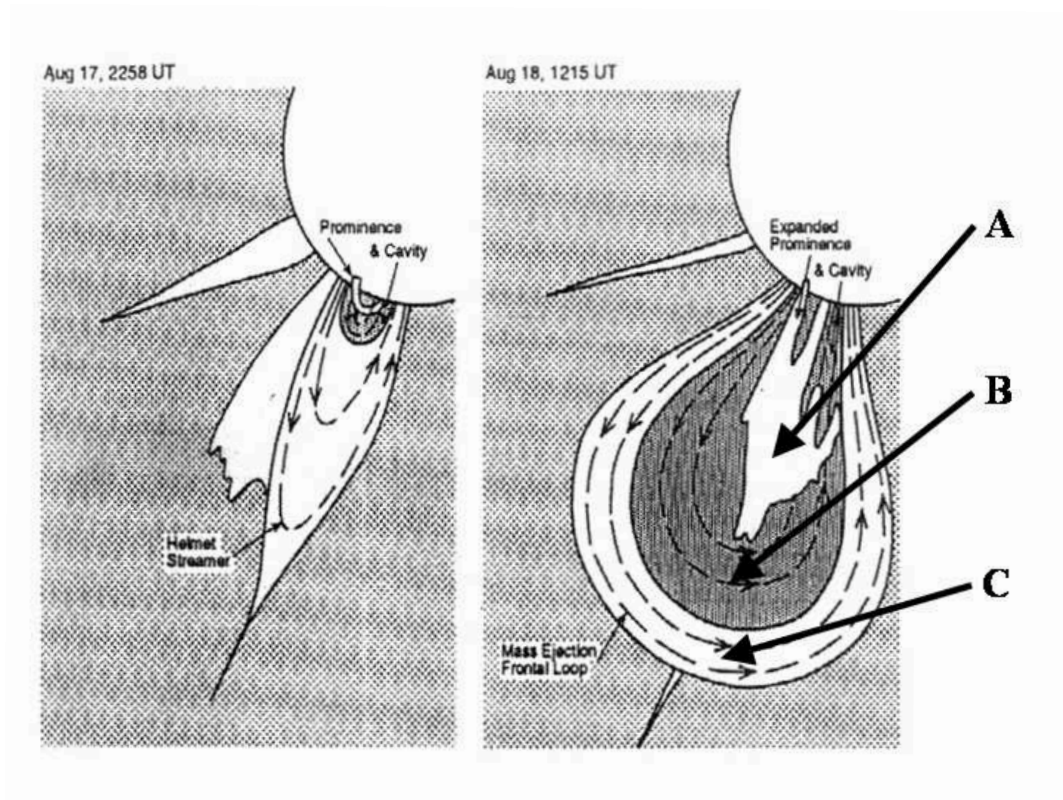
Nie wiadomo czy to erupcja protuberancji powoduje CME, czy to startująca materia CME powoduje destabilizację równowagi i w rezultacie erupcję protuberancji.

Pełniejsze dane o związku CME ze zjawiskami aktywnymi, ich strukturze przestrzennej i ewolucji ma przynieść misja STEREO (Solar TERrestrial Relations Observatory). Głównym celem naukowym misji będzie jednoczesna obserwacja CME z dwóch różnych miejsc na orbitach podobnych do ziemskiej. Dwa identyczne próbniki zostały wystrzelone 25 października bieżącego roku. Jeden satelita będzie wyprzedzał Ziemię w jej ruchu orbitalnym, drugi zaś

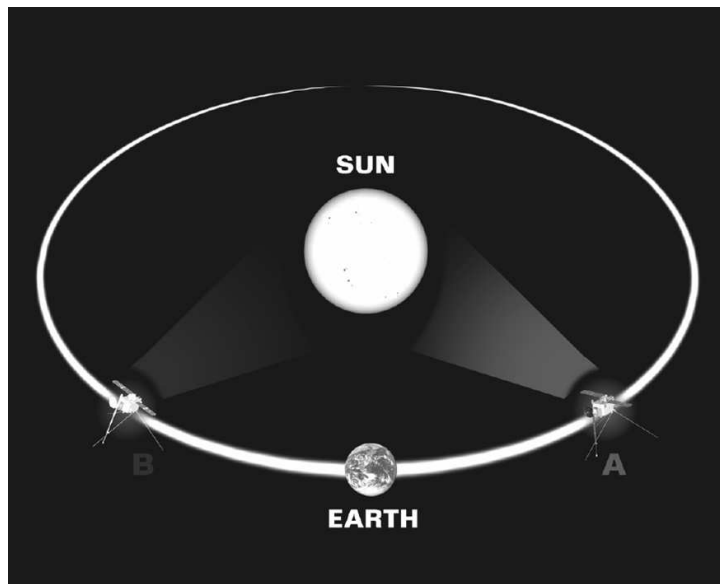
Tablica 4: Instrumenty STEREO

Przyrząd	Pole widzenia [R_{\odot}]	Zakres promieniowania
Extreme Ultraviolet Imager	1,0 – 1,5	UV
Koronograf 1	1,4 – 3,0	światło białe
Koronograf 2	3,0 – 15	światło białe
Heliosferic Imager	15 – 215	światło białe

pozostanie z tyłu (patrz rys.11). W ten sposób możliwe będzie stereoskopowe spojrzenie na trójwymiarową strukturę CME podczas całej ewolucji: od powierzchni Słońca aż do orbity Ziemi [39]. Oba satelity będą posiadać jednakowe zestawy koronografów i innych przyrządów m.in. do badania korony i wiatru słonecznego. Podstawowe informacje na temat niektórych instrumentów są przedstawione w tablicy 4.



Rysunek 10: Przykład ewolucji CME typu kanonicznego [29]



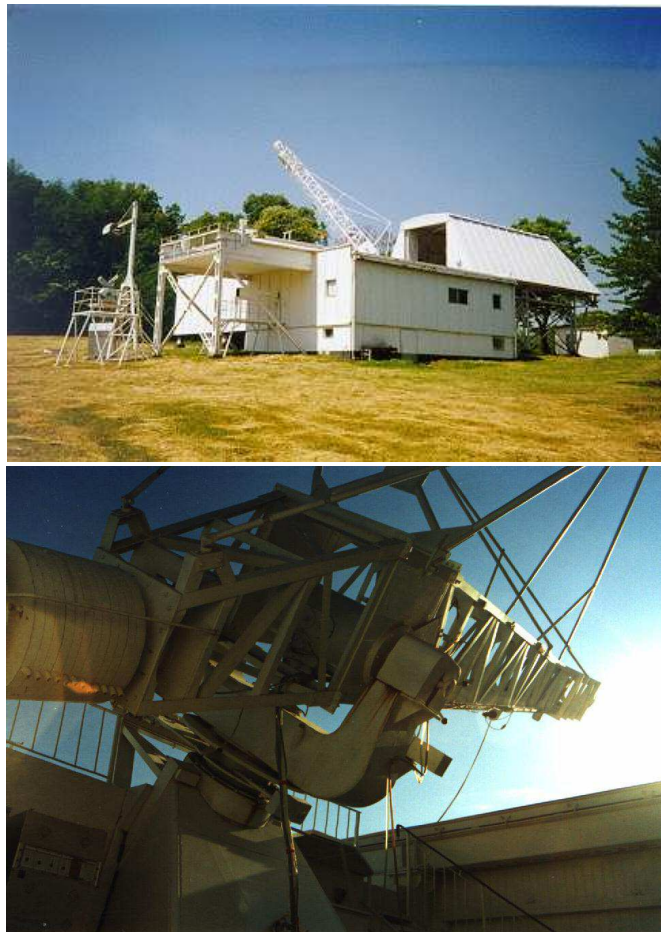
Rysunek 11: Misja STEREO [31]

*Tam sięgaj, gdzie wzrok nie sięga;
Łam, czego rozum nie złamie...*
Adam Mickiewicz, „Oda do młodości”

3 Materiał obserwacyjny

3.1 Opis Dużego Koronografu

Obserwacje były prowadzone przy pomocy Dużego Koronografu w Obserwatorium Astronomicznym Uniwersytetu Wrocławskiego w Białkowie ($51^{\circ}28'32''N$, $16^{\circ}39'36''E$ [17], 128 m n.p.m.) (rys.12).



Rysunek 12: Duży Koronograf w Białkowie [40]

Obiektywem jest pojedyncza soczewka o średnicy apertury 50,5 cm. Tubus teleskopu ma konstrukcję kratownicową w celu ograniczenia turbulencji i konwekcji wewnątrzinstrumentalnej oraz kołysania wywołanego naporem wiatru na instrument znajdujący się na szczycie pawilonu obserwacyjnego. Jednak duża długość przyrządu (12 m) powoduje, że kołysanie przez wiatr jest znaczne i wywołuje zmiany położenia pola widzenia teleskopu.

Napęd koronografu zrealizowany jest poprzez kołowy sektor o kącie rozwarcia 30° , po którym poprowadzono taśmę pociągową ciągniętą przez nakrętkę poruszającą się po precyzyjnej śrubie. Po dwóch godzinach pracy napędu należy nakrętkę cofnąć do położenia wyjściowego. Powoduje to około 5 minutowe przerwy w obserwacjach.

Efektywna ogniskowa teleskopu wynosi 14,5 m, światłosiła ok. $1/27$. Teoretyczna zdolność rozdzielcza – $0,3''$, jednak w praktyce jest ograniczona do ok. $1''$ poprzez *seeing* (ruchy i zniekształcenia obrazu spowodowane turbulencjami atmosfery). Obserwacje są prowadzone w ognisku *coudé*, co powoduje dobową rotację obrazu Słońca.

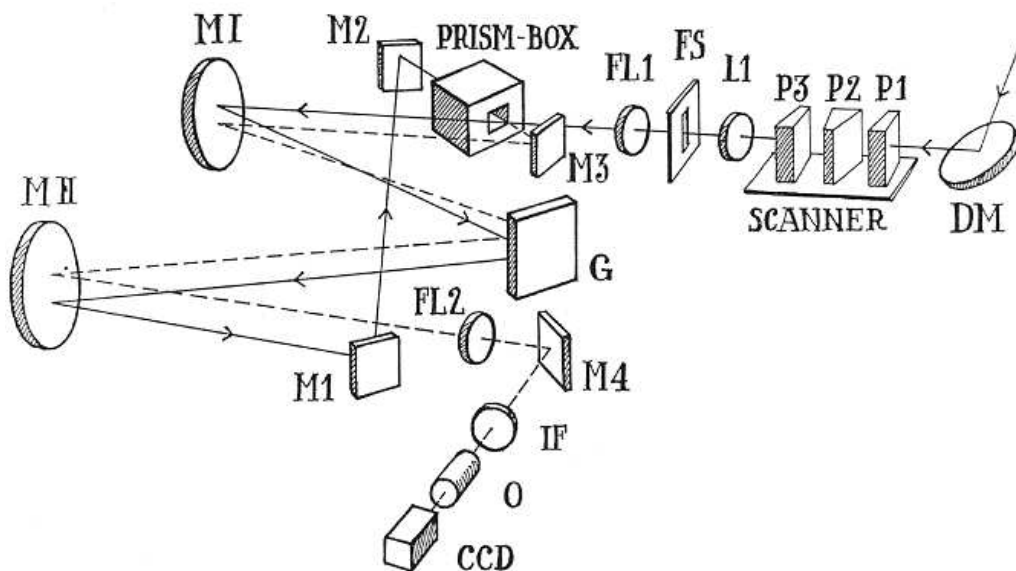
Podczas obserwacji istnieje możliwość wykorzystania *sztucznego Księżyca* (okrągłego metalowego zwierciadła) w celu usunięcia światła pochodzącego od fotosfery. Jako pierwszy sztuczny Księżyc zastosował Bernard Lyot w 1930 roku [9, 10]. Podczas obserwacji spektrografem MSDP sztucznego Księżyca się nie używa; teleskop działa jako chromosferograf.

Przed oknem wejściowym spektrografu MSDP znajduje się *skaner pryzmatyczny*. Jest to układ pryzmatów pozwalający na przesuwanie obrazu Słońca względem szczeliny spektrografu bez zmiany położenia teleskopu. W ten sposób można skanować większy fragment powierzchni Słońca. Jeden skan obejmuje od kilku do ponad 20 ekspozycji obszarów Słońca przesuniętych względem siebie. Ekspozycje wykonywane są co ok. 3 sekundy. Cały skan trwa więc do jednej minuty. W tym czasie wpływ rotacji obrazu Słońca jest zanedbywalnie mały.

3.2 Opis spektrografu MSDP

Spektrograf MSDP (Multi-Channel Subtractive Double-Pass) jest instrumentem dostarczającym danych obserwacyjnych, które po opracowaniu numerycznym dają dwuwymiarowy obraz fragmentu Słońca wraz z informa-

cją o widmie (z wybranego przedziału) w każdym punkcie obrazu. Instrumenty tego typu zostały zaprojektowane przez dr Pierre'a Mein'a z Observatoire de Meudon pod Paryżem. W tamtejszym obserwatorium został zainstalowany pierwszy z nich [12]. Obecnie na całym świecie działa kilka tego typu przyrządów m.in. w Obserwatorium Pic-du-Midi [13] oraz Teide Observatory [11]. Spektrograf MSDP Obserwatorium w Białkowie został umieszczony w pawilonie Dużego Koronografu w roku 1993 na miejscu standardowego spektrografu Czerny–Turnera [21].



Rysunek 13: Schemat optyczny spektrografu MSDP [21]

Wiązka światła przebiegająca wzdłuż głównej osi koronografu (patrz rys.13) pada na lustro diagonalne (DM), które kieruje ją poprzez skaner pryzmatyczny (P1,P2,P3) na okno wejściowe spektrografu (FS). Okno wejściowe wycina ze zogniskowanego na nim obrazu Słońca prostokąt o wymiarach kątowych $40'' \times 325''$. Następnie wiązka pada na kolimator (MI, $d=36$ cm, $f=8$ m), siatkę dyfrakcyjną (G), lustro kamery (MII, $d=42$ cm, $f=8$ m), dwa pomocnicze zwierciadła (M1,M2) i zostaje zogniskowana na tzw. *prism-box'ie*, który jest systemem dziewięciu pryzmatów i dziewięciu szczelin. Prism-box rozseparowuje wiązki wychodzące z tego samego punktu okna wejściowego, ale o różnych długościach fali i wiązki o tych samych długościach

fali, ale wychodzące z różnych punktów okna wejściowego formując dziewięć *kanalów*. Każdy kanał jest obrazem tego samego obszaru na Słońcu, ograniczonego oknem wejściowym i pokrywa wąski fragment widma ($\sim 1.5 \text{ \AA}$ w okolicy linii $H\alpha$) przesunięty w długościach fali w stosunku innych kanałów.

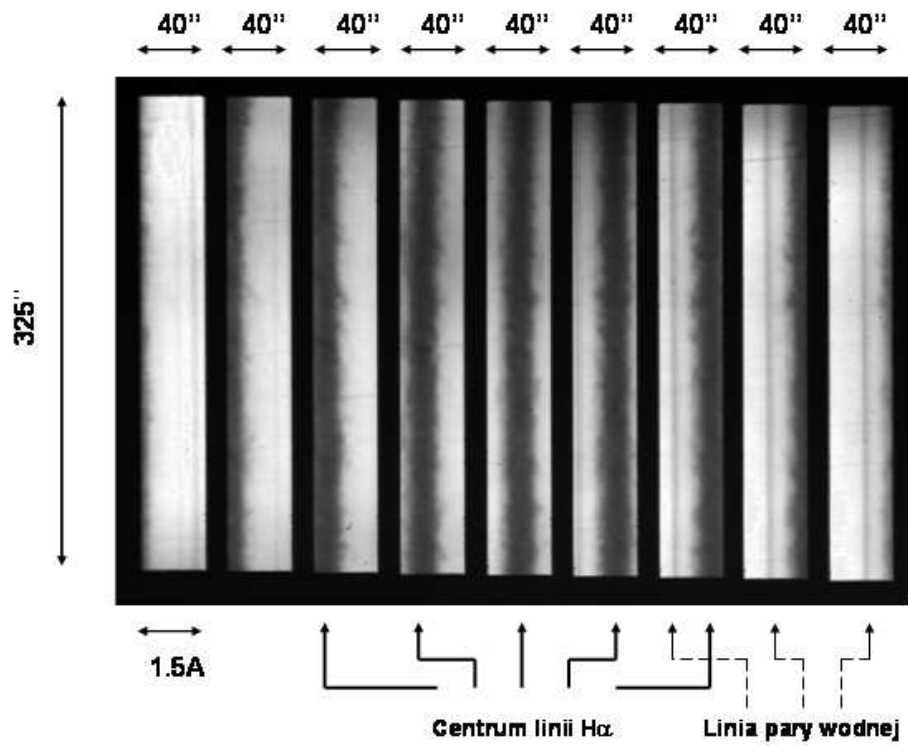
Po opuszczeniu prism-box'u wiązki padają na płaskie lustro (M3) i są skierowane ponownie na kolimator, siatkę dyfrakcyjną i lustro kamery. Po przejściu przez soczewkę pola i odbiciu od lustra pomocniczego przechodzą przez szerokopasmowy filtr interferencyjny (IF) i przy pomocy obiektywu (O) zostają ostatecznie zogniskowane na matrycy kamery CCD.

3.3 Struktura danych obserwacyjnych ze spektrografu MSDP

Na rys. 14 przedstawiono przykładowy obraz jaki rejestruje kamera CCD spektrografu MSDP. Każdy z jasnych prostokątów to kanał utworzony przez prism-box. Każdemu pikselowi o tych samych współrzędnych we wszystkich kanałach odpowiada ten sam element obrazu Słońca, lecz różne długości fali.

Długość fali zmienia się wzdłuż krótkiej krawędzi każdego kanału. Każdy kanał pokrywa inną część widma o szerokości 1.5 \AA . Wobec tego dla każdego punktu obrazu mamy informację o natężeniu emisji Słońca w dziewięciu różnych długościach fali w okolicy linii $H\alpha$ wodoru (6562.808 \AA). Dla każdego punktu obrazu są to jednak inne długości fali, zależne od położenia wzdłuż krótkiego brzegu kanału.

Geometrycznie wszystkie kanały są obrazami okna wejściowego o rozmiarach $40'' \times 325''$ (co odpowiada około $29000 \text{ km} \times 236000 \text{ km}$) na Słońcu. Jednak ze względu na nieuniknione wady optyczne instrumentu kanały nie zawsze mają kształt idealnych prostokątów. Korekcję zniekształceń dokonuje się przy pomocy standardowego oprogramowania (rozdział 4).



Rysunek 14: Obraz z kamery CCD

4 Wyznaczanie przestrzennych trajektorii ruchu zgęstków materii w protuberancjach

4.1 Redukcja danych obserwacyjnych

Podczas redukcji i analizy danych obserwacyjnych ze spektrografu MSDP korzystano z programów napisanych przez dr Pierre Mein'a z Observatoire de Meudon i zmodyfikowanych przez dr hab. prof. UW. Pawła Rudawego z Instytutu Astronomicznego Uniwersytetu Wrocławskiego [23]. Numeryczne opracowanie danych obserwacyjnych obejmuje następujące etapy:

Etap pierwszy: wyznaczenie położenia i kształtu krawędzi kanałów. Służy do tego program o nazwie `geomt` napisany w IDL. Program ten działa automatycznie, użytkownik ustala jedynie wartości początkowe podstawowych parametrów procesu obliczeniowego (m.in. stopień wielomianu aproksymującego granice kanałów).

Drugim etapem jest poprawienie błędów wartości zarejestrowanego sygnału w poszczególnych pikselach (matrycy CCD) spowodowanych niejednorodnościami wydajności kwantowej matrycy CCD, różnicami przepuszczalności pryzmatów i winietowaniem (*flat-field*) oraz odjęcie sygnału generowanego przez elektrony termiczne (*dark-current*).

Trzecim etapem jest utworzenie *zbiorów D*. Są to 3-wymiarowe tablice zawierające pseudo-monochromatyczne obrazy fragmentu tarczy Słońca (ograniczonego szczeliną wejściową), utworzone w wybranych długościach fali oraz ich kombinacje (patrz tablica 5). Powstają one poprzez utworzenie dla każdego piksela ciągłego profilu widmowego (interpolując funkcją sklejaną 9 natężeń w różnych długościach fali). Mając ciągły profil wyznacza się natężenie emisji w ustalonych długościach fali.

W czwartym etapie pseudo-monochromatyczne obrazy są numerycznie łączone w jednolite obrazy większych fragmentów Słońca, określonych przez obszar skanowania (patrz rys. 15). Aby odpowiednio połączyć ze sobą sąsiednie zbiory D wykorzystuje się dwuwymiarową korelację struktur widocznych

Tablica 5: Obrazy pseudo-monochromatyczne oraz mapy obliczane podczas opracowywania danych obserwacyjnych

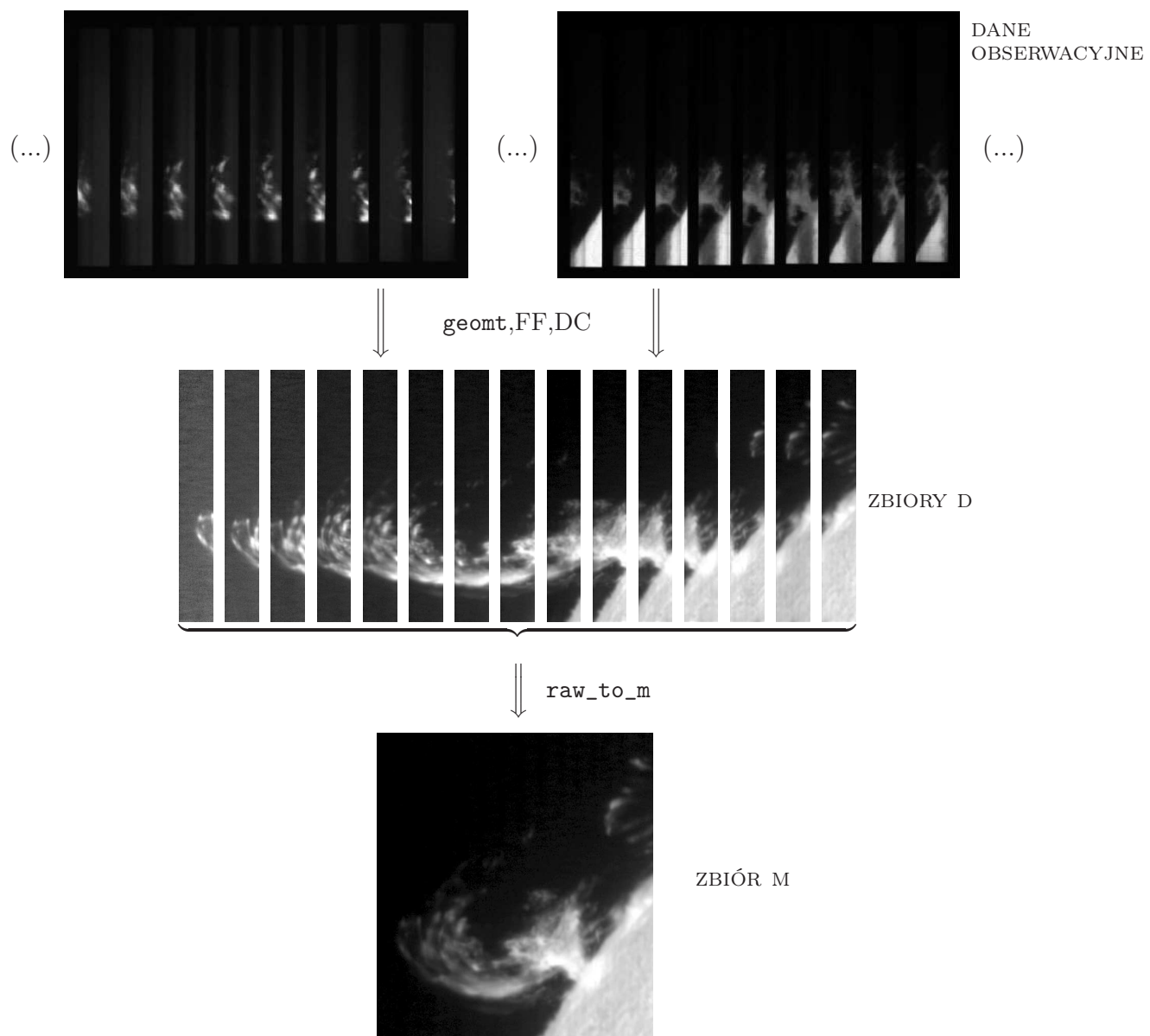
Nr obrazu	Długość fali
1	H α (6562.808 Å)
2	Suma obrazów 1 i 3–14
3	-200 mÅ
4	+200 mÅ
5	-400 mÅ
6	+400 mÅ
7	-600 mÅ
8	+600 mÅ
9	-800 mÅ
10	+800 mÅ
11	-1000 mÅ
12	+1000 mÅ
13	-1200 mÅ
14	+1200 mÅ
15	Suma obrazów nr 3, nr 4
16	Różnica obrazów nr 3, nr 4 (dopplerogram)
17	Suma obrazów nr 5, nr 6
18	Różnica obrazów nr 5, nr 6 (dopplerogram)
19	Suma obrazów nr 7, nr 8
20	Różnica obrazów nr 7, nr 8 (dopplerogram)
21	Maksimum emisji ^A
22	Mapa prędkości ^B

^A - Mapa rozkładu natężenia emisji mierzona dla maksimum profilu każdego piksela

^B - Mapa rozkładu prędkości wyznaczona z przesunięcia profilu linii każdego piksela

na obrazach w zbiorach D. Służy do tego program o nazwie `raw_to_m`. Wynikiem jego działania jest *zbiór* M będący połączeniem kilku lub kilkunastu zbiorów D.

Etap ostatni obejmuje usunięcie wpływu rotacji obrazu w ognisku *coudé* i przesunięcie wszystkich zbiorów M z danej serii obserwacyjnej do wspólnego układu współrzędnych. Kąt rotacji jest wyznaczany jako funkcja czasu, który



Rysunek 15: Schemat obróbki danych z MSDP

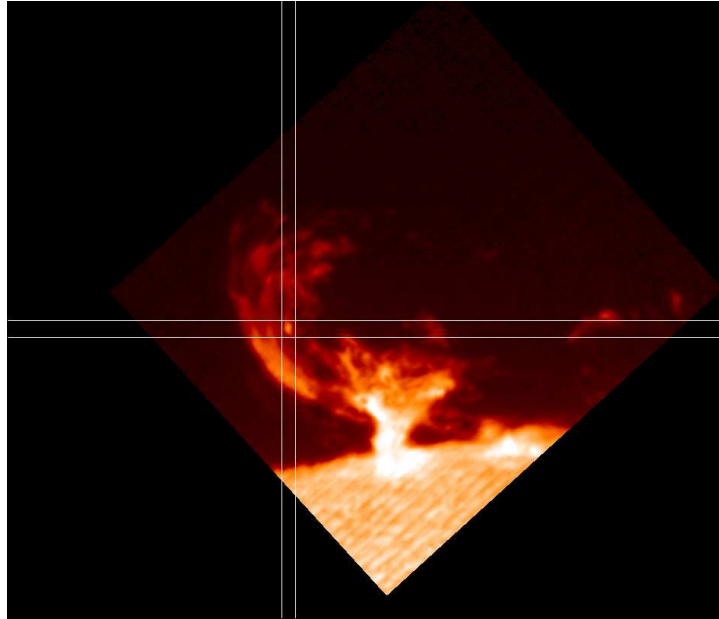
upłynął od wybranego momentu początkowego do momentu obserwacji. Przesunięcia dokonywane są poprzez wyznaczenie położenia *struktury referencyjnej* na wszystkich obrazach. Jako strukturę referencyjną można wybrać dowolną stabilną strukturę, która jest widoczna na każdym z przesuwanych obrazów.

Do dalszej analizy służy program `dmlook`. Pozwala on m.in. na redukcję obserwacji na prędkość obrotu Słońca dookoła własnej osi, badanie rozkładu sygnału, wyznaczenie profilu widmowego każdego piksela, a co za tym idzie, możliwość wyznaczenia pola prędkości z przesunięć dopplerowskich. Program `moviemaker` służy natomiast do tworzenia animacji ze zbiorów M. Posłużono się nim w celu identyfikacji poszczególnych zgęstków materii.

Na potrzeby niniejszej pracy zostały napisane dwa nowe programy: `blob` oraz `integral` – oba napisane w IDL. Służą one do analizy trajektorii ruchu wybranych zgęstków.

4.2 Wyznaczanie położenia i prędkości radialnych zgęstków materii

Program `blob` służy do wyznaczania położenia i prędkości wybranego zgęstka. Interaktywnie wybiera się referencyjny obraz w jednej długości fali. Wybór jest podyktowany tym, na którym obrazie pseudo-monochromatycznym zgęstek jest najlepiej widoczny i oddzielony od innych struktur na wszystkich obrazach wybranej sekwencji. Podczas analizy obserwator zaznacza prostokątny obszar ograniczający położenie zgęstka na danym obrazie (patrz rys. 16). Istotne jest, aby zgęstek w całości znalazł się w zaznaczonym obszarze oraz aby nie było w nim innych zgęstków i struktur. Program wyznacza w zaznaczonym obszarze izofotę o zadanej wartości. Standardowo jest to poziom 70 % największej wartości sygnału w zadanym prostokącie. Izofota wyznaczona na referencyjnym obrazie jest przenoszona na pozostałe obrazy pseudo-monochromatyczne w ramach tego samego zbioru M. W przypadku, gdy zgęstek nie jest dobrze oddzielony od innych struktur, wybiera się poziom 80 % lub 90 %. Kryterium wyboru izofoty jest to, czy mieści się ona w całości w zaznaczonym prostokącie. Do dalszej analizy wybiera się tylko obszar wewnątrz zadanej izofoty.



Rysunek 16: Zaznaczony prostokątny obszar ze zgęstką materii

Kolejnym krokiem algorytmu opracowania danych obserwacyjnych jest wyznaczenie centroidu zgęstka. Korzysta się ze wzorów:

$$X_i = \frac{\sum_j x_j \cdot s_j}{\sum_j s_j} \quad (4)$$

$$Y_i = \frac{\sum_j y_j \cdot s_j}{\sum_j s_j} \quad (5)$$

gdzie:

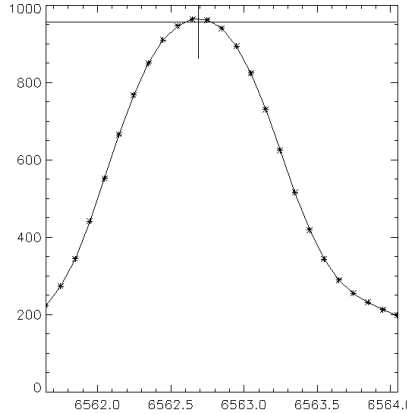
X_i, Y_i - współrzędne centroidu zgęstka w chwili T_i ,

x_j, y_j - współrzędne piksela na obrazie,

s_j - sygnał piksela.

Sumowanie odbywa się po wszystkich pikselach wewnątrz izofoty. Początek układu współrzędnych znajduje się w lewym dolnym rogu obrazu. Oś x skierowana jest w prawo. Oś y do góry. Lewy dolny piksel

ma współrzędne $(0, 0)$. Podczas obracania obrazów do wspólnego układu współrzędnych oś y sytuuje się tak, aby była w przybliżeniu prostopadła do brzegu tarczy Słońca. Sygnał s_i , to sygnał zarejestrowany przez kamerę CCD w pikselu o współrzędnych x_j, y_j .



Rysunek 17: Przykład średniego profilu linii $H\alpha$ badanego zęstka.

Jednocześnie z położeniem centroidu wyznaczana jest prędkość radialna zęstka. Z obszaru ograniczonego izofotą na każdym obrazie pseudomonochromatycznym (obrazy w centrum linii $H\alpha$ oraz 6 obrazów co $0,2 \text{ \AA}$ w skrzydłach linii) wylicza się średni sygnał zęstka. Następnie stosując aproksymację profilu funkcjami sklejanymi (procedura `spline`) wyznacza się średni profil emisji zęstka (patrz rys. 17). Dokładny opis procedury można znaleźć w pracy [7] oraz [16]. Z przesunięcia maksimum profilu linii $\Delta\lambda_{H\alpha}$ za pomocą wzoru:

$$V_{rad} = c \frac{\Delta\lambda_{H\alpha}}{\lambda_{H\alpha}}$$

słusznego dla $V_{rad} \ll c$ (gdzie c - prędkość światła) oblicza się prędkość radialną zęstka.

W wyniku opisanych działań dla każdego zbioru M uzyskuje się dla wybranego zęstka materii zestaw danych:

$$T_i, X_i, Y_i, V_i$$

gdzie: T_i - czas wykonania obserwacji (analizowanego obrazu), X_i, Y_i

- położenie centroidu zęstka w pikselach, V_i - prędkość radialna zęstka w km/s.

Dane te zapisywane są w pliku do dalszej analizy. Należy zaznaczyć w tym miejscu, że prędkość V_i jest estymatorem średniej wartości prędkości dla części zęstka wewnątrz zadanej izofoty. Ponieważ zęstki mogą rotować wokół własnej osi, prędkości radialne mogą być różne dla różnych części zęstka [18]. Odtąd jednak wartości T_i, X_i, Y_i, V_i są traktowane tak, jakby były związane z poruszającym się punktem w przestrzeni.

4.3 Wyznaczanie trójwymiarowej trajektorii ruchu

Do wyznaczania przestrzennej trajektorii ruchu analizowanych zęstków materii protuberancji służy program `integral`. Trajektoria jest wyznaczana na podstawie następujących danych: współrzędne przestrzenne X_i, Y_i oraz prędkość radialna zęstka V_i w momentach T_i , gdzie: $i = 1, 2, \dots, n$ i n - liczba pomiarów dla danego zęstka.

Dodatkowo wybierane są wartości następujących parametrów: Z_0 - położenie początkowe zęstka materii na osi z (wzdłuż linii widzenia, zwykle nieznanne, przyjmowane jako równe 0), $(\Delta T)_{crit}$ - odstęp czasu pomiędzy kolejnymi obserwacjami traktowany jako przerwa w obserwacjach, σ - sztywność funkcji `spline`, η - stopień wielomianu aproksymującego wszystkie punkty obserwacyjne.

Wyznaczenie trajektorii ruchu zęstka materii odbywa się w następujących etapach:

ETAP 1

Wydzielenie z ciągu obserwacji przedziałów czasu, w których odstępy czasu pomiędzy wykonaniem kolejnych obrazów spełniają zależność:

$$T_{i+1} - T_i < (\Delta t)_{crit} \quad \text{dla} \quad i = 1, 2, \dots, N - 1$$

gdzie: N - liczba kolejnych obserwacji w przedziale.

ETAP 2

Przeliczenie wartości X_i, Y_i wyrażonych w pikselach na kilometry. Długość

jakiej na Słońcu odpowiada jeden piksel jest funkcją odległości Ziemia – Słońce. Do obliczenia tej odległości wykorzystano program `helio` [37], który oblicza położenie Ziemi na orbicie i odległość Ziemia – Słońce w zależności od czasu.

ETAP 3

„Wygładzanie”, w każdym przedziale danych X_i, Y_i, V_i średnią o szerokości 3 punktów:

$$(X_i)_{smooth} = \frac{X_{i-1} + X_i + X_{i+1}}{3} \quad (6)$$

$$(Y_i)_{smooth} = \frac{Y_{i-1} + Y_i + Y_{i+1}}{3} \quad (7)$$

$$(V_i)_{smooth} = \frac{V_{i-1} + V_i + V_{i+1}}{3}. \quad (8)$$

Nie uśrednia się punktów w przedziałach, dla których jest $N = 1, 2, 3$.

W zależności od tego czy interpolacja funkcją `spline` daje zadowalające wyniki obserwator ma dwie możliwości wygładzania pierwszego i ostatniego punktu w przedziałach. Może pominąć wygładzanie i zostawić wartości nieuśrednione lub korzystać ze wzorów:

$$(X_1)_{smooth} = \frac{2X_1 + X_2}{3} \quad (9)$$

$$(Y_1)_{smooth} = \frac{2Y_1 + Y_2}{3} \quad (10)$$

$$(V_1)_{smooth} = \frac{2V_1 + V_2}{3} \quad (11)$$

$$(X_N)_{smooth} = \frac{X_{N-1} + 2X_N}{3} \quad (12)$$

$$(Y_N)_{smooth} = \frac{Y_{N-1} + 2Y_N}{3} \quad (13)$$

$$(V_N)_{smooth} = \frac{V_{N-1} + 2V_N}{3}. \quad (14)$$

ETAP 4(A)

Aproksymacja niewygładzonych danych obserwacyjnych X_i, Y_i metodą najmniejszych kwadratów wielomianem stopnia η oraz V_i wielomianem stopnia $\eta - 1$ ² (użyto funkcji `poly_fit` z biblioteki IDL).

²Prędkość jest pochodną położenia, więc skoro położenie przybliżamy wielomianem stopnia η , to logiczne jest przybliżyć prędkość wielomianem stopnia $\eta - 1$.

Obliczenie współrzędnej Z :

$$Z(t_i) = \int_{t_1}^{t_i} V_{rad}(t)dt + Z_0 \approx \sum_{j=1}^i V_{rad}(t_j)\Delta t + Z_0 \quad (15)$$

gdzie: V_{rad} jest prędkością radialną aproksymowaną wielomianem, t_1 – czasem wykonania pierwszej obserwacji zęstka i $\Delta t = t_i - t_{i-1} = 1s$.

Obliczenie rzutów prędkości na osie układu współrzędnych:

$$V_x = \frac{dX(t)}{dt} \quad (16)$$

$$V_y = \frac{dY(t)}{dt} \quad (17)$$

gdzie: $X(t), Y(t)$ – aproksymowane wielomianami współrzędne.

Obliczenie prędkości liniowej:

$$V_{lin} = \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_{rad}^2} \quad (18)$$

Obliczenie przyspieszenia tangencjalnego³ (numerycznie):

$$a_{tan} = \frac{dV_{lin}}{dt} \approx \frac{\Delta V_{lin}}{\Delta t} \quad (19)$$

gdzie: $\Delta t = 1 s$.

ETAP 4(B)

Interpolacja wygładzonych punktów $(X_i)_{smooth}, (Y_i)_{smooth}, (V_i)_{smooth}$ funkcjami sklejanymi (funkcja **spline**).

Obliczenie współrzędnej Z :

$$Z(t_i) = \sum_{j=1}^i V_{rad}(t_j)\Delta t + Z_0 \quad (20)$$

gdzie: V_{rad} jest prędkością radialną interpolowaną funkcją **spline** oraz $\Delta t = t_i - t_{i-1} = 1s$.

Obliczenie rzutów prędkości na osie układu współrzędnych:

$$V_x = \frac{\Delta X(t)}{\Delta t} \quad (21)$$

$$V_y = \frac{\Delta Y(t)}{\Delta t} \quad (22)$$

³Zwanego także przyspieszeniem stycznym [34]

gdzie: $\Delta t = 1\text{s}$ oraz $X(t), Y(t)$ współrzędne wyznaczone z punktów $(X_i)_{smooth}, (Y_i)_{smooth}$ interpolowane funkcjami sklejanymi.

Obliczenie prędkości liniowej:

$$V_{lin} = \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_{rad}^2}. \quad (23)$$

Obliczenie przyspieszenia tangencjalnego (numerycznie):

$$a_{tan} = \frac{dV_{lin}}{dt} \approx \frac{\Delta V_{lin}}{\Delta t} \quad (24)$$

gdzie: $\Delta t = 1\text{ s}$.

4.4 Prezentacja graficzna uzyskanych wyników analizy obserwacji

Aby móc prześledzić zmiany położenia i prędkości od czasu wyniki są prezentowane w postaci wykresów.

Na wykresach $X = X(t), Y = Y(t), V_{rad} = V(t)$ wszystkie czerwone krzywe pochodzą z aproksymacji wielomianowej (etap 4(A)), natomiast wszystkie zielone krzywe z interpolacji funkcjami sklejanymi (etap 4(B)). Czarnymi punktami zaznaczone są nie wygładzane punkty obserwacyjne wraz ze słupkami błędów (większy z błędów $(\sigma_V)_{spline}, (\sigma_V)_{poly}$ – patrz rozdział 5.3), niebieskimi kwadratami zaś wygładzone punkty. Na wykresie $Z = Z(t)$ przerywanymi liniami zaznaczono błędy w wyznaczeniu $Z(t)$; czerwoną przerywaną linią błąd pochodzący z całkowania wielomianu, zieloną przerywaną – błąd pochodzący z całkowania funkcji sklepanych.

Na wykresach $V_x = V_x(t), V_y = V_y(t)$ czerwonymi liniami zaznaczono pochodne wielomianów aproksymujących współrzędne $X = X(t), Y = Y(t)$, zielonymi zaś pochodne funkcji sklepanych interpolujących wygładzone punkty.

Czarne punkty na tych wykresach to ilorazy różnicowe niewygładzonych punktów, niebieskie kwadraty – wygładzonych.

Podobnie jest na wykresach V_{lin} i a_{tan} . Czerwone linie pochodzą z obliczeń wykonanych podczas etapu 4(A), zielone zaś etapu 4(B). Czarne punkty na wykresie $V_{lin} = V_{lin}(t)$ to wartości obliczone dla niewygładzonych danych, niebieskie kwadraty dla wygładzonych. Na wykresie $a_{tan} = a_{tan}(t)$ czerwona i zielona krzywa to pochodne $\frac{dV_{lin}}{dt} \approx \frac{\Delta V_{lin}}{\Delta t}$ odpowiednio z aproksymacji

wielomianami i interpolacji funkcjami sklejanymi. Czarne punkty to ilorazy różnicowe wartości bezwzględnej prędkości liniowej, niebieskie kwadraty – analogiczne dla wygładzonych danych.

Fakt, że estymowany przebieg przyspieszenia otrzymany z pochodnych funkcji sklejanych nie jest funkcją gładką wynika z tego, iż funkcje sklepane interpolujące położenie są wielomianami stopnia 3. Ich drugie pochodne są wielomianami pierwszego stopnia.

Poniżej wykresów podane są podstawowe informacje dotyczące obserwacji i analizy danych: data obserwacji, czas, w którym obserwowany był zgęstek, stopień wielomianu aproksymującego położenie (stopień wielomianu aproksymującego prędkość radialną jest niższy o 1), oszacowane błędy pomiarów oraz wartość $(\Delta t)_{crit}$. Podana jest także informacja czy korzystano ze wzorów 9 – 14 dla punktów pierwszego i ostatniego w przedziałach.

Dodatkowo na osobnych wykresach przedstawione są obliczone trójwymiarowe trajektorie ruchu zgęstka materii. Na tych wykresach osie x, y układu współrzędnych są skierowane tak jak na analizowanych obrazach (oś x w prawo, oś y do góry) oraz oś z ma zwrot od obserwatora. Płaszczyzna xz jest równoległa do płaszczyzny stycznej do powierzchni Słońca w pobliżu miejsca, w którym zgęstek się poruszał. Wszystkie osie są wyskalowane w kilometrach. Oprócz trójwymiarowej trajektorii przedstawiono także jej rzuty na płaszczyzny xy, xz, yz . Krzyżykami zaznaczono momenty wykonania obserwacji, których czasy (w sekundach od pierwszej obserwacji) podane są z prawej strony wykresu. Kolory podanych liczb odpowiadają kolorom na wykresie.

Na wszystkich wykresach indywidualnych zgęstków początek układu współrzędnych jest przesunięty do położenia zgęstka w momencie pierwszej obserwacji. Położenie obserwowanych położenia zgęstków, w płaszczyźnie nieba we wspólnym układzie współrzędnych, naniesione na obraz protuberancji przedstawione jest na osobnych rysunkach.

5 Źródła błędów

Omówione zostaną teraz czynniki, które mają wpływ na dokładność wyznaczenia toru ruchu zgęstka. Zrobione to będzie osobno dla X_i i Y_i oraz osobno dla Z_i dlatego, że źródła błędów są różne. Oszacowane będą również wielkości tych błędów tam, gdzie będzie to możliwe.

5.1 Błędy wyznaczenia współrzędnych X_i, Y_i zgęstka materii

5.1.1 Błąd dyskretyzacji obrazu

Pierwszym źródłem błędu jest błąd spowodowany skończoną rozdzielczością przestrzenną obrazu. Elementy obrazu MSDP mają rozmiar $0.5'' \times 0.5''$, co odpowiada około 375×375 km na Słońcu. Ponieważ rozmycie obrazu (seeing) zazwyczaj jest rzędu $1''$ co odpowiada około 750 km na Słońcu, więc błąd związany z dyskretyzacją możemy zaniedbać.

5.1.2 Błędy powstające podczas obróbki danych

Błąd geometrii kanałów Błąd określenia geometrii kanałów na obrazach CCD (położenia i kształtu krawędzi kanałów) jest rzędu 0,5 piksela.

Błędy łączenia obrazów cząstkowych Podczas sklejania numerycznego zbiorów D do zbiorów M mogą wystąpić pewne drobne przesunięcia zbiorów D względem siebie. Procedura do tego służąca dokonuje przesunięcia o takie wartości, dla których współczynnik korelacji między wspólnymi częściami zbiorów D jest największy. Z powodu zmienności seeingu i ewolucji zjawiska części wspólne obrazów mogą się różnić, co powoduje błędnie wyznaczone przesunięcia, a co za tym idzie zwięzanie lub poszerzanie zbiorów M. Niedokładność może dochodzić do 2 pikseli na każdym złączu zbiorów D.

⁴Rzeczą ludzką jest błędzić, rzeczą głupców - trwać w błędzie.

Na jeden zbiór M składa się do 20 zbiorów D. Sklejeń może być więc do 19, wobec tego błąd może dochodzić do 38 pikseli. W praktyce nigdy nie dochodzi do tak dużych błędów [22]. Błędy te są losowe i mogą się wzajemnie eliminować. Przy prawidłowym wykonaniu obróbki obserwacji błędy dochodzą maksymalnie do kilku pikseli.

Błąd wyznaczenia położenia początku wspólnego układu współrzędnych Podczas analizy zjawisk brzegowych zazwyczaj trudno jest wskazać struktury mogące posłużyć za punkt odniesienia dla pomiarów położenia zgęstków. Zwykle stosowane są podstawy dłużej istniejących serdży lub miejsca przecięcia nogi protuberancji z brzegiem tarczy Słońca. Wartość błędu jest trudna do oszacowania, gdyż brak absolutnego punktu odniesienia. Należy wspomnieć, że w przypadku erupcji może nastąpić przemieszczanie nogi protuberancji wzdłuż brzegu [20].

Wymienione wyżej błędy mają wpływ na brak zgodności przestrzennej kolejnych obrazów⁵. Błąd ten oszacować można osobno dla każdego zjawiska badając położenie kontrolnej struktury. Zdarza się, że na części obrazów z danej sekwencji znajdzie się struktura, co do której jesteśmy pewni, że jej położenie nie zmienia się istotnie w czasie trwania obserwacji. Można wtedy znaleźć położenie tej struktury na każdym obrazie i obliczyć położenie średnie oraz odchylenie standardowe będące estymatorem błędu.

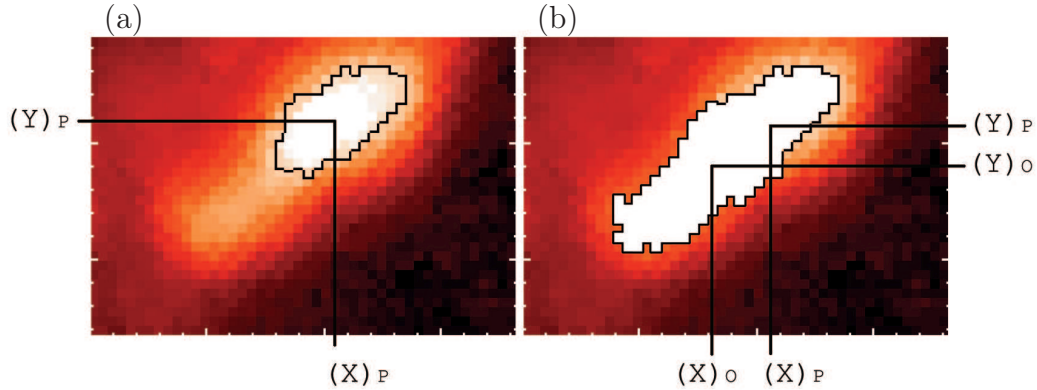
5.1.3 Błędy identyfikacji i określenia kształtu zgęstka

Istotnym źródłem błędów są błędy identyfikacji i określenia kształtu badanych zgęstków. W szczególności podczas zaznaczania prostokątnego obszaru ze zgęstkami może w nim znaleźć się inny zgęstek. Jeśli będą one dostatecznie blisko siebie nie będzie można ich oddzielić. Przy założeniu, że dla każdego zgęstka centroid leży blisko środka obszaru ograniczonego izofotą, błąd $(\sigma_X)_i = |(X)_P - (X)_O|$ oraz $(\sigma_Y)_i = |(Y)_P - (Y)_O|$ nie powinien być większy niż połowa długości odpowiednio poziomej i pionowej krawędzi prostokąta (gdzie: $(X)_O, (Y)_O$ – obliczone położenia centroidu zgęstka, $(X)_P, (Y)_P$ – prawdziwe położenie centroidu zgęstka). Podobny

⁵Objawia się to „drganiami” obrazu w trakcie wyświetlania animacji.

błąd wyznaczenia położenia zgęstka może spowodować jego przechodzenie na tle włókien lub innych struktur.

Błąd ten jest błędem grubym. Zazwyczaj dosyć rzadko dochodzi do takich błędów, a jeśli się pojawiają można je wychwycić w trakcie analizy.



Rysunek 18: Ilustracja błędów w wyznaczeniu położenia centroidu. Obliczone położenie centroidu to $(X)_O, (Y)_O$. Prawdziwym położeniem zaś jest $(X)_P, (Y)_P$, tak jak to prezentuje rysunek (a) – bez dodatkowego zgęstka.

Kolejnym źródłem błędów są błędy identyfikacji zgęstka. Nawet podczas kilkuminutowej przerwy w obserwacjach struktura protuberancji może ulec przeobrażeniu w takim stopniu, że utrudnione będzie rozpoznanie analizowanego na poprzednim obrazie zgęstka. Może to spowodować, iż przed i po przerwie będziemy brali pod uwagę dwa różne zgęstki. Jest to również błąd gruby. Może, ale nie musi się on uwydatnić w dalszej fazie analizy obserwacji.⁶ W przypadkach wątpliwych należy przerwać analizowanie zgęstka.

5.2 Błąd wyznaczenia czasu obserwacji

Źródłem błędów wyznaczenia czasu obserwacji (T_i) jest niejednoczesność wykonania zbiorów D łączonych w zbiór M. Na zbiór M składa się do dwudziestu zbiorów D, które powstają z pojedynczych ekspozycji. Odstęp czasu między kolejnymi ekspozycjami to około 3 sekundy. Jest to czas potrzebny na

⁶Może się to objawić nagłą zmianą prędkości radialnej.

przesunięcie skanera tak, aby zaobserwować kolejny fragment tarczy Słońca. Zbiorowi M przypisujemy jednak czas obserwacji pierwszej ekspozycji w ramach danego skanu. Wobec tego błąd T_i to maksymalnie 42 sekundy (14 przesunięć skanera)⁷. Czas rzeczywistego wykonania ekspozycji nie może być wcześniejszy niż czas pierwszej ekspozycji w skanie ($\sigma_T \in \langle 0s, 42s \rangle$).

Od 1999 roku obserwacje prowadzone są w trybie dwukierunkowym (przy 2 kierunkach ruchu skanera). W trakcie powrotu skanera do położenia pierwotnego również dokonuje się ekspozycji. Wobec tego jeśli zgęstek znajduje się przy krawędzi, od której zaczynamy skanowanie, wtedy dla jednej obserwacji błąd będzie zerowy, a dla kolejnej równy 42 sekundy. Wielkość tego błędu zależy od odległości badanego zgęstka od pierwszego uzyskanego obrazu w skanie w kierunku, w którym „doklejane są” zbiory D. Błąd ten ma wpływ na otrzymane wyniki analizy obserwacji. W bierzącej wersji oprogramowania jest on pomijany.

5.3 Błąd wyznaczenia prędkości radialnej

Błąd wyznaczenia prędkości radialnej dla spektrografu MSDP wynosi 0,5 km/s [22]. Jednak na dokładność wyznaczenia prędkości radialnej zgęstka jako całości decydujący wpływ mają ruchy materii zachodzące wewnątrz niego.

Pierwszym rodzajem ruchów są ruchy turbulentne. Powodują one poszerzenie profilu zgęstka. Czasami, dla dużych wartości prędkości turbulencji, może to spowodować niejednoznaczność wyznaczenia prędkości radialnej z przesunięcia maksimum profilu (profil może mieć płaskie maksimum). Jednak bardzo rzadko dochodzi do takich sytuacji.

Drugim rodzajem ruchu mogą być ruchy rotacyjne zgęstka [18]. Powodować mogą one również poszerzenie profilu. Może zdarzyć się jednak, że pomimo rotacji zgęstek nie posiada symetrii osiowej (względem osi obrotu). Wobec tego czasami obserwuje się jak większa część materii porusza się ku obserwatorowi, czasami zaś od obserwatora. Ruch ten nałożony na makroskopowy ruch zgęstka jako całości powoduje oscylacje wyznaczonej prędkości radialnej (z obszaru ograniczonego izofotą) wokół linii trendu

⁷Maksymalna liczba ekspozycji w skanie w analizowanych danych wynosiła 15.

związanej z ruchem makroskopowym.

Zdecydowano się więc przed interpolacją funkcjami sklejanymi na wygładzenie V_i średnią ruchomą co 3 punkty. Odchylenie wartości V_i od $(V_i)_{smooth}$ potraktowano jako miarę błędu prędkości radialnej. Korzystano ze wzoru na błąd reszkowy [6]:

$$(\sigma_V)_{spline} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=0}^N [V_i - (V_i)_{smooth}]^2}, \quad (25)$$

gdzie: N – liczba punktów poddanych wygładzaniu (w zależności czy wygładza się punkty pierwszy i ostatni w przedziałach).

Innym oszacowaniem błędu V_i może być odchylenie standardowe niewygładzonych danych od wielomianu aproksymującego $(\sigma_V)_{poly}$.

Za błąd prędkości radialnej przyjęto większy z błędów:

$$\sigma_V = \max[(\sigma_V)_{spline}, (\sigma_V)_{poly}].$$

Dla większości analizowanych zgęstków jest

$$(\sigma_V)_{spline} < (\sigma_V)_{poly}.$$

5.4 Błąd wyznaczenia przesunięcia wzdłuż linii widzenia

Błąd Z_i pochodzi z kumulacji σ_V podczas całkowania numerycznego:

$$(\sigma_Z)_i = \sum_{j=1}^{j=i} \sigma_V \Delta T = i \sigma_V \Delta T \quad (26)$$

gdzie $\Delta T = 1s$ jest krokiem całkowania, a za σ_v można przyjąć $(\sigma_V)_{spline}$ lub $(\sigma_V)_{poly}$.

5.5 Niejednoznaczność położenia początkowego

Na podstawie posiadanych danych obserwacyjnych nie można wyznaczyć dokładnego położenia zgęstka na osi wzdłuż linii widzenia. Wyznaczyć jedynie można przesunięcie od położenia początkowego.

Dokładne położenie wyznaczyć można jeśli obserwowano zgręstek od momentu startu z powierzchni Słońca lub gdy zaobserwowano jego spadek z powrotem na powierzchnię. W przeciwnym wypadku nie możemy określić początkowej współrzędnej położenia zgręstka wzdłuż kierunku widzenia (oraz w ogóle położenia na osi wzdłuż linii widzenia). Przyjmujemy wtedy $Z_0 = 0$.

6 Analiza wybranych zjawisk

6.1 Erupcja protuberancji z 1 czerwca 2003

Analizie poddano zjawisko erupcji protuberancji, które widoczne było w pobliżu obszaru aktywnego NOAA 10375. Protuberancja była obserwowana spektrografem MSDP w Białkowie w godzinach 8:30:12 UT – 9:13:57 UT. Wykonano 41 skanów. Zjawisko to zaobserwował także satelita SOHO. Obraz z satelity SOHO przedstawia rysunek 19 na stronie 57.

Strukturą referencyjną wspólnego układu współrzędnych był szczyt pętli porozbłykowej widoczny po prawej stronie obrazów. Kilka obrazów (na których nie zarejestrowano wspomnianej pętli) przesunięto do wspólnego układu współrzędnych wykorzystując obrazy drobnych serdzy na brzegu tarczy.

Błąd wyznaczenia położenia układu współrzędnych został oszacowany na podstawie pomiarów położenia plamy słonecznej widocznej na niektórych obrazach na tarczy Słońca. Oszacowane wartości błędów to $\sigma_X = 6.21299$ pxl i $\sigma_Y = 3.01978$ pxl co odpowiada na Słońcu: 2223 km i 1081 km.

Położenia zgęstków przedstawione są na rysunkach 21, 24, 27, 30, 33, 36 w załączniku A (strony 57–77). W lewym górnym rogu każdego rysunku podane są następujące informacje: godzina wykonania obserwacji, wyznaczona średnia prędkość radialna zgęstka materii w km/s z obszaru ograniczonego izofotą, współrzędne położenia centroidu zgęstka w pikselach. W prawym górnym rogu przedstawione jest powiększenie zaznaczonego prostokąta ze zgęstką razem z naniesioną izofotą o podanym obok poziomie. W prawym dolnym rogu podano numer identyfikacyjny długości fali obrazu (patrz tablica 5). W lewym dolnym rogu przedstawiony jest średni profil emisji zgęstka w linii $H\alpha$. Na osi rzędnych umieszczono długości fali λ , na osi odciętych – średnie natężenie emisji zgęstka dla danej λ . Przedstawiony jest on dla kontroli czy maksimum profilu, z którego oblicza się prędkość radialną jest dobrze wyznaczone.

Obecność drugiego maksimum lokalnego na kilku wyliczonych profilach może oznaczać, że zgęstek znajduje się na tle innej struktury o innej prędkości radialnej.

Z każdej sekwencji obserwacji danego zgęstka wybrano sześć obrazów z zaznaczonym położeniem zgęstka. Zrobiono to, aby zaprezentować ogólny charakter ruchu zgęstka i towarzyszące mu zmiany struktury protuberancji.

Przedstawiono również rzuty zaobserwowanych położzeń zgęstków na płaszczyznę xy naniesione na obraz protuberancji (rysunki 39 – 42).

Pomiary położenia i prędkości radialnej oraz obliczonego przesunięcia w osi z , obliczonych rzutów prędkości na osie x, y , wartości bezwzględnej prędkości i przyspieszenia tangencjalnego oraz trójwymiarowe trajektorie ruchu zgęstków przedstawione są na wykresach (rysunki 23, 26, 29, 32, 35, 38).

Analizie poddano sześć zgęstków materii zidentyfikowanych w tej protuberancji. Trzy z nich (A, C i D) prezentują podobne ruchy w płaszczyźnie nieba. Były one obserwowane przez 26 minut (zgęstek A – 19 obserwacji) i 20 minut (zgęstki C i D – 20 obserwacji). Ich ruchy związane były z ogólną przebudową struktury protuberancji. Początkowo zaobserwowano ruchy wznoszące, a następnie opadające. Początkowo prędkość radialna wszystkich zgęstków była mała i poruszały się one w przybliżeniu w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku widzenia. W końcowej fazie zgęstki A i C osiągnęły dodatnie prędkości radialne rzędu 40 km/s i poruszały się od obserwatora. Zgęstek C nie doznał większych przesunięć w kierunku radialnym. Wartości prędkości liniowej dochodziły do 100 – 150 km/s.

Pozostałe zgęstki były obserwowane krócej. Odpowiednio: zgęstek B – 5 minut (6 obserwacji), zgęstek E – 5 minut (7 obserwacji), zgęstek F – 16 minut (16 obserwacji).

Zgęstek B poruszał się po prawie prostoliniowej trajektorii oddalając się horyzontalnie od środkowej części protuberancji z prędkością liniową rzędu 50 – 100 km/s.

Uzyskana trajektoria zgęstka E posiada spiralny kształt z promieniem krzywizny około 1000 km. Jednak na poziomie uzyskanej dokładności ($\sigma_X = 2223$ km i $\sigma_Y = 1081$ km) nie można być pewnym czy zaobserwowany ruch spiralny jest realny czy też jest wynikiem nałożenia się błędów obserwacyjnych.

Zgęstek F zdawał się „obiegać” środkową część protuberancji. Poruszał się początkowo w płaszczyźnie nieba. Następnie poruszał się od obserwatora. W końcowej fazie nastąpił lekki spadek prędkości radialnej jednak zgęstek przestał być obserwowany.

6.2 Protuberancja aktywna z 14 lipca 2005

Analizie poddano protuberancję obserwowaną spektrografem MSDP w godzinach 9:22:54 UT – 9:46:03 UT.

Strukturą referencyjną było pojaśnienie chromosferyczne widoczne na tarczy podczas całej sekwencji obserwacyjnej.

Błąd wyznaczenia położenia układu współrzędnych został oszacowany na podstawie pomiarów położenia miejsca przecięcia cienkiego serdża z brzegiem tarczy Słońca. Oszacowane wartości błędów to $\sigma_X = 1.33241$ pxl i $\sigma_Y = 1.41106$ pxl. Co odpowiada na Słońcu: 476 km i 504 km.

Wyniki analizy przedstawione są w załączniku B (strony 78–91). Prezentacja jest analogiczna do prezentacji w załączniku A.

Analizie poddano cztery zgęstki. Zgęstek A (obserwowany przez 22 minuty na 33 skanach) był częścią serdża widocznego w prawej części obrazów. Pomiar jego prędkości radialnej jest obarczony dużym błędem (ponad 7 km/s). Było to przypuszczalnie spowodowane niskim stosunkiem natężenia emisji zgęstka do natężenia emisji tła nieba. Wartość prędkości radialnej mieściła się w zakresie od -40 do -10 km/s. Zgęstek początkowo wznosił się ponad powierzchnię Słońca pod kątem około 45°. W końcowej fazie (po około 800 sekundach od pierwszej obserwacji) opadł o około 3000 km po czym następnie zaczął się wznosić. Zachowanie takie nie było obserwowane w serdżach. Świadczyć to może o popełnieniu błędu grubego podczas analizy. Wobec tego jako wiarygodne należy uznać wyniki uzyskane w ciągu pierwszych 800 sekund obserwacji.

Zgęstki B i C wystartowały z powierzchni Słońca z miejsc bliskich sobie. Trajektoria zgęstka B miała spiralny kształt z promieniem krzywizny około 1000 km. Błędy współrzędnych x i y były dwukrotnie mniejsze od promienia krzywizny. Błąd współrzędnej z kumuluje się do 1500 km przy końcu obserwacji, jednak w środkowej fazie jest rzędu 500 – 1000 km. Powiedzieć więc można, że na granicy dokładności pomiarów odkryto w tym przypadku

spiralny ruch zgęstka.

Tor ruchu zgęstka C był stosunkowo prosty. Jednak na szczególną uwagę zasługują zmiany jego prędkości liniowej. Początkowo zgęstek miał prędkość bliską zeru. Po około 250 sekundach osiągnął prędkość około 80 km/s. Następnie prędkość znowu zmalała niemal do zera.

Zgęstek D został zaobserwowany w pętli magnetycznej w środkowej części protuberancji. Poruszający się wewnątrz niej zgęstek wyznaczył jej trójwymiarowy kształt. Z obserwacji tylko obrazujących nie można było powiedzieć, w którą stronę wygięta była pętla. Analizując położenie i prędkość radialną otrzymano kształt pętli wygiętej od obserwatora. Zgęstek obserwowano od momentu pojawienia się jego w szczycie pętli do momentu spadku na powierzchnię Słońca. Ostatnie zmierzone prędkości radialne były rzędu -40 km/s. Podczas ostatnich obserwacji (nieuwzględnionych w wyznaczaniu trajektorii), na krótko przed spadkiem na powierzchnię, zgęstek miał bardzo dużą prędkość radialną ku obserwatorowi. Jej wartość bezwzględna wynosiła ponad 50 km/s i była niemożliwa do wyznaczenia z powodu dużych przesunięć dopplerowskich⁸. Wiedząc o tym, jak również analizując otrzymaną trajektorię ruchu zgęstka, można powiedzieć, że pętla ta przecinała powierzchnię Słońca niemal stycznie.

6.3 Serdź z 25 września 2000

Analizie poddano serdź oraz otaczający go obszar obserwowany spektrografem MSDP w godzinach 11:09:48 UT – 11:33:56 UT. Strukturą referencyjną była plama słoneczna widoczna na obrazie będącym sumą obrazów pseudo-monochromatycznych w pobliżu miejsca wyrzutu serdża.

Błąd wyznaczenia położenia układu współrzędnych został oszacowany na podstawie pomiarów położenia miejsca przecięcia stopy sąsiadującej protuberancji spokojnej z brzegiem tarczy Słońca. Oszacowane wartości błędów to $\sigma_X = 1.41421$ pxl i $\sigma_Y = 1.70561$ pxl. Co odpowiada na Słońcu: 512 km i 617 km.

Wyniki analizy przedstawione są w załączniku C (strony 92–105). Prezen-

⁸Maksimum profilu znajdowało się poza obserwowanym zakresem widma. Obserwowano jedynie silnie przesunięte skrzydło linii.

tacja jest analogiczna do prezentacji w załączniku A.

Analizie poddano cztery zgęstki. Zgęstek A był obserwowany przez 12 minut na 12 skanach. Błąd wyznaczenia prędkości radialnej wynosił 3,8 km/s. Początkowo zgęstek wznosił się, następnie zawrócił i zaczął opadać. Trajektoria kształtem przypominała pętlę.

Zgęstki B i D obserwowane były w pobliżu serdża i nie pochodzą z jego materii. Zgęstek B był obserwowany przez 22 minuty na 20 skanach, zgęstek D – 7 minut na 6 skanach. Trajektorie obu zgęstków były do siebie podobne. Zgęstki poruszały się niemal prostoliniowo w kierunku obserwatora. Zgęstek B z prędkością radialną początkowo ok. -30 km/s, następnie ok. -15 km/s, zgęstek D z prędkością ok. -30 km/s a potem ok. -45 km/s.

Małe przesunięcia w płaszczyźnie nieba mogą jednak świadczyć, że nie mamy tu doczynienia ze zgęstkami, ale patrzymy niemal równoległe do szczytu pętli i obserwujemy materię, która przechodzi przez szczyt ze sporą prędkością. Całości pętli nie dostrzegamy być może z powodu małej gęstości materii w pętli. Dopiero patrząc wzdłuż kierunku wyznaczonego przez styczną w szczycie pętli obserwujemy dostateczną ilość materii, aby był ona jaśniejsza od tła nieba.

Zgęstek C obserwowany był przez 6 minut na 7 skanach. Początkowo jego prędkość radialna była bliska zeru, a następnie wzrosła do ok. 25 km/s. Jednak prędkość liniowa utrzymywała się cały czas w przedziale ok. 15 – 25 km/s. Początkowo wznosił się pionowo z powierzchni Słońca, a następnie poruszał się równoległe do powierzchni.

7 Podsumowanie

W pracy przedstawiono wyniki badań trójwymiarowych trajektorii ruchu materii w protuberancjach erupcyjnych i aktywnych. Oprogramowanie napisane na potrzeby niniejszej pracy może być zastosowane do analizy wielu zjawisk obserwowanych spektrografem MSDP Dużego Koronografu w Białkowie, w których obserwuje się rozdzielone zgestki materii.

W pracy przebadano kilkanaście trajektorii ruchu zgestków. Stwierdzono występowanie różnych trajektorii (m.in. ruch prostoliniowy oraz wymagający potwierdzenia w dalszych badaniach ruch spiralny).

Opracowana metoda wymaga jednak kilku ulepszeń sprzętowych i metodycznych. W badaniach zastosowano obserwacje widmowe w czwartym rzędzie widma siatki dyfrakcyjnej. Spowodowało to, że można było analizować tylko wąski przedział widma o szerokości około 2 \AA w okolicy linii $H\alpha$. Oznacza to, że materia, która porusza się z prędkościami radialnymi powyżej 50 km/s przestaje być widoczna. Zaobserwowane i analizowane w niniejszej pracy zgestki poruszały się z prędkościami liniowymi dochodzącymi do około 150 km/s . Aby zaobserwować materię poruszającą się z podobnymi prędkościami radialnymi, należałoby prowadzić obserwacje spektralne w niższym rzędzie widma.

Obecnie spektrograf MSDP w Białkowie dysponuje prism-boxem tylko o dziewięciu kanałach. Utrudnia to poprawne odtworzenie profilu linii $H\alpha$, a tym samym niekiedy powoduje nieprawidłowe wyznaczenie prędkości radialnej z przesunięcia maksimum profilu. Z kolei wyznaczanie przesunięcia metodą siecznych nie zawsze jest możliwe, ponieważ skrzydła profilu przy większych prędkościach radialnych wychodzą poza zakres obserwowanego przedziału widma. Aby poprawić dokładność wyznaczania prędkości radialnej, należy używać boxu o większej liczbie kanałów.

W obecnej wersji oprogramowania obserwator zaznacza na każdym obrazie położenie badanego zgestka, ograniczając go zaznaczanym prostokątem o bokach równoległych do krawędzi obrazu. Często zdarza się, że w zaz-

⁹Wielu wiele wie, nikt wszystkiego.

naczonym prostokącie oprócz zgęstka znajdują się inne, porównywalnie jasne struktury, które mają wpływ na wyznaczenie położenia centroidu i prędkości radialnej. Taka sytuacja szczególnie często ma miejsce, gdy zgęstek na przykład ma owalny kształt i jego dłuższa oś jest nachylona pod znacznym kątem do obu krawędzi obrazu. W przyszłości należy wprowadzić procedury umożliwiające zaznaczanie obszaru o dowolnym kształcie tak, aby odpowiednio oddzielić badany zgęstek.

Aby prawidłowo wyznaczyć trajektorię zgęstka należy dokonywać pomiarów prędkości i położenia jak najczęściej, czyli zwiększając częstość wykonywania skanów. Obecnie można tego dokonać jedynie zmniejszając liczbę obrazów składających się na jeden skan. Analizowane obserwacje były wykonywane z częstością raz na 45 sekund lub raz na pół minuty, odpowiednio przy piętnastu i dziesięciu ekspozycjach w skanie. Do prawidłowego wyznaczenia ruchu potrzebna jest częstość rzędu jednej obserwacji na około 10 sekund, co jest możliwe przy trzech ekspozycjach w skanie. Ogranicza to oczywiście obserwowany obszar na Słońcu do około $87000 \text{ km} \times 236000 \text{ km}$. Przy odpowiednim prowadzeniu obserwacji obszar taki może być wystarczający.

Należy także udoskonalić sposób prowadzenia gładkiej krzywej poprzez punkty obserwacyjne. W niniejszej pracy zastosowano aproksymację wielomianami metodą najmniejszych kwadratów oraz wygładzenie danych obserwacyjnych średnią ruchomą wraz z interpolacją funkcjami sklejanymi. Obie metody mogą budzić pewne zastrzeżenia.

Zgęstki materii poruszają się wzdłuż linii pola magnetycznego, które mogą mieć rozmaite kształty. Tylko w przybliżeniu współrzędne zgęstków jak i prędkość radialna zależą od czasu w sposób opisany wielomianem (dowolnego stopnia), w szczególności współrzędne dla ruchów spiralnych należało by aproksymować jakąś krzywą okresową.

Wydaje się, że lepszą metodą jest interpolacja funkcjami sklejanymi wygładzonych danych obserwacyjnych, ponieważ nie zakłada ona postaci funkcji dla całego zestawu obserwacji. Jednak uzyskane w ten sposób krzywe mają wiele punktów przegięcia i oscylują wokół linii trendu. Powoduje to znaczne wahania obliczonych wartości prędkości i przyspieszenia. Z kolei zastosowanie średniej ruchomej o większej szerokości (5 lub 7 punktów) jest

bardzo często niemożliwe ze względu na małe liczby punktów w przedziałach pomiędzy przerwami w obserwacjach. Potrzebne jest narzędzie matematyczne, które nie zakłada jakiegokolwiek zależności funkcyjnej współrzędnych i prędkości radialnej od czasu (w przeciwieństwie do wielomianów) i na tyle „elastyczne”, aby nie dopasowywało się do pojedynczych, odstających punktów i nie powodowało przy tym częstych zmian pierwszej i drugiej pochodnej (jak funkcje sklejjane).

Warte dokładniejszego przetestowania są tzw. *metody odporne* (ang. *robust methods*). Są to, obecnie rzadko stosowane, metody statystyczne, których wyniku w istotny sposób nie zaburzają odstające obserwacje i błędy grube.

Stwierdzono, że wyznaczenie prędkości radialnej zgęstków silnie zależy od wybranego poziomu izofoty. Różnice między średnimi prędkościami wyznaczonymi dla tego samego zgęstka, ale ograniczonego izofotami 70% i 90% dochodziły do 10 km/s. Spowodowane to być może tym, że w samym zgęstku zachodzą wewnętrzne ruchy materii (w szczególności ruchy rotacyjne opisane w rozdziale 5.3).

W trakcie analizy danej sekwencji obserwacyjnej badany zgęstek często doznawał dużych zmian prędkości radialnej przez co przestawał być widoczny w jednej tylko długości fali. Metodycznym problemem był wybór referencyjnej długości fali do obliczania prędkości radialnej i położenia.

Podczas opracowywania danych obserwacyjnych przetestowano trzy metody śledzenia zgęstków: 1. analiza obrazów w długości fali, dla której zgęstek jest najlepiej widoczny, 2. analiza obrazów w długości fali odpowiadającej prędkości radialnej (metoda iteracyjna), 3. analiza obrazów nr 2 – sumy wszystkich obrazów pseudo-monochromatycznych.

Każda z tych metod ma swoje wady i zalety.

W pierwszej, stosując kryterium najlepszej widoczności, rozszerzamy zakres obserwowanych prędkości radialnych, ale wprowadzamy przy tym element subiektywności podczas wybierania długości fali.

W drugiej metodzie na początku obliczamy prędkość radialną w centrum linii $H\alpha$. Następnie sprawdzamy jakiemu przesunięciu w dziedzinie widma odpowiada uzyskana prędkość radialna. Jeśli jest większa niż $\pm 100 \text{ m}\text{\AA}$ to ponownie obliczamy prędkość radialną, tym razem na obrazie o długości fali,

który jest najbliższy długości fali poprawionej o przesunięcie. Schemat ten powtarzamy aż do momentu, gdy różnica między długością fali odpowiadającą prędkości radialnej a długością fali obrazu z jakiego została obliczona jest mniejsza od $100 \text{ m}\text{\AA}$ (długości fali obrazów pseudo-monochromatycznych różnią się o $200 \text{ m}\text{\AA}$ - patrz tabela 5 na stronie 29). Zaletą tej metody jest wyeliminowanie subiektywności w wyborze, wadą czasochłonność.

Naturalnym wydaje się być zastosowanie trzeciej metody. Analizując obrazy sumy obrazów pseudo-monochromatycznych nie musimy wybierać referencyjnej długości fali. Jednak na obrazach będących sumą obrazów pseudo-monochromatycznych maleje stosunek sygnału do szumu i spada kontrast. Często nie można oddzielić zęstka od tła i innych struktur. Jest to m.in. spowodowane tym, że Duży Koronograf jest usytuowany na niskiej wysokości nad poziomem morza wobec czego do teleskopu dostaje się więcej światła rozproszonego w atmosferze. Rozwiązaniem byłoby prowadzenie obserwacji za pomocą spektrografu MSDP w obserwatorium wysokogórskim lub na pokładzie satelity.

Na obecnym etapie badań żadna z metod nie jest wyraźnie najlepsza.

Dalszym kierunkiem badań, które warto podjąć na bazie uzyskanych wyników jest analiza dynamiki ruchów zęstków. Badając przyspieszenia jakich doznaje obserwowany zęstek można oszacować siły na niego działające, a tym samym może to się przyczynić do lepszego poznania struktury magnetycznej protuberancji i procesów w nich zachodzących.

Reasumując: analizując dane obserwacyjne ze spektrografu MSDP można wyznaczyć trójwymiarowe trajektorie indywidualnych zęstków materii w protuberancjach. Łącząc te obserwacje z danymi z satelitów STEREO będziemy mogli śledzić destabilizacje i erupcje wielkoskalowych systemów magnetycznych, których przejawem są erupcje protuberancji i koronalne wyrzuty materii. Połączone pole widzenia spektrografu MSDP ($1.0 - 2.0 R_{\odot}$) i satelitów STEREO ($1.4 R_{\odot} - 1 \text{ AU}$) umożliwi obserwację ewolucji materii od powierzchni Słońca do orbity Ziemi.

Literatura

- [1] Brueckner G.E. i in., 1995, The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO), SoPh 162,357
- [2] Cliver, 1989, SoPh 122,319
- [3] Eddy, 1974, A&A 34,235
- [4] Gilbert i in., 2000, ApJ 537,503
- [5] Gopalswamy i in., 2003, ApJ 586,562
- [6] Hellwig Zdzisław, „Elementy Rachunku Prawdopodobieństwa i Statystyki Matematycznej”, wyd.12, PWN, Warszawa 1995
- [7] IDL(R) Reference Guide - Interactive Data Language, Version 4, Research Systems Inc., Boulder 1995
- [8] Kozar Tadeusz, 1970, Ruch węzłów w protuberancji eruptywnej, praca magisterska, Wrocław
- [9] Lyot Bernard, 1932, Étude de la couronne solaire en dehors des éclipses, Zeitschrift für Astrophysik, 5, 73
- [10] Lyot Bernard, 1933, The Study of the Solar Corona without an Eclipse, JRASC 27,225
- [11] Mein Pierre, 1991, Solar 2D spectroscopy: a new MSDP instrument A&A 248,669
- [12] Mein Pierre, 1977, Multi-Channel Subtractive Spectrograph and Filament Observations, SoPh 54,45
- [13] Mouradian Z. i in., 1980, Proceedings of the Japan-France Seminar, str. 271
- [14] Munro i in., 1979, SoPh 61,201
- [15] Pettit Edison, 1932 Characteristic Features Of Solar Prominences, ApJ 76,9

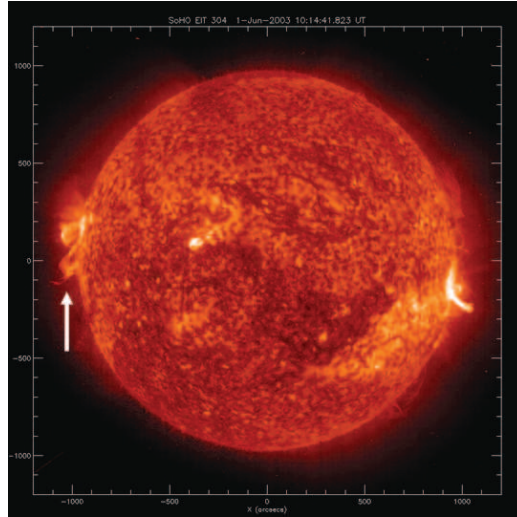
- [16] Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A, Vetterling W.T., „Numerical Recipes - The Art of Scientific Computing”, Cambridge University Press, 1986
- [17] Rocznik Astronomiczny na rok 2006 (LXI), Instytut Geodezji i Kartografii, Warszawa 2005
- [18] Rompolt Bogdan, 1975, Rotational Motions in Fine Solar Structures, Acta Universitatis Wratislaviensis No. 252, PWN Warszawa – Wrocław
- [19] Rompolt Bogdan, 1990, Small Scale Structure and Dynamics of Prominences, Hvar Obs. Bull. 14,37-102
- [20] Rompolt Bogdan, 1998, Horizontal Expansion of Eruptive Prominences w: New Perspectives on Solar Prominences, ASP Conference Series 150,330
- [21] Rompolt Bogdan, Mein Pierre, Mein Nicol, Rudawy Paweł, Berlicki Arkadiusz, 1993, The MSDP Recently Installed at the Spectrograph of the Large Coronagraph of the Wrocław Astronomical Intitute, JOSO Annual Report'93
- [22] Rudawy Paweł , 2006, Informacja prywatna
- [23] Rudawy Paweł, 1995, MSDP Software in IDL, JOSO Annual Report'95, str.159
- [24] Sakurai T., 1976, Publ.Astron.Soc.Japan. 28,177
- [25] Secchi A., 1875-1877, Le Soleil, Gauthier-Villars, Paris, Vol. 1,2
- [26] Sheeley i in., 1983, ApJ 272,349
- [27] Shibata, 1995, ApJ 451,L83
- [28] Stix Michael, 1989, „The sun – An introduction”, Springer-Verlag, Berlin
- [29] Strong Keith T. i in. (ed.), 1999, The many faces of the sun: a summary of the results from NASA's Solar Maximum Mission, Springer

- [30] Tandberg-Hanssen Einar, 1995, The Nature of Solar Prominences, Kluver Academic Publishers
- [31] The Sun and Heliosphere In Three Dimensions, Report of the NASA Science Definition Team for the STEREO Mission
- [32] Tomczak Michał, 2004, A&A 417,1133
- [33] Vršnak B., 1998, Prominence Eruptions, New Perspectives on Solar Prominences, ASP Conference Series 150,302-309
- [34] Wróblewski Andrzej Kajetan, Zakrzewski Janusz Andrzej, „Wstęp do fizyki”, tom.1, PWN Warszawa, 1976
- [35] Yashiro i in., 2005, JGR 110,A12505
- [36] Zirin Herold, 1988, „Astrophysics of the Sun”, Cambridge University Press
- [37] <http://idlastro.gsfc.nasa.gov/>
- [38] <http://sohowww.nascom.nasa.gov>
- [39] <http://stereo.gsfc.nasa.gov>
- [40] www.helio.astro.uni.wroc.pl

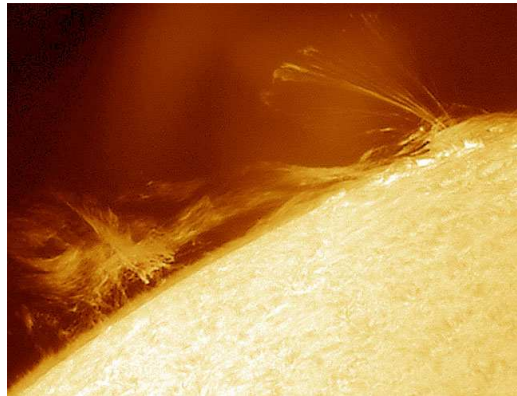
Finis coronat opus.

Załącznik A

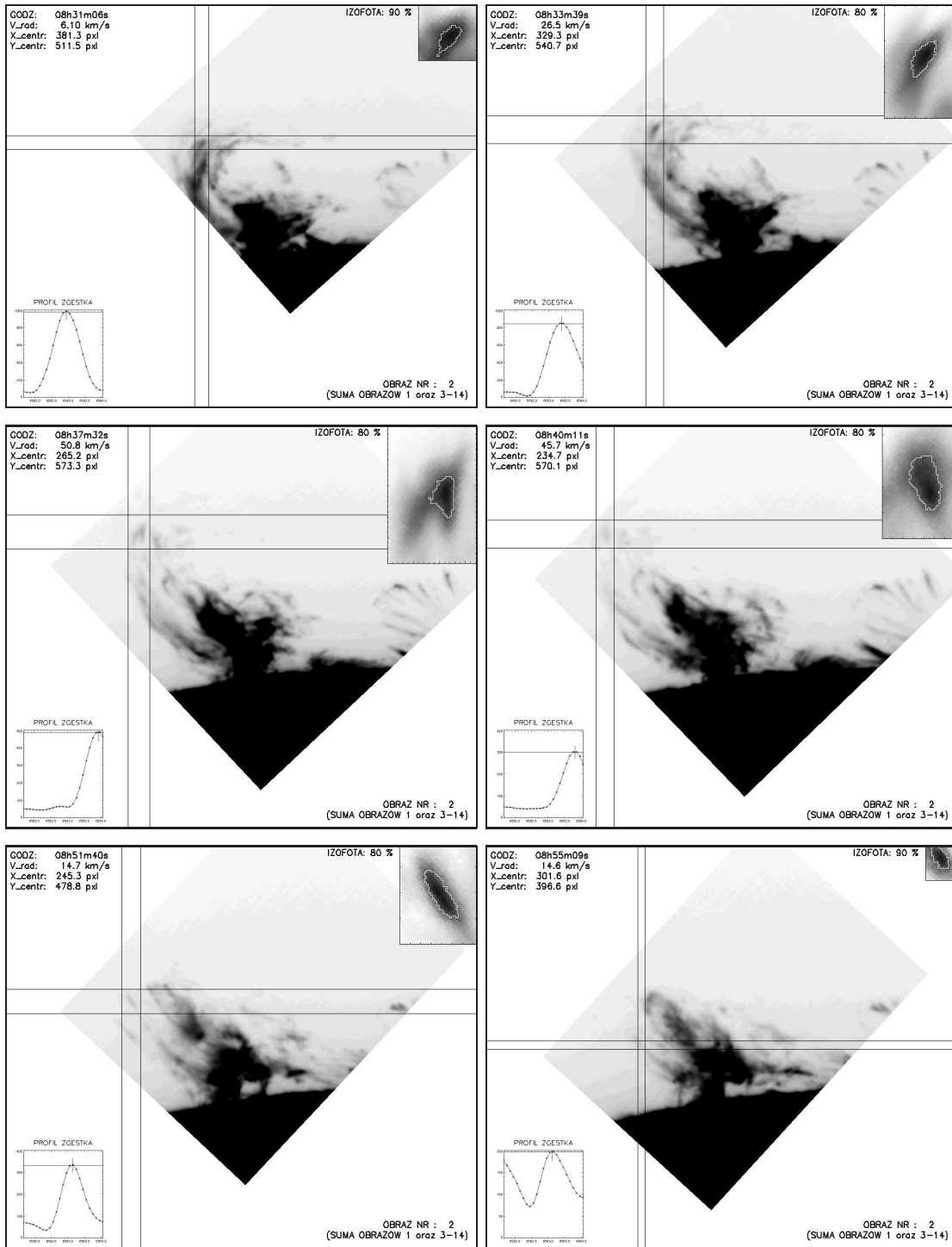
Erupcja protuberancji z 1 czerwca 2003



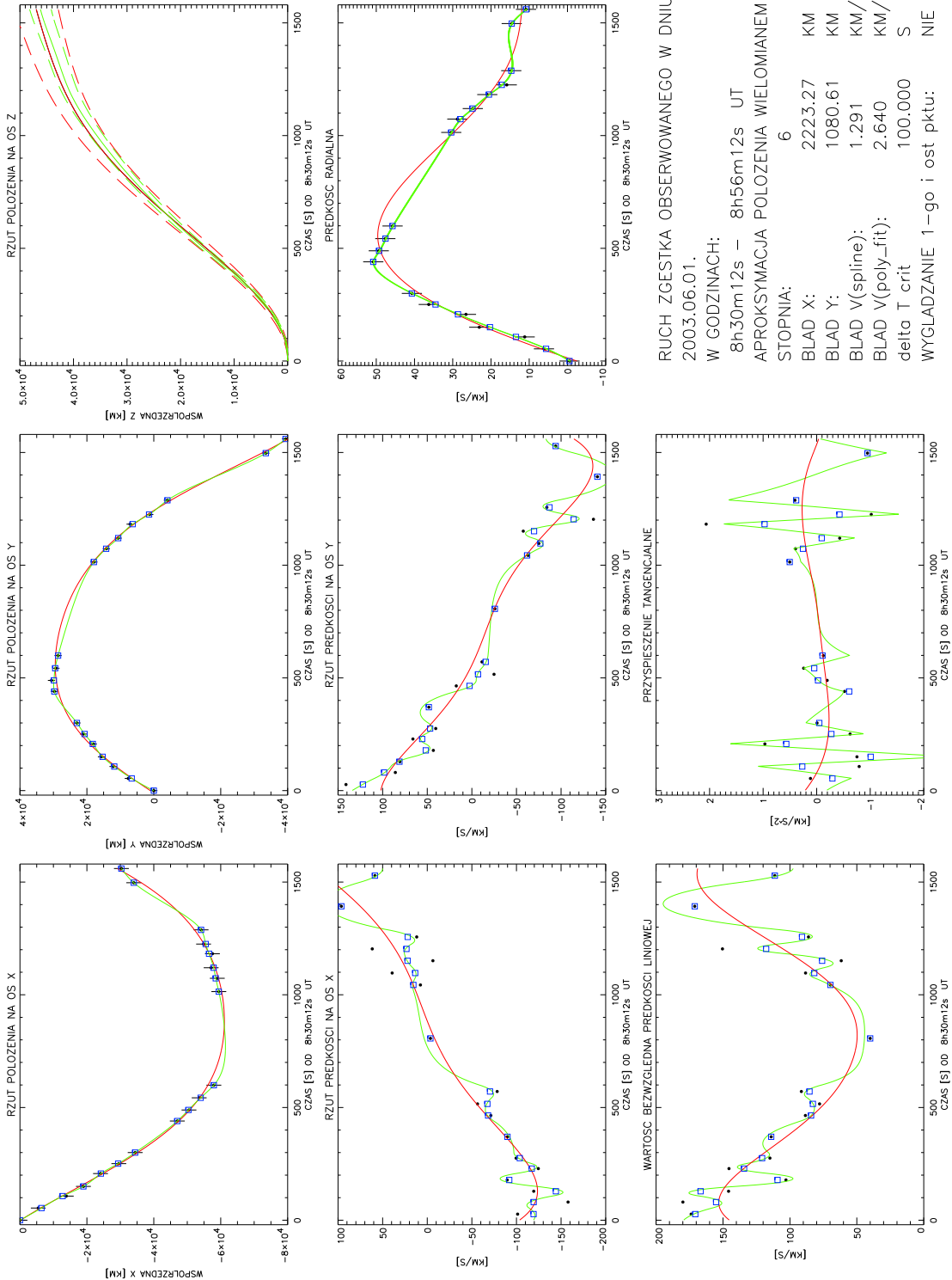
Rysunek 19: Zdjęcie wykonane przez satelitę SOHO instrumentem EIT w linii 304 Å. Położenie obszaru aktywnego wraz z badaną protuberancją zaznaczono strzałką. Zdjęcie z godziny 10h14m41s UT [38].



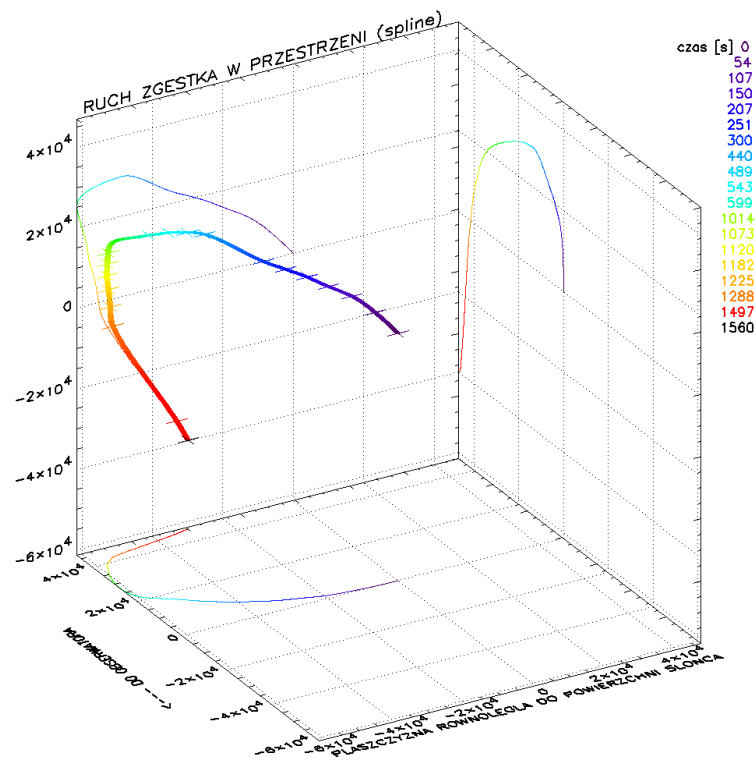
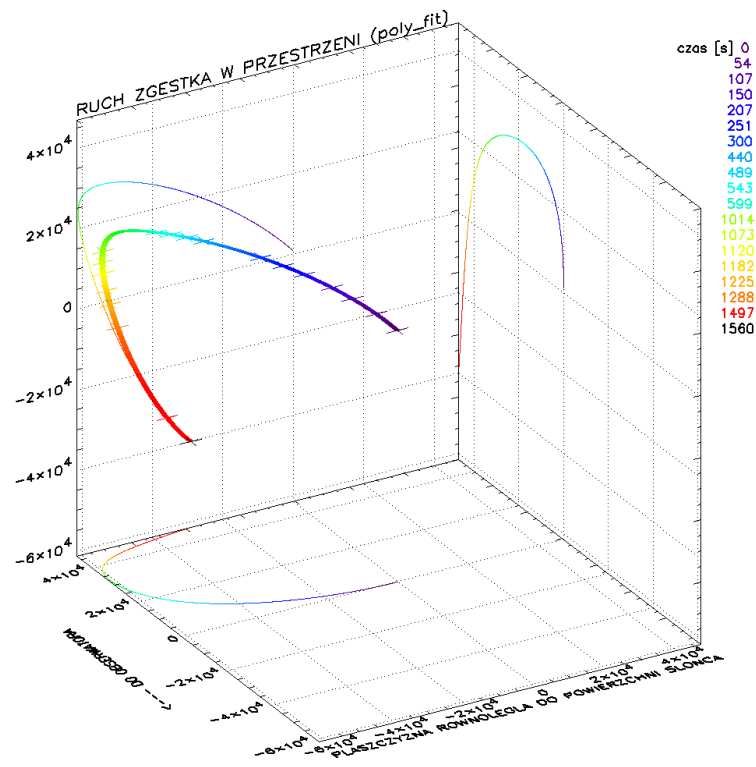
Rysunek 20: Badana protuberancja zaobserwowana amatorskim teleskopem w Stuttgarcie (©Stefan Seip)



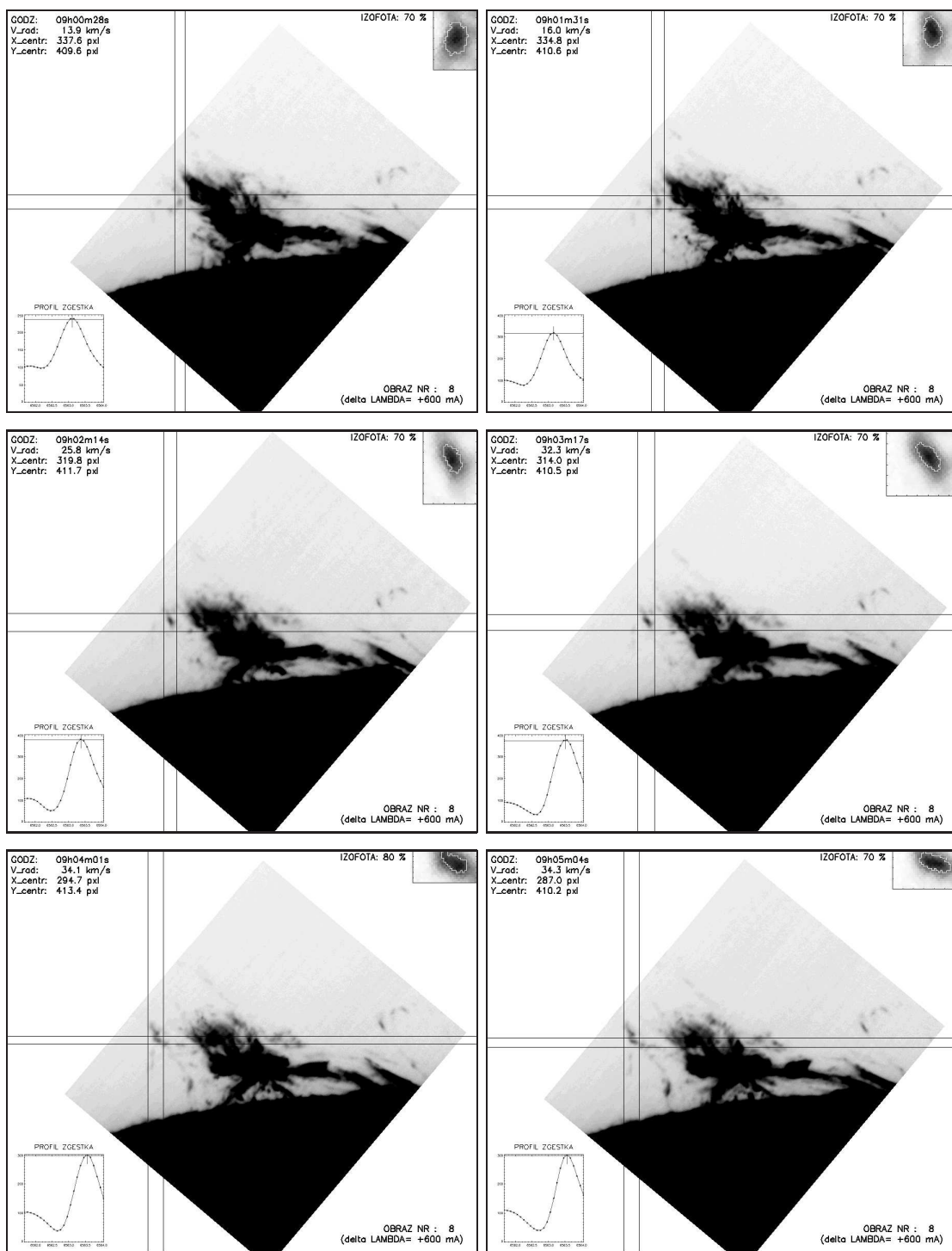
Rysunek 21: Zgęstek A



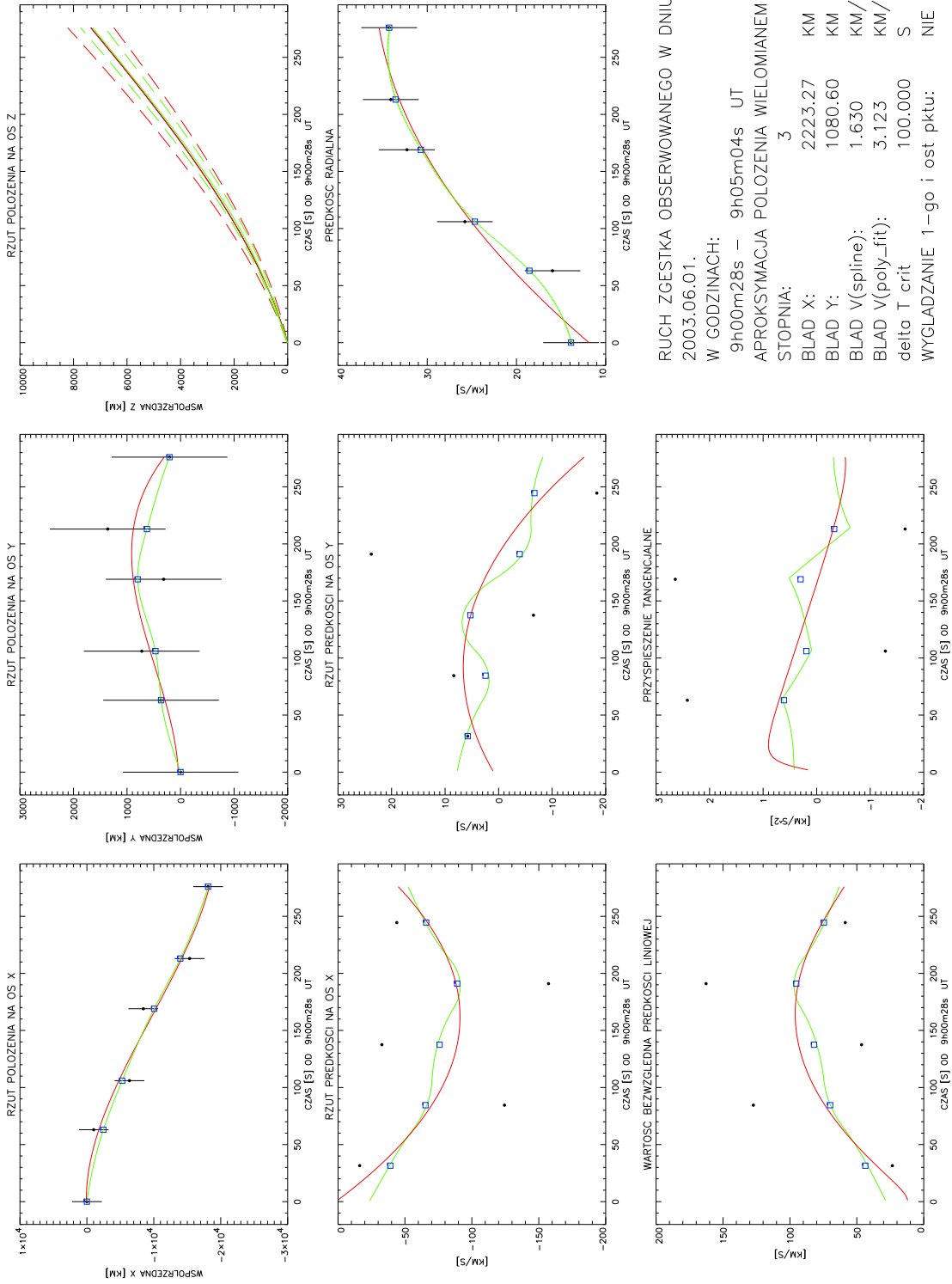
Rysunek 22: Własności kinematyczne zgęstka A



Rysunek 23: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka A

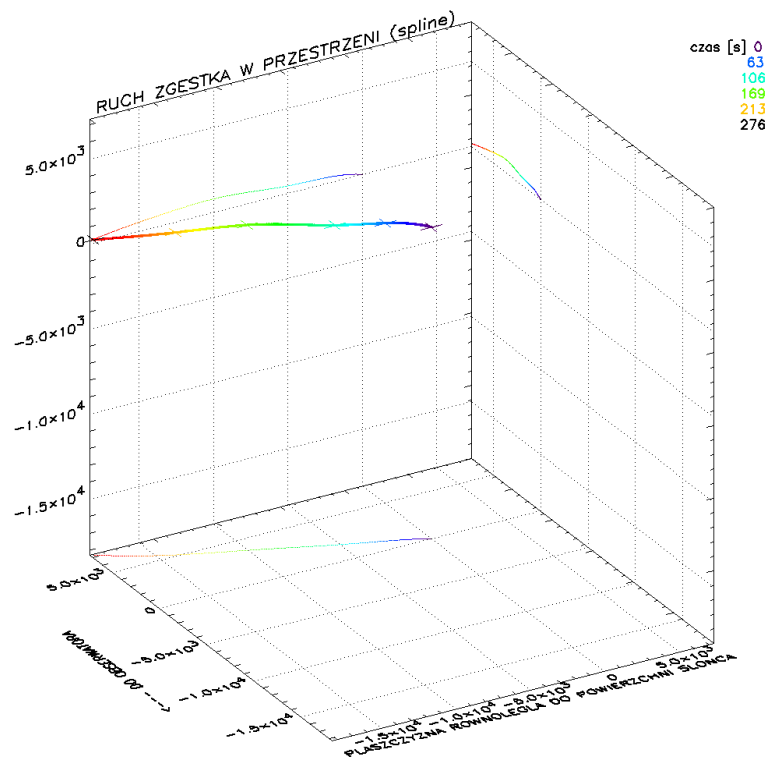
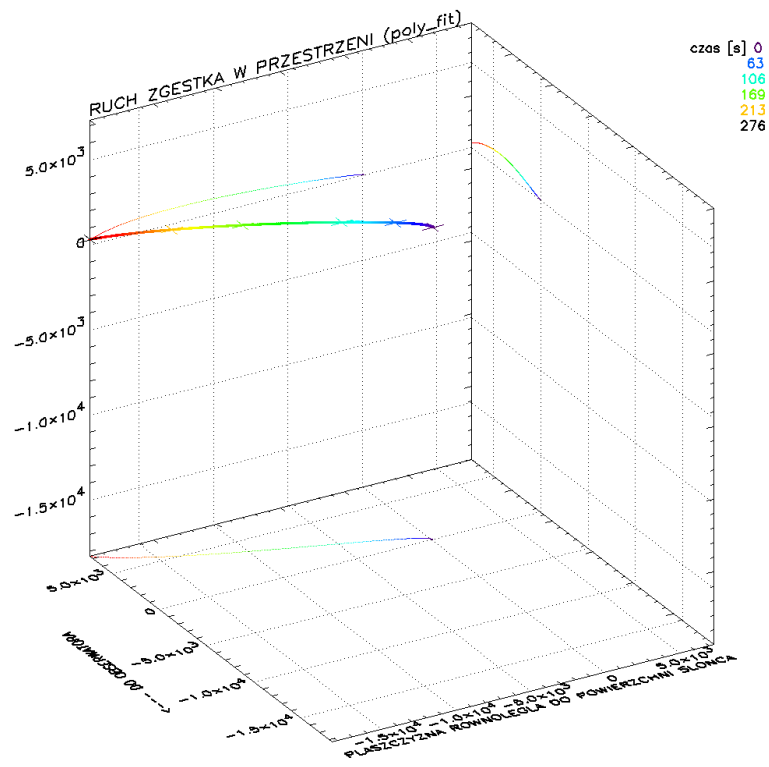


Rysunek 24: Zgęstek B

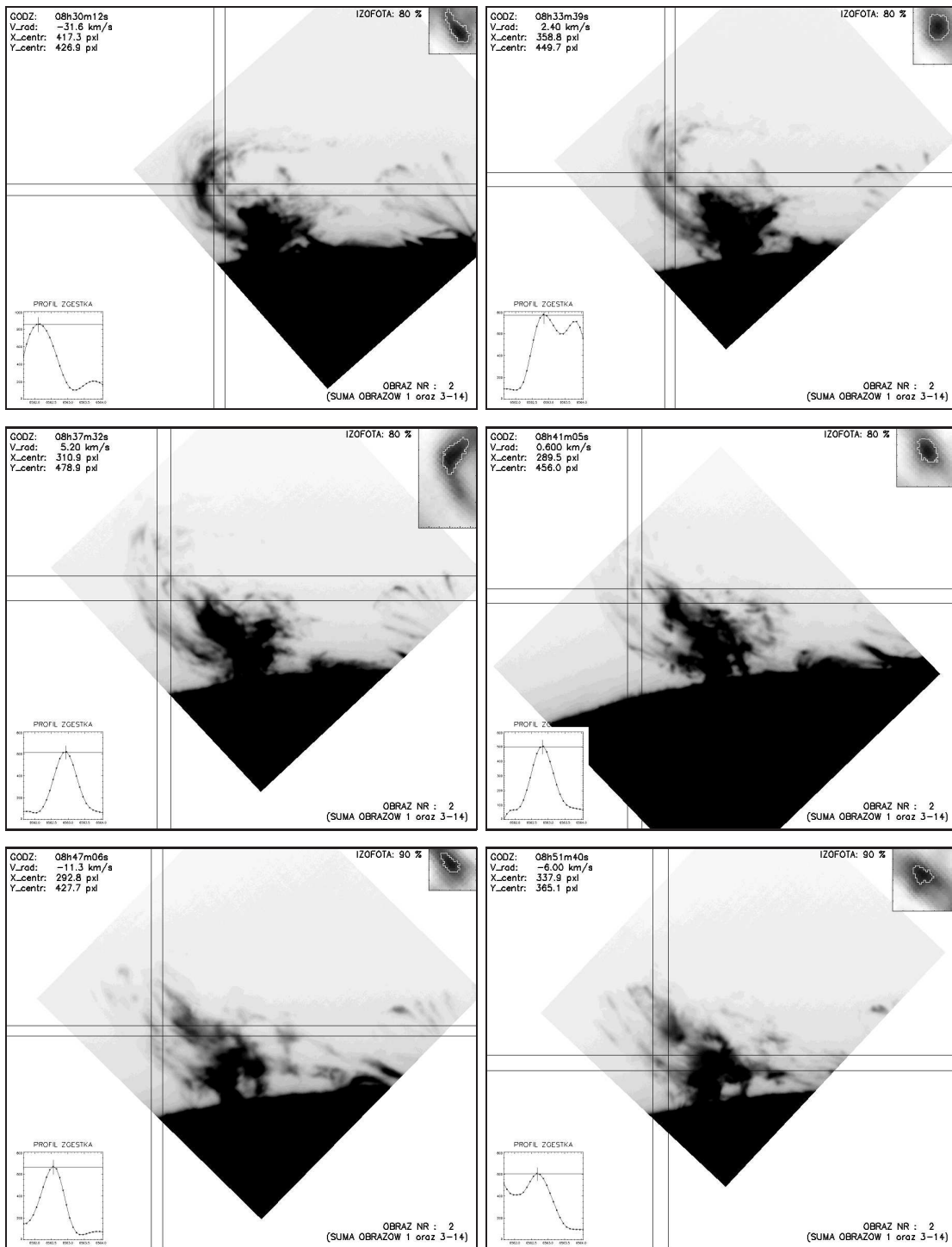


RUCH ZGĘSTKA OBSERWOWANEGO W DNIU:
 2003.06.01.
 W GODZINACH:
 9h00m28s – 9h05m04s UT
 APROKSYMACJA POŁOŻENIA WIELOMIANEM
 STOPNIA:
 3
 BŁĄD X:
 2223.27 KM
 BŁĄD Y:
 1080.60 KM
 BŁĄD V(spline):
 1.630 KM/S
 BŁĄD V(poly_fit):
 3.123 KM/S
 delta T crit
 100.000 S
 WYGLĄDZANIE 1-go i ost pktu:
 NIE

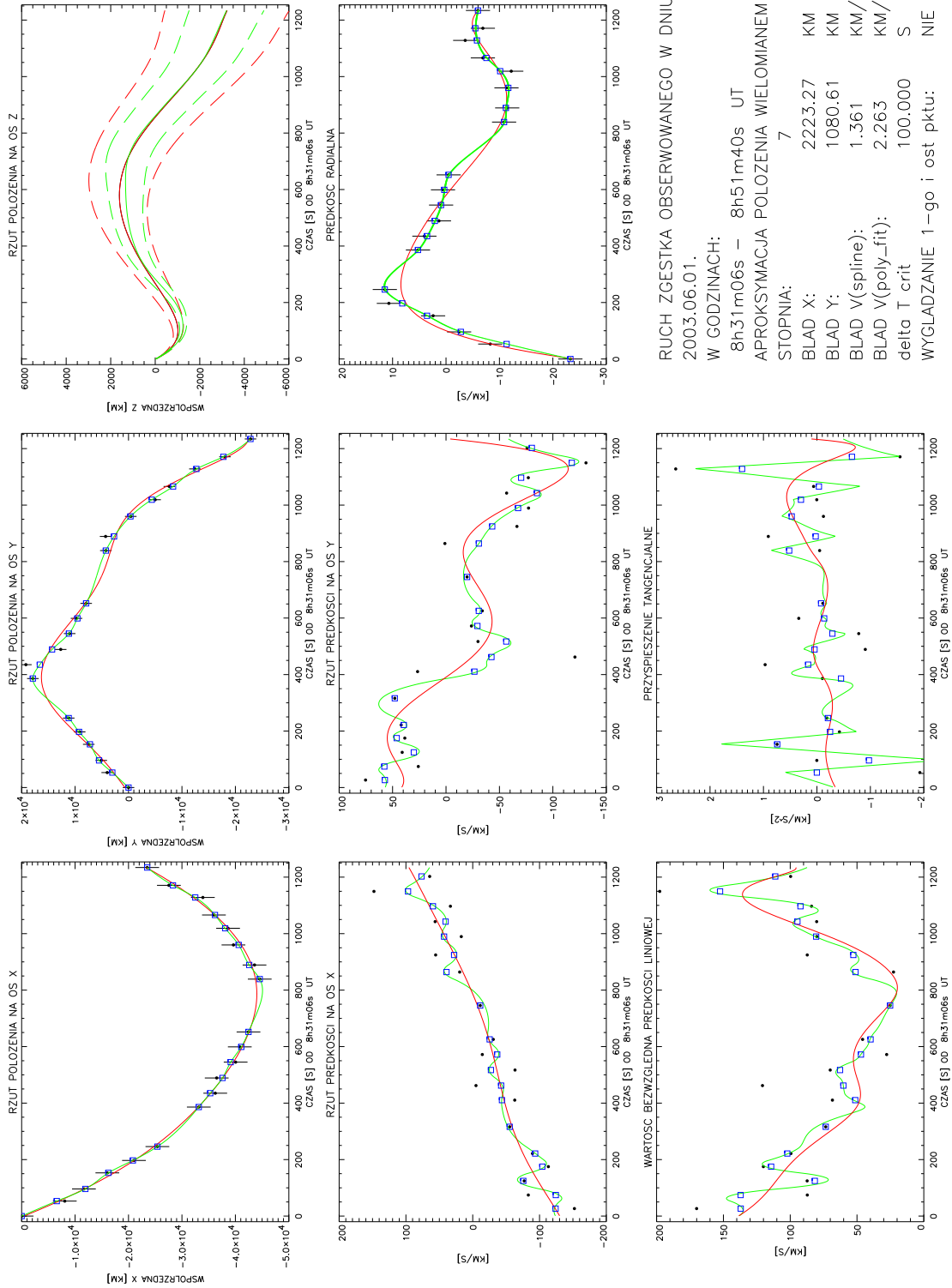
Rysunek 25: Własności kinematyczne zgęstka B



Rysunek 26: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka B

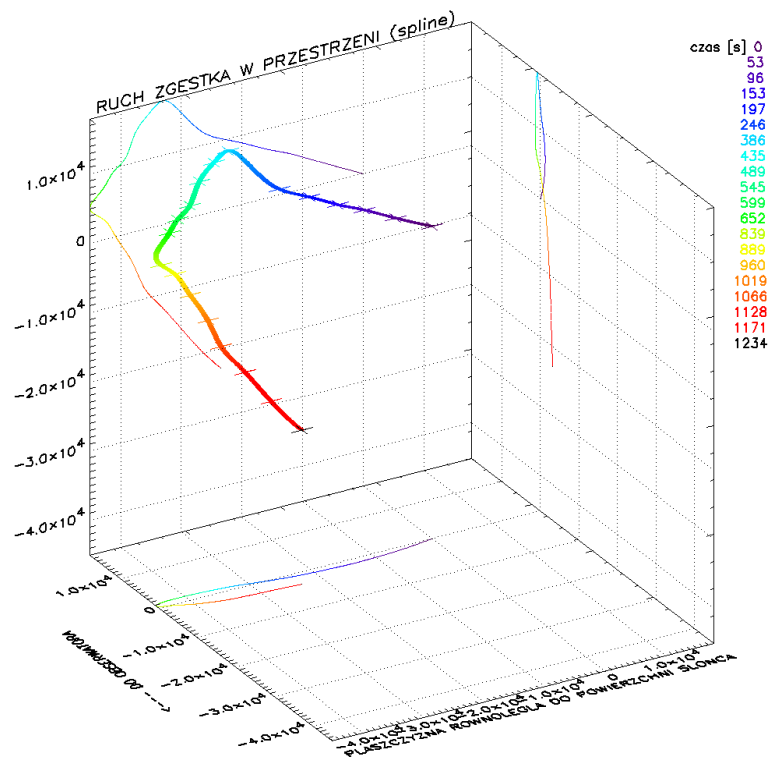
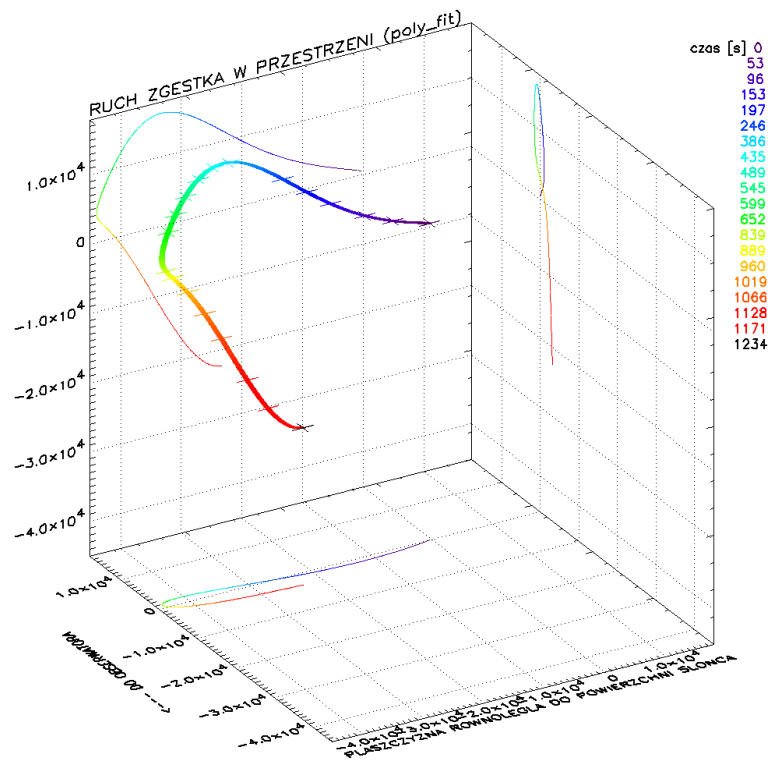


Rysunek 27: Zgęstek C

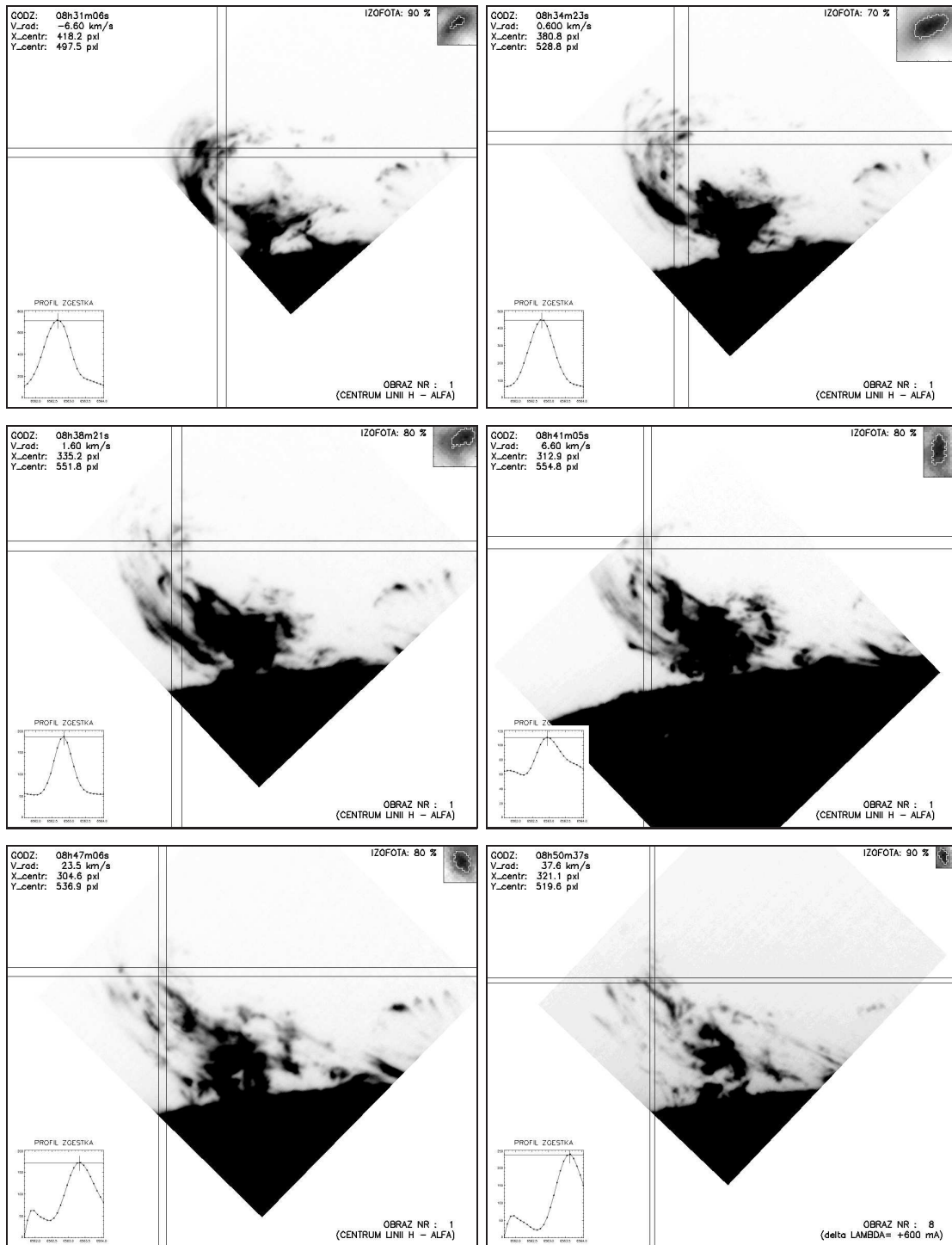


RUCH ZGĘSTKA OBSERWOWANEGO W DNIU:
 2003.06.01.
 W GODZINACH: 8h31m06s – 8h51m40s UT
 APROKSYMACJA POŁOŻENIA WIELOMIANEM
 STOPNIA: 7
 BŁĄD X: 2223.27 KM
 BŁĄD Y: 1080.61 KM
 BŁĄD V(spline): 1.361 KM/S
 BŁĄD V(poly_fit): 2.263 KM/S
 delta T crit: 100.000 S
 WYGLĄDZANIE 1-go i ost pktu: NIE

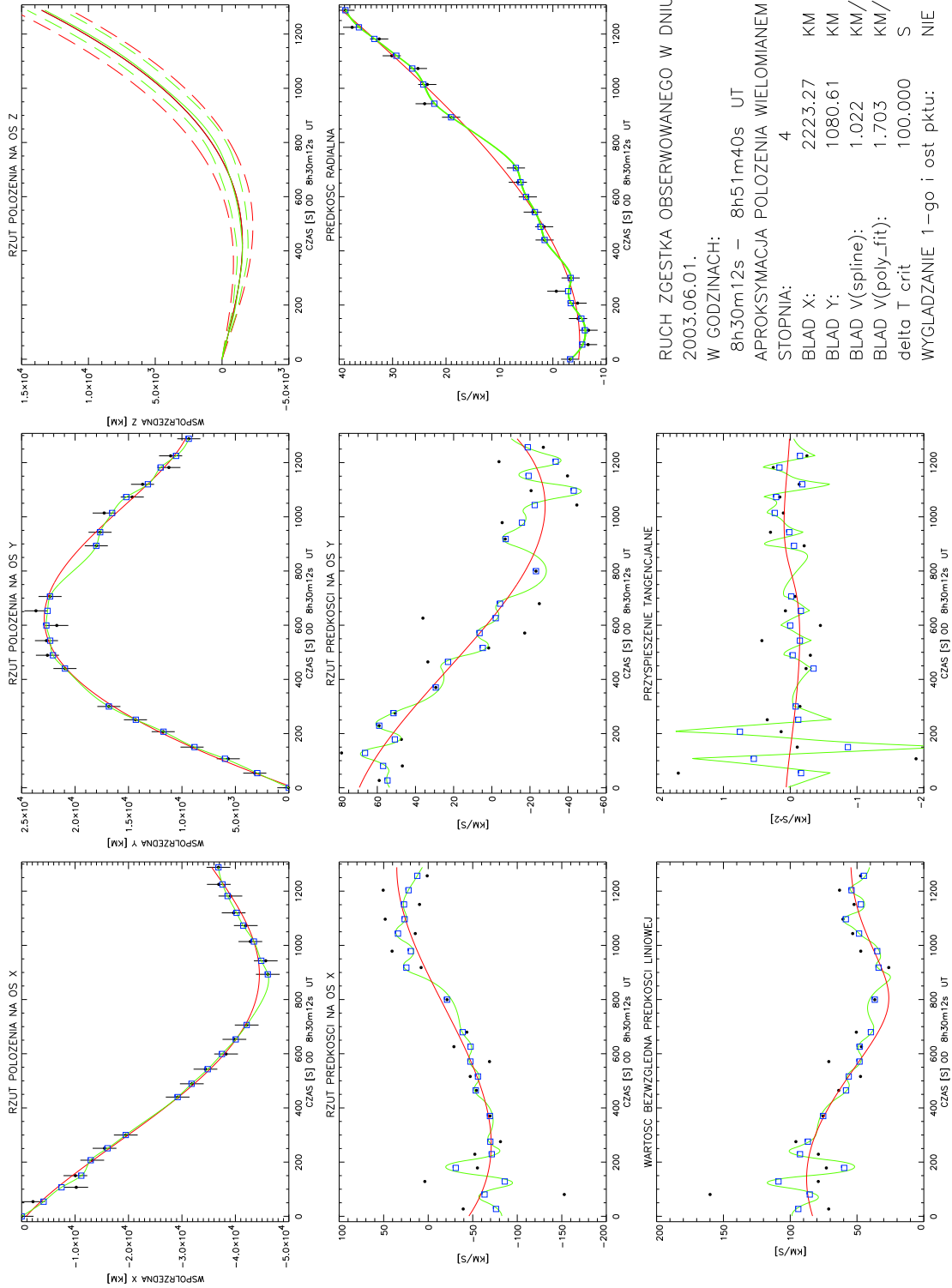
Rysunek 28: Własności kinematyczne zgęstka C



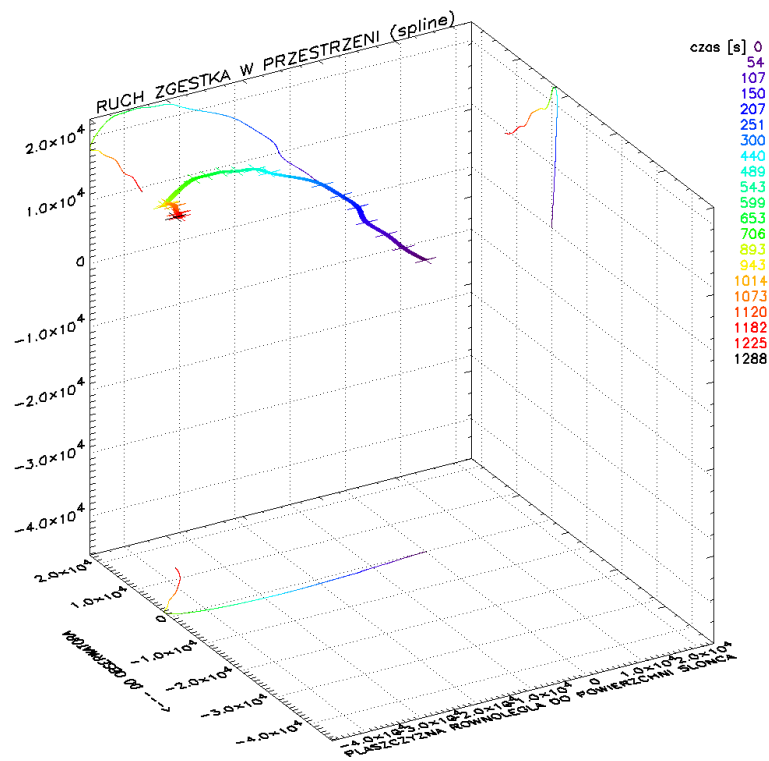
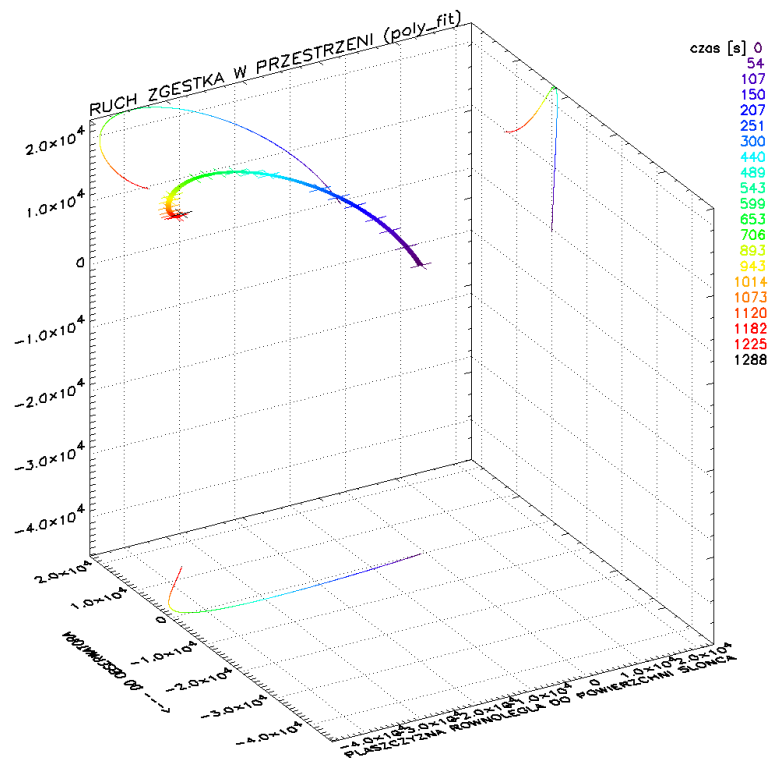
Rysunek 29: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka C



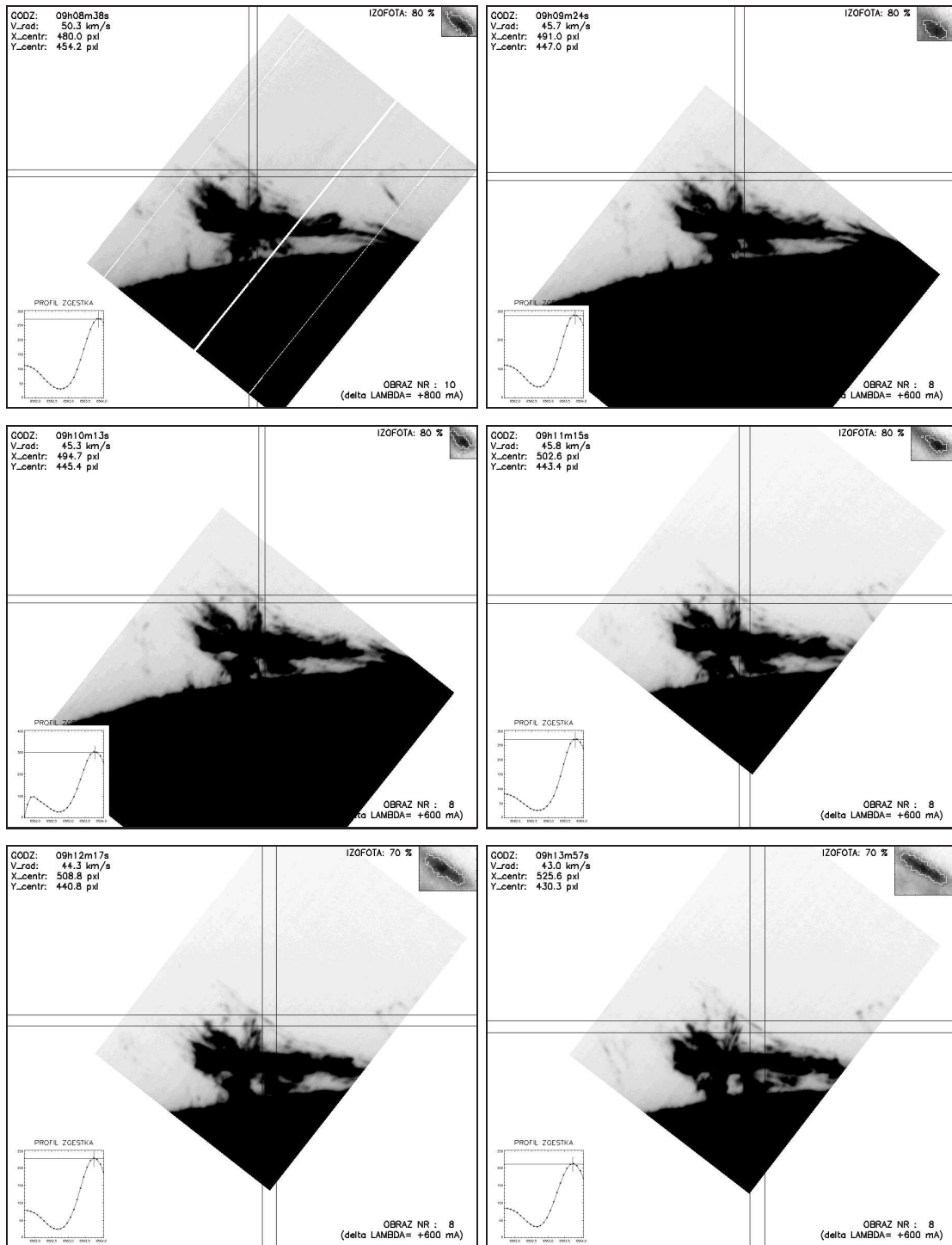
Rysunek 30: Zgęstek D



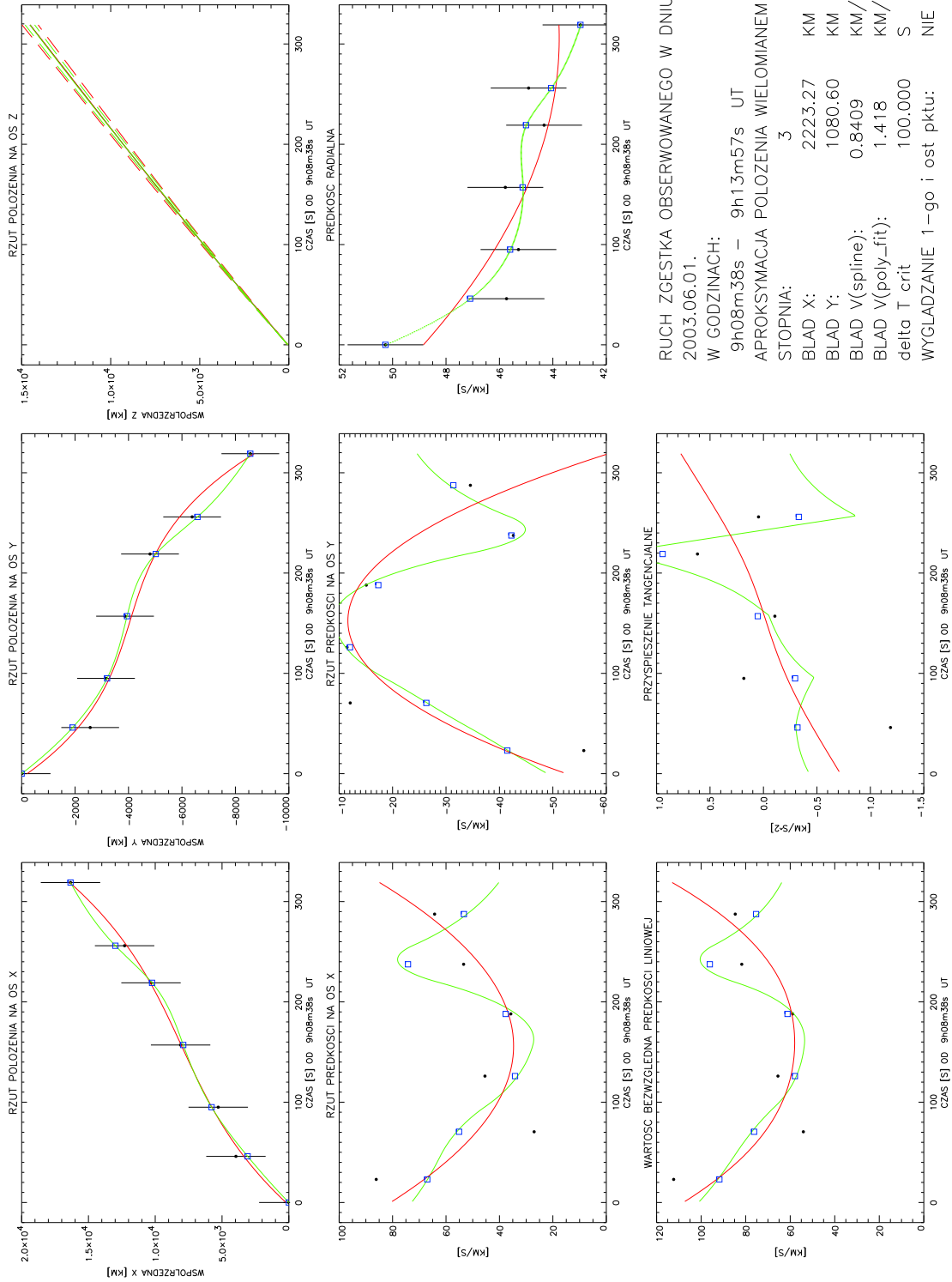
Rysunek 31: Własności kinematyczne zgęstka D



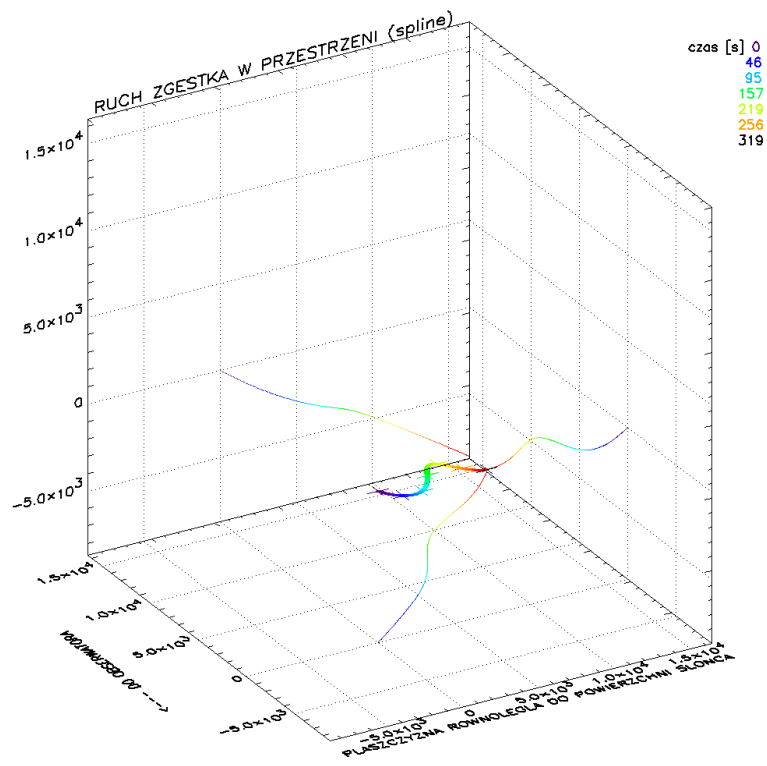
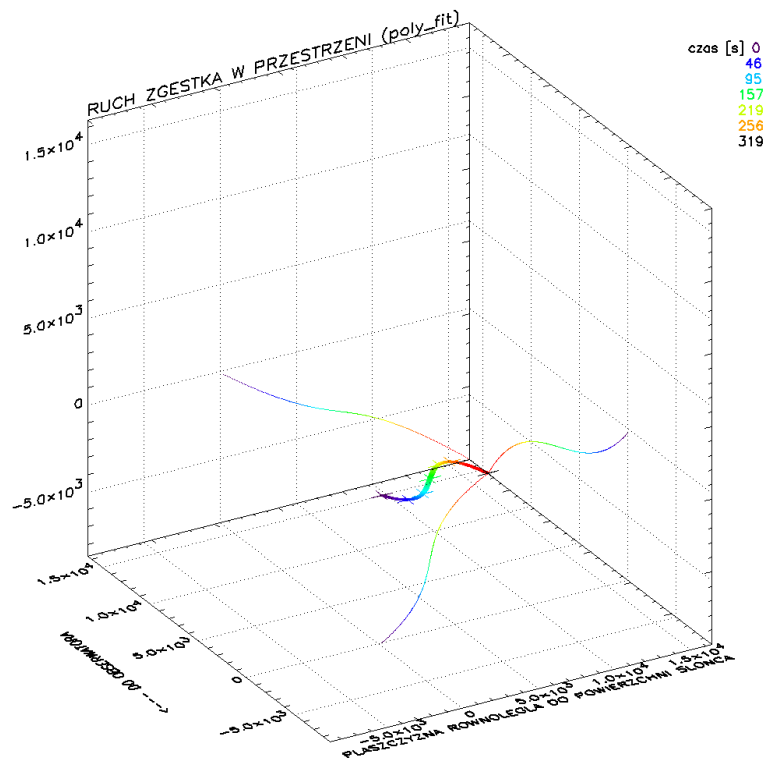
Rysunek 32: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka D



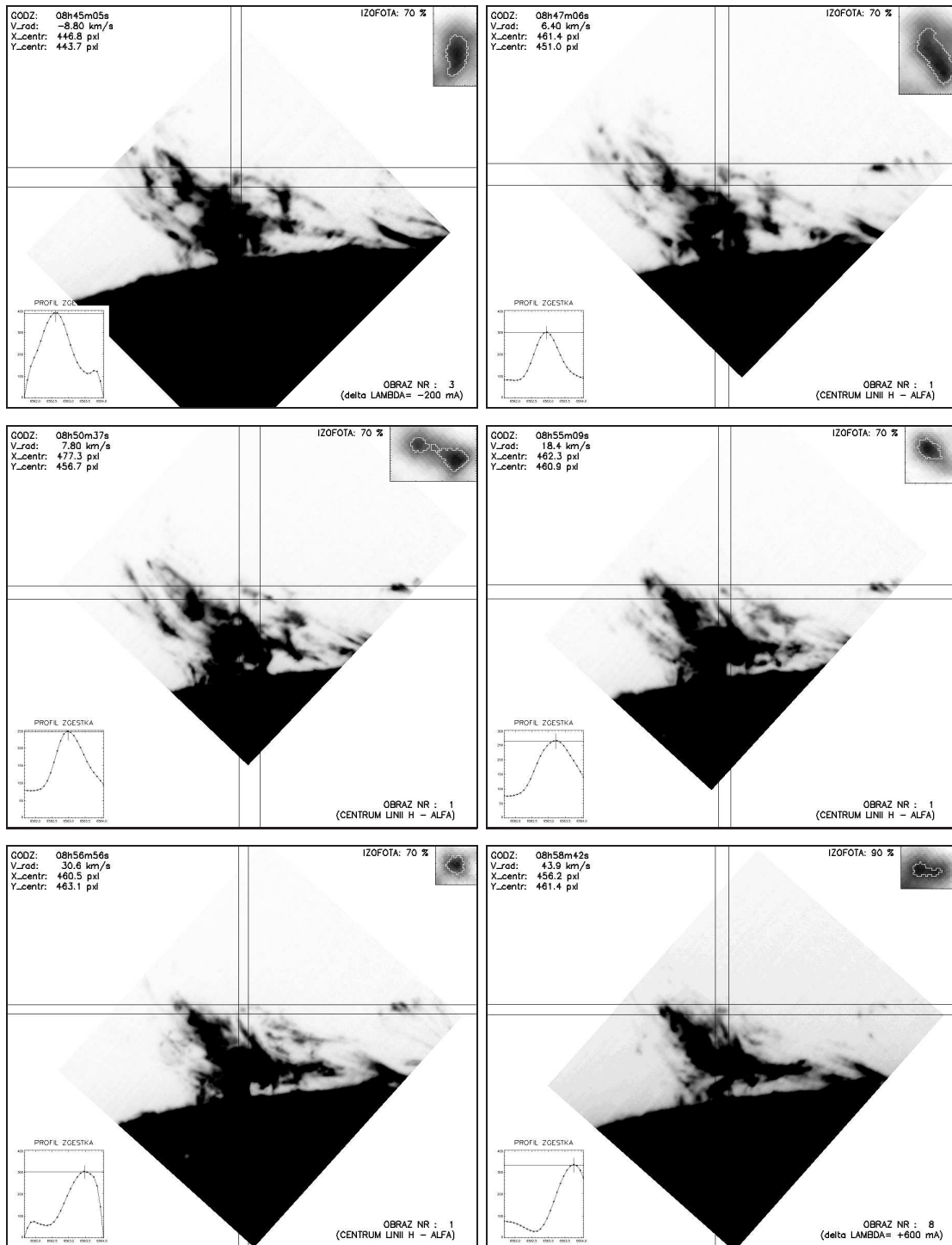
Rysunek 33: Zgęstek E



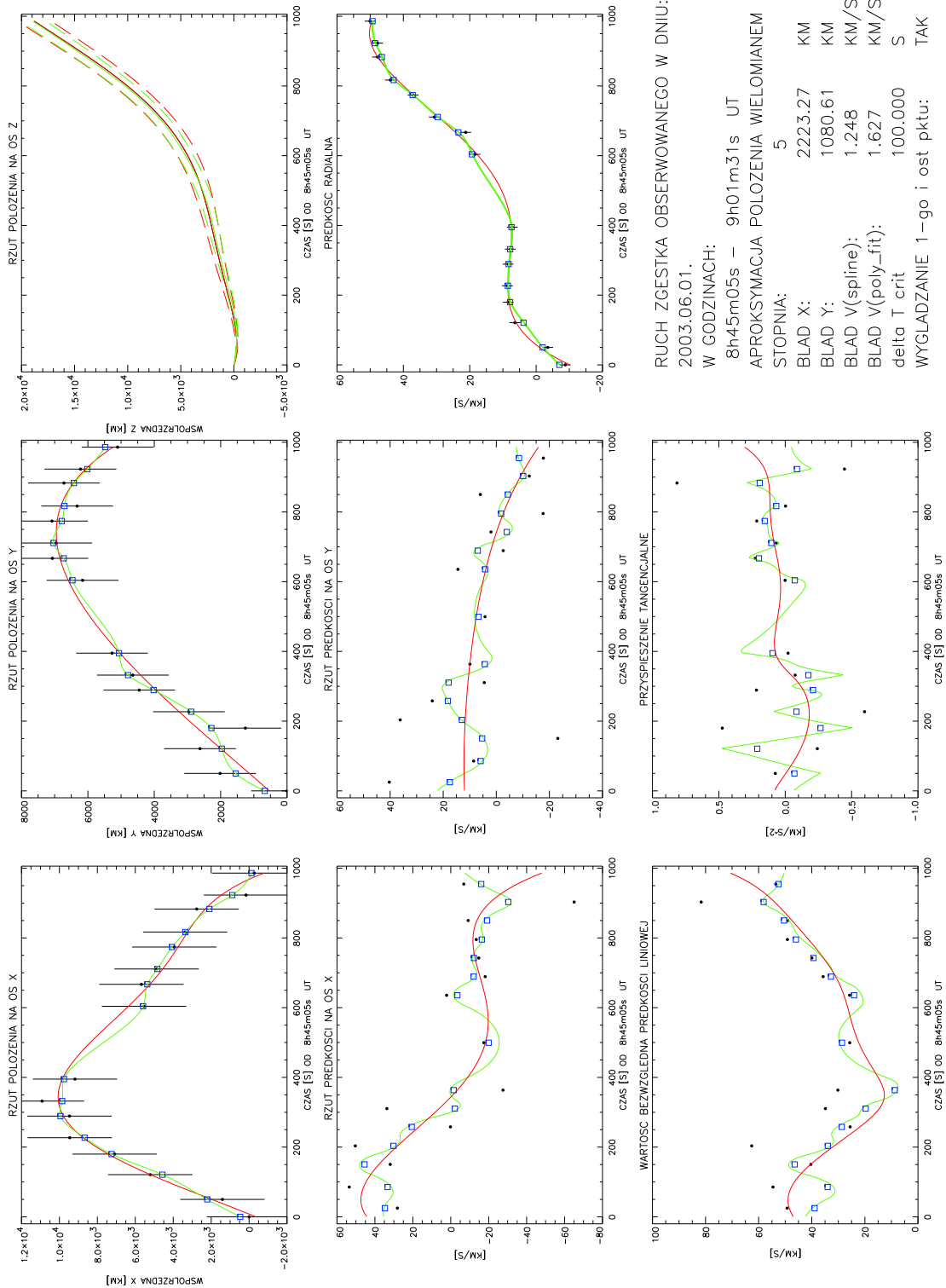
Rysunek 34: Własności kinematyczne zgęstka E



Rysunek 35: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka E

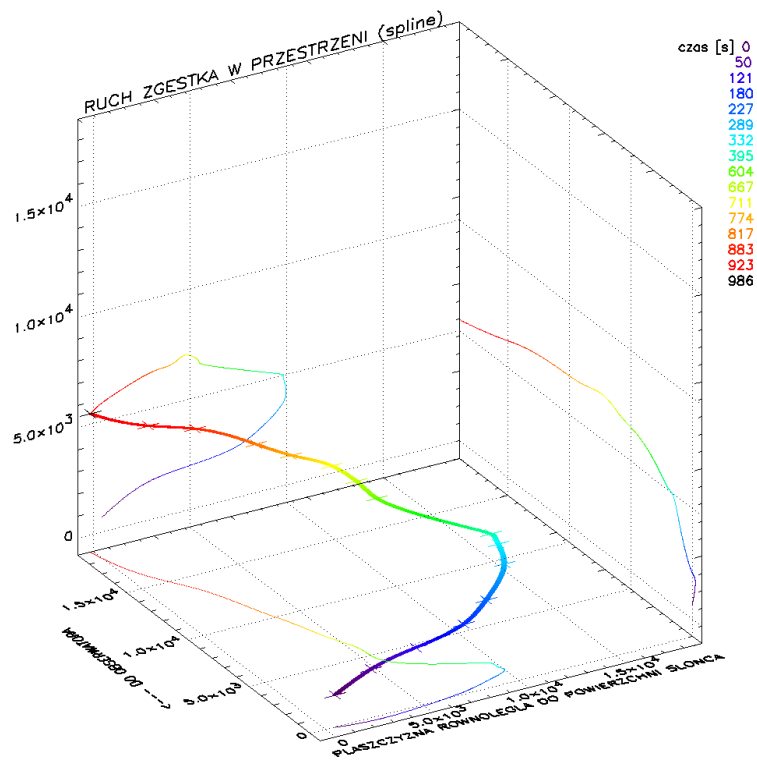
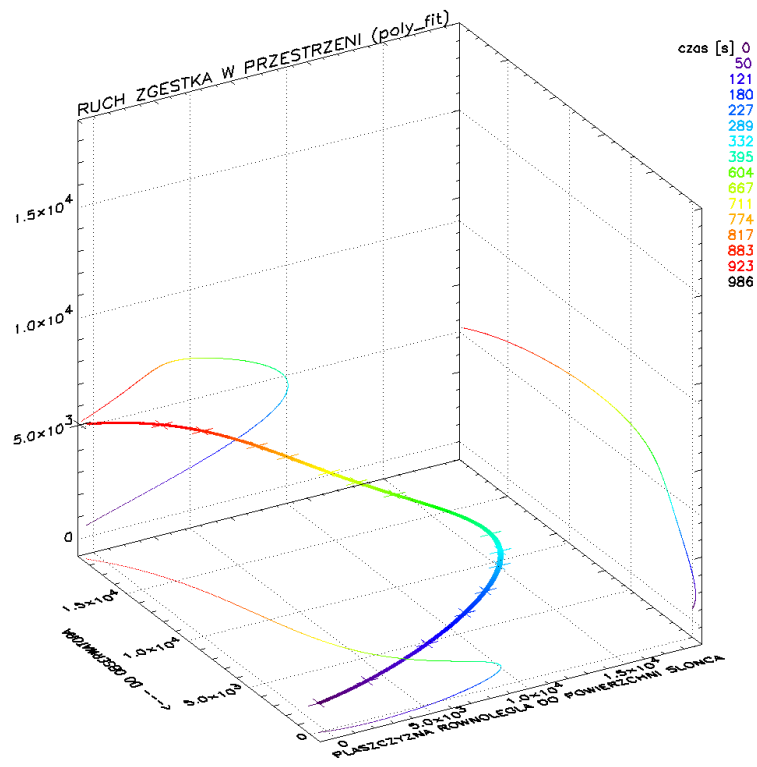


Rysunek 36: Zgęstek F

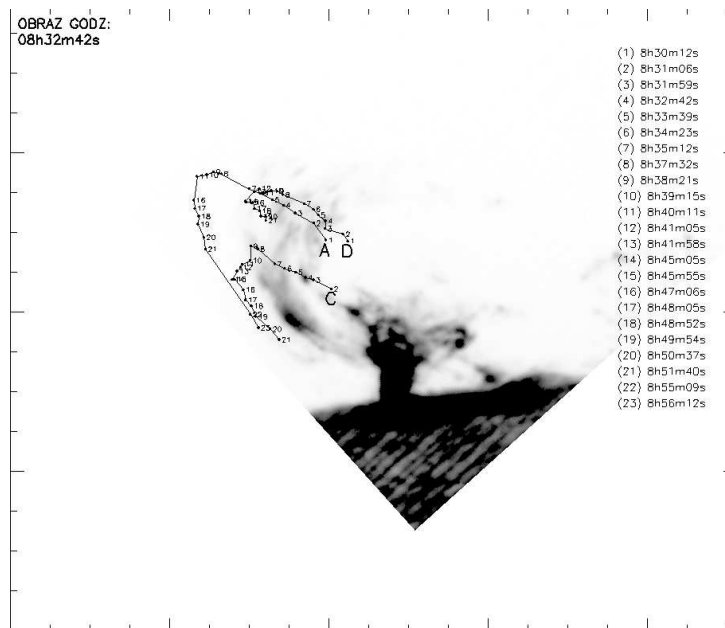


RUCH ZGĘSTKA OBSERWOWANEGO W DNIU:
 2003.06.01.
 W GODZINACH:
 8h45m05s – 9h01m31s UT
 APROKSYMACJA POŁOŻENIA WIELOMIANEM
 STOPNIA:
 5
 BLAD X: 2223.27 KM
 BLAD Y: 1080.61 KM
 BLAD V(spline): 1.248 KM/S
 BLAD V(poly_fit): 1.627 KM/S
 delta T crit: 100.000 S
 WYGLĄDZANIE 1-go i ost pktu: TAK

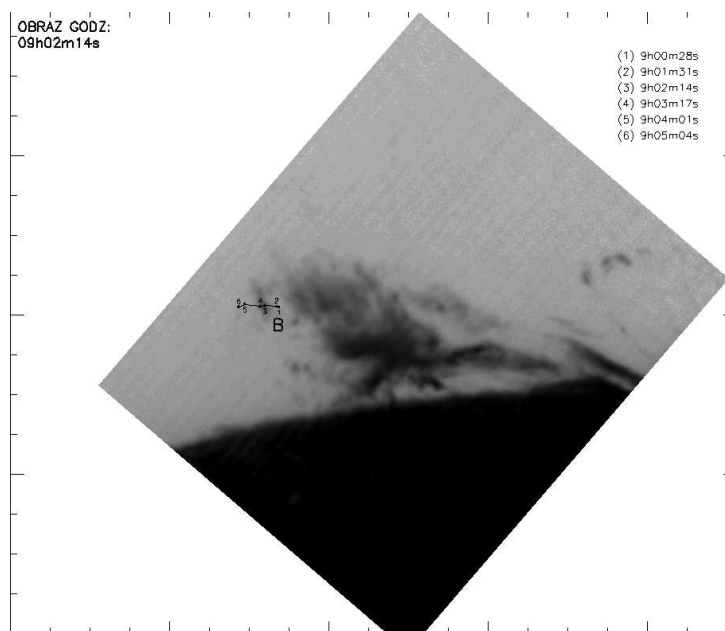
Rysunek 37: Własności kinematyczne zgęstka F



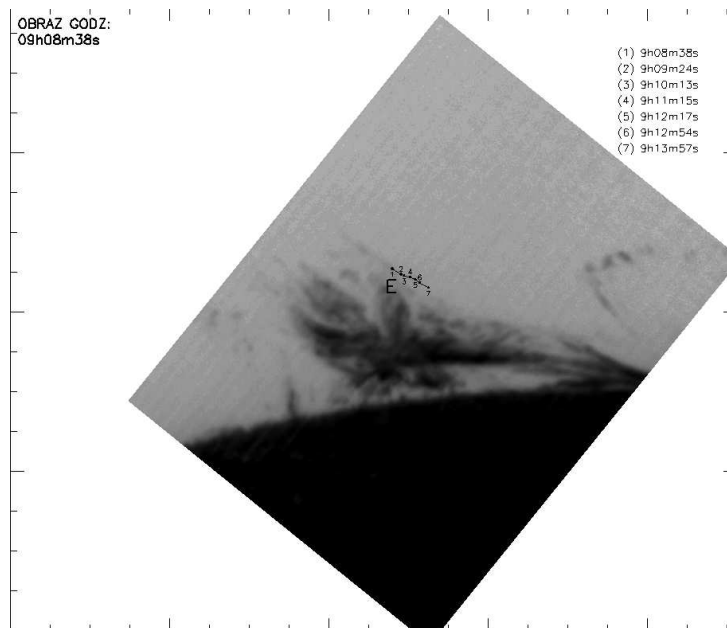
Rysunek 38: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka F



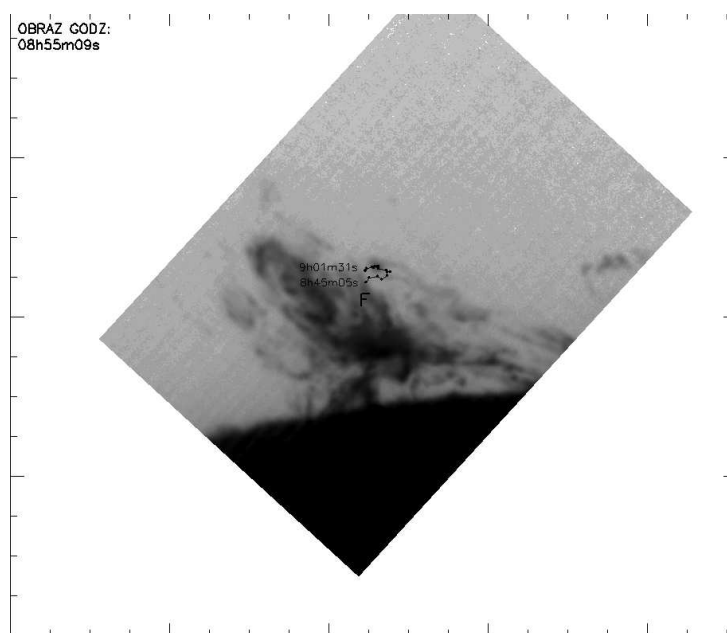
Rysunek 39: Zaobserwowane położenia zgęstków A,C i D w płaszczyźnie xy na tle obrazu protuberancji.



Rysunek 40: Zaobserwowane położenia zgęstka B w płaszczyźnie xy na tle obrazu protuberancji.



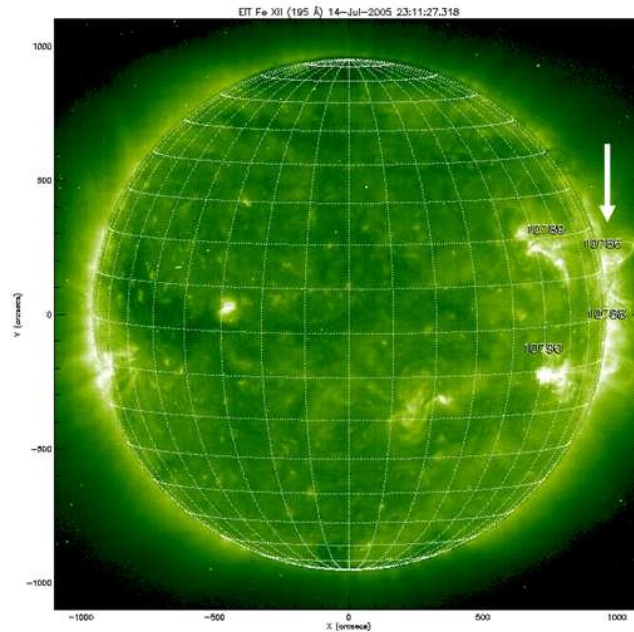
Rysunek 41: Zaobserwowane położenia zęstka E w płaszczyźnie xy na tle obrazu protuberancji.



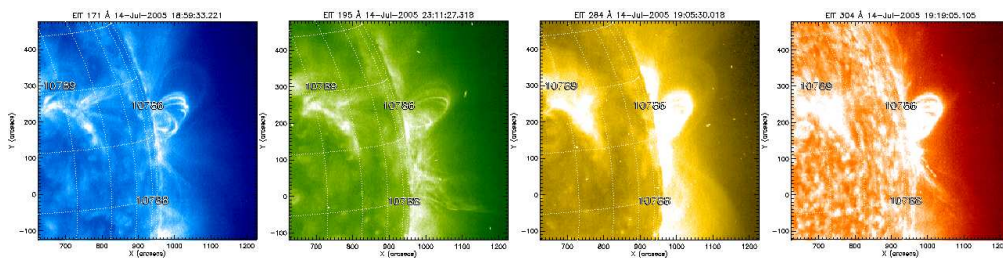
Rysunek 42: Zaobserwowane położenia zęstka F w płaszczyźnie xy na tle obrazu protuberancji.

Załącznik B

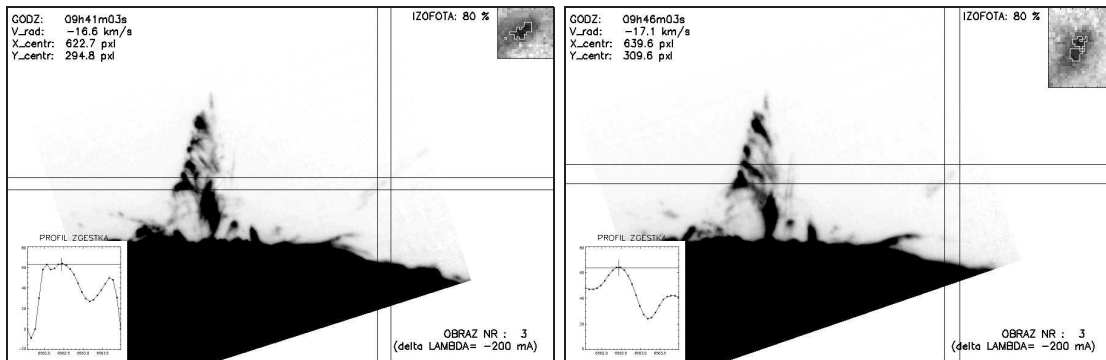
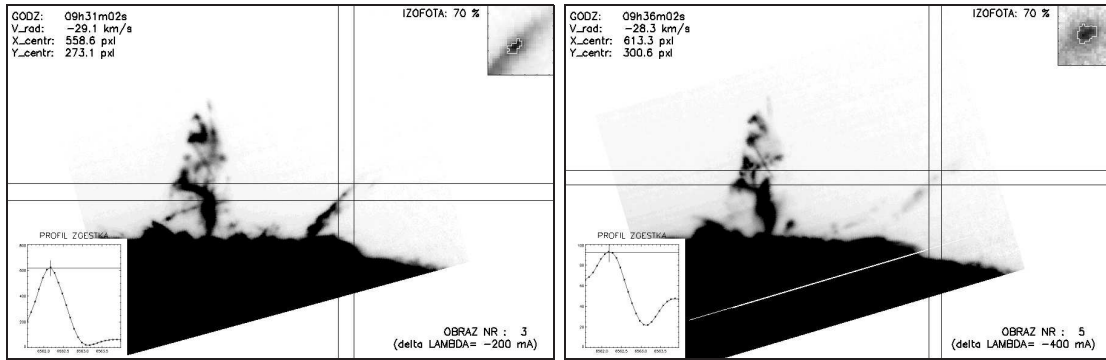
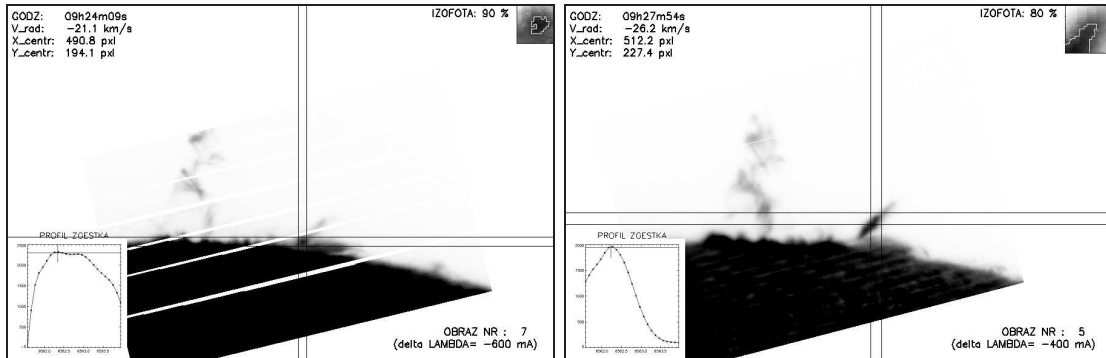
Protuberancja aktywna z 14 lipca 2005



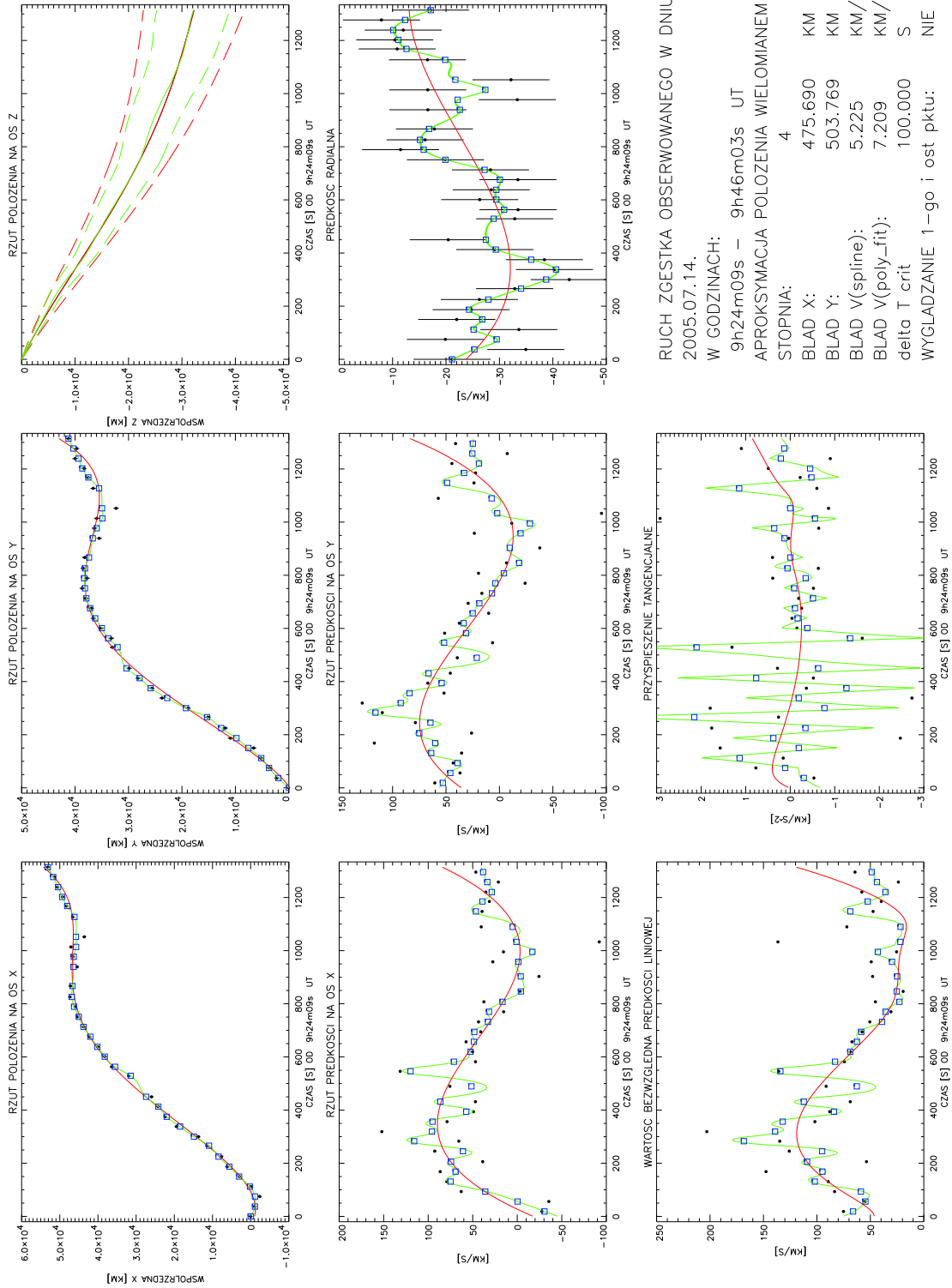
Rysunek 43: Zdjęcie wykonane przez satelitę SOHO instrumentem EIT w linii 195 Å. Położenie obszaru aktywnego wraz z badaną protuberancją zaznaczono strzałką. Zdjęcie z godziny 23h11m27s UT [38].



Rysunek 44: Wygląd obszaru aktywnego wraz z badaną protuberancją w różnych liniach widmowych. Zdjęcia wykonane przez satelitę SOHO w godzinach pomiędzy 18h59m33s a 23h11m27s UT [38].

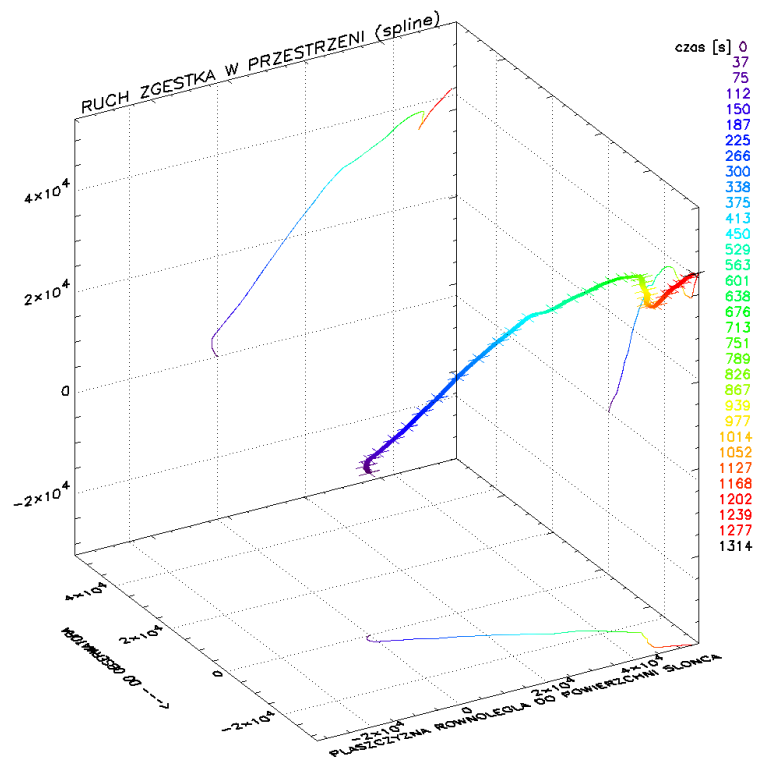
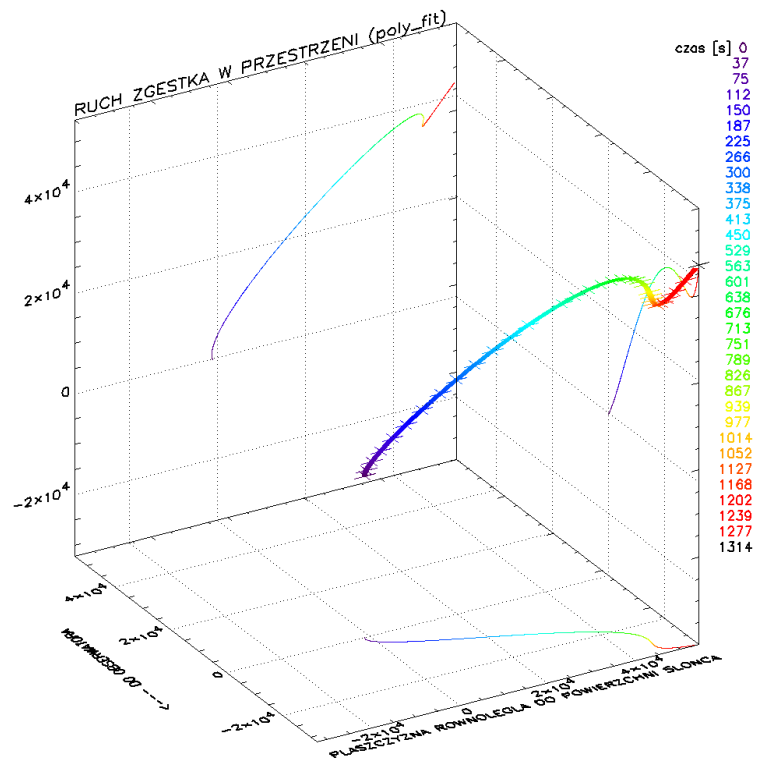


Rysunek 45: Zgęstek A

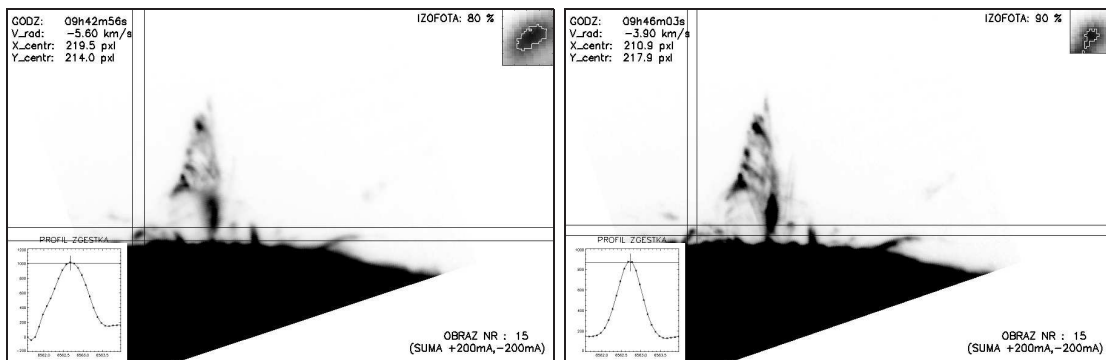
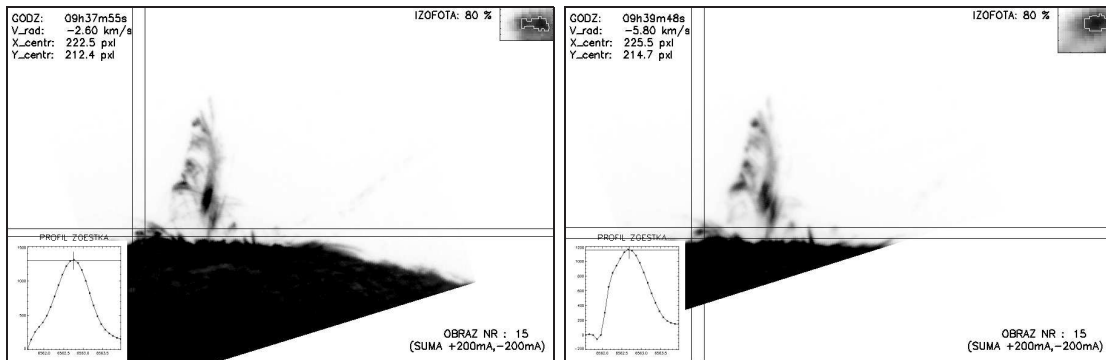
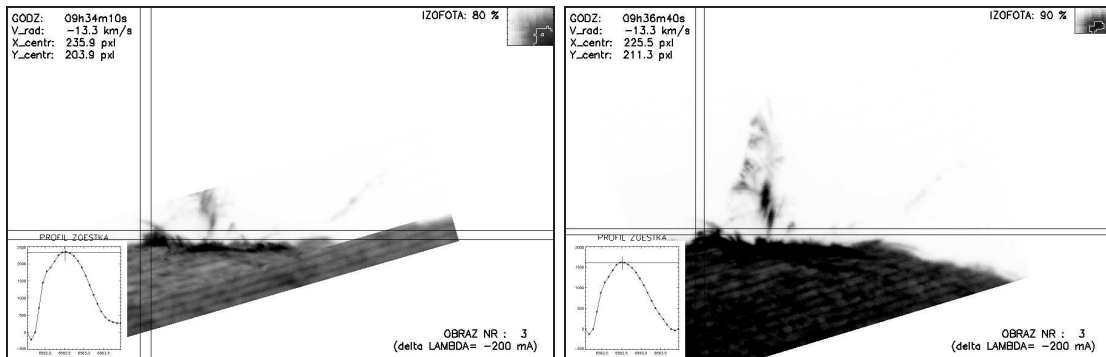


RUCH ZGĘSTKA OBSERWOWANEGO W DNIU:
 2005.07.14.
 W GODZINACH: 9h24m09s – 9h46m03s UT
 APROKSYMACJA POŁOZENIA WIELOMIANEM
 STOPNIA: 4
 BŁĄD X: 475.690 KM
 BŁĄD Y: 503.769 KM
 BŁĄD V(spline): 5.225 KM/S
 BŁĄD V(poly_fit): 7.209 KM/S
 delta T crit: 100.000 S
 WYGLĄDZANIE 1-go i ost pktu: NIE

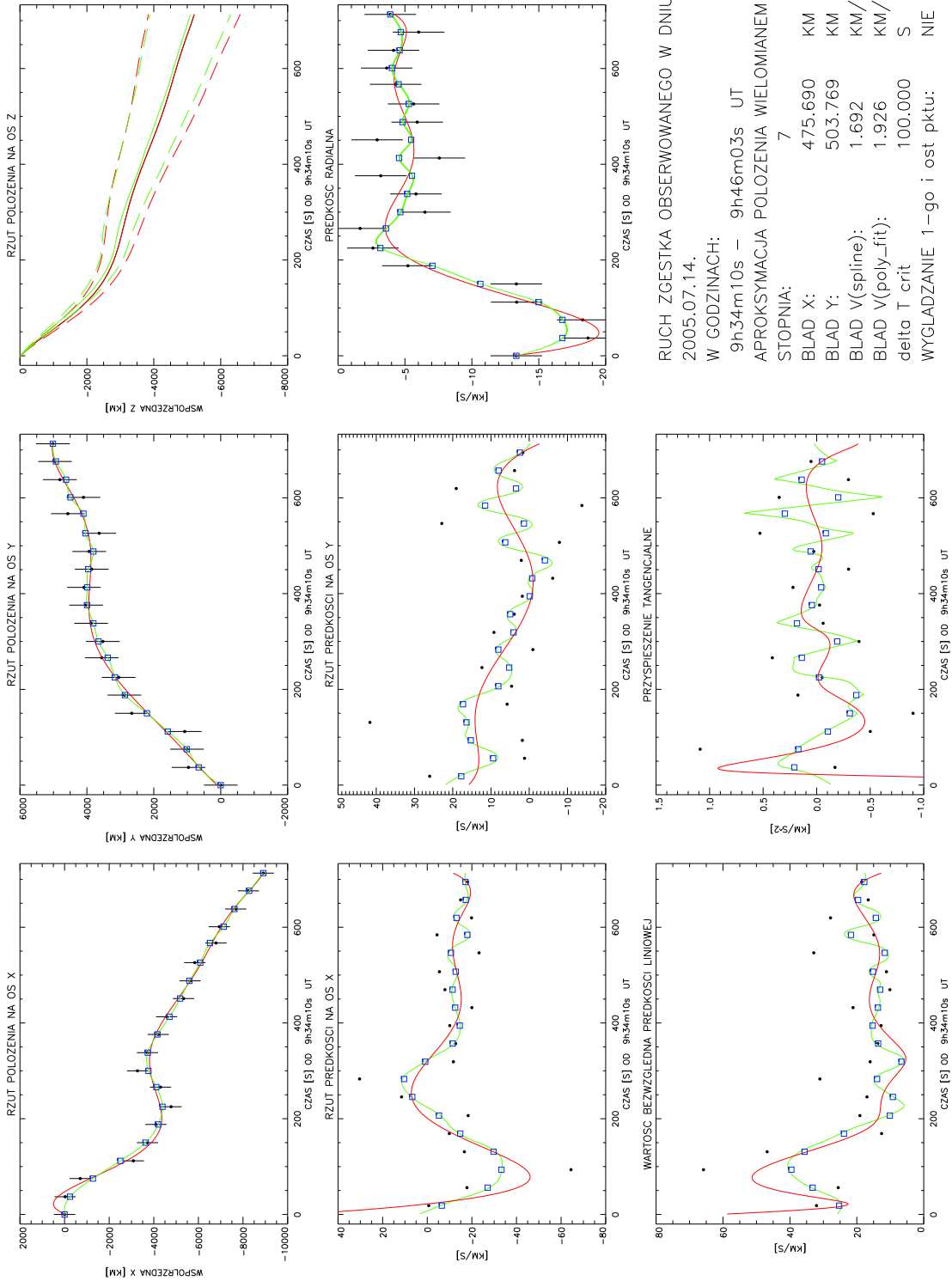
Rysunek 46: Własności kinematyczne zgęstka A



Rysunek 47: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka A

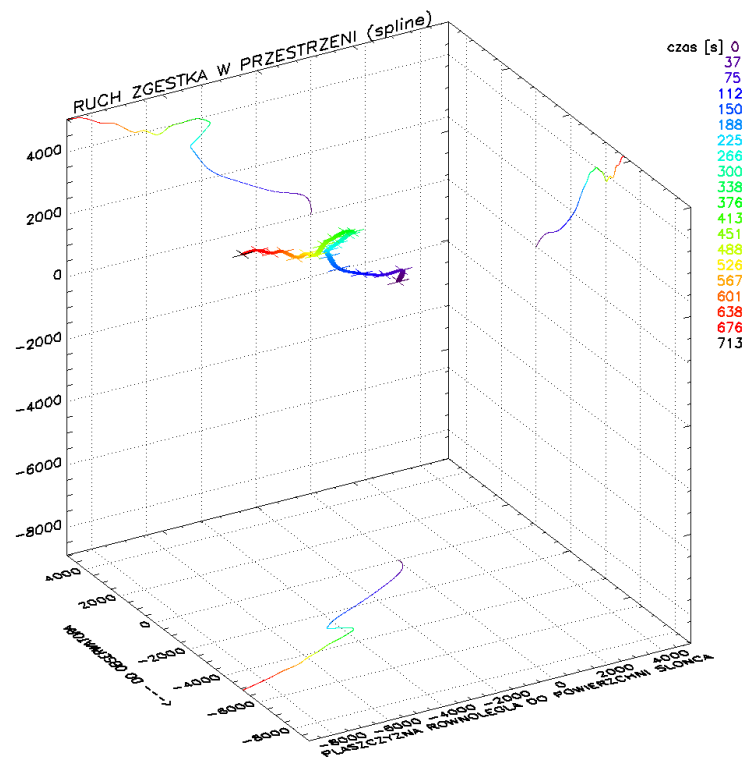
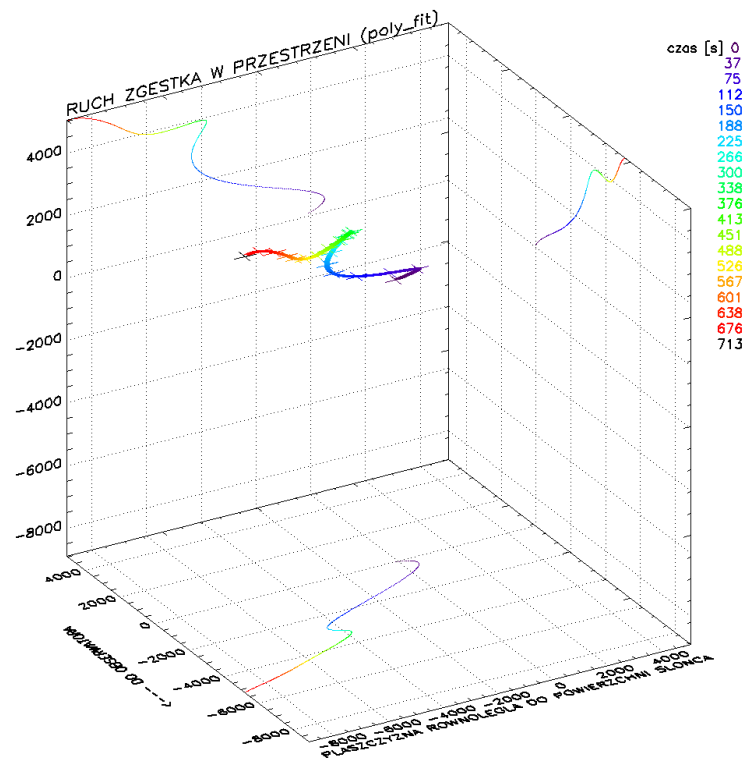


Rysunek 48: Zgęstek B

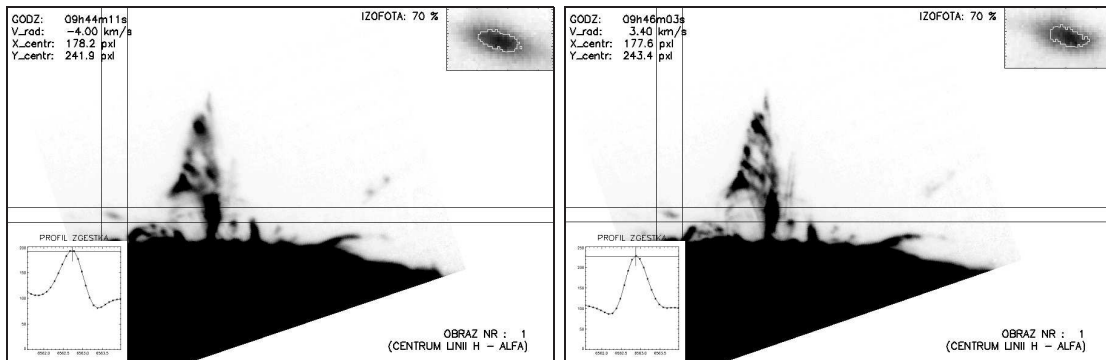
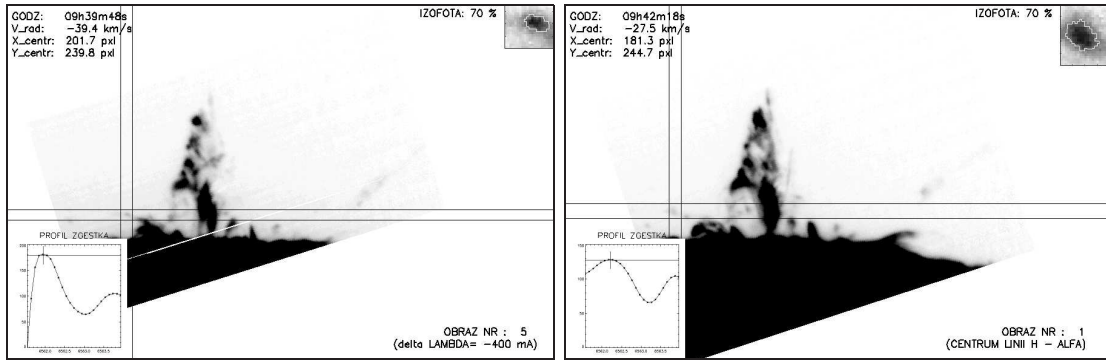
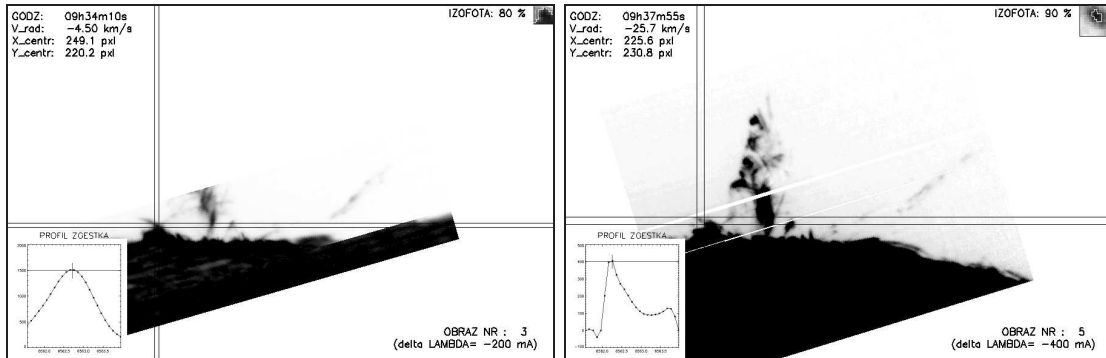


RUCH ZGĘSTKA OBSERWOWANEGO W DNIU:
 2005.07.14.
 W GODZINACH: 9h34m10s – 9h46m03s UT
 APROKSYMACJA POLOZENIA WIELOMIANEM
 STOPNIA: 7
 BŁĄD X: 475.690 KM
 BŁĄD Y: 503.769 KM
 BŁĄD V(spline): 1.692 KM/S
 BŁĄD V(poly_fit): 1.926 KM/S
 delta T crit: 100.000 S
 WYGLĄDZANIE 1-go i ost pktu: NIE

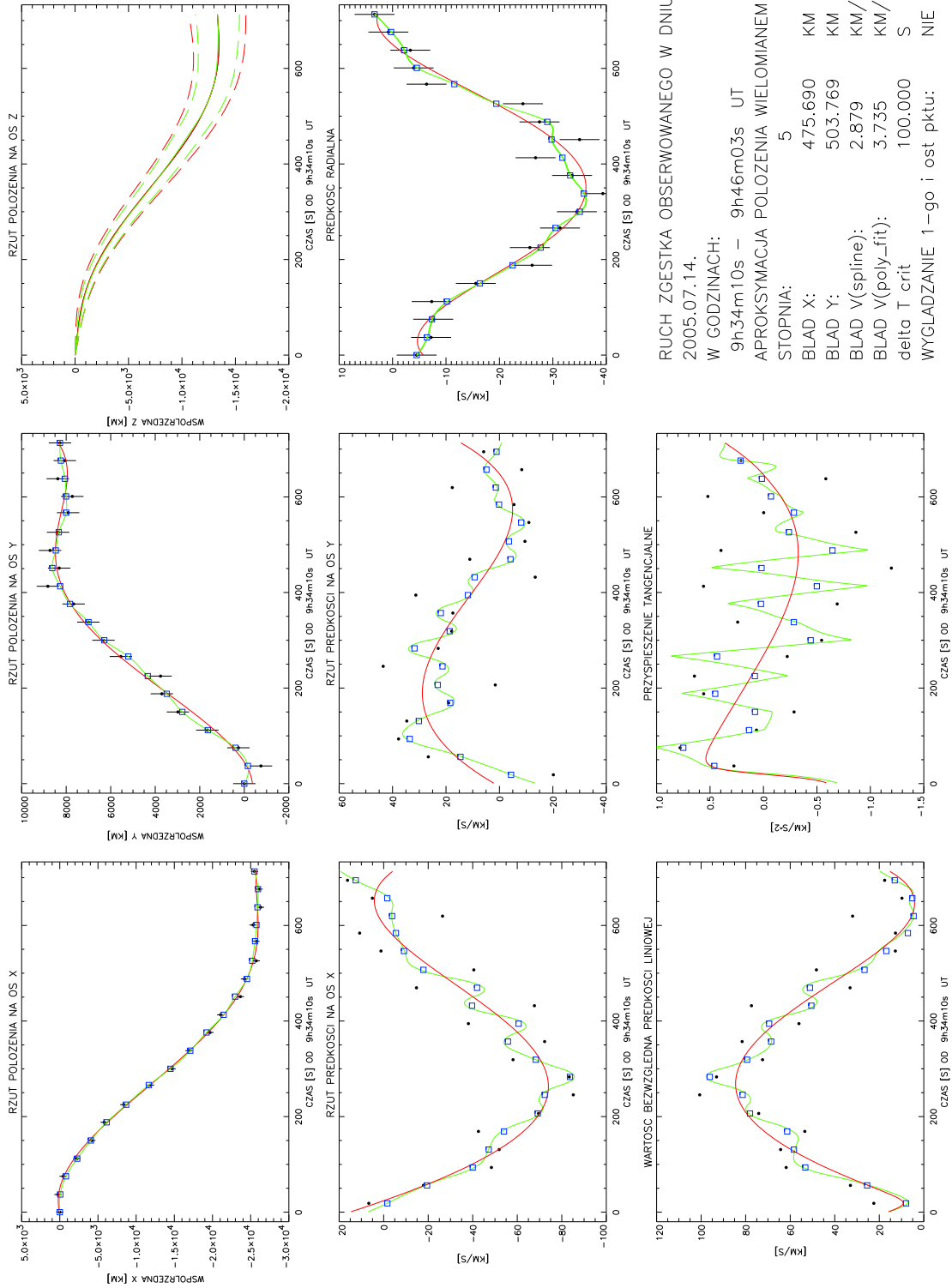
Rysunek 49: Własności kinematyczne zgęstka B



Rysunek 50: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka B

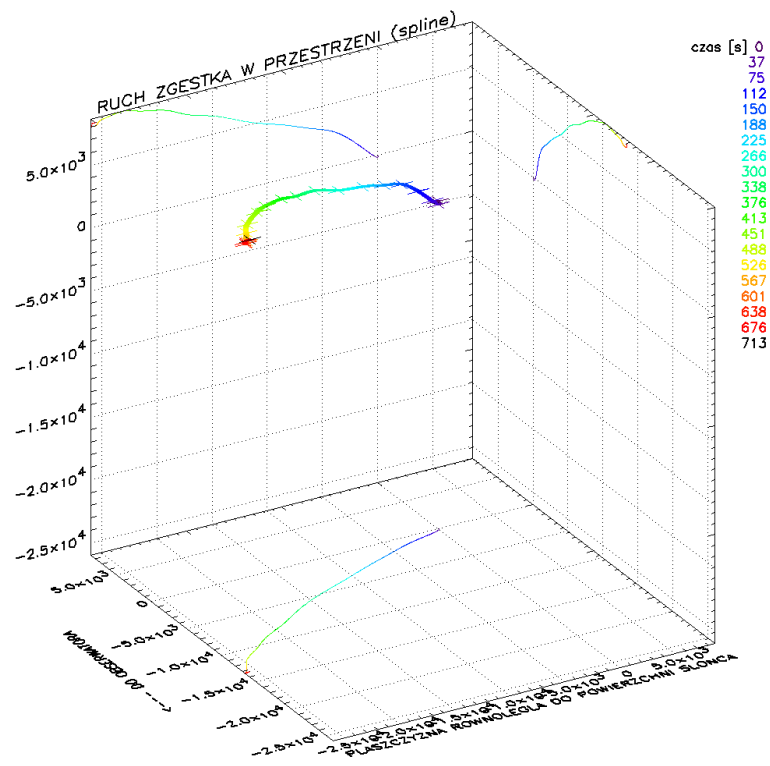
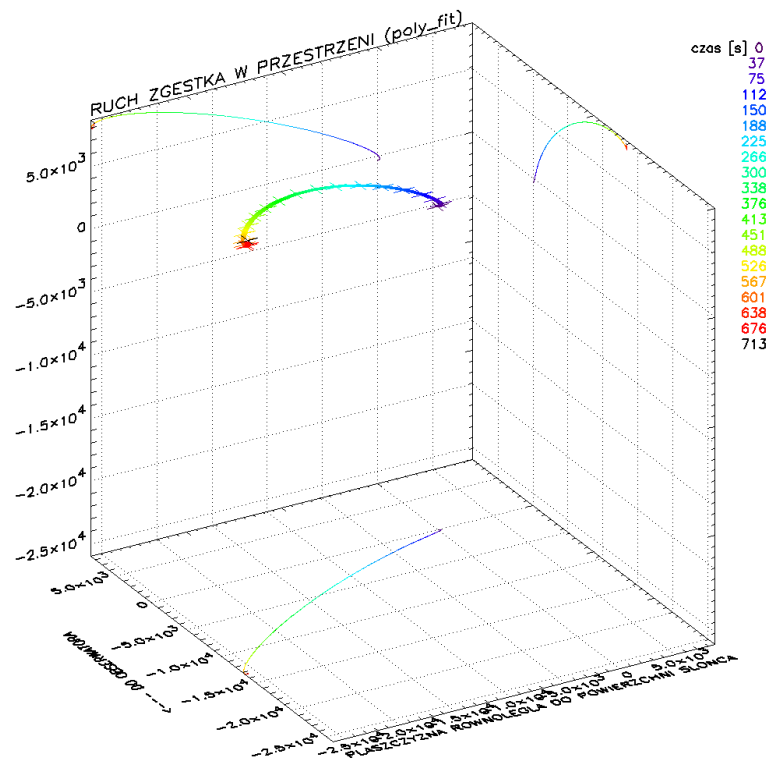


Rysunek 51: Zgęstek C

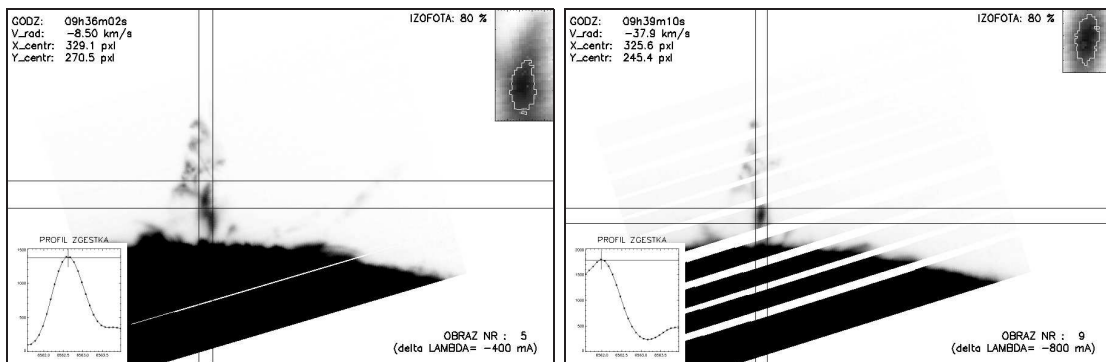
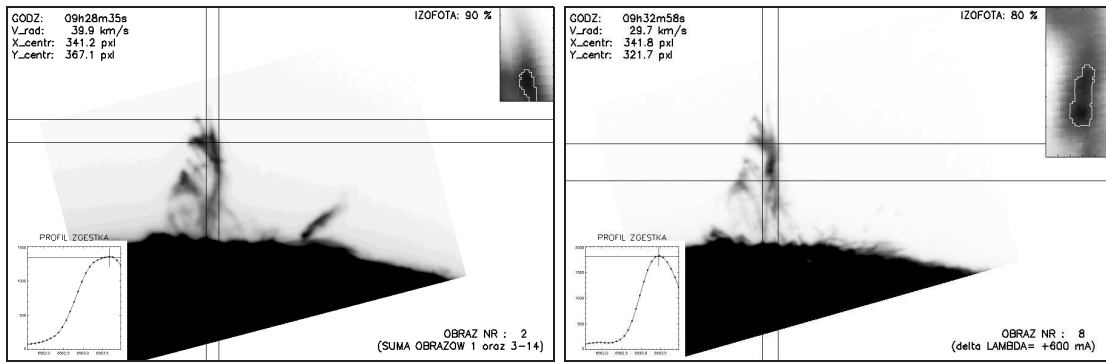
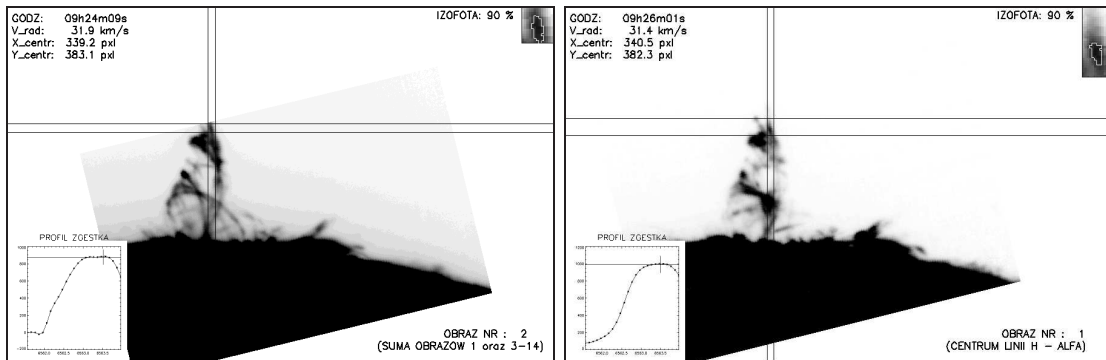


RUCH ZGĘSTKA OBSERWOWANEGO W DNIU:
 2005.07.14.
 W GODZINACH:
 9h34m10s – 9h46m03s UT
 APROKSYMACJA POŁOŻENIA WIELOMIANEM
 STOPNIA:
 5
 BŁĄD X: 475.690 KM
 BŁĄD Y: 503.769 KM
 BŁĄD V(spline): 2.879 KM/S
 BŁĄD V(poly_fit): 3.735 KM/S
 delta T crit: 100.000 S
 WYGLĄDZANIE 1 – go i ost pktu: NIE

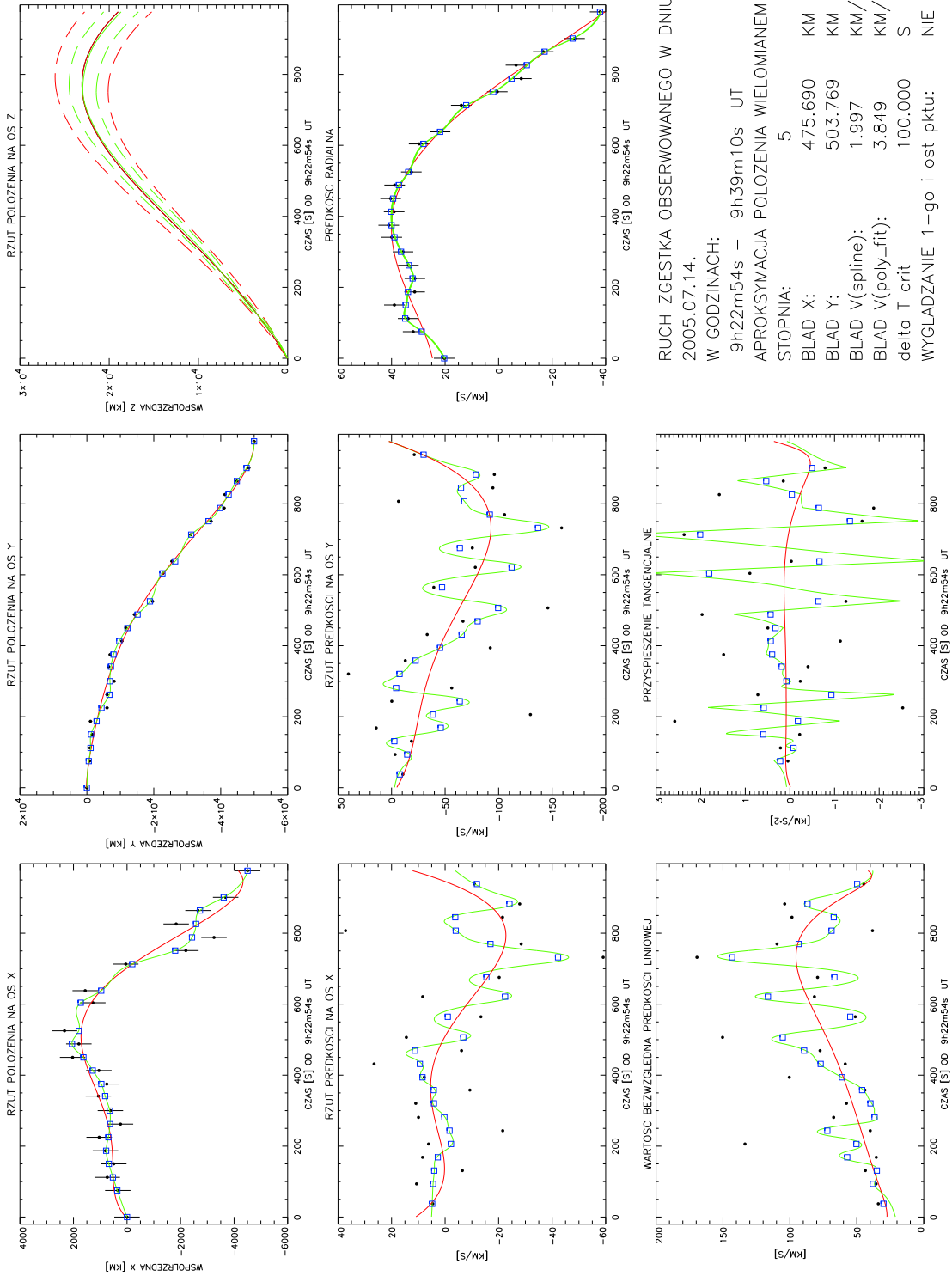
Rysunek 52: Własności kinematyczne zgęstka C



Rysunek 53: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka C

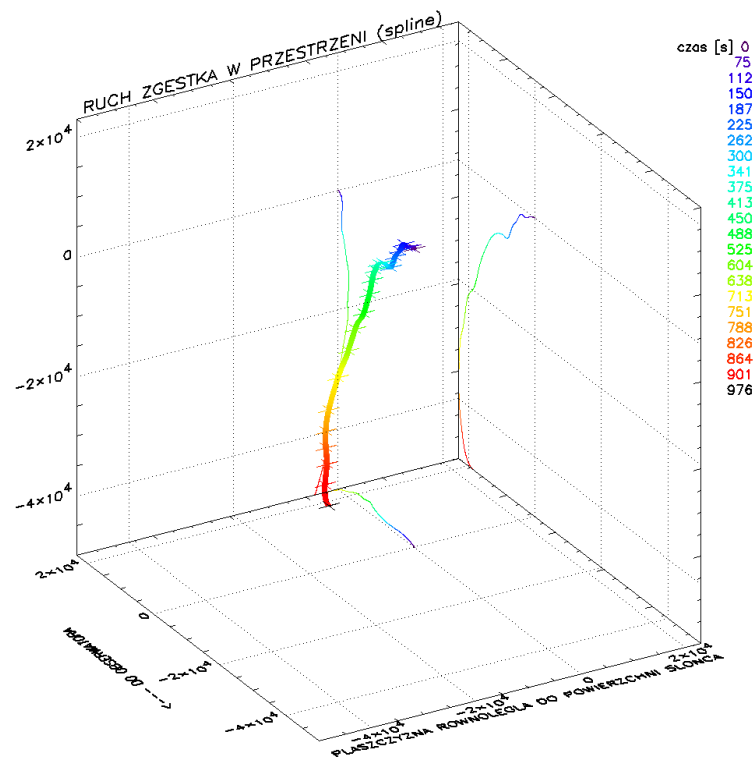
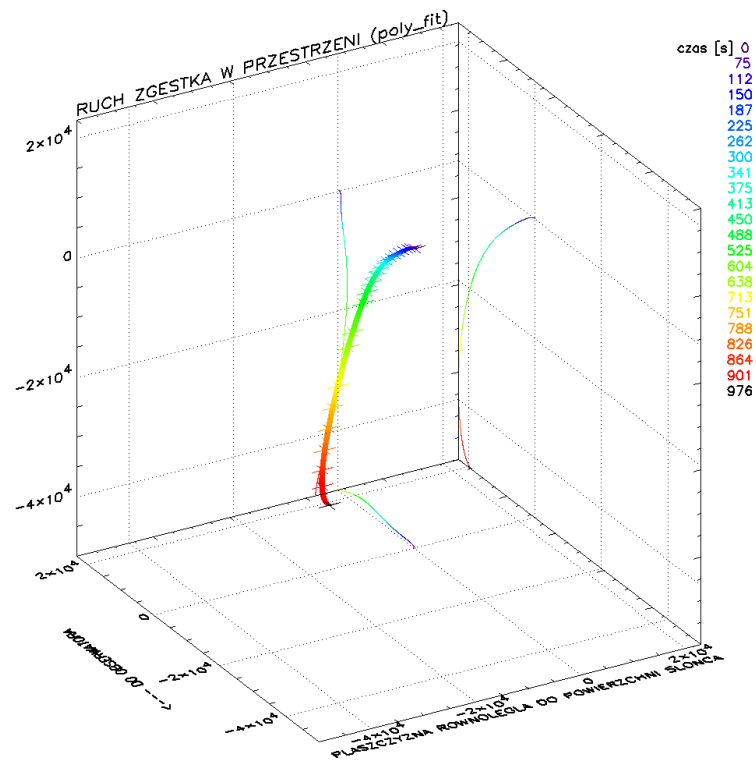


Rysunek 54: Zgęstek D

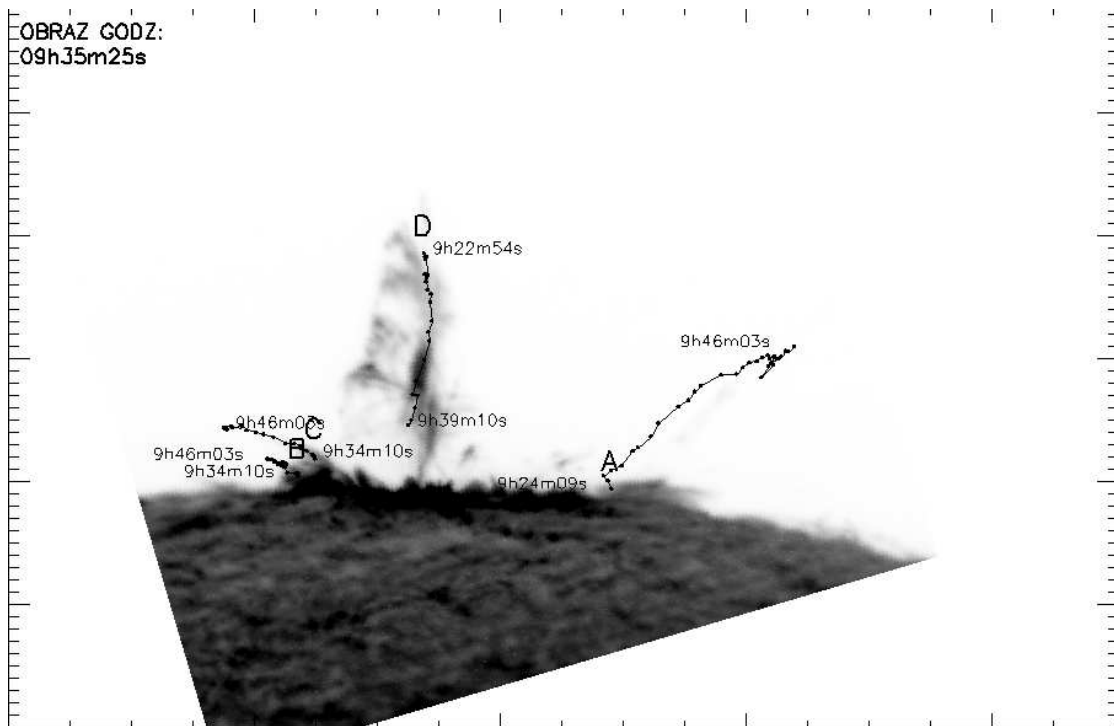


RUCH ZGĘSTKA OBSERWOWANEGO W DNIU:
 2005.07.14.
 W GODZINACH: 9h22m54s – 9h39m10s UT
 APROKSYMACJA POŁOŻENIA WIELOMIANEM
 STOPNIA: 5
 BLAD X: 475.690 KM
 BLAD Y: 503.769 KM
 BLAD V(spline): 1.997 KM/S
 BLAD V(poly_fit): 3.849 KM/S
 delta T crit: 100.000 S
 WYGLĄDZANIE 1-go i ost pktu: NIE

Rysunek 55: Własności kinematyczne zgęstka D



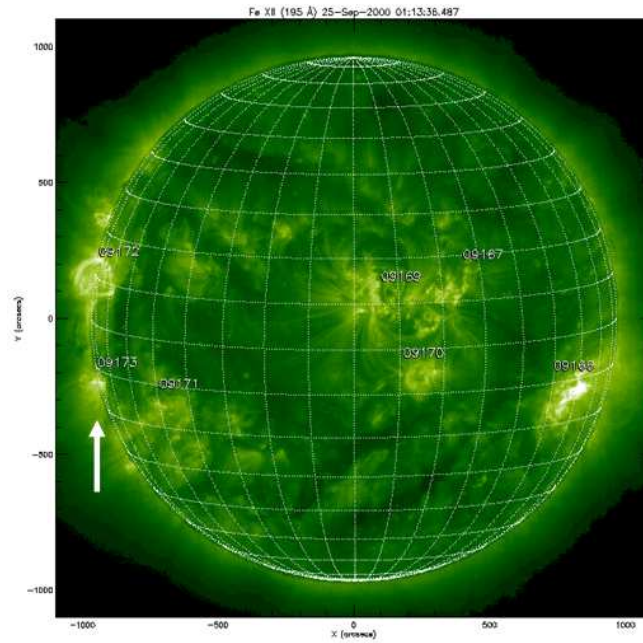
Rysunek 56: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka D



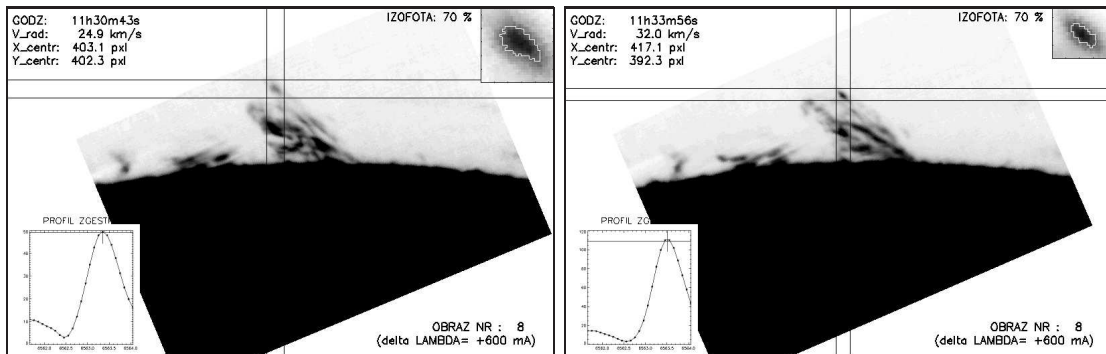
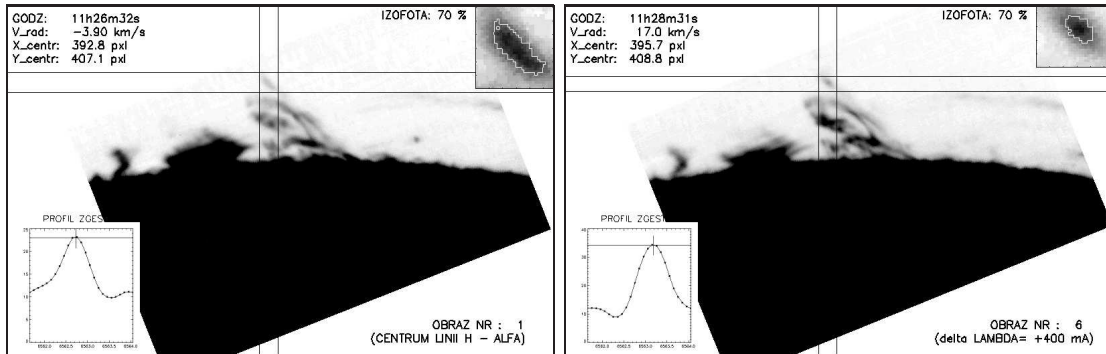
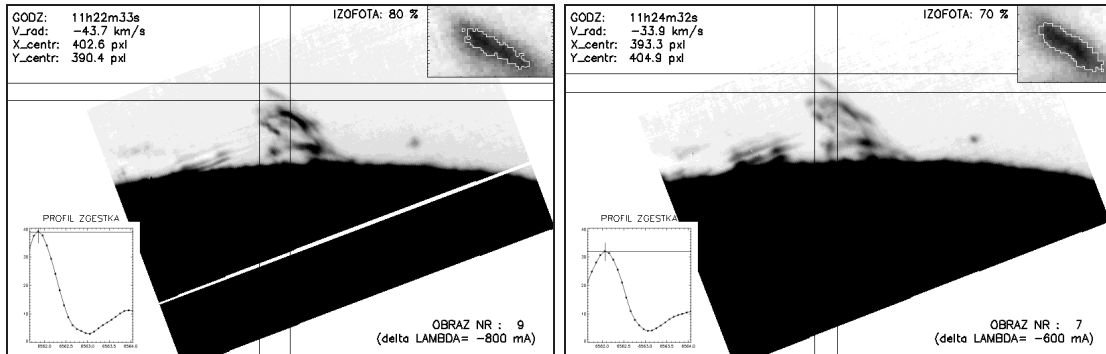
Rysunek 57: Zaobserwowane położenia zgęstków A,B,C i D na tle obrazu protuberancji. Podano czasy wykonania pierwszej i ostatniej obserwacji danego zgęstka.

Załącznik C

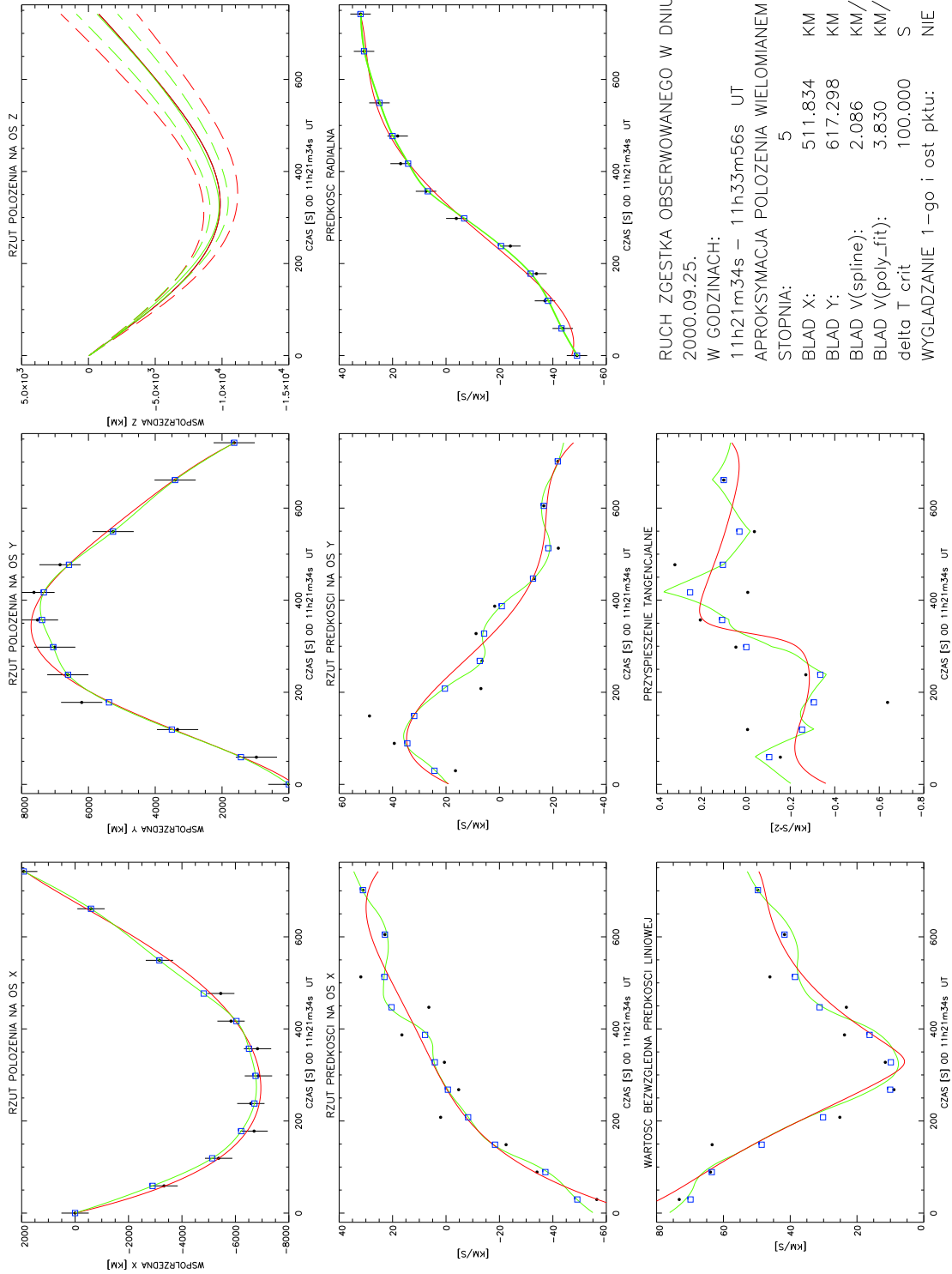
serdź z 25 września 2000



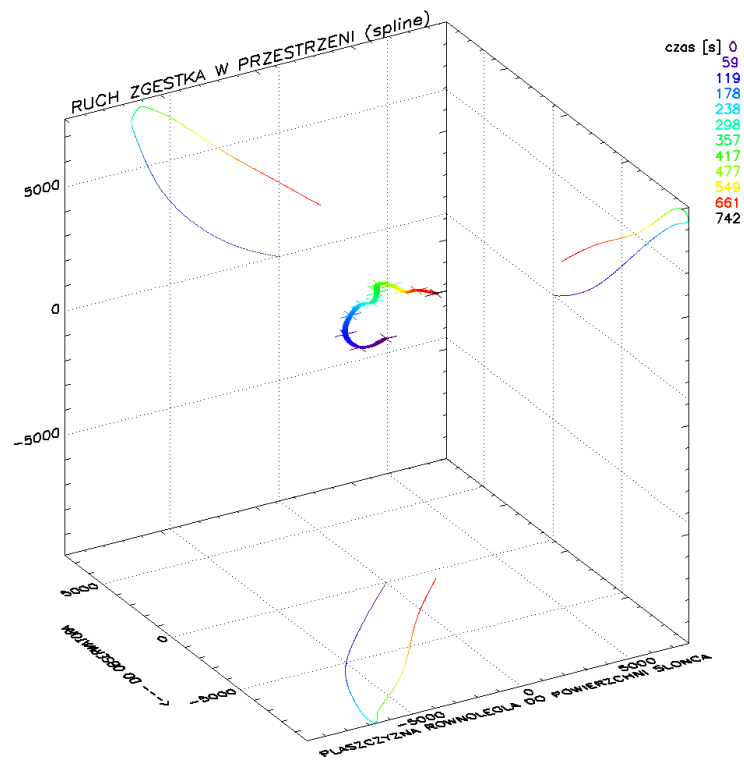
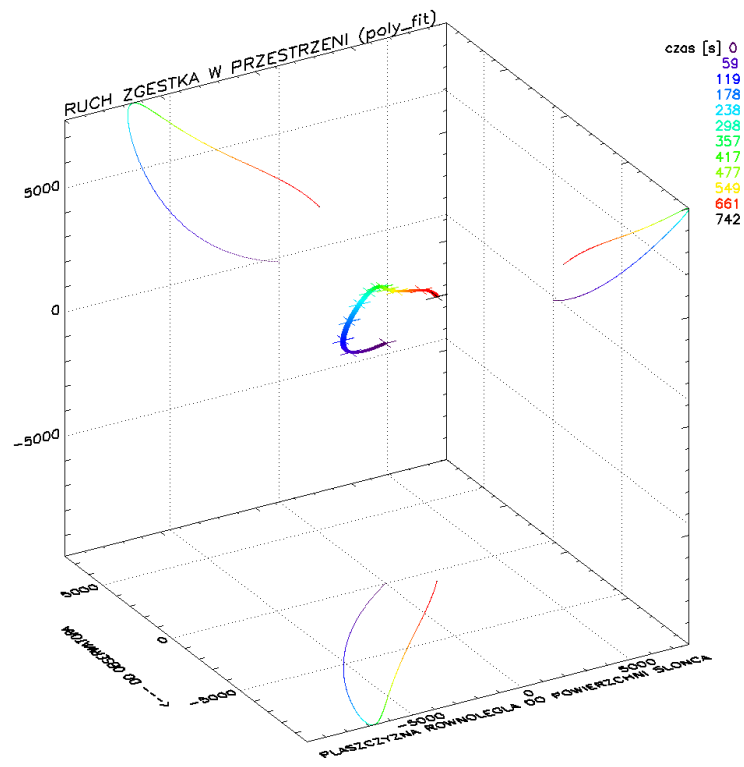
Rysunek 58: Zdjęcie wykonane przez satelitę SOHO instrumentem EIT w linii 195 Å. Położenie obszaru aktywnego wraz z badaną protuberancją zaznaczono strzałką. Zdjęcie z godziny 01h13m38s UT [38].



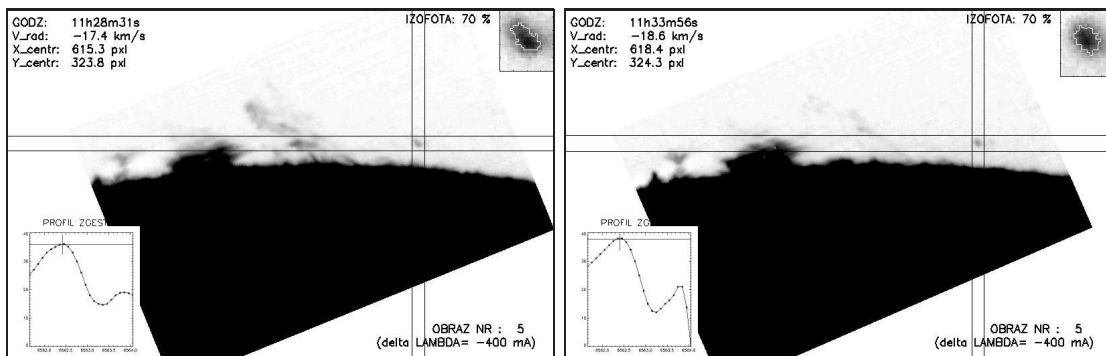
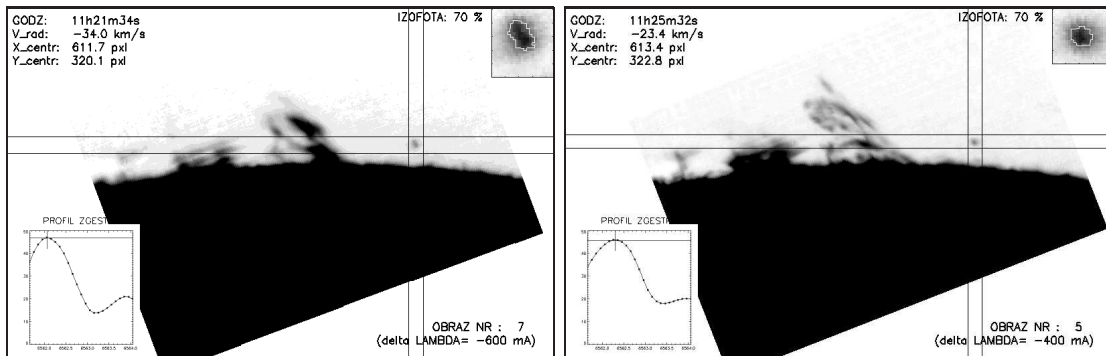
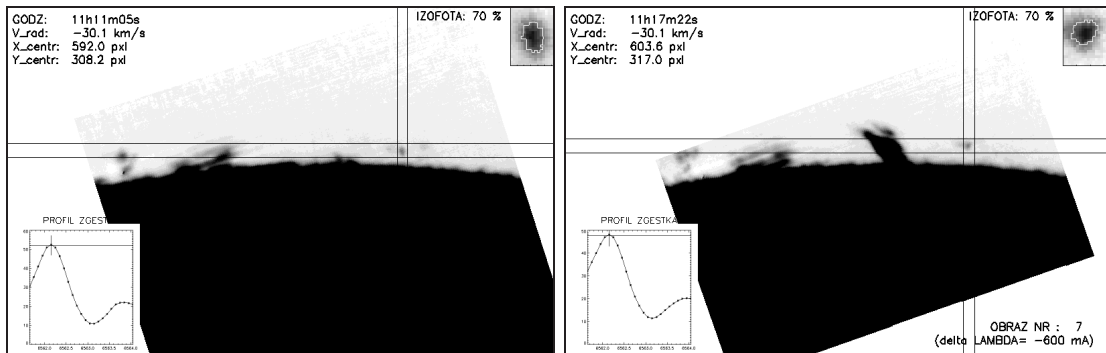
Rysunek 59: Zgęstek A



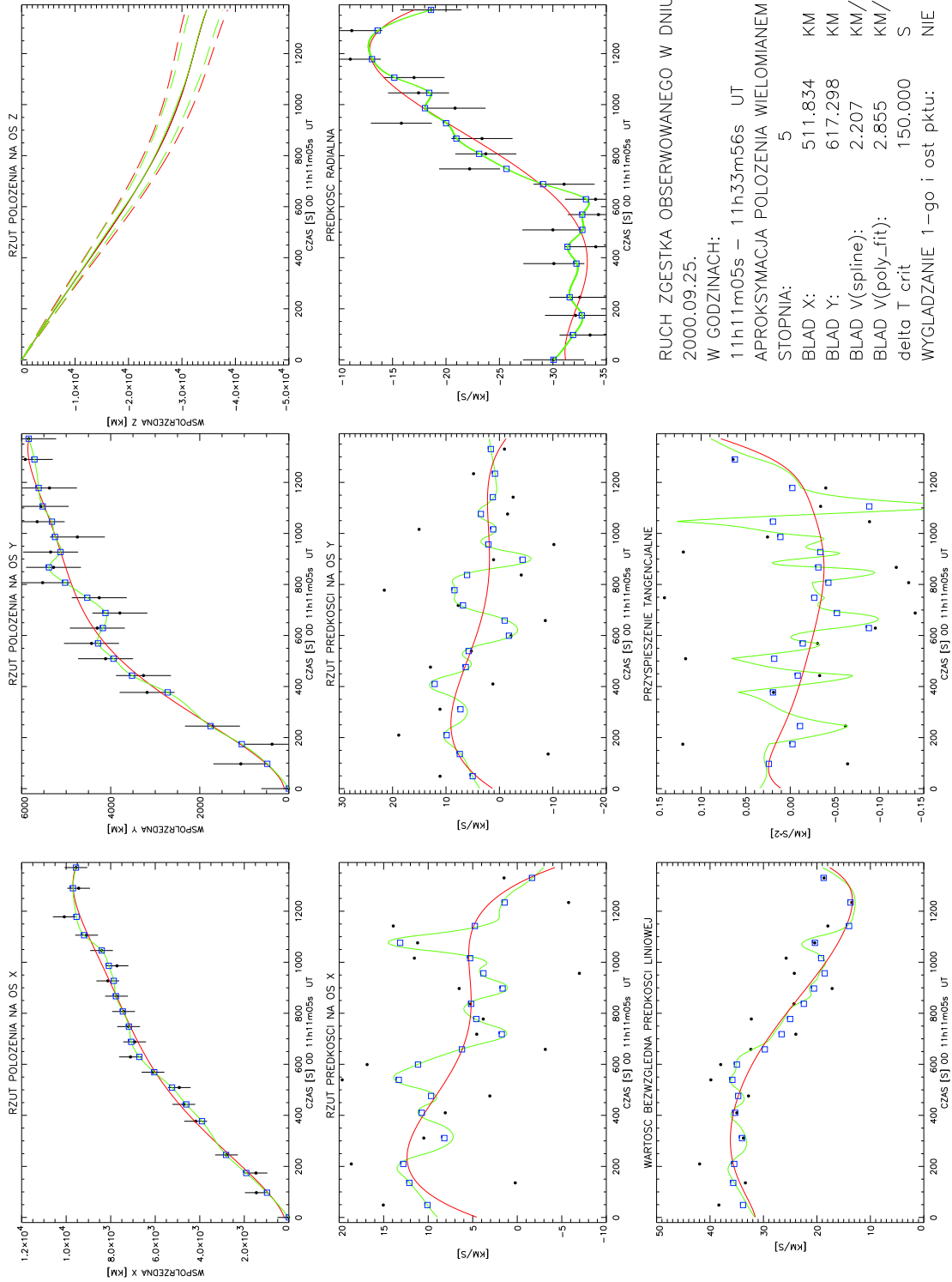
Rysunek 60: Własności kinematyczne zgęstka A



Rysunek 61: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka A

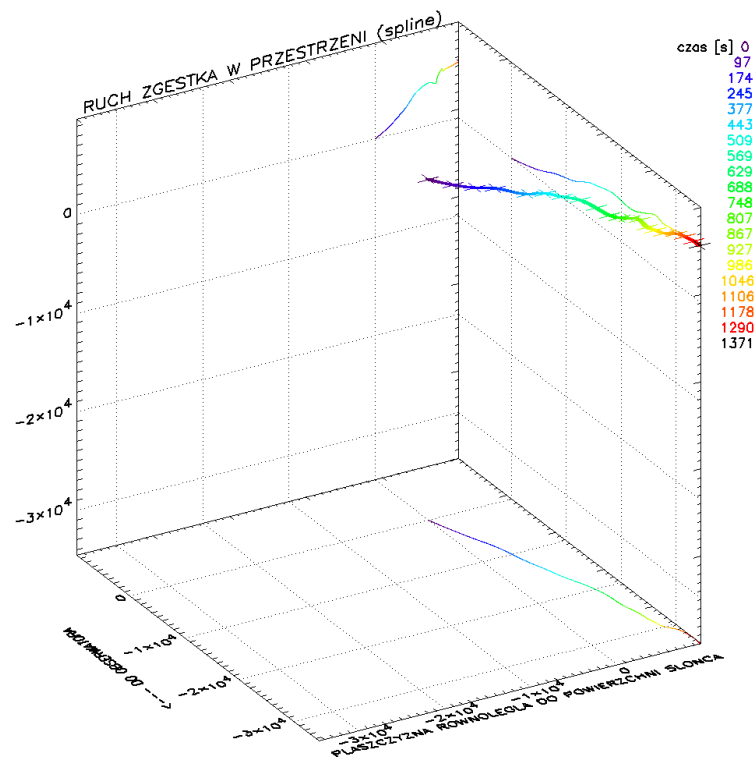
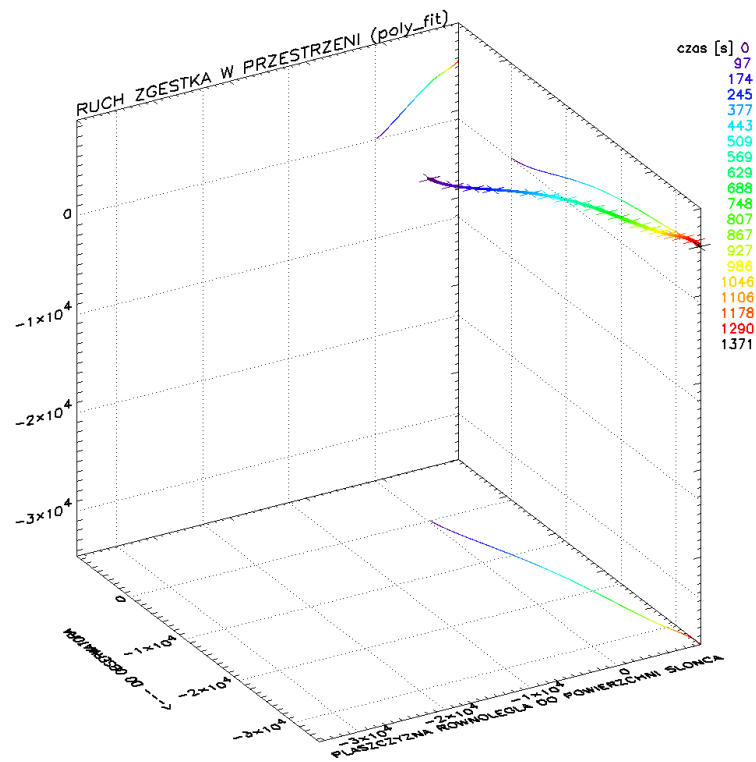


Rysunek 62: Zgęstek B

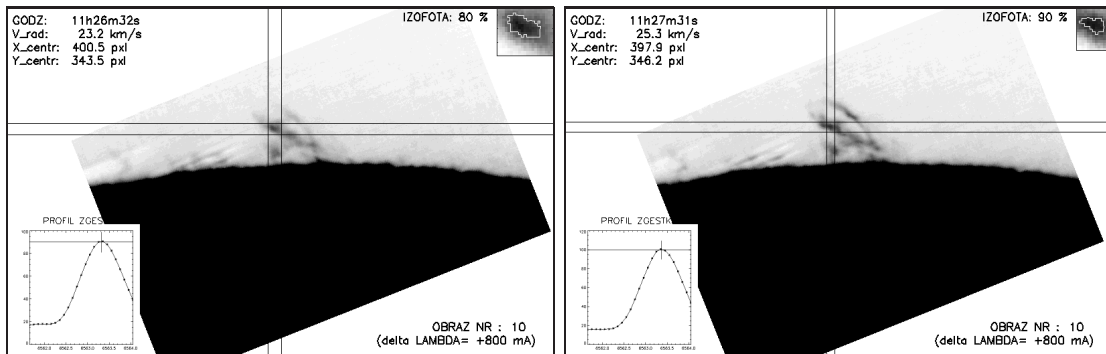
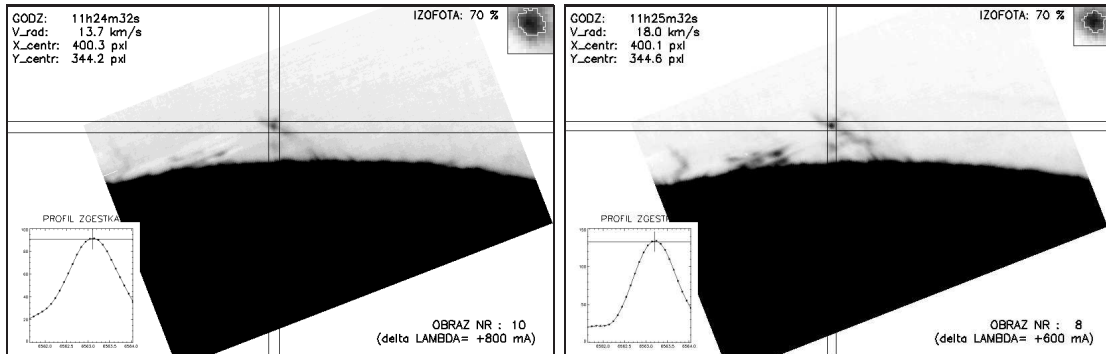
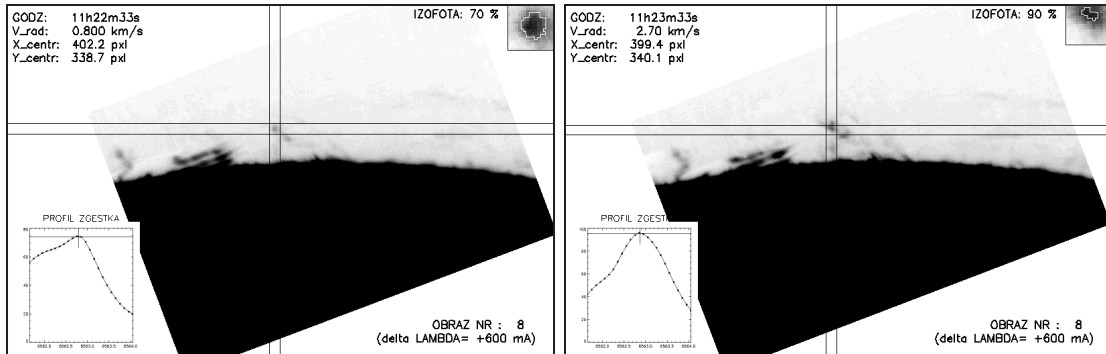


RUCH ZGĘSTKA OBSERWOWANEGO W DNIU:
 2000.09.25.
 W GODZINACH:
 11h11m05s – 11h33m56s UT
 APROKSYMACJA POŁOZENIA WIELOMIANEM
 STOPNIA:
 5
 BŁĄD X: 511.834 KM
 BŁĄD Y: 617.298 KM
 BŁĄD V(spline): 2.207 KM/S
 BŁĄD V(poly_fit): 2.855 KM/S
 delta T crit 150.000 S
 WYGLĄDZANIE 1-go i ost pktu: NIE

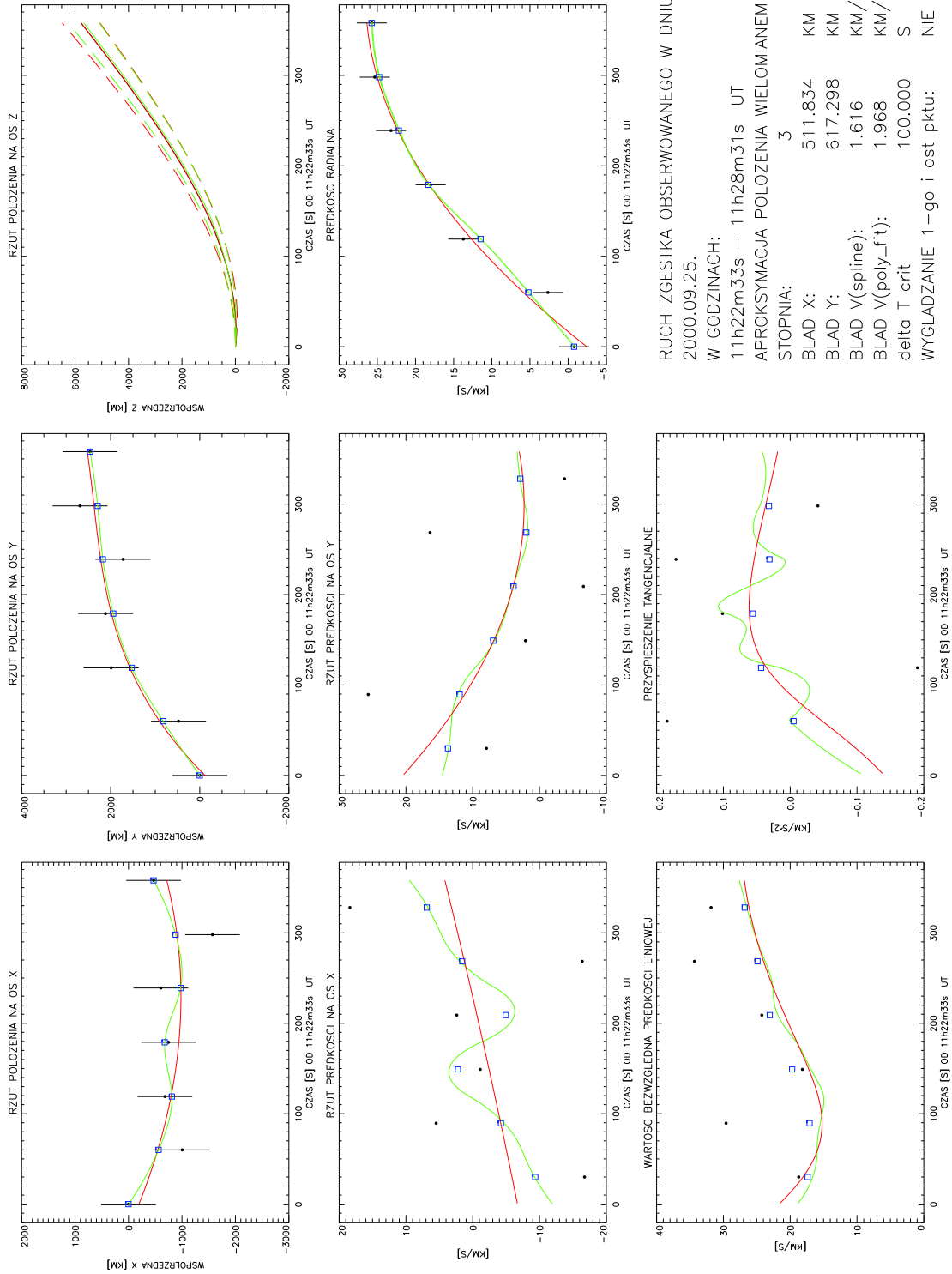
Rysunek 63: Własności kinematyczne zgęstka B



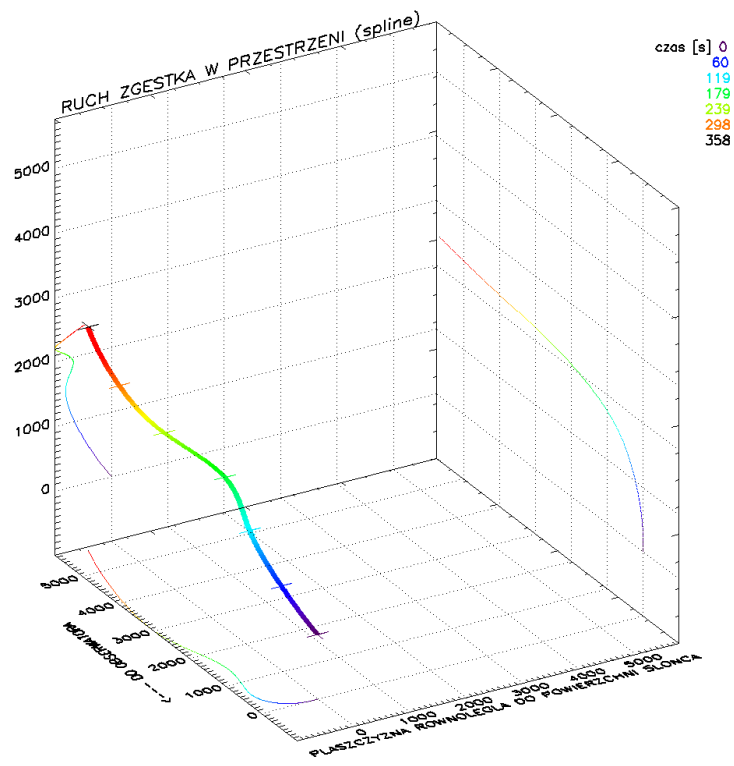
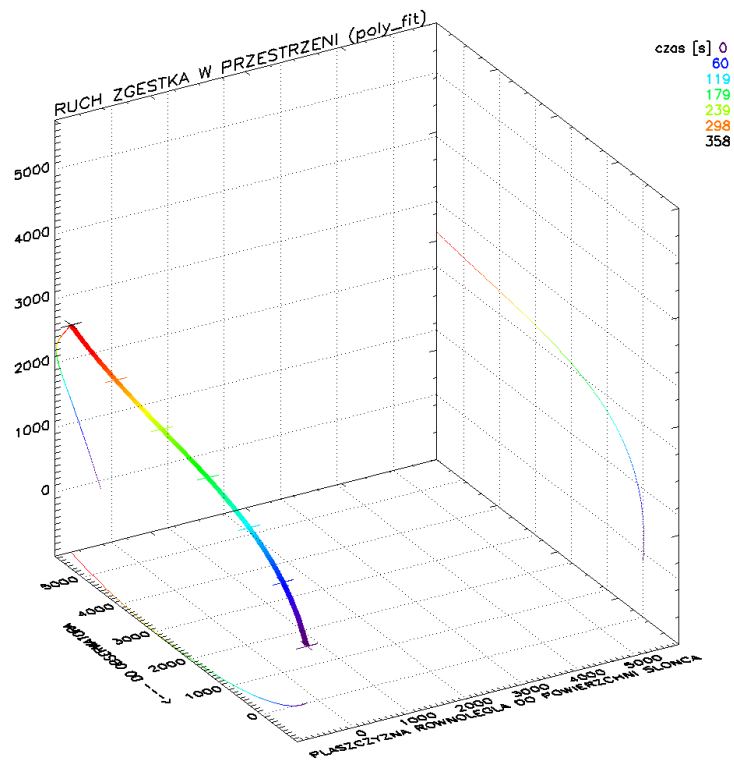
Rysunek 64: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka B



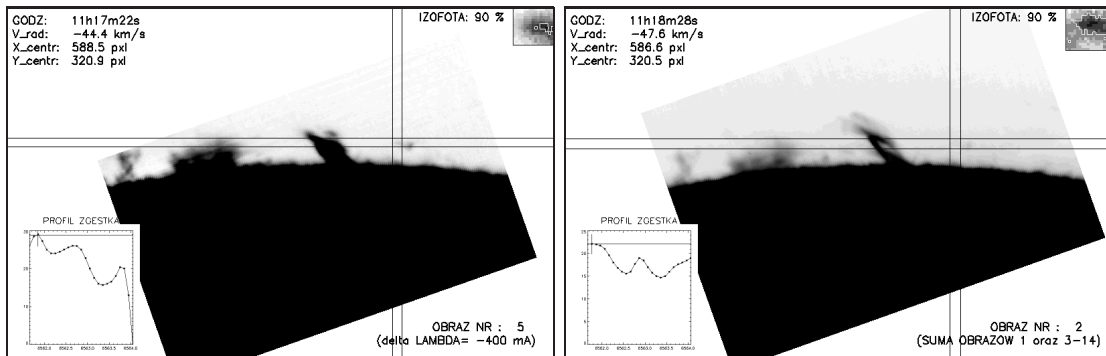
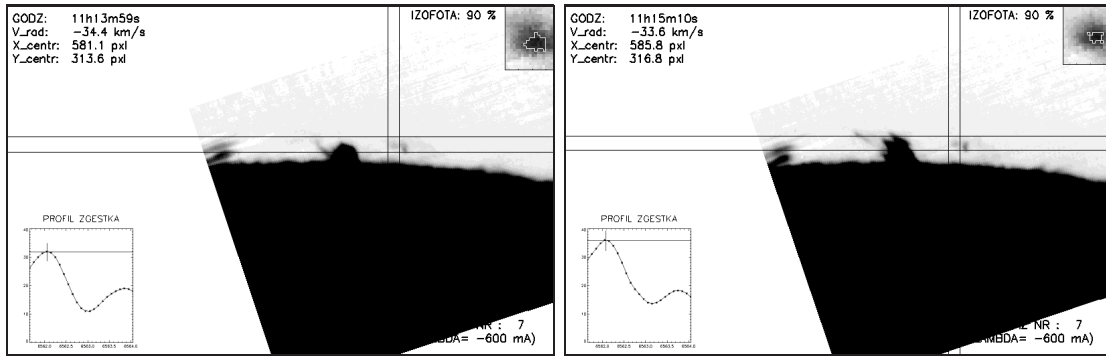
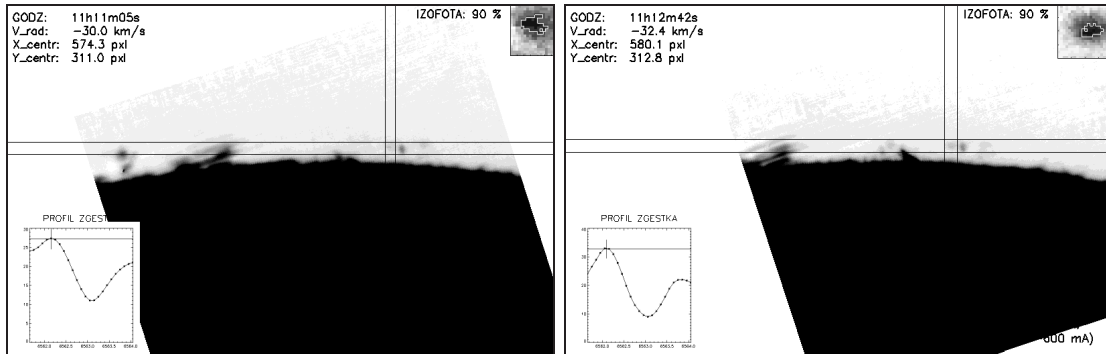
Rysunek 65: Zgęstek C



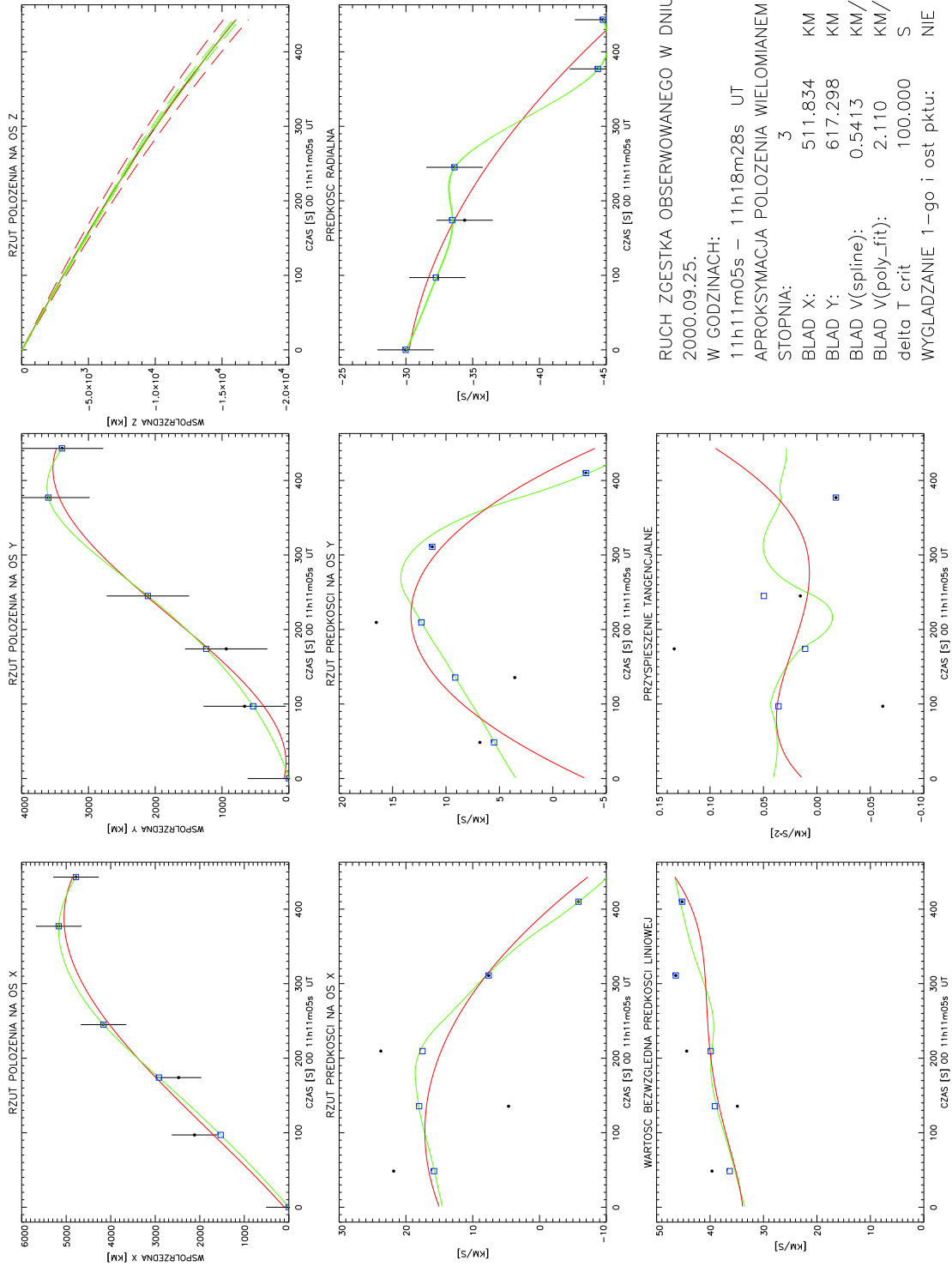
Rysunek 66: Własności kinematyczne zgęstka C



Rysunek 67: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zgestka C

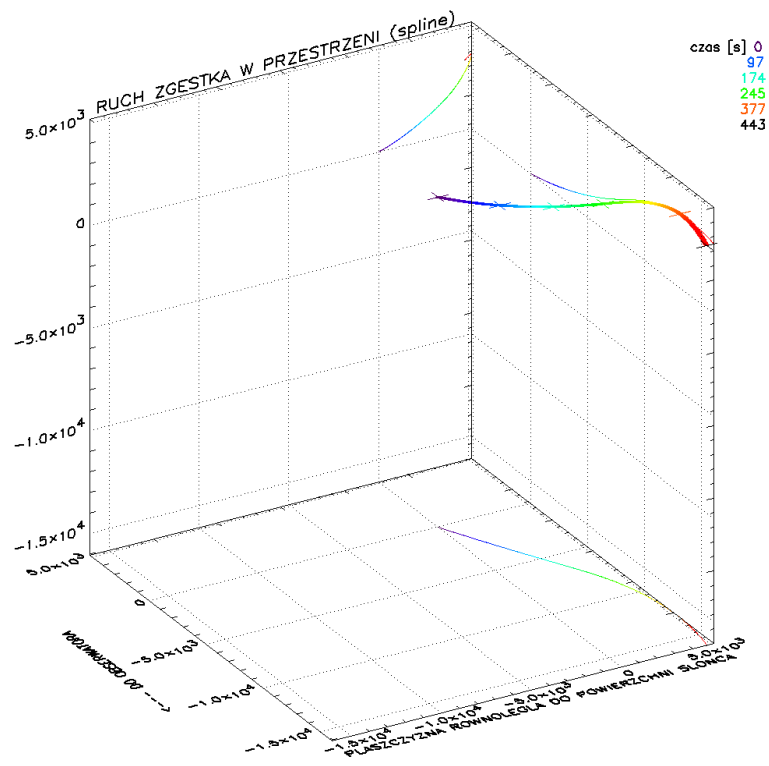
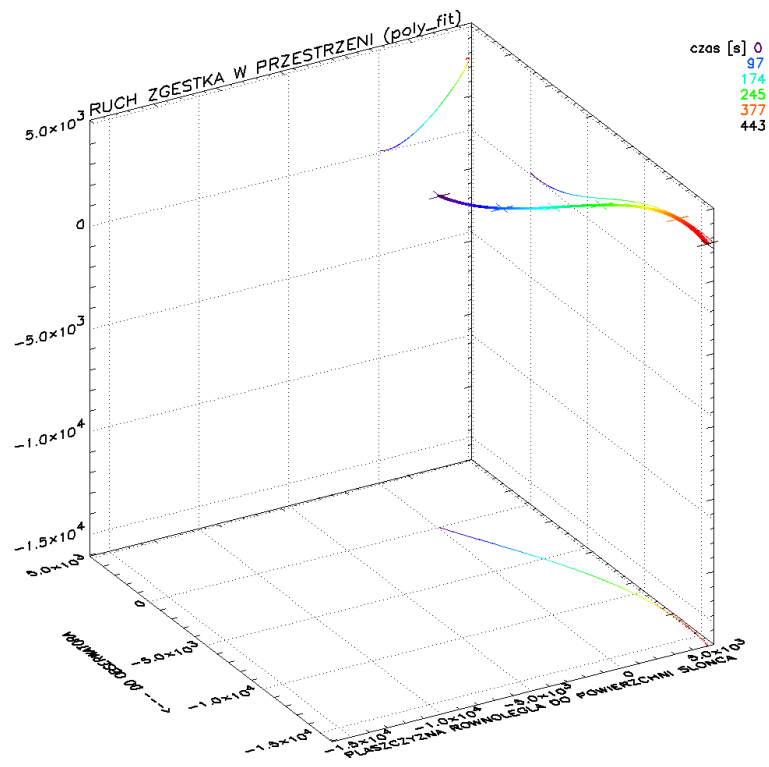


Rysunek 68: Zgęstek D

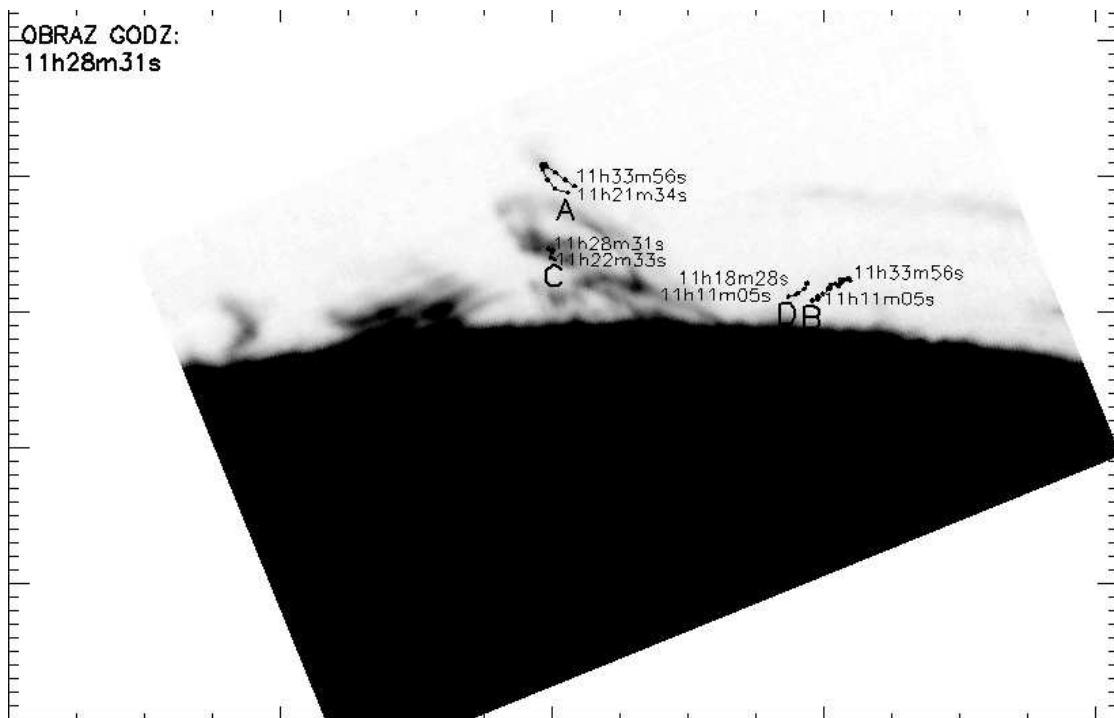


RUCH ZGĘSTKA OBSERWOWANEGO W DNIU:
 2000.09.25.
 W GODZINACH:
 11h11m05s – 11h18m28s UT
 APROKSYMACJA POŁOŻENIA WIELOMIANEM
 STOPNIA: 3
 BLAD X: 511.834 KM
 BLAD Y: 617.298 KM
 BLAD V(spline): 0.5413 KM/S
 BLAD V(poly_fit): 2.110 KM/S
 delta T crit 100.000 S
 WYGLĄDZANIE 1-go i ost pktu: NIE

Rysunek 69: Własności kinematyczne zgęstka D



Rysunek 70: Trójwymiarowa trajektoria ruchu zęskta D



Rysunek 71: Zaobserwowane położenia zgęstków A,B,C i D w płaszczyźnie xy na tle obrazu protuberancji. Podano czasy wykonania pierwszej i ostatniej obserwacji danego zgęstka.