



DISSERTATION
zur Erlangung des naturwissenschaftlichen Doktorgrades der
Julius-Maximilians-Universität Würzburg

Kinetische Simulationen solarer Typ II Radiobursts



Fakultät für
Physik und Astronomie

Vorgelegt von: Urs Ganse
Geboren in: Lemgo
Abgabe: Würzburg, Juni 2012

Eingereicht am:
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter:
2. Gutachter:
3. Gutachter:
der Dissertation.

Vorsitzende(r):
1. Prüfer:
2. Prüfer:
3. Prüfer:
im Promotionskolloquium (unzutreffendes streichen).

Tag des Promotionskolloquiums:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Kurzzusammenfassung

Die Emission solarer Typ II Radiobursts ist ein seit Jahrzehnten beobachtetes Phänomen der heliosphärischen Plasmaphysik. Diese Radiobursts, die im Zusammenhang mit der Propagation koronaler Schockfronten auftreten, zeigen ein charakteristisches, zweibandiges Emissionsspektrum. Mit expandierendem Schock driften sie zu niedrigeren Frequenzen. Analytische Theorien dieser Emission sagen nichtlineare Plasmawellenwechselwirkung als Ursache voraus, doch aufgrund des geringen Sonnenabstands der Emissionsregion ist die in-situ Datenlage durch Satellitenmessungen äusserst schlecht, so dass eine endgültige Verifikation der vorhergesagten Vorgänge bisher nicht möglich war.

Mit Hilfe eines kinetischen Plasma-Simulationscodes nach dem Particle-in-Cell Prinzip wurde in dieser Dissertation die Plasmaumgebung in der Foreshock-Region einer koronalen Schockfront modelliert. Das Propagations- und Kopplungsverhalten elektrostatischer und elektromagnetischer Wellenmoden wurde untersucht. Die vollständige räumliche Information über die Wellenzusammensetzung in der Simulation erlaubt es, die Kinematik nichtlinearer Wellenkopplungen genauestens zu untersuchen.

Es zeigte sich ein mit der analytischen Theorie der Drei-Wellen-Wechselwirkung konsistentes Bild der Erzeugung solarer Radiobursts: durch elektromagnetischen Zerfall elektrostatischer Moden kommt es zur Erzeugung fundamentaler, sowie durch Verschmelzung gegenpropagierender elektrostatischer Moden zur Anregung harmonischer Radioemission. Kopplungsstärken und Winkelabhängigkeit dieser Prozesse wurden untersucht.

Mit dem somit zur Verfügung stehenden, numerischen Laborsystem wurde die Parameter-Abhängigkeit der Wellenkopplungen und entstehenden Radioemissionen bezüglich Stärke des Elektronenbeams und des solaren Abstandes untersucht.

Abstract

The emission of solar type II radiobursts is a phenomenon of heliospheric plasma physics which has been observed for several decades. These radio bursts, which appear in conjunction with propagating coronal shocks, show a characteristic two-banded emission spectrum, drifting towards lower frequencies as the shock expands. Analytic theories predict nonlinear plasma wave interaction as the cause of these emissions. However, due to its low solar distance, in-situ satellite measurements of the emission regions' properties are extremely scarce. Hence, a conclusive verification of the predicted processes was hitherto not attainable.

Using a kinetic plasma simulation code based on the particle-in-cell approach, the plasma environment in a coronal shock's foreshock region was modelled in this thesis. The propagation and coupling behaviour of electrostatic and electromagnetic wavemodes was investigated. Complete spatial information of the wave composition as obtainable from the simulations allowed to finely analyze the kinematics of nonlinear wave interactions.

The results showed excitation of solar radiobursts in agreement with analytics predictions of three wave interaction processes, based on the nonlinear processes: electromagnetic decay of electrostatic modes is responsible for the fundamental and coalescence of counterpropagating electrostatic waves responsible for the harmonic radio emission. Coupling strengths and angular dependences of these processes were then studied.

With the numerical laboratory system obtained through this modelling effort, the parameter dependence of wave couplings and resulting radio emissions were explored, based on variation of electron beam strength and solar distance of the emission region.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physik der Heliosphäre	3
2.1	Sonnenwind	3
2.1.1	Die ruhige Heliosphäre	4
2.1.2	Energetische Ereignisse auf der Sonne	7
2.2	Weltraumwetter	9
2.3	Messgrößen der Heliosphäre	12
2.4	Solare Radiobursts	12
3	Plasmaphysikalische Grundlagen	17
3.1	Definition eines Plasmas	17
3.2	Charakteristische Längen- und Zeitskalen	18
3.3	Vlasov-Gleichung	19
3.4	Wellenlösungen der Vlasov-Gleichung	21
3.4.1	Elektrostatische Moden	22
3.4.2	Elektromagnetische Wellen	26
3.5	Wellenlösungen und Instabilitäten durch Elektronenstrahlen	28
3.6	Drei-Wellen-Kopplung	30
3.6.1	Elektromagnetischer Zerfall von Langmuir-Wellen	33
3.6.2	Elektrostatischer Zerfall	34
3.6.3	Verschmelzung zweier Langmuir-Wellen	35
3.7	Einzelteilchenbewegung	37
3.7.1	Gyration	37
3.7.2	Driftbewegungen	38
3.7.3	Magnetische Spiegel	38
3.8	Schock-Beschleunigung	40
3.8.1	Fermi-Beschleunigung	42
3.8.2	Schock-Drift-Beschleunigung	43

4	Numerische Simulationen	45
4.1	Der Particle-in-Cell Ansatz	46
4.2	Ablauf der Simulation	47
4.2.1	EM-Feld Update	47
4.2.2	Stromzuweisung der Teilchen	50
4.2.3	Kraftwirkung der elektromagnetischen Felder	52
4.3	Formfaktoren	53
4.4	Beschränkungen und charakteristische Probleme des PiC-Ansatzes	55
4.4.1	Begrenzte Teilchenzahl	55
4.4.2	Auflösung des k -Raums	57
4.5	Alternativen zum Particle-in-Cell Ansatz	58
4.6	Der ACRONYM-Code	58
5	Modell und Setup	61
5.1	Schock-Drift Beschleunigung am gekrümmten Schock	62
5.1.1	Prozesse in der Foreshock-Plasmaumgebung	65
5.1.2	Offene Fragen des Modells	67
5.2	Numerisches Setup	70
5.2.1	Magnetfeld, Dichte und Temperatur	70
5.2.2	Verteilungsfunktion	70
5.2.3	Simulationsgeometrie	71
6	Simulationsergebnisse	73
6.1	Ziele	73
6.2	Anregung elektrostatischer Wellen	75
6.2.1	Achspareller Elektronstrahl	75
6.2.2	Korrekte Pitchwinkelverteilung	81
6.3	Anregung gegenpropagierender elektrostatischer Moden	86
6.4	Nichtlineare Effekte - Radioemission	90
6.4.1	Lineare Moden	95
6.4.2	Nichtlineare Effekte	97
6.4.3	Einfluss ionischer Moden	100
6.4.4	Einzelne vs. gegenströmende Elektronenstrahlen	104
6.5	Parameter-Abhängigkeit	107
6.5.1	Variation der Beam-Stärke	107
6.5.2	Variation des Sonnenabstands	111

7 Zusammenfassung	121
7.1 Ausblick	123
Literaturverzeichnis	123
Publikationen im Zusammenhang mit dieser Doktorarbeit	135
Lebenslauf	137
Danksagung	139
Eigenständigkeitserklärung	141

1 Einleitung

Seit dem Beginn astronomischer Radiobeobachtungen ist die Sonne als prominente Quelle nichtthermischer Radioemissionen bekannt. Besonders auffällig sind hierbei die sogenannten *Radiobursts*, transiente Radiophänomene hoher Intensität, die im Zusammenhang mit energetischen Ereignissen in der Chromosphäre sowie der Korona beobachtet werden. Für viele dieser Radiobursts konnten die Emissionsprozesse seither identifiziert werden; für einige, unter ihnen die *Typ II Radiobursts*, steht eine schlüssige Erklärung jedoch noch aus. Analytische Modelle und Vorhersagen für die Emission existieren seit inzwischen mehr als 40 Jahren. Sie basieren auf plasmaphysikalischen Überlegungen über die Teilchen- und Wellenbedingungen in der Emissionsregion, die zu verifizieren eine große Herausforderung darstellt.

Während erdgebundene Radiobeobachtungen dieser Bursts in großen Mengen existieren, ist es aufgrund des geringen Abstandes der Emissionsregion der meisten Radiobursts von der Sonne nur selten möglich, in-situ Messdaten aus der Emissionsregion mittels Satelliten zu erhalten, aus denen Informationen über das dortige Plasma zu erhalten wären. Und selbst diese Daten sind für die Untersuchung ausgedehnter Wellenphänomene nur von begrenztem Nutzen, da Satelliten lediglich punktweise Messungen durchführen können, die keine räumlich aufgelöste Information tragen.

Eine Modellierung dieser Plasmaprozesse via Computersimulationen ist daher die bisher einzige Möglichkeit, die Emission solarer Radiobursts unter kontrollierten Bedingungen zu untersuchen und vollständige räumliche Informationen zu erhalten. Hierbei muss darauf geachtet werden, die relevante kinetische Plasmaphysik der Korona durch numerische Einflüsse unverfälscht in der Simulation dargestellt wird. Der am Lehrstuhl für Astronomie bereits vorhandene, und im Rahmen dieser Dissertation bedeutend erweiterte Particle-in-Cell Simulationscode *ACRONYM* erlaubt es, die gesamte Phänomenologie kollisionsfreien Plasmas auf räumlich und zeitlich begrenzten Skalen wiederzugeben, und eignet sich daher hervorragend für die Untersuchung des Typ II Radioburst-Emissionsprozesses.

Mittels dieses Codes wurde in dieser Dissertation die Modellierung, Simulation und Analyse des Emissionsprozesses sowie der nichtlinearen Wellenphänomene solarer Typ II Radiobursts durchgeführt, und zur Verifikation der analytischen Modelle dieses Prozesses

verwendet.

Diese Arbeit gliedert sich in 5 aufeinander aufbauende Abschnitte:

- In Kapitel 2 wird die Phänomenologie der heliosphärischen Plasmaumgebung dargestellt.
- Kapitel 3 stellt eine Einführung in den theoretischen Formalismus der zu erwartenden Plasmaprozesse dar und ist auf die analytische Herleitung der relevanten Wellenmoden sowie ihrer Wechselwirkungen fokussiert.
- In Kapitel 4 wird die Particle-in-Cell Simulationsmethodik mit ihren Vorteilen und Problemen vorgestellt. Besonderes Augenmerk liegt hierbei auf den im ACRONYM-Code verwendeten Techniken.
- Kapitel 5 motiviert, basierend auf den vorhergehenden Kapiteln, das Simulationsmodell, das zur Untersuchung der Typ II Radioburstemission herangezogen wird.
- In Kapitel 6 schließlich werden die Simulationsergebnisse dargestellt und die daraus gezogenen Erkenntnisse diskutiert.

Terminologie

In dieser Arbeit wird durchgängig das cgs (Centimeter, Gramm, Sekunde) - Einheitensystem verwendet, mit $\epsilon_0 = 1$ und $\mu_0 = 1/c^2$, sowie die davon abgeleitete Formulierung der Maxwell'schen Gleichungen. Es bezeichnet

- ρ die Massendichte, ϱ die Ladungsdichte und n_α die Teilchendichte einer Spezies α .
- \vec{E} und \vec{B} die elektromagnetischen Felder, wobei in der gesamten Arbeit implizit von einer Ausbreitung im Vakuum mit $\epsilon_r = \mu_r = 1$ ausgegangen wird.
- $E_{x,(i,j,k)}^t$ und $B_{x,(i,j,k)}^t$ die numerisch diskretisierte Darstellung der elektromagnetischen Felder zum Zeitschritt t mit drei Vektorkomponenten x , y , und z an den diskretisierten Raumkoordinaten (i, j, k) .

2 Physik der Heliosphäre

Mit dem Verlassen der Erdatmosphäre und Beginn des Weltraums tritt man nicht in ein perfektes, materieloses Vakuum ein. Vielmehr findet sich außerhalb der Atmosphäre die Plasmaumgebung der *Heliosphäre*, deren Eigenschaften durch die Sonne geprägt und beeinflusst werden.

Die Energieproduktion durch Kernfusion im Inneren der Sonne führt zu einer ständigen Wärmezufuhr in die Materie in ihren äußeren Schichten, was zum einen die allseits bekannte Aussendung thermischer Schwarzkörperstrahlung als Sonnenlicht zur Folge hat, andererseits zu einer ständigen Evaporation heißer ionisierter Materie, dem so genannten *Sonnenwind*, aus der Chromosphäre führt. Die Existenz dieses Windes wurde zunächst durch Beobachtung von Nordlichtern (Birkeland, 1896) sowie Kometenschweif (Biermann, 1951) vermutet. Mit Beginn der Raumfahrt und den ersten satellitenbasierten Messinstrumenten konnte er von der sowjetischen Sonde Luna-1 erstmals nachgewiesen werden (Harvey, 2007).

Diese evaporierten Teilchen sind aufgrund ihrer hohen Energien von 1 – 10 keV vollständig ionisiert, und bilden daher ein *Plasma*, dessen Verhalten von Effekten elektromagnetischer Felder dominiert wird. In Kapitel 3 werden die Grundlagen dieses Verhaltens kurz umrissen.

2.1 Sonnenwind

Die Sonne als schwerster und heißester Körper im Sonnensystem übt nicht nur in ihrer Gravitationskraft dominierende Wirkung auf die Materie in der Heliosphäre aus, sondern bestimmt durch ihr starkes Magnetfeld entscheidend das Verhalten des Plasmas: Da dessen geladene Teilchen durch die Lorentzkraft Gyrationbewegungen um magnetische Feldlinien ausführen (siehe 3.7.1), besteht eine enge Kopplung zwischen der Bewegung magnetischer Feldlinien und der Materie des Sonnenwindes. Ein idealisiert dipolförmiges Magnetfeld der rotierenden Sonne wird daher durch den ausströmenden Sonnenwind zu einer Spirale verzerrt, die nach Parker (1958) auch als *Parker-Spirale* bezeichnet wird (vgl. Abbildung 2.2). Die magnetischen Feldlinien dieser archimedischen Spirale treten

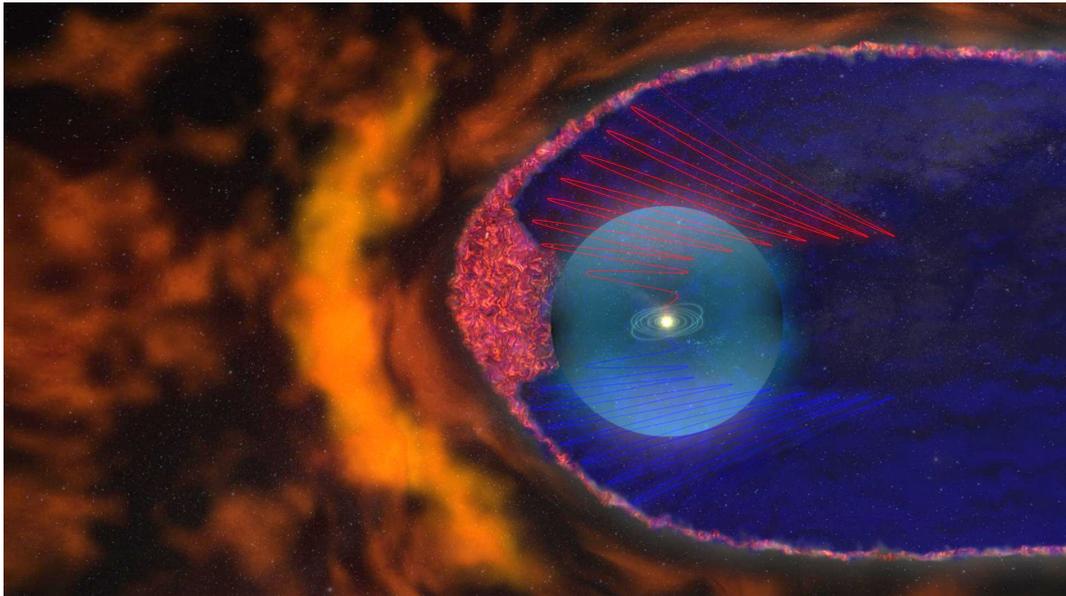


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der äußeren Struktur der Heliosphäre. Der von der Sonne ausgesandte Sonnenwind staut sich durch Wechselwirkung mit dem interstellaren Medium auf, und bildet einen Termination- und Bow-Schock aus. Das Solare Magnetfeld stellt durch diesen äußeren Einfluss eine verzerrte Spiralform dar (hier durch rote bzw. blaue Feldlinien veranschaulicht). (Quelle: NASA)

senkrecht aus der solaren Chromosphäre aus, und neigen sich mit zunehmendem Sonnenabstand in immer stärkerem Winkel zur radialen Richtung, so dass das interplanetare Magnetfeld an der Erde ein Winkel von etwa 60° zur Sonne einschließt.

Der Sonnenwind strömt von der Sonne ausgehend in den interplanetaren Raum, bis er schließlich durch den Gegendruck des interstellaren Mediums abgebremst und aufgestaut wird, was zur Ausbildung des sog. *Termination Schocks* führt, der als das äußere Ende der Heliosphäre angesehen wird (Pogorelov et al., 2007).

2.1.1 Die ruhige Heliosphäre

Die Sonne ist ein rotierender Körper aus elektrisch leitfähigem Material (Plasma), und erzeugt, ähnlich wie der Erdkern, durch den Dynamo-Effekt ein Magnetfeld. Dieses Magnetfeld hat großen Einfluss auf die Phänomene sowohl auf der Sonne, als auch das Plasmaverhalten in der gesamten Heliosphäre. Im Folgenden soll eine Übersicht über die Geometrie und Effekte des heliosphärischen Magnetfelds gegeben werden.

Wäre das Plasma der Sonne lediglich auf die sichtbare Sonnensphäre begrenzt, und kein

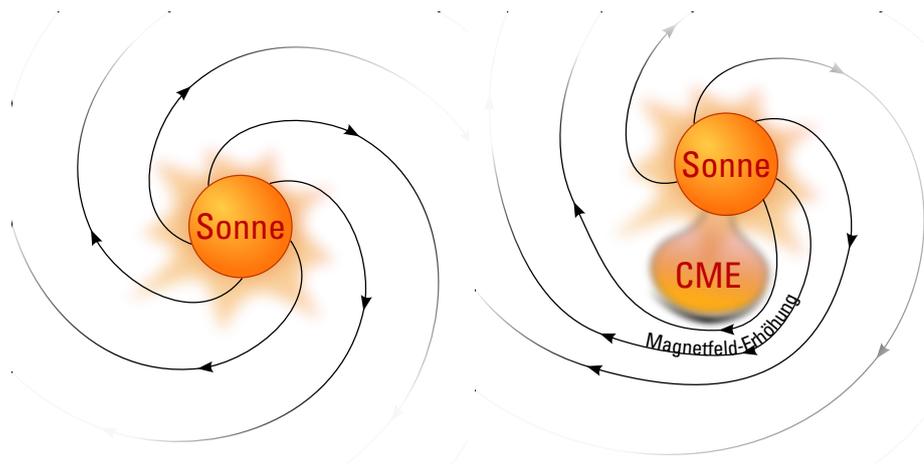


Abbildung 2.2: Schematik des Magnetfelds in der Korona. **Links:** Im Falle ruhigen Sonnenwinds bildet sich das spiralförmige *Parker-Feld* **Rechts:** Schneller Sonnenwind, eruptive Blastwellen sowie koronale Masseauswürfe führen zur Verdichtung des Magnetfeldes, und somit zu *Corotating Interaction Regions* (CIR) und Schockfronten.

Sonnenwindplasma im Raum außerhalb dieser vorhanden, so würde sich das Magnetfeld der Sonne näherungsweise Dipol-förmig ausbilden. Das ausströmende Plasma des Sonnenwinds interagiert jedoch stark mit dem Magnetfeld (siehe Kapitel 3.7.1), und transportiert die Feldlinien mit, während es sich in der Heliosphäre nach außen bewegt.

Dem spiralförmigen Parker-Feld folgend strömt der Sonnenwind von der Korona in die interplanetare Heliosphäre hinaus. Die eingeschränkte Bewegung entlang des Magnetfeldes führt dazu, dass die Expansion nicht ideal sphärisch, also in einem $n \sim 1/r^2$ -Gesetz erfolgt, sondern komplexeren Gesetzmäßigkeiten folgt. Cranmer & van Ballegoijen (2005) erhielten durch empirische Untersuchung der Weißlichtstreuung in der Heliosphäre den Elektronen-Dichteverlauf

$$\frac{n_e}{1.3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}} = \frac{1}{x^2} + \frac{25}{x^4} + \frac{300}{x^8} + \frac{1500}{x^{16}} + \frac{5796}{x^{33.9}}, \tag{2.1}$$

mit dem Sonnenabstand $x = r/R_\odot \geq 1.017$. Für die Sonnenwinddichte an der Erde, $r = 1 \text{ AU} \approx 215 R_\odot$ ergibt sich damit eine Elektronendichte von $n_e = 2.8 \text{ cm}^{-3}$.

Ein analog dazu entwickeltes Modell der magnetischen Feldstärke des ungestörten Sonnenwindes (Banaszkiewicz et al., 1998),

$$\frac{B_0}{1.789 \text{ G}} = \frac{2}{x^3} + \frac{4.281}{x^5} + \frac{1}{a_c(x + a_c)^2} + \frac{0.67}{\exp [384(x - 1.017)]}, \tag{2.2}$$

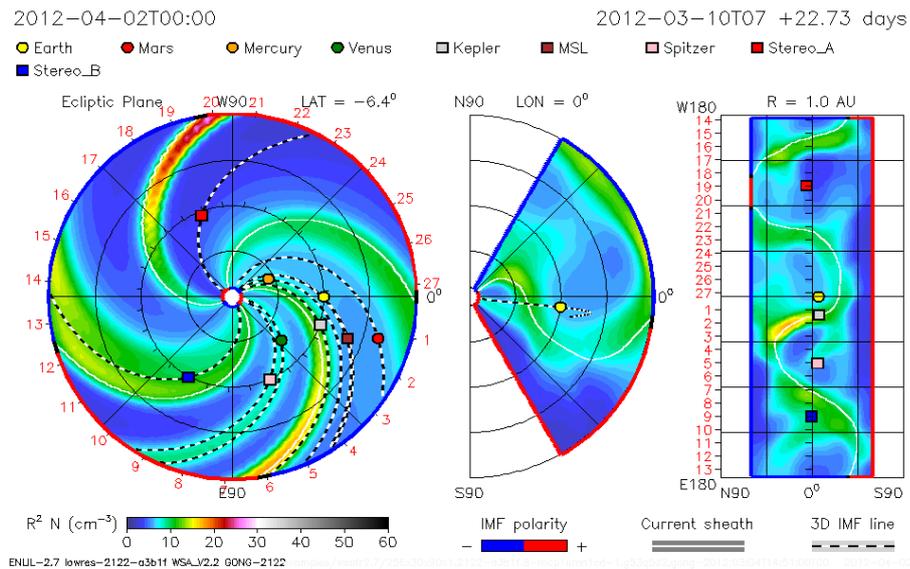


Abbildung 2.3: Beispielhafte Dichtestruktur des Sonnenwindes im solaren Maximum. Das linke Bild zeigt eine Draufsicht, das mittlere einen Querschnitt durch die 0° Ebene, in dem sich die Erde befindet und das rechte einen zylindrischen Schnitt der $R = 1$ AU Oberfläche. Die Positionen der inneren Planeten sind als Kreise, aktive Sonnenwind-beobachtende Satelliten als Quadrate gekennzeichnet, und die mit ihnen verbundenen Parkerfeld-Linien als gestrichelte Linien dargestellt. Gut zu erkennen sind mehrere Co-rotating Interaction Regions (CIRs), in denen die Sonnenwinddichte signifikant erhöht ist. Dieses Bild stammt aus dem ENLIL Vorhersagemodell des NASA Community Coordinated Modelling Center (Xie et al., 2004)

mit der *current sheet constant* $a_c = 1.538$ (Cranmer & van Ballegoijen, 2005), vervollständigt das analytische Modell des ungestörten Sonnenwindverlaufs.

Typische Strömungsgeschwindigkeiten des Sonnenwindes unterscheiden sich hierbei stark zwischen dem *langsamen* Sonnenwind mit etwa 400 km/s, der aus magnetisch geschlossenen Regionen der Sonnenoberfläche emittiert wird, und dem *schnellen* Sonnenwind, der aus magnetisch offenen Regionen, sog. *koronalen Löchern* ausströmt (Cranmer, 2009). Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen besteht in beiden Fällen aus einer thermischen Komponente bei niedrigen Energien, und einem hochenergetischen, superthermischen Anteil. Es ist hierbei noch unklar, ob die hochenergetische Komponente ebenfalls eine Maxwell-Verteilung aufweist (Lin, 1998), oder ob eine Kappa-Verteilung mit Power-Law-Tail die korrekte Beschreibung darstellt (Maksimovic et al., 1997). Abbildung 2.4 zeigt beispielhaft eine Messung der Elektronen-Energieverteilung während des solaren Minimums.

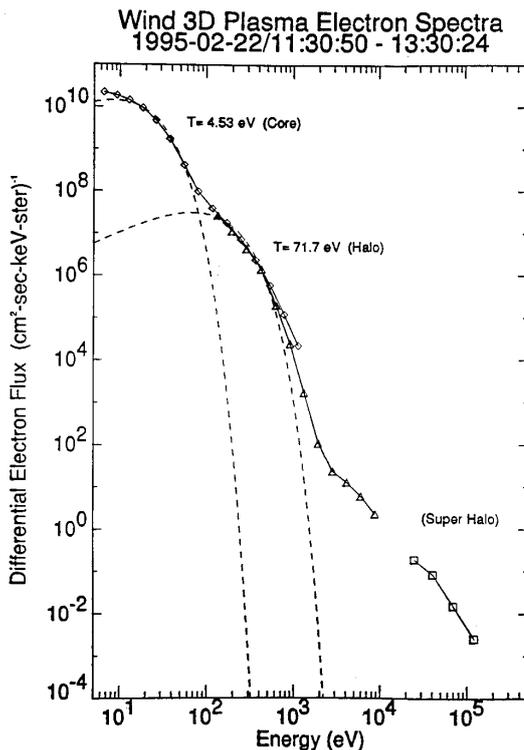


Abbildung 2.4: Energieverteilung der Elektronen im Sonnenwind, beobachtet vom Wind 3DP Instrument. Zusätzlich zur thermischen Verteilungsfunktion (“Core”) ist der zu wesentlich höheren Energien reichende Verlauf der superthermischen Verteilung zu erkennen, die sowohl aus einer weiteren Maxwellischen Komponente (“Halo”), als auch einem Powerlaw (“Super Halo”) zu bestehen scheint. Die gestrichelten Linien repräsentieren gefittete Maxwell-Verteilungen. (aus Lin, 1998)

2.1.2 Energetische Ereignisse auf der Sonne

Zusätzlich zur kontinuierlichen Emission elektromagnetischer Strahlung und geladener Teilchen treten auf der Sonnenoberfläche sporadisch sehr energiereiche Ereignisse auf, die zum impulsiven Auswurf von Materie und Strahlung führen. Die Klassifizierung der solaren Ereignisse ist sehr vielfältig; mit jedem neu eingeführten solaren Beobachtungsinstrument werden weitere Klassen dieser Events entdeckt, und teilweise überraschende Zusammenhänge zwischen zuvor unabhängig geglaubten Phänomenen festgestellt. Hier sei nur der kleine Teil der für die Entstehung solarer Radiobursts relevanten Prozesse aufgeführt:

- Als **Flares** bezeichnet man sehr plötzlich auftretende, extrem energiereiche Entladungen elektromagnetischer Energie in der oberen Chromosphäre. Diese sind mit der

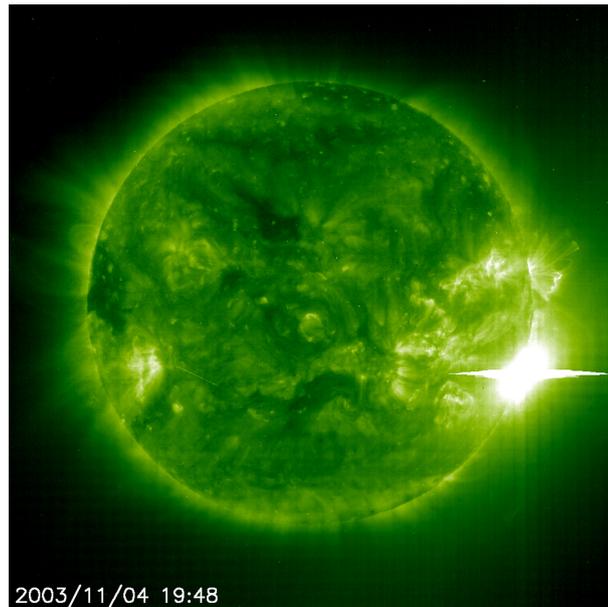


Abbildung 2.5: Ein solarer *Flare*, abgebildet im nahen Röntgenbereich durch das EIT Instrument der SOHO Raumsonde. Die starke, plötzlich einsetzende Röntgenemission aus der Flare-Site übersättigt den CCD-Detektor.

Aussendung auf wenige Sekunden bis Minuten beschränkter, besonders starker UV- und Röntgenstrahlung aus einer lokalisierten Region auf der Sonne verbunden, die mit bildgebenden Instrumenten auf Satelliten inzwischen sehr detailliert abgebildet werden können (vgl. Abbildung 2.5).

- **Koronale Masseauswürfe**, auch als **Eruptionen** bezeichnet, sind Ereignisse, in denen große Mengen chromosphärischen Plasmas durch plötzliche Umkonfiguration des Magnetfeldes in die Korona hinausgeschleudert werden.
- **Koronale Schockwellen** können sowohl durch reine Flare- als auch durch CME-Eruption getrieben werden. Diese Strukturen sind in reinen elektromagnetischen Beobachtungen im Radio- oder Röntgenband kaum nachweisbar, haben jedoch einen großen Einfluss auf die Teilchenverteilungen im Sonnenwind. Erst durch die sekundären Prozesse dieser Teilchen ist eine indirekte Beobachtung der Präsenz dieser Schocks während ihrer Propagation durch die Korona erkennbar. Sind die Schocks ausreichend stark, so erreichen sie als interplanetare Shocks auch die Erde, wo sie in-situ von Satelliten nachgewiesen werden können (vgl. Abbildung 2.7)

Die Häufigkeit und Intensität dieser Ereignisse zeigt eine Periodizität von etwa elf Jahren, dem *solaren Aktivitätszyklus* (Hathaway, 2010). Dieser, typischerweise durch die Schwankung in der Sonnenfleckenrelativzahl quantifizierte und durch das solare Magnetfeld hervorgerufene Zyklus hat starken Einfluss auf eine Vielzahl koronaler Phänomene (Minarovjech et al., 2008). In Zeiten ruhigen solaren Magnetfelds (dem *solaren Minimum*) treten sie in geringer Intensität und mit Häufigkeiten von ungefähr einem Ereignis pro Woche auf, im solaren Maximum sind teilweise mehrere Ereignisse pro Tag beobachtbar, die in ihrer Intensität Größenordnungen höher liegen können.

Mit dem Auswurf heißer Materie aus der Sonne ändert sich die Geometrie der Heliosphäre gegenüber der zuvor erwähnten Parker-Lösung des ruhigen Sonnenwindes. Durch die unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeit des Sonnenwindes handelt es sich bei der Magnetfeldgeometrie nun nichtmehr um eine perfekte archimedische Spirale (siehe Abbildung 2.2 rechts).

Im Falle graduellen Austritts heißer Materie aus aktiven Regionen der Sonne, sogenannten *koronalen Löchern* (coronal holes) mit höherer Geschwindigkeit als der des langsamen Sonnenwindes, bilden sich winkelabhängig in Sonnennähe spiralförmige Magnetfeldlinien mit unterschiedlicher Krümmung aus, die somit zwangsweise innerhalb der Heliosphäre aufeinandertreffen. In diesen *corotating interaction regions* (CIR) liegt daher eine magnetische Verdichtung des Plasmas vor (vgl. Abbildung 2.3). Ist der Materieauswurf hingegen impulsiv, so spricht man von einem *koronalen Masseauswurf* (coronal mass ejection, CME). Koronale Masseauswürfe tragen Massen von rund 10^{15} g mit Geschwindigkeiten zwischen 300 und 2000 km/s (Yashiro et al., 2004) in die Heliosphäre hinaus, und tragen somit kinetische Energien von bis zu 10^{31} erg; hierdurch kommt es durch die supersonische, superalfvénisch Plasmaströmung zur Ausbildung eines Schocks (siehe Kapitel 3.8) an der Diskontinuität zwischen ausströmendem gewöhnlichen Sonnenwind und der CME-Materie. Abbildung 2.7 zeigt beispielhaft eine Satellitenbeobachtung. Die an diesem Schock auftretenden, starken Gradienten der Plasmadichte und Magnetfeldstärke begünstigen energiereiche Teilchen- und Wellenanregungsprozesse und tragen ganz entscheidend zum Weltraumwettereinfluß auf der Erde bei.

2.2 Weltraumwetter

Sowohl die elektromagnetischen- als auch die Teilchen-Emissionen der Sonne propagieren durch die Heliosphäre und erreichen schließlich die Magnetosphäre der Erde, wo ihre Effekte kollektiv als *Weltraumwetter* (engl. *Space Weather*) bezeichnet werden.

Der Einfluss des Weltraumwetters auf das Erdmagnetfeld, Polarlichter sowie Raumschiffe

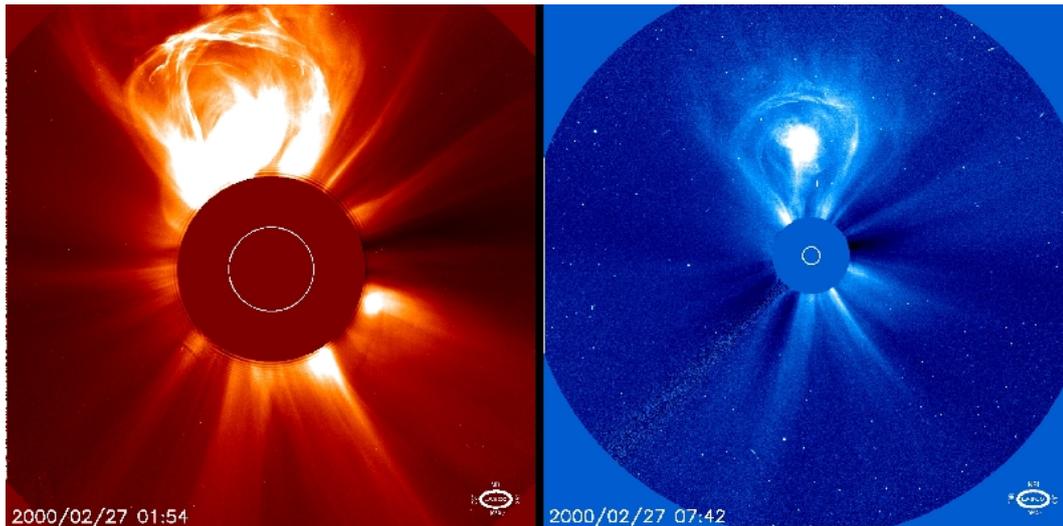


Abbildung 2.6: Koronaler Masseauswurf (CME), aufgenommen vom LASCO Instrument des SOHO-Satelliten (NASA/ESA). Gut sichtbar ist die Weißlicht-Streuung im zentralen Plasmoiden des CME, wohingegen die Schockfront, die diesem vorausieht, in dieser Darstellung nicht zu erkennen ist.

und Satelliten gewinnt mit wachsender globaler Kommunikation zunehmend an Wichtigkeit (Pulkkinen, 2007): Die Schwankungen der magnetischen Feldstärke, die als Schocks an der Erde vorbeitransportiert werden, haben einen direkten Einfluss auf die Erdmagnetosphäre, sowie das Erdmagnetfeld selbst. Solche schnellen Änderungen des magnetischen Felds können besonders in langen Überlandleitungen Störströme induzieren, die in der Vergangenheit bereits zu Stromausfällen führten. Das Auftreten von Nordlichtern ist direkt mit der Teilchendichte im erdnahen Sonnenwind korreliert. Diese Phänomene sind keinesfalls rein optischer Natur, sondern haben direkten Einfluss auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in hohen Breitengraden. Hierbei hat insbesondere die Störung des Funkverkehrs auf Flugfunkfrequenzen Relevanz für Flugsicherungs- und Rettungsdienstoperationen. Zuletzt stellen die energetischen Teilchen des Sonnenwinds eine direkte Gefahrenquelle für die elektronischen Systeme in Satelliten dar.

Eine möglichst präzise Vorhersage des Weltraumwetters ist daher gewünscht, und ein wichtiger wirtschaftlicher Nutzen der Heliosphärenforschung. Insbesondere genaues Verständnis der Ausbreitung von Schockfronten von der Sonne zur Erde steht im Zentrum der Aufmerksamkeit (Schwenn, 2006).

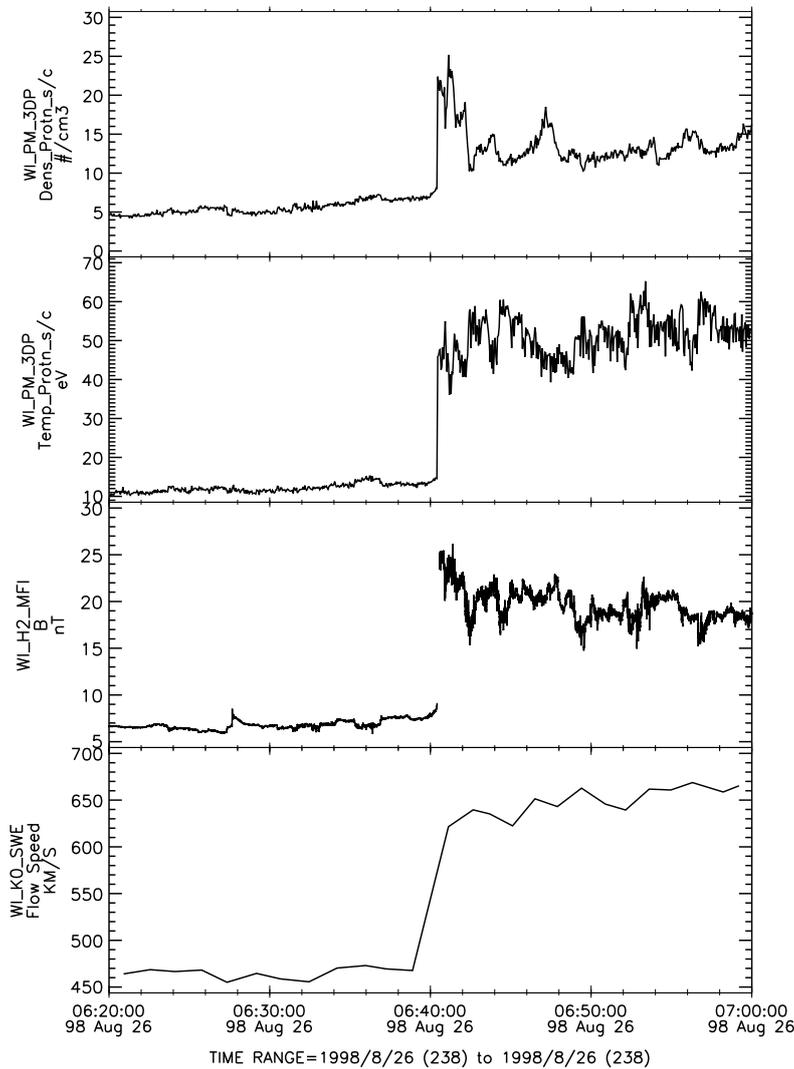


Abbildung 2.7: Beispiel einer in-situ Beobachtung einer interplanetaren CME-Schockfront, die am 26. August 1998 auf den WIND Satelliten traf. Aufgetragen sind (von oben nach unten): Protonendichte n_p , Protonentemperatur T_p , magnetische Feldstärke $|\vec{B}|$ sowie mittlere Geschwindigkeit des Plasmas relativ zum Satelliten $|\vec{v}_{sw}|$. In Dichte und magnetischer Feldstärke zeigt sich ein plötzlicher Sprung um einen Faktor vier beim Eintreffen des Schocks. (Daten von R. Lin/UC Berkeley und A. Szabo/NASA/GSFC, Plot aus dem CDAWeb-System)

2.3 Messgrößen der Heliosphäre

Das Plasma der Heliosphäre ist in vielerlei Hinsicht ein ungewöhnliches astronomisches Beobachtungsobjekt. Im Gegensatz zur stellaren und galaktischen Astrophysik stellt die Heliosphäre aufgrund ihrer verhältnismäßig einfachen Erreichbarkeit mittels Raumsonden das einzige astrophysikalische Plasma dar, in dem in-situ Messungen durchgeführt werden können. Für Distanzbeobachtungen von der Erde aus ergibt sich jedoch in vielen Wellenlängenbereichen durch die bedeutend höhere Leuchtkraft der Sonne selbst die Schwierigkeit, dass die Physik des heliosphärischen Plasmas kaum bis gar nicht abgebildet werden kann.

Einen Ausnahmefall stellt das Radio-Frequenzband dar, in dem plasmaphysikalische Effekte der Heliosphäre in vielen Frequenzen deutlich stärker als solare Abstrahlungen sind. Die Abnahme der Plasmadichte mit zunehmendem Sonnenabstand (siehe Abschnitt 2.1.1) führt dazu, dass auch die charakteristische Plasmafrequenz einen zu größeren Radien abnehmenden Verlauf aufweist, und typischerweise im Frequenzbereich zwischen 1 MHz und 1 GHz liegt. Aus der Frequenz eines heliosphärischen Radiosignals lässt sich daher sehr einfach ein Rückschluss auf den ungefähren solaren Abstand der Emissionsregion ziehen.

Zu den bodengebundenen Instrumenten, die für die Beobachtung solarer Radioemissionen von Bedeutung sind, zählen der Nançay Radioheliograph, der Artemis Radiospektrograph und nicht zuletzt das LOFAR Radiointerferometer. Während mit diesen Instrumenten die Radioemissionen selbst detailliert beobachten lassen, sind es insbesondere die in-situ Messungen von Satelliten, die zum Verständnis der mit ihnen verbundenen elementaren Plasmaprozessen beigetragen haben. Hier sind der ACE Satellit (Advanced Composition Explorer) sowie das Waves Instrument auf dem WIND Satelliten besonderer Erwähnung wert, da die Ergebnisse dieser Instrumente im Folgenden noch von Relevanz sein werden.

2.4 Solare Radiobursts

Zusätzlich zu der kontinuierlichen Radioemission der Sonne und Heliosphäre, die durch thermische- und Plasmaemission verursacht wird, gibt es im Zusammenhang mit energetischen Ereignissen auf der Sonnenoberfläche (siehe 2.1.2) starke, transient auftretende Radioemissionen, die sog. *Radiobursts*.

Schon sehr früh zu Beginn astronomischer Radiobeobachtungen wurden diese Bursts beobachtet und klassifiziert (Wild & McCready, 1950). Nach aktueller Klassifikation gibt es fünf Typen von Radiobursts (vgl. Abbildung 2.8):

- **Typ I** Bursts, der zuerst entdeckte Typ, sind schmalbandige Emissionen kurzer zeitli-

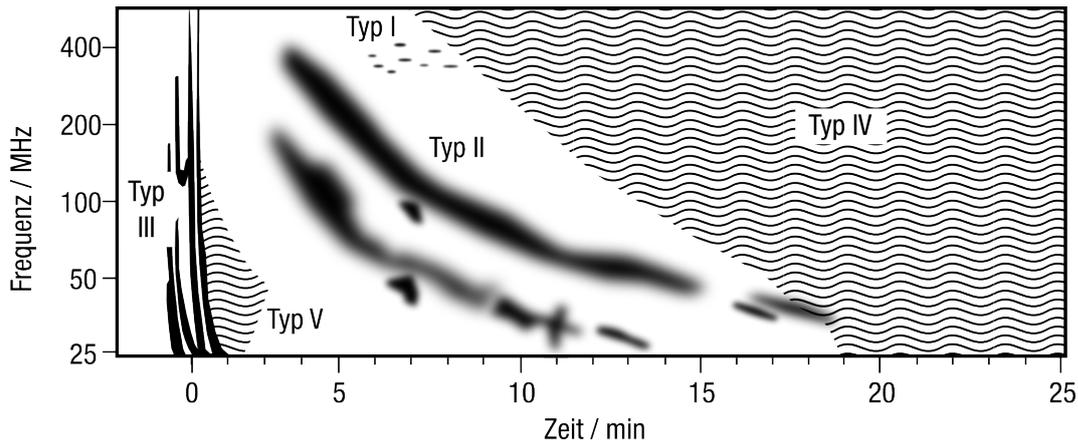


Abbildung 2.8: Schematischer Vergleich der dynamischen Spektren verschiedener Radioburst Typen. Während Typ I, II und III schmalbandige Emission aufweisen, sind Typ IV und V durch breitbandiges Radioverhalten charakterisiert. Die Zeitachse gibt den relativen Zeitversatz an, mit dem die jeweiligen Burst-Typen nach einem energiereichen chromosphärischen Ereignis (wie z.B. einem Flare) typischerweise auftreten.

cher Dauer (wenige Sekunden), deren Auftreten sowohl zeitlich als auch räumlich mit morphologischen Veränderungen von Sonnenflecken übereinstimmt.

Als Ursache dieser Emissionen werden Veränderungen der magnetischen Topologie in der starken Magnetfeldumgebung von Sonnenflecken vermutet, die zu Elektronenbeschleunigung auf kleinen Skalen führen. Diese Bursts sind als einzige nicht mit großskaligen, energiereichen solaren Ereignissen wie Flares oder Masseauswürfen korreliert.

- **Typ II** Bursts, der primäre Fokus dieser Arbeit, zeigen ein charakteristisches zwei-bandiges dynamisches Spektrum. Die Emission driftet mit einer Rate von einigen MHz/min zu niedrigeren Frequenzen.
- **Typ III** Bursts, zeigen ebenfalls in vielen Fällen ein zwei-bandiges Emissionsspektrum, die Driftrate liegt jedoch bedeutend höher. Zudem bleibt die Bandbreite nicht konstant, sondern wächst mit fallender Frequenz an.

Als Quelle dieser Bursts wurden relativistische Elektronen identifiziert, die in solaren Flares beschleunigt werden und offenen Feldlinien durch die Korona folgen. Der genaue Beschleunigungsmechanismus ist hierbei noch Gegenstand aktueller Forschung (Egedal et al., 2012).

- **Typ IV** Bursts weisen, im Gegensatz zu den zuvor erwähnten Typen, eine sehr

breitbandige, lang-andauernde Emission auf, die nicht aus einzelnen Emissionsbändern sondern einem substrukturierten Kontinuum besteht. Diese durch Zyklotronresonanz erklärbar *Zebra-Strip-Patterns* (Zlotnik et al., 2011) werden als Indiz gesehen, dass es sich bei diesem Typ um die Emission auf geschlossenen Feldlinien gyrierender Elektronen handelt, die durch Schockbeschleunigung oder langsame Rekonnektionsprozesse beschleunigt werden.

- **Typ V** Bursts sind, ähnlich den Typ IV Bursts, Kontinuumsemissionen, die zeitlich und spektral eng mit Typ III Bursts verbunden sind. Sie bilden hierbei scheinbar die "Verlängerung" eines Typ III Bursts. Dies legt die Schlussfolgerung nahe, dass auch sie durch Flare-beschleunigte Elektronen hervorgerufen werden, die jedoch nicht entlang offener Feldlinien entkommen, sondern in geschlossenen Post-Flare-Arkaden gefangen bleiben.

Im Rahmen dieser Dissertation sollen die fundamentalen, plasmaphysikalischen Prozesse, die zur Emission von Typ II Radiobursts mit ihrem charakteristischen zwei-bandigen Spektrum führen mittels numerischer Simulationen untersucht werden. Im folgenden Kapitel sind daher die analytischen Konzepte des Plasmaverhaltens dargelegt, das für den Emissionsmechanismus zu Grunde gelegt wird. Kapitel 4 beschreibt die numerische Methodik des Particle-in-Cell Simulationscodes. In Kapitel 5 wird auf hierauf aufbauend das Modell und die damit verbundene Zielsetzung definiert, Kapitel 6 schließlich präsentiert die so erreichten Ergebnisse und Erkenntnisse.

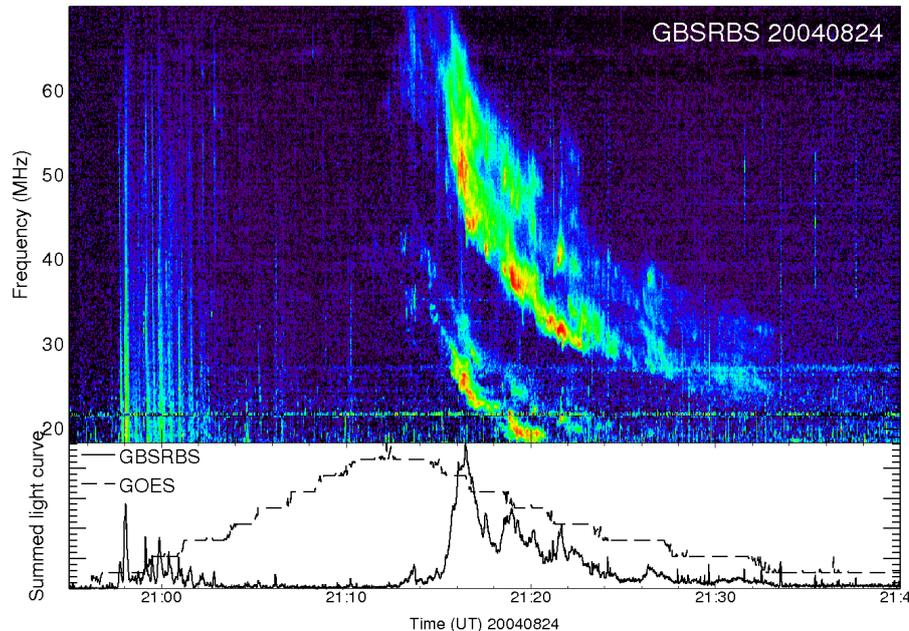


Abbildung 2.9: Vergleich von Typ II (rechts) und Typ III Radiobursts (links) im dynamischen Spektrum eines Solarflares mit koronalem Masseauswurf, aufgenommen durch das Green Bank Solar Radio Burst Spectrometer (GBSRBS). Die hohe Driftgeschwindigkeit der Typ III Emission lässt diese als nahezu senkrechte Linien erscheinen, während die Typ II Emission wesentlich langsamer driftet. Ein Vergleich der aufsummierten Radiointensität mit der Röntgenhelligkeit der Sonne (gemessen durch einen GOES-Satelliten) zeigt, dass die Typ III Emission mit der impulsiven Phase zu Beginn des Flares korreliert ist, wohingegen der Typ II Burst erst später, durch Propagation einer Schockfront durch die Korona, in Erscheinung tritt (White, 2007).

3 Plasmaphysikalische Grundlagen

Das extrem dünne, heiße Gas der Heliosphäre liegt zu einem großen Teil nicht in Form von elektrisch neutralen Atomen oder Molekülen vor, sondern es kommt aufgrund der hohen Temperatur sowie durch nichtthermische Energiezufuhr zu einer Trennung der Elektronen und Atomkerne - einem *Plasma*. Aufgrund der unabhängigen Beweglichkeit der Ladungsträger haben die langreichweitigen Wechselwirkungen elektromagnetischer Felder auf das Verhalten dieses Materials einen weit größeren Einfluss als Stoßprozesse, wie sie bei neutralen Gasen, die aus dem Alltag bekannt sind, dominieren.

Tatsächlich haben in astrophysikalischen Plasmen Stoßprozesse eine so geringe Bedeutung, dass sie in den meisten Rechnungen vollkommen außer Acht gelassen werden und die Näherung des *kollisionsfreien Plasmas* einen validen Ansatz darstellt.

Auf die Phänomenologie kollisionsfreier Plasma, mit besonderem Bezug auf kinetische Plasmawellen, soll im Folgenden eingegangen werden.

3.1 Definition eines Plasmas

Ein Plasma ist per Definition ein Material, in dem ein signifikanter Teil der Materie in Form freier, ungebundener Ladungsträger vorliegt, so dass die Kraftwirkung elektrischer und magnetischer Felder in diesem Plasma gegenüber anderen internen Kräften, wie Stößen oder molekularen Bindungskräften, dominiert. Im Falle astrophysikalischer Plasmen handelt es sich zumeist um heiße Gase, die aufgrund ihrer hohen Energie pro Teilchen in ionisierter Form auftreten, und aufgrund ihrer geringen Dichte eine niedrige Stoßrate aufweisen.

Die Dominanz langreichweitiger, elektromagnetischer Kraftwirkung gegenüber kurzreichweitigen Stoßprozessen führt dazu, dass das Plasmaverhalten von *kollektiven Wechselwirkungen* bestimmt wird, und sich daher fundamental vom Verhalten herkömmlicher Materie unterscheidet. Entscheidend hierbei ist, dass die Bewegung von Materie und die Anregung elektromagnetischer Felder stark miteinander gekoppelt sind und stets gemeinsam betrachtet werden müssen.

3.2 Charakteristische Längen- und Zeitskalen

Obwohl die Ladungsträger eines Plasmas nicht fest aneinander gebunden sind, ist die Gesamtladung eines Plasmas auf großen Skalen stets gleich Null - eine großskalige Abweichung von diesem Gleichgewicht würde durch das Gegenwirken elektrischer Felder sofort ausgeglichen. Diese Forderung der Quasineutralität ist eine der grundlegenden Plasmabedingungen (Chen, 1974) und kann lediglich auf kleinen Skalen, auf denen Einzelteilcheneffekte relevant werden, verletzt werden; durch die freie Bewegung der Ladungsträger wird diese Ladungsschwankung jedoch abgeschirmt. Die Längenskala, auf der diese Abschirmung geschieht, wird als *Debyelänge* λ_D des Plasmas bezeichnet:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T_e}{4\pi n_e e^2}} \quad (3.1)$$

Mit der Elektronentemperatur T_e und -dichte n_e .

Analog kann die Überlegung angestellt werden, auf welchen zeitlichen Skalen das Plasma auf die Auslenkung einer mikroskopischen Ladungsschwankung reagiert. Durch das auftretende elektrische Feld erfahren die Ladungsträger in der Umgebung dieser Ladungsschwankung eine Kraftwirkung, um diese auszugleichen. Es kommt dabei zu einem Überschwingen der Ladungsdichte, das sich in einer Ladungsdichteoszillation äußert. Diese hat eine, von der Ladungsträgerdichte n_α jeder Spezies α abhängige charakteristische Frequenz

$$\omega_{p\alpha} = \sum_{\alpha} \sqrt{\frac{4\pi n_{\alpha} q_{\alpha}^2}{m_{\alpha}}}, \quad (3.2)$$

die als *Plasmafrequenz* bezeichnet wird. In Elektron-Proton Plasmen (und solchen mit schwereren Ionen) ist typischerweise der Einfluss der Elektronen als leichtester Spezies dominant, so dass der Begriff der Plasmafrequenz zumeist gleichbedeutend mit der *Elektronen-Plasmafrequenz*

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \quad (3.3)$$

verwendet wird.

Die Debyelänge λ_D ist somit die charakteristische Länge und die inverse Plasmafrequenz die charakteristische Zeit der sogenannten *kinetischen Skala*. Interessiert man sich für Effekte, deren Ausdehnung weit größer als λ_D und langsamer als ω_{pe} ist, so kann das Plasma als neutral und kontinuierlich angenommen werden, sind jedoch physikalische Phänomene von Interesse, deren Ausdehnung mit λ_D und Dauer mit ω_{pe} vergleichbar ist,

so muss tatsächlich dem kinetischen Einzelteilchenverhalten Rechnung getragen werden.

3.3 Vlasov-Gleichung

Die Bewegung jedes einzelnen geladenen Teilchens in einem Plasma kann durch seine Trajektorie im sechs-dimensionalen Phasenraum (\vec{X}, \vec{V}) dargestellt werden. Für ein einzelnes Teilchen ist die Dichte N_1 dieses punktförmigen Teilchens zum Zeitpunkt t daher gegeben durch

$$N_1(\vec{x}, \vec{v}, t) = \delta(\vec{x} - \vec{X}_1(t)) \cdot \delta(\vec{v} - \vec{V}_1(t)). \quad (3.4)$$

In der Summe über alle Teilchen einer Spezies α ergibt sich somit die Dichte dieser Spezies zu N_α , deren Bewegungsgleichung durch die sog. *Klimontovich-Gleichung* (Koskinen, 2011) gegeben ist:

$$\frac{\partial N_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial N_\alpha}{\partial \vec{x}} + \frac{\vec{F}_\alpha}{m_\alpha} \cdot \frac{\partial N_\alpha}{\partial \vec{v}} = \vec{F}|_{\text{ext}} + \vec{F}|_{\text{coll}} \quad (3.5)$$

mit den externen Kraftwirkungen $\vec{F}|_{\text{ext}}$ (z.B. durch Gravitationskraft), und der Kraftwirkung durch Kollisionen $\vec{F}|_{\text{coll}}$. Diese Dichtefunktion N_α enthält nun, durch eine Summe individueller Dirac-Deltafunktionen, noch immer die vollständige Information über das Verhalten der Teilchenpopulation, was die tatsächliche Berechnung, sowohl in analytischen, als auch in numerischen Anwendungen sehr unpraktisch macht. Es empfiehlt sich daher der Übergang zur Phasenraumdichte f_α als Ensemble-Mittelung von N_α , womit der Übergang zur *Boltzmann-Gleichung* erfolgt:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{x}} + \frac{\vec{F}_\alpha}{m_\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} = \frac{\partial f_\alpha}{\partial t}|_{\text{ext}} + \frac{\partial f_\alpha}{\partial t}|_{\text{coll}} \quad (3.6)$$

In der kollisionsfreien Näherung kann der Term auf der rechten Seite hierbei vernachlässigt werden, und lediglich die langreichweitigen Kräfte tragen als Kraftterm \vec{F} zur Dynamik der Gleichung bei. Dieser Ausdruck ist äquivalent zur totalen Erhaltung der Phasenraumdichte:

$$d f_\alpha(\vec{x}, \vec{v}, t) = 0 \quad (3.7)$$

Beschränkt man sich bei der Kraftwirkung \vec{F} hierbei auf die Lorentz-Kraft auf geladene Teilchen der Ladung q_α , gegeben durch $\vec{F}_L = q_\alpha \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right)$, so erhält man die

Vlasov-Gleichung

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{x}} + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right) \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} = 0, \quad (3.8)$$

für eine geladene Teilchenspezies mit Ladung q_α und Masse m_α . Aus der Verteilungsfunktion f_α lassen sich nun makroskopische Größen wie die Teilchenzahldichte n , die Ladungsdichte ρ sowie die Stromdichte \vec{j} durch Ausintegration der Geschwindigkeitsdimensionen in einem Raumpunkt bilden:

$$n(\vec{x}, t) = \sum_\alpha \int f_\alpha(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3\vec{v} \quad (3.9)$$

$$\rho(\vec{x}, t) = \sum_\alpha \int q_\alpha f_\alpha(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3\vec{v} \quad (3.10)$$

$$\vec{j}(\vec{x}, t) = \sum_\alpha \int q_\alpha \vec{v} f_\alpha(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3\vec{v} \quad (3.11)$$

Die Entwicklung des elektrischen Feldes \vec{E} und magnetischen Feldes \vec{B} , beschrieben durch die Maxwellschen Gleichungen (Maxwell, 1865),

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi \rho \quad (3.12)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.13)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.14)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3.15)$$

vervollständigt dieses Gleichungssystem zum sog. *Vlasov-Maxwell-System*.

Die einzigen Annahmen, die bei der Herleitung dieses Systems eingegangen sind, sind die Darstellbarkeit des Plasmas als kontinuierliche Phasenraumdichte, und die Vernachlässigbarkeit von Kollisionen für die Dynamik des Systems. Das Vlasov-Maxwell-System erfasst ansonsten die gesamte Phänomenologie kollisionsfreier Plasmen, und ist das allgemeine Grundgleichungssystem der kinetischen Plasmaphysik.

Als 6-dimensionale, hyperbolische Erhaltungsgleichung ist die Vlasov-Gleichung jedoch eine mathematische Herausforderung: Eine allgemeine analytische Lösung ist nicht bekannt, lediglich für linearisierte Spezialfälle können Lösungen erhalten werden. Die in dieser Dissertation relevanten Wellenprozesse seien im Folgenden diskutiert.

Eine direkte numerische Lösung stellt sich durch den 6-dimensionalen Phasenraum und damit verbundenen, extrem schnell anwachsenden Speicher- und Rechenkraftbedarf, als

ebenfalls herausfordernd heraus. In Kapitel 4 wird mit der Particle-in-Cell Methode eine handhabbare Alternative präsentiert.

3.4 Wellenlösungen der Vlasov-Gleichung

Während allgemeine Lösungen der Vlasov-Gleichung schwer zu finden sind, und tatsächlich für jede vorgegebene Verteilungsfunktion $f(\vec{x}, \vec{v})$ eine Vielzahl möglicher Lösungen konstruierbar ist (Koskinen, 2011), sei hier eine Beschränkung auf wellenartige Lösungen der Vlasov-Gleichung in linearisierter Näherung vorgenommen, da es im Endeffekt diese Lösungen sind, die zur Emission von Radiowellen aus einem Plasma führen können.

Hierbei sei eine vorgegebene Hintergrundlösung des Vlasov-Maxwell Systems durch die Verteilungsfunktion $f_{\alpha 0}$, das elektrische Feld \vec{E}_0 ($= 0$, aufgrund der Quasineutralität) und das magnetische Feld \vec{B}_0 gegeben, die durch kleine Störungen $f_{\alpha 1}$, \vec{E}_1 und \vec{B}_1 ausgelenkt werden:

$$f_{\alpha} = f_{\alpha 0} + f_{\alpha 1}, \quad (3.16)$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1, \quad (3.17)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1. \quad (3.18)$$

Hierbei wird für die Größen mit Index 1 jeweils eine harmonische Raum- und Zeitabhängigkeit angenommen (ebenso für \vec{E}_1 und \vec{B}_1):

$$f_{\alpha 1} \sim e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})} \quad (3.19)$$

In den folgenden Überlegungen werden zunächst lediglich die linearen Wirkungen dieser Störungen beachtet, und alle Terme, in denen sie mit höherer als erster Ordnung eingehen, vernachlässigt. Die resultierenden Lösungen werden als *lineare Moden* des Plasmas bezeichnet, denen gegenüber die nichtlinearen Wechselwirkungen in Abschnitt 3.6 besondere Beachtung finden werden. Von besonderem Interesse werden hierbei die *Dispersionsrelationen*, also die $\omega(\vec{k})$ - Relation der jeweiligen Wellenmoden sein. Der Verlauf dieser Relation unterscheidet sich für jede auftretende Plasmawellenmode, so dass es in Kapitel 6 möglich sein wird, die Wellen und ihre relativen Intensitäten in einer Simulation anhand dieser zu identifizieren. Abbildung 3.1 zeigt eine Übersicht über diejenigen Wellenmoden, die für die hier betrachteten Prozesse von Wichtigkeit sind.

Es ist zu beachten, dass für viele der hier besprochenen Wellenmoden weitere, zumeist einfachere Herleitungen aus der Makrophysik (z.B. via MHD- oder Multifluidgleichungen)

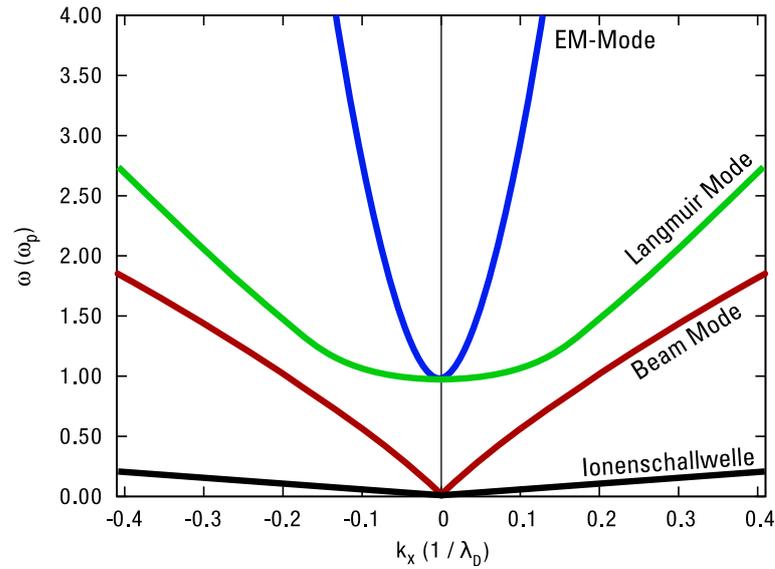


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Dispersionsrelationen kinetischer Plasmamoden, die in dieser Arbeit von Relevanz sind, mit beispielhaften Parametern einer typischen Sonnenwindsimulation

existieren. Bewusst wird hier jedoch auf die direkte Herleitung aus der Vlasovgleichung zurückgegriffen, um somit in direkter Analogie zur verwendeten Simulationemethodik (siehe Kapitel 4) zu bleiben.

3.4.1 Elektrostatische Moden

Sei zunächst als Hintergrund ein räumlich homogenes Plasma angenommen, das frei von elektromagnetischen Feldern ist ($\vec{E}_0 = 0$, $\vec{B}_0 = 0$). In elektrostatischer Näherung wird in einem solchen Plasma lediglich durch Ladungsschwankungen ein elektrostatisches Feld erzeugt, und die Erzeugung magnetischer Felder durch die auftretenden Ströme vernachlässigt:

$$\nabla^2 \phi_1 = -4\pi \rho_1 \quad (3.20)$$

$$E_1 = -\nabla \phi_1 \quad (3.21)$$

$$B_1 = 0 \quad (3.22)$$

Es ergibt sich somit das elektrostatische Vlasov-Poisson-System:

$$\frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial \vec{x}} - \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{\partial \phi_1}{\partial \vec{x}} \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (3.23)$$

$$\nabla^2 \phi_1 = -4\pi \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int f_{\alpha 1} d^3v \quad (3.24)$$

Wellenlösungen dieses Gleichungssystems erhält man nun durch räumliche Fourier- und zeitliche Laplace-Transformation:

$$f_{\alpha k}(\vec{v}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int f_{\alpha 1}(\vec{x}, \vec{v}, t) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{x}) d^3x \quad (3.25)$$

$$\tilde{f}_{\alpha k}(\vec{v}, p) = \int_0^{\infty} f_{\alpha k}(\vec{v}, t) \exp(-pt) dt \quad (3.26)$$

mit $\text{Re}(p) \geq p_0$, um ein konvergentes Integral zu erhalten, und identischen Ansätzen für $\phi(\vec{x}, t)$. Die Differentialgleichungen 3.23, 3.24 werden durch diese Transformationen zu algebraischen Gleichungen, die gelöst werden können. Die Lösung hat die Form

$$k^2 \phi_k(t) = \frac{2}{i} \int_{p_0 - i\infty}^{p_0 + i\infty} \frac{4\pi \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int \frac{f_{\alpha k}(u, t=0)}{p + i|k|u} du}{K(\vec{k}, ip)} \exp(pt) dp \quad (3.27)$$

Durch die als *Landau Contour* bezeichnete Cauchy-Integration lässt sich dieses Integral auswerten, und es ergibt sich, dass genau für jene ω - und k -Werte eine wellenartige Lösung existiert, für die die sog. Dispersionsgleichung

$$K(k, \omega) = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{k^2} \int_L \frac{\partial f_{\alpha 0}(u)/\partial u}{u - \omega/|k|} du = 0 \quad (3.28)$$

erfüllt ist. Es ergeben sich somit, unter Vorgabe von $f_{\alpha 0}$, die Dispersionsrelationen elektrostatischer Wellenmoden als $k - \omega$ Relationen.

Setzt nun man für die Verteilungsfunktion $f_{\alpha 0}$ in Gleichung 3.28 eine eindimensionale Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung an,

$$f_{\alpha 0} = \sqrt{\frac{m_{\alpha}}{2\pi k_B T_{\alpha}}} \exp\left(-\frac{u^2 m_{\alpha}}{2k_B T_{\alpha}}\right), \quad (3.29)$$

so lässt sich diese zur allgemeinen Dispersionsrelation elektrostatischer Moden in einem

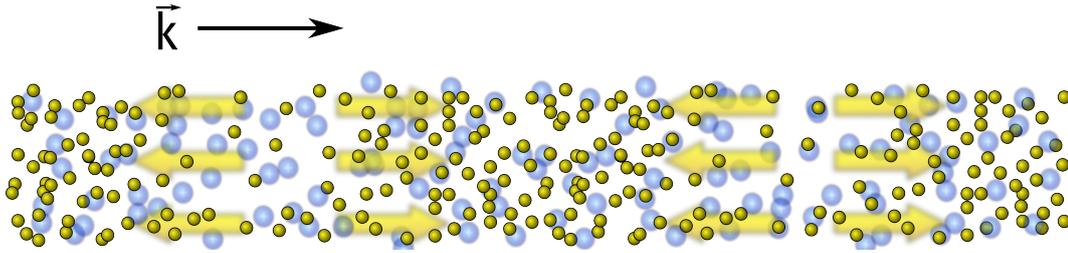


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung einer Langmuir-Welle. Es handelt sich um eine Elektronen-Dichteschwankung, die mittels dem elektrischen Feld als rückstellender Kraft als Welle propagiert (gelbe Kugeln entsprechen Elektronen, blaue Kugeln Ionen, und Pfeile geben die Richtung des elektrischen Feldes an). Die Richtung des \vec{E} Feldes und der \vec{k} -Vektor der Welle sind hierbei parallel ausgerichtet, es handelt sich also um eine longitudinale Welle. Die Ionen bilden aufgrund ihrer höheren Masse lediglich einen homogenen Hintergrund, auf den das elektrische Feld nur geringe Auswirkungen hat.

thermischen Plasma vereinfachen:

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{e,th}^2} Z' \left(\frac{\omega}{k v_{e,th}} \right) = 0 \quad (3.30)$$

Mit der Plasmadispersionsfunktion $Z(\xi)$:

$$Z(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-x^2)}{x - \xi} dx; \quad \text{Im}(\xi) > 0 \quad (3.31)$$

Langmuir-Mode

Im Limes langer Wellenlängen ($\omega/k \gg v_{th}$), und unter Vernachlässigung der Ionenbewegung ergibt sich aus Gleichung 3.30 die Dispersionsrelation

$$\text{Re}(\omega) \approx \omega_{pe} \sqrt{1 + 3k^2 \lambda_D^2} \approx \omega_{pe} \left(1 + \frac{3}{2} k^2 \lambda_D^2 \right) \quad (3.32)$$

Diese Welle wird als *Langmuir-Welle* bezeichnet - sie ist das Äquivalent einer stehenden Plasmaoszillation (siehe 3.2) für ein Plasma mit nichtverschwindender Temperatur (in Abbildung 3.1 ist sie rot dargestellt). Als elektrostatische Welle wird ihre Dynamik durch die Bewegung der Elektronen sowie das longitudinale elektrische Feld bedingt (siehe Abbildung 3.2).

Der Imaginärteil der Dispersionsrelation,

$$\text{Im}(\omega) = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}}{|k^3 \lambda_D^3|} \exp\left(-\frac{1}{2k^2 \lambda_D^2} - \frac{3}{2}\right) \quad (3.33)$$

zeigt, dass diese Welle nicht beliebig stabil propagiert, sondern der sogenannten *Landau-Dämpfung* unterliegt. Diese Dämpfung führt dazu, dass Langmuirwellen zwar in-situ im Plasma gemessen werden können, jedoch bei der Propagation auf astrophysikalischen bzw. heliosphärischen Entfernungen schnell an Energie verlieren. Eine direkte Beobachtung der Langmuir-Wellen aus der solaren Korona ist mittels Satelliten bei 1AU nicht möglich - an Satelliten-Messinstrumenten auftretende Langmuir-Wellen müssen daher in direkter Nähe zum Satelliten erzeugt worden sein.

Ionenschallwelle

In der Herleitung der Langmuirwellen-Dispersionsrelation ist davon ausgegangen worden, dass die Bewegung der Ionen gegenüber den Elektronen aufgrund ihrer bedeutend größeren Masse vernachlässigbar ist, und daher die Wirkung des elektrischen Feldes primär zu einer Dichteschwankung der Elektronen führt. Ist jedoch die Elektronentemperatur sehr viel höher als die der Ionen, so dass die thermische Bewegung der Elektronen jeglichen Dichtekontrast schnell verwischt, so kann das Ionenverhalten dennoch für die Ausbreitung einer longitudinalen Wellenmode relevant werden. Formell ist dies ein Kriterium an die Phasengeschwindigkeit der Welle:

$$\sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i}} < \frac{\omega}{k} < \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (3.34)$$

In diesem Fall kann die Dispersionsfunktion unter Vernachlässigung der Elektronen gelöst werden (Koskinen, 2011):

$$\text{Re}(\omega) = \sqrt{\frac{k^2 c_s^2}{1 + k^2 \lambda_D^2}}; \quad \text{mit} \quad c_s = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}. \quad (3.35)$$

Für kleine Werte von k propagiert diese Welle also mit einer konstanten Phasengeschwindigkeit c_s , der *Ionenschallgeschwindigkeit*. Aufgrund des unterschiedlichen Wirkungsmechanismus unterscheidet sich diese von der Schallgeschwindigkeit nicht-ionisierter, stoßdominierter Gase, dennoch wird die Bezeichnung *Ionenschallwelle* für diese Wellenmode verwendet. Der komplexe Ausdruck für den Imaginärteil der Dispersionsrelation,

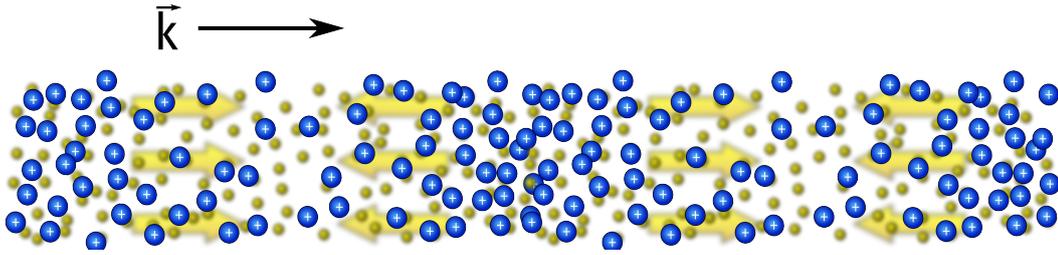


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung einer Ionenschallwelle. Durch die höhere Elektronentemperatur T_e sind diese nahezu homogen verteilt, während das elektrische Feld eine periodische Schwankung der Ionendichte oszillieren lässt.

$$\text{Im}(\omega) = -\frac{|\text{Re}(\omega)|\sqrt{\pi/8}}{(1+k^2\lambda_d^2)^{3/2}} \left[\left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{-T_e/T_i}{2(1+k^2\lambda_D^2)}\right) + \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right], \quad (3.36)$$

zeigt, dass die Dämpfung dieser Welle durch den Beitrag $\sim \exp(-T_e/T_i)$ stark vom Unterschied zwischen Elektronen- und Iontemperatur abhängt und sie daher insbesondere in Regionen mit großer Elektronenbeschleunigung, und somit weit höherer Elektronentemperatur als Iontemperatur anzutreffen ist. Eine Propagation außerhalb dieser Regionen führt zu rascher Dämpfung der Welle, so dass auch sie, wie die Langmuir-Welle, lediglich durch in-situ Beobachtungen zugänglich ist, und nicht aus astronomischen bzw. heliosphärischen Entfernungen nachgewiesen werden kann.

3.4.2 Elektromagnetische Wellen

Die bisher betrachteten Wellenmoden vernachlässigten Beiträge des magnetischen Felds zum Plasmaverhalten, und stellten das elektrische Feld in rein elektrostatischer Näherung dar ($\vec{E} = \nabla\phi$). Unter Berücksichtigung des magnetischen Felds hingegen erhält man als linearisierte Vlasov-Gleichung:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\vec{E}_0 + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}_0 \right) \cdot \frac{\partial}{\partial v} \right] f_{\alpha 1} = -\frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\vec{E}_1 + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}_1 \right) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial v}. \quad (3.37)$$

Zusammen mit den Maxwell-Gleichungen bildet diese ein Gleichungssystem, das analog zum elektrostatischen Fall mittels Laplace-Transformation gelöst werden kann (für Details der Herleitung, siehe Koskinen, 2011). Die Dispersionsgleichung des elektrostatischen Falls wird durch den *Dispersionstensor* \mathcal{K} ersetzt, für den gilt:

$$\mathcal{K} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.38)$$

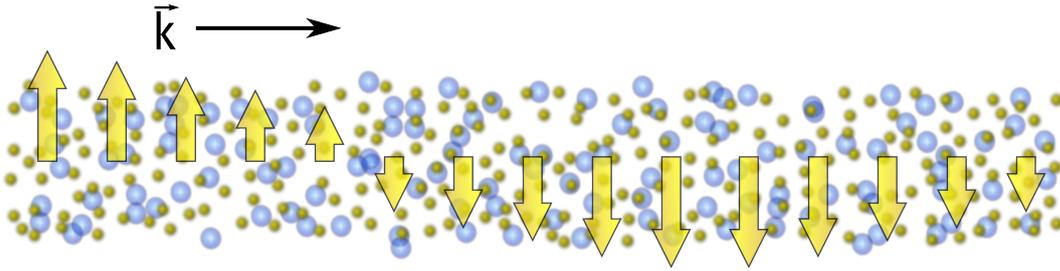


Abbildung 3.4: Schema einer elektromagnetischen Welle: sowohl Ionen- als auch Elektronendichte bleibt räumlich homogen. Beide Teilchensorten werden jedoch durch die elektromagnetischen Felder transversal ausgelenkt. Die Anregung erfolgt senkrecht zum \vec{k} -Vektor.

Für isotrope Plasmen ohne Hintergrundmagnetfeld \vec{B}_0 nimmt \mathcal{K} für $\vec{k} = k \cdot \vec{e}_z$ die Form

$$\mathcal{K} \cdot \vec{E} = \begin{bmatrix} K_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & K_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & K_{\parallel} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\perp 1} \\ E_{\perp 2} \\ E_{\parallel} \end{bmatrix} = 0 \quad (3.39)$$

an, mit

$$K_{\perp} = 1 - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega} \int \frac{f_{\alpha 0}}{\omega - |k|u} du, \quad (3.40)$$

$$K_{\parallel} = 1 + \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega} \int_L \frac{\partial f_{\alpha 0} / \partial u}{\omega / |k| - u} du. \quad (3.41)$$

Die longitudinalen Wellenmoden ergeben hierbei mit $K_{\parallel} E_{\parallel} = 0$ wiederum genau die aus Gleichung 3.28 bekannten elektrostatischen Wellenmoden. Für die transversalen Moden finden sich die Lösungen

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \sum_{\alpha} \omega_{p\alpha}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega f_{\alpha 0}}{\omega - |k|u} du, \quad (3.42)$$

die für den Fall $\omega \gg kv_{th}$ und Vernachlässigung der Ionen zur bekannten Dispersionsrelation der elektromagnetischen Mode,

$$\omega^2 \approx k^2 c^2 + \omega_{pe}^2 \quad (3.43)$$

übergeht. Entscheidend für diese Mode ist, dass sie in diesem linearisierten Ansatz bedingungslos stabil ist - elektromagnetische Wellen oberhalb der Plasmafrequenz können

beliebig weit durch ein Plasma propagieren, und stellen daher hervorragende astrophysikalische Beobachtungsgrößen dar.

3.5 Wellenlösungen und Instabilitäten durch Elektronenstrahlen

Die bisher behandelten Wellenmoden basierten auf einer Verteilungsfunktion f , die einer grundlegend Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung entspricht. Weicht die Verteilungsfunktion stark von dieser Grundannahme ab, so bilden sich weitere Phänomene aus, die durch eine rein linearisierte Näherung nicht mehr abgebildet werden können. Eine Vielzahl verschiedener, nichtthermischer Verteilungsfunktionen sind in der Astro- und Heliosphärenphysik von Relevanz, und die mit ihnen verbundenen Welleninstabilitäten der Treiber einer großen Menge verschiedenartiger astrophysikalischer Radiophänomene. Ebenso vielfältig wie die auftretenden Phänomene sind auch die mathematischen Probleme im Umgang mit der Vlasov-Gleichung, die bei der analytischen Herangehensweise an diese auftreten. Im Folgenden sei daher nur für den für diese Arbeit relevanten Fall Elektronenstrahl-getriebener Moden („*beam-driven modes*“) und -Instabilitäten eingegangen. Für eine vollständigere Behandlung des Plasmaverhaltens nichtthermischer Verteilungsfunktionen sei der Leser auf Koskinen (2011), Melrose (1986) oder Zeleznyakov (1997) verwiesen.

In einfachster Näherung seien thermische Effekte des Plasmas, und somit die endliche Breite der Verteilungsfunktion des Hintergrundplasmas vernachlässigt, und lediglich eine Verteilungsfunktion aus einer Dirac-Delta-förmigen ruhenden Hintergrund- und einer Beamverteilung angenommen:

$$f(\vec{x}, \vec{v}) = n_0 \delta(\vec{v}) + n_b \delta(\vec{v} - \vec{V}_b) \quad (3.44)$$

Mit den Elektronendichten n_0 bzw. n_b in der Hintergrund-, bzw. Beampopulation. Die Ionen werden hierbei als homogener, kalter Hintergrund angenommen. Aus der Vlasov-Gleichung 3.8 kann nun, analog zum Vorgang in Abschnitt 3.4.1 die Dispersionsrelation der elektrostatischen Moden hergeleitet werden:

$$1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - \vec{k} \cdot \vec{V}_b)^2} = 0 \quad (3.45)$$

Hierbei bezeichnet ω_{p0} die Plasmafrequenz des ungestörten Hintergrunds und ω_{pb} die des Beamplasmas. Es handelt sich hierbei also, aufgrund der Vernachlässigung thermischer Effekte, um die Dispersionsrelationen stehender Plasmaoszillationen, wobei die Beam-

angeregte Oszillation aufgrund ihrer Bewegung Doppler-verschoben eingeht.

Im reinen Beam-Plasma, d.h. mit $n_0 = 0$ ergibt sich die reine, mit dem Beam mitbewegte Plasmaoszillation als bedingungslos stabile Lösung dieses Systems (Koskinen, 2011):

$$\omega = \vec{k} \cdot \vec{V}_b + \omega_{pb} \quad (3.46)$$

Diese Mode wird als *Beam-Mode* bezeichnet. Es handelt sich schlicht um eine vom Beam mittransportierte Ladungsschwankung, wie sie in der Magnetohydrodynamik als *Entropie-mode* auftritt. Im vollständigeren Fall, in dem sowohl Beam- als auch Hintergrundplasma in die Lösung mit einbezogen werden, ist diese Mode nicht mehr länger bedingungslos stabil. Vielmehr ist die Stabilität nun von der relativen Dichte von Beam- und Hintergrundplasma abhängig (Melrose, 1986; Mikhailovskii, 1981):

$$\omega = \frac{\vec{k} \cdot \vec{V}_b}{2 + n_b/n_0} \left[1 \pm i \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^{1/2} \right] \quad (3.47)$$

Der Realteil dieser Relation führt somit zur $k - \omega$ Relation der Beam-Mode,

$$\omega_{\text{beam}} = \frac{\vec{k} \cdot \vec{V}_b}{2 + n_b/n_0}, \quad (3.48)$$

deren Anwachsrate durch

$$\gamma_{\text{beam}} = \omega_{\text{beam}} \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^{1/2} \quad (3.49)$$

gegeben ist.

Diese Instabilität kann selbstverständlich nicht in beliebige Stärken anwachsen - sie wird getrieben durch die kinetische Energie des Beams, der durch ihre Anregung an Geschwindigkeit verliert. Dieser im Rahmen der linearen Näherung hier nicht berücksichtigte Effekt führt letztendlich zu einer Sättigung der Wellenintensität. Der Prozess der Beam-Instabilität steht in direktem Wettstreit mit der zuvor erwähnten Landau-Dämpfung (Gleichung 3.33), die durch die hier vernachlässigten der thermischen Effekte zu Stande kommt, und schließlich zu einem Zerfall der Beam-Mode sowie des treibenden Beams führt.

Eine genauere Untersuchung des Energietransfers in elektrostatischen Beam-Plasma-Systemen von Willes & Cairns (2000) ergab, dass die Anregung elektrostatischer Wellen am effizientesten bei der Wellenzahl

$$k_{\text{res}} \lambda_D = \frac{v_{\text{therm}}}{v_{\text{beam}}} \quad (3.50)$$

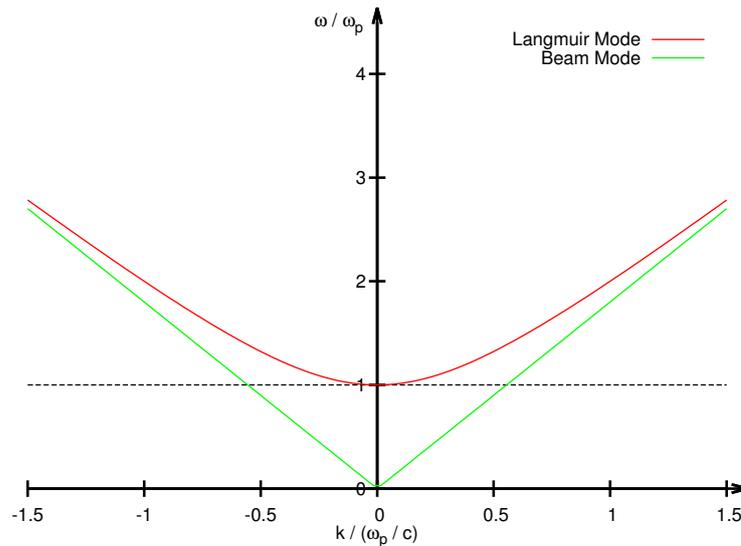


Abbildung 3.5: Beispielhafter Verlauf der Dispersionsrelation von Langmuir- und Beam-Mode, mit $v_{\text{beam}} > v_{\text{therm}}$. Durch Resonanz mit dem Hintergrundplasma erfolgt das stärkste elektrostatische Wellen-Wachstum typischerweise am Schnittpunkt von Beam-Mode und Plasmafrequenz.

stattfindet. Bei langsamen Beam-Geschwindigkeiten ($v_{\text{beam}} \ll v_{\text{therm}}$) wird hierbei primär Intensität auf der Langmuir-Mode angeregt, während für hohe Geschwindigkeiten, bzw. niedrige Temperaturen des Hintergrundplasmas die Anregung auf der Beam-Mode erfolgt.

Da die strahlgetriebenen Moden grundlegend mit den elektrostatischen Plasmaanregungen des Hintergrundplasmas übereinstimmen, und in einfachster Näherung lediglich durch eine Geschwindigkeitstransformation aus ihnen hervorgehen, ist ihr Wellenkopplungsverhalten mit diesen in weiten Teilen identisch. Die im Folgenden verwendete Bezeichnung für Langmuirwellen, L hat daher ebenso auch für elektronenstrahlgetriebene Moden Gültigkeit, unter Beachtung der durch die Strahlgeschwindigkeit veränderten Kinematik der Welle.

3.6 Drei-Wellen-Kopplung

Die Herleitungen der bisher aufgeführten Wellenmoden entwickelten die Verteilungsfunktion f linear um einen Hintergrundwert f_0 , und vernachlässigten jegliches nichtlineare Verhalten in der Entwicklung des Vlasov-Maxwell-Systems. Die Lösung des entstandenen Systems durch Fourier-Laplace Transformation ergab Lösungen in Abhängigkeit von k

und ω .

Eine Lösung des Vlasov-Maxwell Systems in nächsthöherer (also quadratischer) Ordnung ist ein ausgesprochen komplexes, und in allgemeiner Form ungelöstes Problem. Es ist jedoch oftmals möglich, für die direkte, nichtlineare Wechselwirkung der zuvor in linearer Ordnung hergeleiteten Wellen Lösungen zu erhalten. Hierzu wird die Verteilungsfunktion durch den Hintergrund f_0 und die beiden Beiträge der Wellen A und B konstruiert,

$$f(\vec{x}, \vec{v}) = f_0(\vec{x}, \vec{v}) + \delta f_A(\vec{x}, \vec{v}) + \delta f_B(\vec{x}, \vec{v}) \quad (3.51)$$

und die zeitliche Entwicklung $\frac{df}{dt}$ in zweiter Ordnung entwickelt. Die in dieser Entwicklung auftretenden nichtlinearen Terme der Form $\delta f_A \cdot \delta f_B$ können nun die Form einer dritten Wellenmode δf_C annehmen. In diesem Fall spricht man von einem Verschmelzungsprozess (*wave coalescence*).

Alternativ kann der nichtlineare Zerfall (*wave decay*) einer einzelnen linearen Mode in der Form

$$f(\vec{x}, \vec{v}) = f_0(\vec{x}, \vec{v}) + \delta f_A(\vec{x}, \vec{v}), \quad (3.52)$$

auf dieselbe Weise untersucht werden, wobei die nichtlineare Selbstwechselwirkung $f_A \cdot f_A$ durch zwei Wellen f_B und f_C ausgedrückt wird. Ähnlich chemischen Reaktionsgleichungen werden der Wellen-Verschmelzungs sowie -Zerfallprozess auch in vereinfachter Form als

$$A + B \rightarrow C \quad (3.53)$$

$$A \rightarrow B + C \quad (3.54)$$

formuliert.

Wechselwirkungen von vier und mehr Wellenmoden durch nichtlineare Prozesse sind dabei ebenso denkbar, stellen jedoch typischerweise nochmals aufwändigere mathematische Probleme dar. Die hier vorgenommene Beschränkung auf 3-Wellen-Wechselwirkung macht schlicht den aktuellen Stand der Forschung aus. Selbst für 3-Wellen-Wechselwirkungsprozesse stellen Herleitungen der Wechselwirkungsraten bereits umfangreiche Rechnungen dar: so behandeln Spanier & Vainio (2009) die Wechselwirkung dispersiver Moden in MHD-Näherung, während Melrose (1970) sich mit der Wechselwirkung elektrostatischer und elektromagnetischer Moden auseinandersetzt. In der dort verwendeten Notation wird die Besetzung einer Wellenmode σ analog zur Quantenmechanik durch die Besetzungszahl

$N^\sigma(\vec{k})$ beschrieben, so dass

$$W = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \hbar \omega^\sigma(\vec{k}) N^\sigma(\vec{k}) d^3\vec{k} \quad (3.55)$$

die Gesamtenergie in dieser Wellenmode ausdrückt.

Die Wechselwirkungsraten dreier Moden in den nichtlinearen Prozessen $\sigma \rightarrow \sigma' + \sigma''$ bzw. $\sigma' + \sigma'' \rightarrow \sigma$ nehmen hierdurch die Form

$$\frac{\partial N^\sigma}{\partial t} = \int \frac{d^3\vec{k}'}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3\vec{k}''}{(2\pi)^3} w_{\sigma\sigma'\sigma''}^{\sigma'\sigma''} \left(N^{\sigma'} N^{\sigma''} - N^{\sigma'} N^\sigma - N^{\sigma''} N^\sigma \right), \quad (3.56)$$

$$\frac{\partial N^{\sigma'}}{\partial t} = - \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3\vec{k}''}{(2\pi)^3} w_{\sigma\sigma'\sigma''}^{\sigma'\sigma''} \left(N^{\sigma'} N^\sigma - N^{\sigma'} N^\sigma - N^{\sigma''} N^\sigma \right), \quad (3.57)$$

$$\frac{\partial N^{\sigma''}}{\partial t} = - \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3\vec{k}'}{(2\pi)^3} w_{\sigma\sigma'\sigma''}^{\sigma'\sigma''} \left(N^{\sigma'} N^\sigma - N^{\sigma'} N^\sigma - N^{\sigma''} N^\sigma \right) \quad (3.58)$$

an (Melrose, 1970). Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit $w_{\sigma\sigma'\sigma''}^{\sigma'\sigma''}$ ist hierbei von der Art der teilnehmenden Wellen abhängig. Für die Emissionsprozesse solarer Radiobursts gibt Tsyтовich (1967) als Wechselwirkungsraten an: für den Prozess $L \rightarrow T + S$:

$$w_t^{ls}(\vec{k}_t, \vec{k}'_l, \vec{k}''_s) = \frac{(2\pi)^5 \hbar e^2 \omega_{pe}^2 (\omega^s)^3 |\vec{k}_t \times \vec{k}'_l|^2}{4 m_e^2 \Omega_i^2 k_s^2 v_{e,th}^4 |\vec{k}_t|^2 |\vec{k}'_l|^2} \delta^3(\vec{k}_t - \vec{k}'_l - \vec{k}''_s) \delta(\omega^t - \omega^l - \omega^s) \quad (3.59)$$

Sowie für $L + L' \rightarrow T$:

$$w_t^{ll}(\vec{k}_t, \vec{k}'_l, \vec{k}''_l) = \frac{(2\pi)^5 \hbar e^2 (k_l'^2 - k_l''^2)^2 |\vec{k}'_l \times \vec{k}''_l|^2}{8 m_e^2 \omega^t k_t^2 |\vec{k}'_l|^2 |\vec{k}''_l|^2} \delta^3(\vec{k}_t - \vec{k}'_l - \vec{k}''_l) \delta(\omega^t - \omega^l - \omega^{l'}) \quad (3.60)$$

In Spanier & Vainio (2009) wurden darauf aufbauend Polarisationsauswahlregeln für die Wechselwirkungsprozesse von Wellen parallel zum Hintergrundmagnetfeld hergeleitet, die für die Näherung kollinearere Wellenvektoren \vec{k} gültig sind. Für beliebig orientierte Vektoren \vec{k} , wie sie in den für diese Arbeit relevanten Wechselwirkungsprozessen auftreten können, steht jedoch eine analytische Theorie noch aus.

Wesentlich einfacher ist es zumeist, die alleine durch Energie- und Impulserhaltung herrührenden Bedingungen an die Wechselwirkungsprozesse zu untersuchen, und somit Informationen über die Kinematik der resultierenden Wellen zu erhalten. Im Folgenden sind die für diese Arbeit primär relevanten Drei-Wellen-Wechselwirkungsprozesse dahingehend untersucht.

3.6.1 Elektromagnetischer Zerfall von Langmuir-Wellen

Die Dämpfung der Intensität von Langmuir-Wellen durch Landau-Dämpfung ist bereits in linearer Näherung in Abschnitt 3.4.1 aufgetreten. Die im Rahmen dieser Dämpfung absorbierte Energie geht dabei nicht verloren, sondern führt zur Beschleunigung von Teilchen und somit einer Aufheizung des Plasmas. Elektrostatische Wellen können jedoch ebenfalls durch Zerfall in andere Moden gedämpft werden. Eine Möglichkeit ist hierbei der Zerfall in eine elektromagnetische- (T) und eine Ionenschallwelle (S),

$$L \rightarrow S + T, \quad (3.61)$$

ein Prozess, der auch als *Plasmaemission* bezeichnet wird. Bei der beteiligten Welle L kann es sich sowohl um eine Langmuir-Welle des Hintergrundplasmas, als auch eine durch Präsenz eines Elektronenstrahls getriebene Mode (vgl. Abschnitt 3.5) handeln. In den graphischen Darstellungen sind im Folgenden stets Anregungen der strahlgetriebenen Mode und ihrer Interaktionen dargestellt, die Überlegungen haben jedoch die selbe Gültigkeit für Langmuir-Anregungen. Explizit ausgeschrieben ergeben Energie- und Impulserhaltung für diese Moden:

$$k_{\parallel}^L = k_{\parallel}^T + k_{\parallel}^S \quad (3.62)$$

$$k_{\perp}^L = k_{\perp}^T + k_{\perp}^S \quad (3.63)$$

$$\omega^L = \omega^T + \omega^S \quad (3.64)$$

Die Langmuir- und Ionenschallwelle sind hierbei longitudinale Moden und die elektromagnetische Welle eine transversale Mode - es ist daher nicht möglich, alle drei Moden in einer eindimensionalen Anordnung zu erhalten, ohne die Impulserhaltung zu verletzen. Sei daher angenommen, dass der \vec{k} -Vektor der elektromagnetischen Wellen quasi-senkrecht auf der ursprünglichen Richtung der Langmuirwelle steht:

$$k_{\parallel}^T = k_{\perp}^S = 0 \quad (3.65)$$

So dass ausschliesslich k_{\perp}^T und k_{\parallel}^S übrigbleiben, die im Folgenden ohne ihren Modenindex auftreten. Einsetzen der Dispersionsrelationen aller beteiligten Wellen in Gleichung 3.64 liefert:

$$\omega_{pe}^2 + 3k_{\parallel}^2 v_{th}^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2 c_s^2 + 2k_{\parallel} c_s \left(\omega_{pe} + \frac{1}{2} c k_{\perp} \right) \quad (3.66)$$

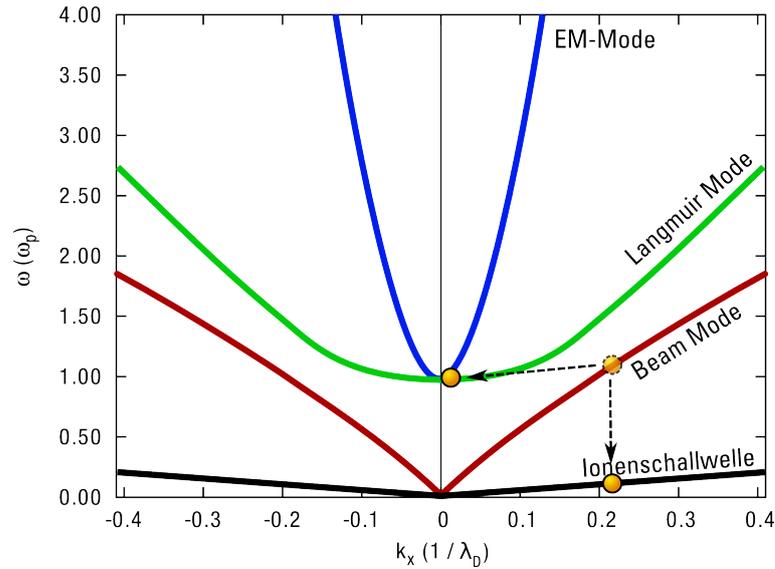


Abbildung 3.6: Elektromagnetischer Zerfall der Beam-Driven-Mode in $k - \omega$ -Darstellung. Energie aus der elektrostatischen Welle zerfällt in Anregung von Ionenschallwelle und elektromagnetischer Welle

Was sich nach k_{\perp} , also dem k -Wert der elektromagnetischen Emission, auflösen lässt:

$$k_{\perp} = -\frac{c_s}{2c}k_{\parallel} \pm \sqrt{3k_{\parallel}^2 \left(\frac{v_{\text{th}}^2}{c^2} - \frac{c_s^2}{4c^2} \right) - 2\frac{c_s}{c^2}k_{\parallel}\omega_{pe}}. \quad (3.67)$$

Für Schallgeschwindigkeiten $c_s \ll c$ liegt k_{\perp} somit nah an 0, und die elektromagnetische Emissionsfrequenz $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2k_{\perp}^2$ daher sehr nah an der Plasmafrequenz ω_{pe} , so dass dieser Prozess in Anwesenheit von Langmuir-Wellen für Radioemissionen nahe der Plasmafrequenz verantwortlich ist.

3.6.2 Elektrostatischer Zerfall

Neben dem elektromagnetischen Zerfall ist in einem Plasma, dessen Elektronentemperatur oberhalb der Iontemperatur liegt, auch die direkte Anregung einer Ionenschallwelle aus einer Langmuir-Welle oder Beam-Driven-Mode möglich:

$$L \rightarrow L' + S \quad (3.68)$$

Alle beteiligten Wellenmoden sind hierbei longitudinal polarisiert, so dass der Prozess prinzipiell für beliebige k -Vektor Richtungen aller beteiligten Wellen ablaufen kann. Nach

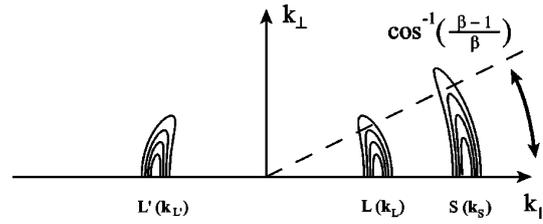


Abbildung 3.7: Verteilung der Wellen des elektrostatischen Zerfalls im k -Raum. Die bevorzugte Zerfallsrichtung erzeugt gegengerichtete Langmuir- bzw. strahlgetriebene Wellen L' . (Bild aus: Li et al., 2004)

Karlický & Barta (2010) ist hierbei der Betrag des k -Vektors der Ionenschallwelle vom Streuwinkel ϕ abhängig:

$$|\vec{k}_s| \lambda_D = 2 |\vec{k}_L| \lambda_D \cos(\phi) \frac{2c_s}{3v_{th}} \quad (3.69)$$

Li et al. (2004) untersuchten die vollständige Wechselwirkungsrate und fanden ein Maximum bei der Rückstreuung ($\phi \approx 180^\circ$, siehe Abbildung 3.7). Es handelt sich bei diesem Prozess also bevorzugt um eine Rückstreuung der Langmuir-Welle an der Ionenschallwelle.

3.6.3 Verschmelzung zweier Langmuir-Wellen

Als weiterer nichtlinearer Effekt elektrostatischer Wellen ist die Selbstwechselwirkung dieser Moden zur Ausbildung einer elektromagnetischen Welle,

$$L + L' \rightarrow T \quad (3.70)$$

von Relevanz (siehe auch Abbildung 3.8). In dieser Wechselwirkung ist die Polarisation der Welle von entscheidender Wichtigkeit, da die eingehenden Langmuirwellen longitudinal, die ausgehende elektromagnetische Welle jedoch transversal polarisiert ist. Aus diesem Grunde ist eine Wechselwirkung kollinearer elektrostatischer Wellen in diesem Prozess unmöglich - hierbei könnte wiederum nur eine longitudinal polarisierte Welle entstehen. Die longitudinale Komponente des resultierenden elektrischen Feldes, $\vec{E} \cdot \vec{k}$ muss sich daher im Wechselwirkungsprozess vollkommen wegheben, so dass für die beteiligten verallgemeinerten Langmuir-Wellen $L1$ und $L2$, sowie die elektromagnetischen Welle T

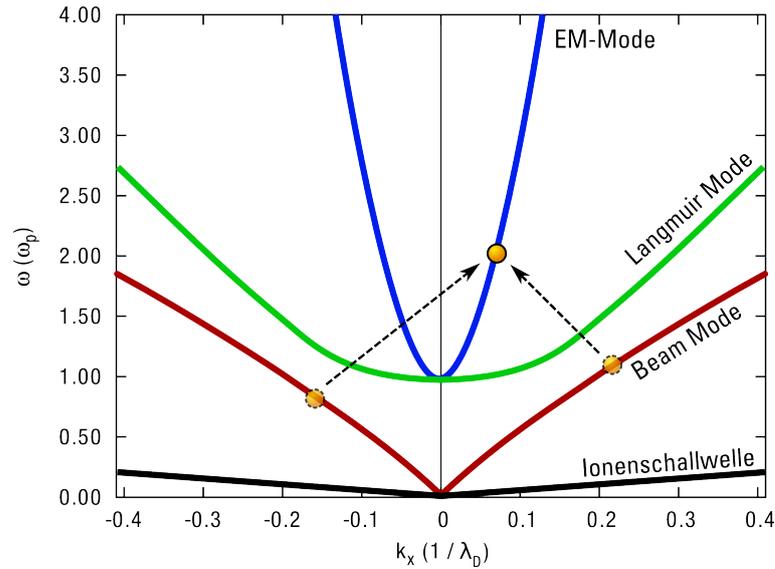


Abbildung 3.8: Drei-Wellen-Wechselwirkungsprozess der Verschmelzung zweier elektrostatischer Beam-Moden. Das Resultat ist eine elektromagnetische Welle, deren Frequenz $\geq 2\omega_{pe}$ beträgt.

gilt:

$$(\vec{k}_{L1} - \vec{k}_{L2}) \cdot \vec{k}_T = 0 \quad (3.71)$$

$$\vec{k}_{L1} + \vec{k}_{L2} = \vec{k}_T \quad (3.72)$$

$$\omega_{L1} + \omega_{L2} = \omega_T \quad (3.73)$$

Einsetzen der Langmuir-Dispersionsrelationen (Gl. 3.32) in Gl. 3.73 ergibt für die Frequenz der erzeugten elektromagnetischen Welle:

$$\omega^2 = (\omega_{L1} + \omega_{L2})^2 \quad (3.74)$$

$$= \omega_{pe}^2 \cdot \left(2 + \frac{3}{2} (k_{L1}^2 + k_{L2}^2) \lambda_D^2 + 2 \sqrt{\left(1 + \frac{3}{2} k_{L1}^2 \lambda_D^2 \right) + \left(1 + \frac{3}{2} k_{L2}^2 \lambda_D^2 \right)} \right) \quad (3.75)$$

$$\approx 4\omega_{pe}^2 + \frac{6}{2} \omega_{pe}^2 (k_{L1}^2 + k_{L2}^2) \lambda_D^2 \quad (3.76)$$

Diese liegt also stets oberhalb von $2\omega_{pe}$ (da zwei Wellen mit Frequenzen $\omega > \omega_{pe}$ verschmelzen, ist dies durch die Energieerhaltung gefordert) und unterscheidet sich somit deutlich vom elektromagnetischen Zerfall. Für $k_{L1,2} \ll \lambda_D$ wirkt diese Emission häufig wie eine harmonische Emission der Plasmafrequenz.

3.7 Einzelteilchenbewegung

In den bisherigen Ausführungen wurde das Verhalten des Plasmas vollständig durch die Verteilungsfunktion $f(\vec{x}, \vec{v})$ beschrieben, die als kontinuierliche Funktion beider Parameter angenommen wurde. Ist jedoch die Besetzung dieser Funktion in einem Phasenraumbe-
reich $f(\vec{x}, \vec{v})d\vec{x}d\vec{v}$ sehr gering, so können Einzelteilcheneffekte das Verhalten des Plasmas dominieren, und eine stetige Verteilung im Phasenraum ist nicht mehr gegeben. Dieses Regime ist bei der Betrachtung von Teilchenbeschleunigung von besonderer Wichtigkeit, da hierbei häufig nur ein kleiner Teil der Population tatsächlich hohe Energien erreicht, und sich erst durch Analyse der einzelnen Teilchentrajektorie der Beschleunigungsmechanismus erschließen lässt.

3.7.1 Gyration

Unter wie zuvor in Abschnitt 3.2 motivierter Vernachlässigung von Stoß- und Fluidkräften ist die Lorentz-Kraft

$$F_L = \frac{q}{m} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right) \quad (3.77)$$

bestimmend für die Bewegung eines Teilchens mit Masse m und Ladung q . Im einfachsten Falle eines ungestörten Plasmas ohne \vec{E} -Feld, und mit einem räumlich homogenen \vec{B} -Feld haben die Trajektorien dieser Teilchen Spiralförmigkeit. Dieses Verhalten wird als *Gyration* der Teilchen um die magnetischen Feldlinien bezeichnet. Für jede Teilchenspezies α erfolgt diese Gyration mit einer charakteristischen Frequenz

$$\Omega_{c\alpha} = \frac{q_\alpha B}{m_\alpha c}, \quad (3.78)$$

die als *Gyrofrequenz* oder *Larmor-Frequenz* bezeichnet. Für ein Teilchen mit Geschwindigkeit v_\perp senkrecht zum Magnetfeld ergibt sich damit ein Radius der Gyration

$$r_L = \frac{v_\perp}{\Omega_{c\alpha}} = \frac{m_\alpha c v_\perp}{q_\alpha B}, \quad (3.79)$$

der als *Larmorradius* bezeichnet wird. Die Bewegung entlang der Feldlinie erfolgt hierbei kräftefrei, wohingegen die Bewegung senkrecht dazu strikt zyklisch ist. In dieser idealen Plasmanäherung ist somit die Teilchenbewegung fest mit der Bewegung magnetischer Feldlinien verbunden - die sog. *Locked-In* Bedingung. In realistischem Plasma kann es durch vereinzelte Stöße sowie Streuung an Wellen zu einem Sprung auf eine andere Feldlinie kommen, so dass eine sog. *Cross-Field Diffusion* stattfindet.

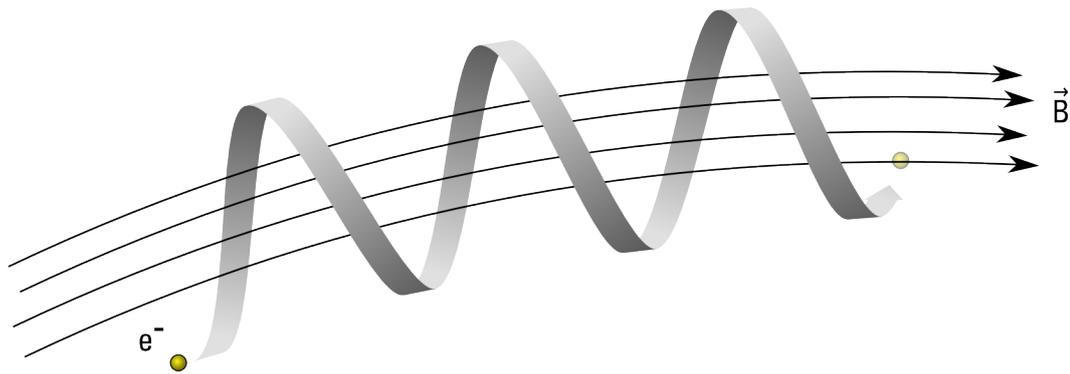


Abbildung 3.9: Gyrationbewegung eines geladenen Teilchens in einem Magnetfeld. Aufgrund der Lorentzkraftwirkung hat das Teilchen eine spiralförmige Trajektorie, die es, unter Vernachlässigung von Streuprozessen, an eine Feldlinie bindet.

3.7.2 Driftbewegungen

Die Herleitung der Gyrationbewegung im vorhergehenden Abschnitt ging von ansonsten kräftefreier Bewegung in einem homogenen magnetischen Feld aus. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so kommt es zu Abweichungen von der rein spiralförmigen Gyration:

Wirkt eine weitere, näherungsweise homogene externe Kraft (wie z.B. ein elektrisches- oder Gravitationsfeld) auf das gyrierende Teilchen, so wird das Teilchen senkrecht zur Magnetfeldrichtung abgelenkt. Die kreisförmige Gyrationbewegung wird zu einer Zykloide, mit der *Driftgeschwindigkeit*

$$\vec{v}_{\text{Drift}} = \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{|\vec{B}|^2} \quad (3.80)$$

Ebenso kommt es zu einer Driftbewegung, wenn die Annahme des homogenen magnetischen Feldes nicht erfüllt ist. Liegt der Magnetfeldgradient $\nabla|\vec{B}|$ zumindest teilweise senkrecht zur Magnetfeldrichtung, so sorgt er dafür, dass der Gyrationradius sich während der Gyrationbewegung selbst periodisch verändert. Die Bahnkurve bildet sich also wiederum als Zykloide aus. Die Driftgeschwindigkeit dieser *Gradientendrift* ergibt sich als

$$\vec{v}_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_L \frac{\vec{B} \times \nabla B}{|\vec{B}|^2}. \quad (3.81)$$

3.7.3 Magnetische Spiegel

Findet eine Magnetfeldänderung nicht wie zuvor senkrecht zum Magnetfeld statt, sondern variiert entlang der Magnetfeldrichtung, so ist die Teilchenbewegung entlang der Feldlinien

nicht mehr kräftefrei, und somit der Impuls parallel zur Feldlinie nicht mehr erhalten. Eine Größe, die jedoch auch in diesem Fall erhalten bleibt, und daher auch als *adiabatische Invariante* bezeichnet wird, ist das sog. *magnetische Moment*

$$\mu = \frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{|\vec{B}|}. \quad (3.82)$$

In der beispielhaft in Abbildung 3.10 dargestellten Magnetfeldkonfiguration, in der ein Teilchen auf eine Verdichtung des Feldes trifft, muss daher mit wachsendem $|\vec{B}|$ auch der Betrag von v_{\perp}^2 anwachsen. Ist der Anstieg des magnetischen Felds, ausgedrückt durch

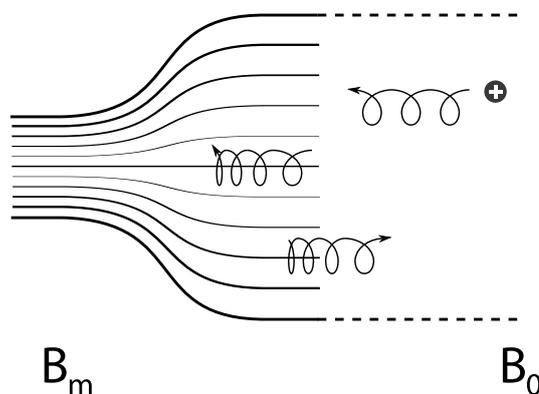


Abbildung 3.10: Struktur eines magnetischen Spiegels. Ein geladenes Teilchen, das auf einer Gyrationstrajektorie auf eine Magnetfeldverdichtung trifft, ändert aufgrund der Erhaltung des magnetischen Moments μ seinen Pitchwinkel. Ist das Spiegelverhältnis $R = \frac{B_m}{B_0}$ groß genug, so wird das Teilchen entlang der Feldlinien zurückreflektiert.

das *magnetische Spiegelverhältnis* $R = \frac{B_m}{B_0}$ groß genug, so muss zur Erhaltung des magnetischen Moments μ die gesamte kinetische Energie aus der Bewegung senkrecht zum Magnetfeld, v_{\perp} kommen - die parallele Bewegung entlang des Magnetfelds wird gestoppt, und die Teilchenbewegung kehrt sich um. Aus diesem Grund wird eine derartige Magnetfeldkonfiguration als *magnetischer Spiegel* bezeichnet.

Das Kriterium, ob ein Teilchen von einem magnetischen Spiegel mit Spiegelverhältnis R reflektiert wird, ist abhängig von seinem Verhältnis $(v_{\perp 0}/v_{\parallel 0})^2 = \sin^2(\Theta)$, wobei Θ als der *Pitchwinkel* des Teilchens bezeichnet wird. Wird dieses Teilchen am Spiegel reflektiert, so müssen aufgrund von Energieerhaltung und magnetischen Moment am Umkehrpunkt

die Geschwindigkeit $v_{\perp m}$ die Gleichungen

$$\frac{1}{2} \frac{mv_{\perp 0}^2}{B_0} = \frac{1}{2} \frac{mv_{\perp m}^2}{B_m} \quad (3.83)$$

$$v_{\perp m}^2 = v_{\perp 0}^2 + v_{\parallel 0}^2 \quad (3.84)$$

gelten. Es ist somit

$$\frac{B_0}{B_m} = \frac{v_{\perp 0}^2}{v_{\perp m}^2} = \frac{v_{\perp 0}^2}{v_0^2} = \sin^2 \Theta. \quad (3.85)$$

Dieser als *Verlustkegelformel* bezeichnete Ausdruck zeigt, dass es lediglich vom Pitchwinkel Θ eines Teilchens abhängt, ob dieses vom magnetischen Spiegel zurückgeworfen wird.

3.8 Schock-Beschleunigung

Trifft eine Materieströmung mit solch hoher Geschwindigkeit auf ein Medium, dass dieses Auftreffen schneller ist als die schnellste Ausbreitungsgeschwindigkeit von Dichteschwankungen in diesem Medium (sprich: als die Gruppengeschwindigkeit der schnellsten kompressiblen Wellenmode), so hat die auftretende Verdichtung keine Möglichkeit, zu dissipieren. Es kommt zur Ausbildung eines *Schocks*, einer diskontinuierlichen Strömung (vgl. Abbildung 3.11).

Aus der alltäglichen Anschauung sind hydrodynamische Schocks als Überschallknall von Flugzeugen, sowie Stoßwellen von Detonationen bekannt - in diesem Fall stellt die Geschwindigkeit der Schallwelle das Kriterium für Schockausbildung dar. Durch die vielfältigere Wellenpopulation magnetisierter Plasmen ist die Struktur und Phänomenologie astrophysikalischer Plasma-Schocks weitaus komplexer. Hydrodynamischen und magnetohydrodynamischen Schocks ist gemein, dass an ihnen eine sprunghafte Änderung der Materialdichte auftritt, im Plasma kommt es aufgrund der Locked-In Bedingung (siehe 3.7.1) zusätzlich zu einer Verdichtung, sprich Verstärkung, des magnetischen Feldes. Aus hydrodynamischen Erhaltungsgrößen und Maxwell-Gleichungen lässt sich ein Satz von Gesetzmäßigkeiten für das Sprungverhalten der Größen am Schock ableiten, der als *Rankine-*

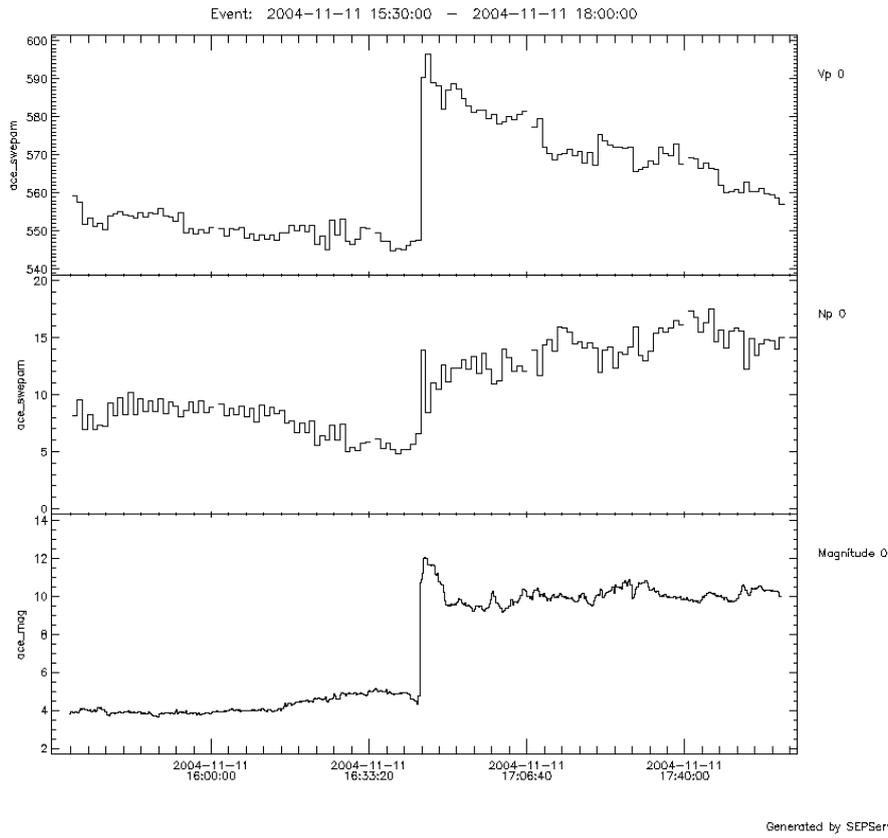


Abbildung 3.11: Beispiel des Magnetfeld- und Materieverhaltens an einem Schock, gemessen durch den ACE (Advanced Composition Explorer) Satelliten. Die drei Subplots zeigen die Strömungsgeschwindigkeit (oben), Protonendichte (mitte) sowie magnetische Feldstärke (unten). Das diskontinuierliche Strömungsverhalten wird in allen drei Größen deutlich. Bild erstellt mit Hilfe des SEPServer Event Data Plot Systems (Vainio et al., 2011)

Hugiot Sprungbedingungen bekannt ist (Thompson, 1964):

$$\rho U_{\parallel} = \rho' U'_{\parallel} \quad (3.86)$$

$$\rho U_{\parallel}^2 + p + B_{\perp}^2/2\mu = \rho' U'_{\parallel}{}^2 + p' + B_{\perp}'^2/2\mu \quad (3.87)$$

$$\rho U_{\parallel} U_{\perp} - B_{\parallel} B_{\perp}/\mu = \rho' U'_{\parallel} U'_{\perp} - B'_{\parallel} B'_{\perp}/\mu \quad (3.88)$$

$$B_{\parallel} = B'_{\parallel} \quad (3.89)$$

$$U_{\parallel} B_{\perp} - U_{\perp} B_{\parallel} = U'_{\parallel} B'_{\perp} - U'_{\perp} B'_{\parallel} \quad (3.90)$$

Hierbei bezeichnen ungestrichene Größen die Eigenschaften vor dem Schock (*upstream*), während gestrichene Größen hinter dem Schock (*downstream*) angesiedelt sind.

Die physikalischen Prozesse an Schocks sind von elementarer Wichtigkeit für eine Vielzahl astronomischer Beobachtungsgrößen, da sie zu einer Ausbildung stark beschleunigter, nichtthermischer Teilchenpopulationen führen. Erst diese Teilchenbeschleunigung macht viele astrophysikalische Phänomene sichtbar und erlaubt ihre Beobachtung und Analyse. Abhängig von der Geometrie und Magnetisierung des Schocks sind hierbei verschiedene Prozesse für die Beschleunigung verantwortlich, auf die im Folgenden im Einzelnen eingegangen werden soll.

3.8.1 Fermi-Beschleunigung

Für einen Schock, bei dem das Magnetfeld nur einen kleinen Winkel gegenüber der Schocknormalen einnimmt (ein sog. *quasiparalleler Schock*) ist es stets möglich, eine Transformation vorzunehmen, so dass auf beiden Seiten des Schocks

$$U_{\parallel} B_{\perp} - U_{\perp} B_{\parallel} = 0 \quad (3.91)$$

gilt, und somit die Plasma-Bewegung auf beiden Seiten des Schocks parallel zum Magnetfeld ist. Dieses Bezugssystem wird als *de Hoffmann-Teller Frame* bezeichnet, die Transformation erfolgt mit der *de Hoffmann-Teller Geschwindigkeit*

$$\vec{v}_{HT} = \frac{\vec{n} \times (\vec{U} \times \vec{B})}{\vec{B} \cdot \vec{n}}, \quad (3.92)$$

die sich aus der Schocknormalen \vec{n} , sowie upstream-Strömungsgeschwindigkeit \vec{U} und upstream-Magnetfeld \vec{B} ergibt.

Die Bewegung individueller Teilchen am Schock entspricht somit dem in Abschnitt 3.7.3 beschriebenen Szenario eines magnetischen Spiegels: Individuell gyrieren die Teilchen um die magnetischen Feldlinien im Upstream, und treffen auf die Magnetfeld-Verdichtung des Schocks.

Es sei nun angenommen dass die Teilchenverteilung im Ruhesystem des Upstreams vor dem Auftreffen eine Maxwell-Boltzmann Verteilung darstellt. Im de Hoffman-Teller Frame tritt diese Verteilung nun mit der Schockgeschwindigkeit geboostet auf (siehe Abbildung 3.12), und wechselwirkt dort mit der magnetischen Spiegelstruktur des Schocks. Als Resultat wird ein Großteil der Verteilung hindurchgelassen - der Teil außerhalb des Verlustkegels jedoch wird reflektiert, und bildet nun eine stark beschleunigte, nichtthermische Komponente im Upstream (Axford, 1981).

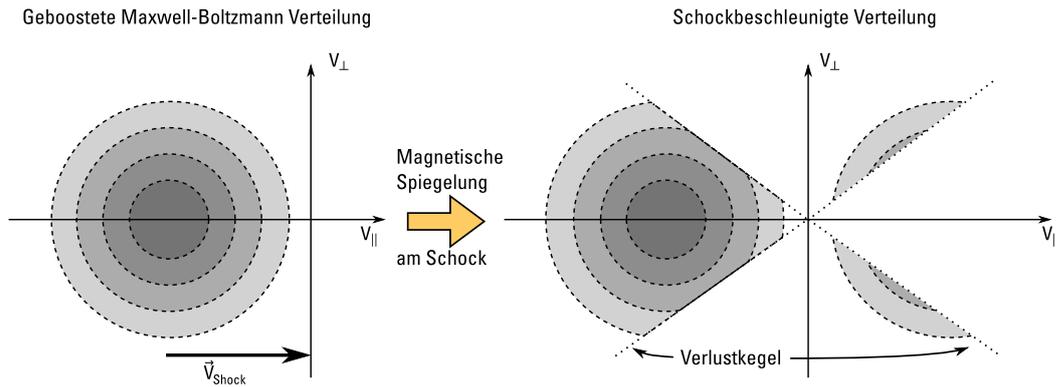


Abbildung 3.12: Auswirkung der Schockbeschleunigung durch magnetische Spiegelwirkung auf die Verteilungsfunktion des auftreffenden Upstream-Plasmas. Die im Ruhesystem des Upstreams Maxwell-förmige Verteilung wird beim Übergang in das de Hoffmann-Teller Frame mit der Schockgeschwindigkeit geboostet. Beim Auftreffen auf den Schock kommt es zur Reflektion der Teilchen außerhalb des Verlustkegels, die somit nach einer Rücktransformation ins Upstream-System eine Beam-Population mit charakteristischer Pitchwinkelverteilung bilden.

3.8.2 Schock-Drift-Beschleunigung

Die zuvor erläuterten diffusiven Streuprozesse erfordern, dass die zu beschleunigenden Teilchen den Schock mehrfach überqueren, und jeweils außerhalb der Schockregion durch Streuprozesse wieder abgelenkt werden. Dies ist für die extrem großskaligen Ausdehnungen astrophysikalischer Quellen häufig problemlos möglich, innerhalb der Heliosphäre ist diese Voraussetzung jedoch nicht gegeben: die freie Weglänge von Elektronen in der Korona beträgt $\lambda_e \approx 5$ AU (Estel & Mann, 1999), was eine Mehrfachstreuung an einem koronalen Schock, der sich nur wenige Sonnenradien über der Chromosphäre befindet, effektiv ausschließt.

Aufgrund der Spiralstruktur des Parker-Felds (siehe Abschnitt 2.1) haben die Schockfronten koronaler Masseauswürfe nicht bloß einen einzelnen, festen Winkel zum Hintergrundmagnetfeld, wie er in die vereinfachten Modellannahmen bisher einging.

Der in Abschnitt 3.8.1 beschriebene Schockbeschleunigungsvorgang war für quasiparallele Schocks, sprich Schocks mit kleinem Winkel ψ des upstream-Magnetfelds gegenüber der Schocknormalen hergeleitet worden. Wird ψ zu groß, so erfordert die Transformation in das de Hoffmann-Teller Frame eine überlichtschnelle Geschwindigkeit; eine Beschreibung der Schockbeschleunigung dieser *quasisenkrechten* Schocks mittels der magnetischen Spiegelwirkung allein ist daher für diese nicht mehr korrekt. Die Gyrationbewegung der Teilchen um das upstream-Magnetfeld, das nun näherungsweise in der Schockebene liegt,

überstreicht beim Auftreffen auf den Schock nun innerhalb eines Gyrationradius den Magnetfeldgradienten $\nabla|\vec{B}|$ des Magnetfeldsprungs an der Schockfront, es kommt also zu einer *Gradientendrift* der Teilchen, wie sie in Abschnitt 3.7.2 beschrieben wurde. Da $v_{\nabla B}$ senkrecht zur Richtung des \vec{B} -Feldes liegt, führt diese Driftbewegung zu einer Erhöhung des Pitchwinkels der gesamten Teilchenpopulation. Es liegt daher ein weitaus größerer Anteil außerhalb des Verlustkegels, und kommt somit zu einer signifikanten Erhöhung der Beschleunigungseffizienz.

Eine quantitative Herleitung der reflektierten Teilchendichte wurde von Wu (1984) für den Fall einer Maxwellschen einfallenden Geschwindigkeitsverteilung

$$f_e(\vec{x}, \vec{v}) = \frac{n_e}{\pi^{3/2} v_{th}} \exp\left(-\frac{|\vec{v}|^2}{v_{th}^2}\right) \quad (3.93)$$

unter einem Winkel Θ_s gegenüber der Schocknormale eines sich mit Geschwindigkeit V_s bewegendem Schocks durchgeführt. Es ergibt sich

$$n_r = \frac{n_e}{2} \sin(\Theta_s) \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{V_s}{v_{th}} \sin(\Theta_s)\right) \right] \exp\left(-\cos^2(\Theta_s) \frac{V_s^2}{v_{th}^2}\right). \quad (3.94)$$

Insbesondere ist die $\sim \exp(-\cos^2(\Theta_s))$ Abhängigkeit hierbei dafür verantwortlich, dass der Beschleunigungsprozess für Winkel nahe 90° erheblich an Effizienz gewinnt. Für quasi-senkrechte Schocks kann daher schon in einem einzelnen Beschleunigungsvorgang eine superthermische Beam-Population entstehen, die bei einem parallelen Schock nur nach vielfacher Rückstreuung auftreten kann (Holman & Pesses, 1983).

4 Numerische Simulationen

Wie bereits in Kapitel 3.3 erläutert, ist die Vlasov-Gleichung

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \frac{q}{m} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = 0, \quad (4.1)$$

die grundlegende Beschreibung der Evolution der Phasenraumdichte $f(\vec{x}, \vec{v})$ einer geladenen Teilchenspezies mit Ladung q . Gemeinsam mit den Maxwell'schen Gleichungen (Maxwell, 1865) bildet sie das *Vlasov-Maxwell-System*, das die vollständige kinetische Beschreibung kollisionsfreier Plasmen darstellt. Die direkte numerische Behandlung dieses Differentialgleichungssystems stellt sich als ausgesprochen schwierig dar, da der 6-dimensionale Phasenraum ein extrem schnelles Anwachsen von Speicher- und Rechenkraftverbrauch mit steigender Simulationsgröße oder -auflösung bedingt, gleichzeitig aber eine beträchtliche Mindestauflösung in Raum- und Geschwindigkeitsrichtung vonnöten ist, um auch nur einfachste Plasmaphänomene darstellen zu können.

Eine direkte Simulation der Vlasov-Gleichung als Finite-Differenzen oder Finite-Volumen Methode war daher lange Zeit nur mit größten Vereinfachungen der Numerik sowie Modellvereinfachungen möglich (Büchner, 2007), und ist auch heute noch für die meisten Plasmaprozesse unpraktikabel aufwändig.

Eine populäre Methode, die zu simulierenden Gleichungssysteme und somit das numerische Problem zu vereinfachen stellt der Momentenbildungsansatz dar. Hierbei wird nicht mehr eine beliebige Verteilungsfunktion $f(\vec{x}, \vec{v})$ zu Grunde gelegt, sondern eine Entwicklung ihrer Geschwindigkeitsabhängigkeit in statistische Momente durchgeführt. Mit einer Reduktion auf wenige (oftmals 2) Momente vereinfacht sich das System drastisch, und man gelangt zu den Gleichungen der Magnetohydrodynamik (Goedbloed et al., 2010). Simulationen der MHD-Gleichungen mittels finiter Volumenmethoden haben einen sehr ausgereiften Stand der Technik erreicht und sind in der Lage sehr großskalige astrophysikalische Strukturen detailliert zu simulieren. Durch die Beschränkung auf eine fest vorgegebene Form der Verteilungsfunktion mit einer stark begrenzten Anzahl an statistischen Momenten können diese Simulationen jedoch nur dann korrekte Ergebnisse erzielen, wenn die physikalischen Phänomene von Interesse tatsächlich auf einer

Verteilungsfunktion mit diesen Eigenschaften basieren.

In der typischen Näherung des Plasmas im lokalen thermischen Gleichgewicht vernachlässigen MHD-Simulationen daher sämtliche Effekte, die durch nicht-thermische Verteilungsfunktionen hervorgerufen werden können – für großskalige Plasmen, deren Strukturen weit oberhalb der mittleren Teilchen-Stoßlänge liegen, ist diese Näherung durchaus vernünftig. Für die in dieser Arbeit vorliegende Phänomenologie der Typ II Radio-bursts trifft diese Abschätzung jedoch nicht zu, wie ein Vergleich der typischen Größe der Emissionsregion von $L \leq 1R_{\odot}$ (Schmidt & Gopalswamy, 2008) mit der mittleren freien Weglänge der Elektronen in der Korona $\lambda_e \approx 5$ AU (Estel & Mann, 1999) eindrucksvoll demonstriert.

Es ist also für dieses Problem zwingend notwendig, eine *kinetische* Simulationstechnik ohne vereinfachende Momentenbildung für die Vlasov-Gleichung anzuwenden und dabei dennoch in handhabbaren Bereichen numerischen Aufwands zu bleiben.

4.1 Der Particle-in-Cell Ansatz

Anstatt die gesamte Phasenraumdicke $f(\vec{x}, \vec{v})$ in die Simulation der Vlasov-Gleichung mit einzubeziehen, schlugen Hockney & Eastwood (1988) vor, diese als Summe N räumlich begrenzter Phasenraumsamples darzustellen:

$$f(\vec{x}, \vec{v}) := \sum_{n=0}^N M_n S(\vec{x} - \vec{x}_n) \delta(\vec{v} - \vec{v}_n) \quad (4.2)$$

Hierbei bezeichnet M_n den *Makrofaktor* sowie $S(\vec{x})$ den *Formfaktor* eines jeden Phasenraumsamples, dessen Eigenschaften in Abschnitt 4.3 noch genauer zur Sprache kommen. Setzt man diese Darstellung in die Vlasov-Gleichung (Gl. 4.1) ein, so erhält man für jedes Phasenraumsample eine getrennte Bewegungsgleichung:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{M_n q}{M_n m} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right) = \frac{q}{m} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right) \quad (4.3)$$

Es handelt sich hierbei also genau um die Lorentz-Kraftwirkung, die auf ein einzelnes Teilchen mit Ladung q und Masse m wirken würde, und ist insbesondere unabhängig vom Makrofaktor M_n . Die Phasenraumsamples werden daher auch als *Makroteilchen* mit Makrofaktor M_n bezeichnet, und repräsentieren jeweils ein räumlich verteiltes Ensemble von M_n physikalischen Teilchen der Spezies mit entsprechendem q und m .

Werden die elektromagnetischen Felder nun durch ein räumlich diskretes Verfahren, wie zum Beispiel eine FDTD Methode (Yee, 1966) gelöst, durch das die Felder in einzelne

Raumzellen eingeteilt werden, so bezeichnet man das Gesamtverfahren als *Particle-in-Cell*.

4.2 Ablauf der Simulation

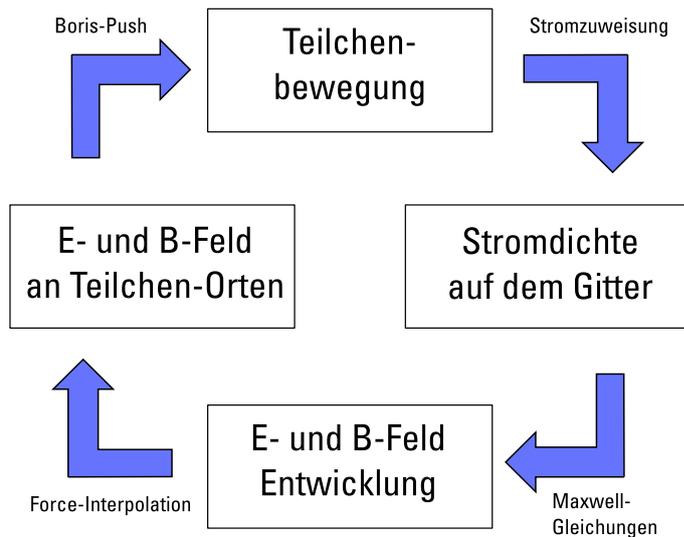


Abbildung 4.1: Ablauf der Zeitschritte einer Particle-in-Cell Simulation im ACRONYM-Code.

Der Ablauf der Simulationsschritte ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Es werden jeweils Teilchen- und Feldupdates abwechselnd durchgeführt, und dazwischen eine Abbildung der Teilchengrößen auf das Gitter, sowie eine Rückabbildung der Felder an die individuellen Positionen der Teilchen vorgenommen.

Im Folgenden seien die Schritte im Einzelnen beschrieben:

4.2.1 EM-Feld Update

Die zeitliche Entwicklung der elektromagnetischen Felder wird durch die Maxwellschen Gleichungen (Maxwell, 1865) vorgeschrieben. Hierbei sind insbesondere die beiden Gleichungen

chungen von Relevanz, in denen zeitliche Ableitungen auftreten:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.4)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4.5)$$

umgeformt in die explizite Form der Zeitabhängigkeit

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \vec{E} \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -4\pi \vec{j} + c \nabla \times \vec{B} \quad (4.7)$$

lassen sich diese Gleichungen durch eine Finite-Differenzen Methode lösen. Es ist hierbei zu beachten, dass die beiden verbliebenen Maxwell-Gleichungen

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi \varrho \quad (4.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.9)$$

nicht beeinflusst werden, sofern sie zu Beginn der Simulation korrekt gelöst wurden. Dies kann durch anfänglichen Einsatz eines Poisson-Lösers (Press et al., 1992) oder geeignete Wahl einer elektrostatisch trivialen Anfangsbedingung sichergestellt werden.

Die numerische Darstellung der finiten Zeitdifferenzen auf der linken Seite von Gleichungen 4.4 und 4.5 lässt sich durch einseitige Differenzbildung leicht durchführen. Die Diskretisierung der Rotationsoperatoren auf den rechten Seiten hingegen ist nicht trivial. Eine besonders geschickte Methode, diese Diskretisierung durchzuführen, gelingt im von Yee (1966) vorgeschlagene Verfahren des *Yee-Lattice*. Hierbei werden die Komponenten der \vec{E} - und \vec{B} -Felder nicht an identischen Punkten im Raum, sondern jeweils eine Halbzelle gegeneinander verschoben gespeichert (vgl. Abbildung: 4.2). Die diskretisierten Updatevorschriften für \vec{E} - und \vec{B} -Felder lassen sich mit diesem Verfahren kompakt ausdrücken:

$$B_{x,(i,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} = B_{x,(i,j,k)}^{t-\frac{1}{2}} + c \left(E_{z,(i,j+1,k)}^t - E_{z,(i,j,k)}^t + E_{y,(i,j,k)}^t - E_{y,(i,j,k+1)}^t \right) \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (4.10)$$

$$B_{y,(i,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} = B_{y,(i,j,k)}^{t-\frac{1}{2}} + c \left(E_{x,(i,j,k+1)}^t - E_{x,(i,j,k)}^t + E_{z,(i,j,k)}^t - E_{z,(i+1,j,k)}^t \right) \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (4.11)$$

$$B_{z,(i,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} = B_{z,(i,j,k)}^{t-\frac{1}{2}} + c \left(E_{y,(i+1,j,k)}^t - E_{y,(i,j,k)}^t + E_{x,(i,j,k)}^t - E_{x,(i,j+1,k)}^t \right) \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (4.12)$$

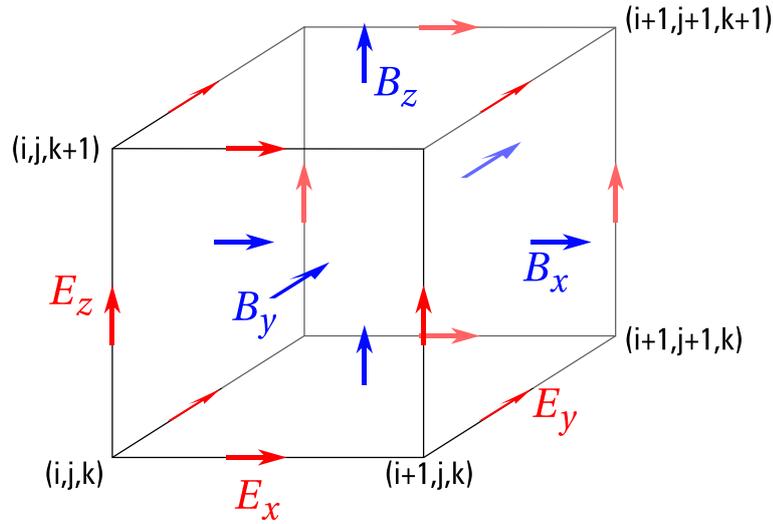


Abbildung 4.2: Anordnung der diskretisierten elektrischen und magnetischen Feldkomponenten im *Yee-Lattice*. Da jeweils eine elektrische Feldkomponente ringförmig von magnetischen Feldkomponenten umgeben ist und umgekehrt, wird die Berechnung der finiten Differenzennäherung der Rotationsterme erheblich vereinfacht.

und

$$E_{x,(i,j,k)}^{t+1} = E_{x,(i,j,k)}^t - 4\pi j_{x,(i,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} + c \left(B_{z,(i,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} - B_{z,(i,j-1,k)}^{t+\frac{1}{2}} + B_{y,(i,j,k-1)}^{t+\frac{1}{2}} - B_{y,(i,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} \right) \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (4.13)$$

$$E_{y,(i,j,k)}^{t+1} = E_{y,(i,j,k)}^t - 4\pi j_{y,(i,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} + c \left(B_{x,(i,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} - B_{x,(i,j,k-1)}^{t+\frac{1}{2}} + B_{z,(i-1,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} - B_{z,(i,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} \right) \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (4.14)$$

$$E_{z,(i,j,k)}^{t+1} = E_{z,(i,j,k)}^t - 4\pi j_{z,(i,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} + c \left(B_{y,(i,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} - B_{y,(i-1,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} + B_{x,(i,j-1,k)}^{t+\frac{1}{2}} - B_{x,(i,j,k)}^{t+\frac{1}{2}} \right) \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (4.15)$$

Das so erhaltene Verfahren zur numerischen Näherung der Rotation ist in zweiter Ordnung in Δx genau, und findet in den meisten astrophysikalisch verwendeten PiC-Codes Einsatz.

4.2.2 Stromzuweisung der Teilchen

In das zuvor beschriebene Update-Verfahren der elektromagnetischen Felder geht die diskretisierte Stromdichte \vec{j} als Quellterm ein, die durch die bewegten Ladungen der simulierten Teilchen hervorgerufen wird. Da die Teilchen (im Rahmen der Fließkommagenauigkeit) beliebige Positionen im Simulationsgebiet einnehmen können, muss ein geeignetes Verfahren zur Zuordnung ihrer Stromdichte auf das Gitter verwendet werden.

Der einfachst-mögliche Ansatz für diesen Zuweisungsvorgang ordnet jedes Teilchen vollständig dem ihm am nächsten liegenden Gitterpunkt zu (die sog. *Nearest Grid Point* Methode, NGP). Während dieses Verfahren sehr einfach zu implementieren ist, und ausgesprochen performant ausgeführt werden kann, bringt es gravierende Nachteile mit sich: Der Übergang eines Teilchens in eine benachbarte Zelle führt zu einer sprunghaften Änderung der zugewiesenen Stromdichteverteilung, und somit zur pulsartigen Anregung einer elektromagnetischen Welle. Da in dieser Arbeit die Anregung elektromagnetischer Wellen durch physikalische Prozesse von zentraler Bedeutung ist, ist eine Minimierung dieser numerischen Störeffekte von vorrangiger Bedeutung.

Eine Verbesserung dieses Verhaltens lässt sich erreichen, indem der Strombeitrag des zuvor quasi punktförmigen Teilchens stattdessen als eine ausgedehnte Ladungswolke behandelt wird, wie sie schon in Gleichung 4.2 als Phasenraumsample Verwendung findet. Es empfiehlt sich hierbei, dieselbe Formfaktor-Funktion bei der Stromzuweisung wie der Kraftwirkung der Teilchen zu verwenden, um das Phasenraumsampleverhalten korrekt wiederzugeben, sowie um Selbstkräfte der Teilchen durch ihre eigene Ladungswolke auszuschließen (Hockney & Eastwood, 1988). Durch Wahl eines geeigneten glatten Formfaktors kann die unphysikalische Anregung elektromagnetischer Wellen durch Teilchensprünge angemessen reduziert werden. Eine genauere Diskussion möglicher Formfaktoren ist in Abschnitt 4.3 zu finden.

Da die Stromdichteverteilung, die auf das Gitter zugewiesen wird, nicht bloß an der aktuellen Position des Teilchens stattfindet, sondern durch Verschiebung der Ladungsdichte gegenüber dem vorherigen Zeitschritt zu Stande kommt, muss diese in der Berechnung ebenfalls berücksichtigt werden, und eine korrekte Gesamtstromdichte sichergestellt werden. In astrophysikalischen Anwendungen beliebte Verfahren, die diese Gesamtstromdichte per Konstruktion sicher korrekt wiedergeben, sind das Verfahren von Villasenor & Buneman (1992), das Verfahren von Umeda et al. (2003) und schließlich das Verfahren von Esirkepov (2001), das in dieser Arbeit zur Anwendung kommt.

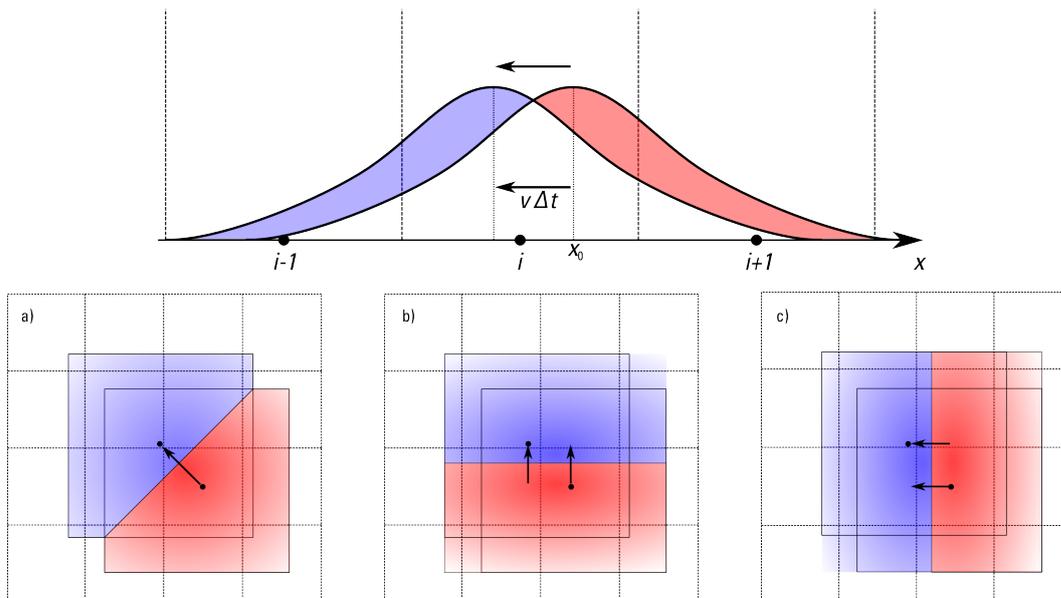


Abbildung 4.3: Berechnung und Zuweisung der Stromverschiebung im Esirkepov-Verfahren: Die (im Allgemeinen) nicht achsparallele Bewegung des Teilchens wird in ihre achsparallelen Anteile zerlegt. Individuell wird für diese jeweils die Ladungsveränderung in den Zellen, und daraus der benötigte achsparallele Strom berechnet, um die drei Komponenten von \vec{j} an jeder Zelle zu erhalten.

Esirkepov-Verfahren

Das in Esirkepov (2001) eingeführte Verfahren, die Stromdichte aus der Verschiebung einer Ladung von der vorherigen zur aktuellen Position zu berechnen, basiert auf der Methode der Pfadintegralzerlegung der (im allgemeinen) nicht achsparallelen Teilchenbewegung in ihre achsparallelen Anteile, und anschließende gewichtete Summation aller Teilchentrajektorien. Ausgedrückt als Veränderung der Ladungsform (*Shape*) $S(x)$,

$$\begin{aligned}
 S(\vec{x} + \Delta t\vec{v}) - S(\vec{x}) &= S(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z) - S(x, y, z) \\
 &= S(x + \Delta x, y, z) - S(x, y, z) \\
 &\quad + S(x + \Delta x, y + \Delta y, z) - S(x + \Delta x, y, z) \\
 &\quad + S(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z) - S(x + \Delta x, y + \Delta y, z), \quad (4.16)
 \end{aligned}$$

lässt sich für jede der achsparallelen Bewegungen der Strombeitrag auf das Teilchengitter berechnen (vgl. Abbildung 4.3). Die individuelle Form des Formfaktors $S(x)$ ist hierbei für das Verfahren unwesentlich, es wird lediglich gefordert, dass er sich entlang der Raumach-

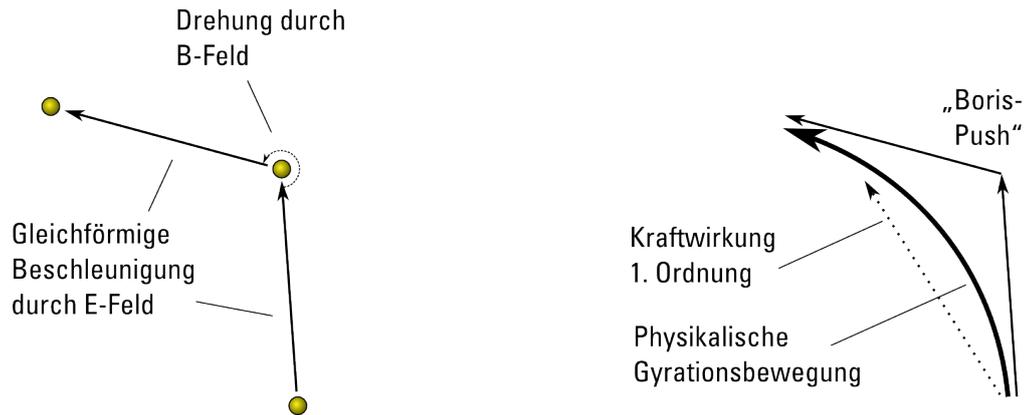


Abbildung 4.4: Vergleich einer direkten, erster Ordnung ausgeführten Kraftwirkung der elektromagnetischen Felder mit dem *Boris-Push* Verfahren. Durch die getrennte Beschleunigung durch das elektrische und Drehung durch das magnetische Feld wird das Gyrationverhalten geladener Teilchen wesentlich genauer abgebildet.

sen symmetrisch zerlegen lässt:

$$S(\vec{x}) = S_x(x_1) \cdot S_y(x_2) \cdot S_z(x_3) = S(x_1) \cdot S(x_2) \cdot S(x_3). \quad (4.17)$$

4.2.3 Kraftwirkung der elektromagnetischen Felder

Wie in Gleichung 4.3 bereits dargestellt, wirkt auf die Phasenraumsamples der Simulation die Lorentz-Kraft aus \vec{E} - und \vec{B} -Feldern wie auf gewöhnliche geladene Teilchen. Eine direkte Diskretisierung dieser Kraftwirkung, z.B. durch einen Runge-Kutta Integrator (Press et al., 1992) ist zwar möglich, es stellt sich jedoch heraus, dass das Verfahren von Boris (Vay, 2008), auch als *Boris-Push* bekannt, einige Vorteile bietet. Hierbei wird das Bewegungsupdate in drei Einzelschritte zerlegt, die einer gleichförmigen Beschleunigung durch das \vec{E} -Feld am Ort des Teilchens für einen halben Zeitschritt, einer Drehung des Geschwindigkeitsvektors durch das \vec{B} -Feld, und einer weiteren gleichförmigen Beschleunigung durch das \vec{E} -Feld entsprechen:

$$1. \quad \vec{v}_{t+\frac{1}{2}} = \vec{v}_t + \frac{qE}{m} \cdot \frac{\Delta t}{2} \quad (4.18)$$

$$2. \quad \vec{v}'_{t+\frac{1}{2}} = \vec{v}_{t+\frac{1}{2}} + (\vec{v}_{t+\frac{1}{2}} \times \vec{B}_{t+\frac{1}{2}}) \Delta t \quad (4.19)$$

$$3. \quad \vec{v}_{t+1} = \vec{v}'_{t+\frac{1}{2}} + \frac{qE}{m} \cdot \frac{\Delta t}{2} \quad (4.20)$$

Dies lässt sich als implizite Diskretisierung der Bewegungsgleichung 4.3 herleiten (Hock-

ney & Eastwood, 1988), und bietet als implizites Verfahren unbedingte Konvergenz bei beliebig groß gewählten Zeitschritten Δt , wobei es bei kleinen Zeitschritten zu korrekter Teilchengyrationsbewegung führt und bei großen Zeitschritten ($\Delta t \gg \Omega^{-1}$) zur adiabatischen Driftbewegung hin konvergiert.

Zur Ermittlung der \vec{E} - und \vec{B} -Feld Werte, die an der Position des Teilchens wirken, und somit in obige Berechnung eingehen, muss eine erneute Interpolation dieser Größen vom Gitter auf die Teilchenposition durchgeführt werden. Hierbei kommt wiederum der Formfaktor $S(\vec{x})$ zur Interpolation zum Einsatz.

4.3 Formfaktoren

Die in Gleichung 4.3 eingeführte Funktion $S(\vec{x})$, die die räumliche Struktur eines Phasenraumsamples beschreibt, wird *Formfaktor* des Samples genannt. Eine geeignete Wahl dieser Funktion, sowie ihrer Zuweisungsmethode hat großen Einfluss auf die numerische Genauigkeit des Verfahrens. Hierbei muss eine Abwägung zwischen einfacher Berechenbarkeit und guter Wiedergabe des Plasmawellenverhaltens getroffen werden.

Die einfachste Wahl für $S(\vec{x})$ stellt eine Delta-Funktion $S(\vec{x}) = \delta(\vec{x})$ dar, durch die die Ladungswirkung eines Makroteilchens vollständig einer einzelnen räumlichen Zelle zugewiesen wird. Dies wird in der Literatur daher als *Nearest Gridpoint Methode* (NGP) bezeichnet. Während diese Methode eine hervorragende Lokalisierung der Ladung in eine einzelne Zelle bewirkt, und somit zu einer im Rahmen der Zellauflösung fehlerfreien Ladungsverteilung führt, gibt es bei der Bewegung von Ladungen massive Probleme: die Änderung der Ladungsdichte beim Übergang eines Makroteilchens in eine benachbarte Zelle erfolgt sprunghaft, was zu einer unphysikalischen Anregung der elektromagnetischen Felder führt. Diese Methode hat weite Verbreitung in technischen Anwendungen kinetischer Plasmasimulationen, in denen die direkte Wechselwirkung von Elektronenstrahlen mit Materie von Interesse sind, ist jedoch aufgrund der unphysikalischen Anregung elektromagnetischer Strahlung für dieses Projekt denkbar ungeeignet.

Zur Reduktion dieser Unstetigkeiten bieten sich abschnittsweise definierte polynomielle Spline-Formfaktoren an, die die Ladung auf mehrere Zellen verteilen und einen stetigen Übergang zwischen ihnen sicherstellen. Hierbei hat ein Polynom n -ten Grades aufgrund des Nyquist-Shannon-Abtasttheorems jeweils n Zellen Breite um die Makroteilchenposition, mit einem entsprechenden Zuwachs an Speicherzugriffen. Ein Spline erster Ordnung wird hierbei als *Cloud in Cell-Verfahren* (CIC) bezeichnet, und stellt eine bedeutende Verbesserung gegenüber dem NGP-Ansatz dar. Das Verfahren zweiter Ordnung, auch als *Triangular Shaped Cloud* (TSC) bekannt, führt zu weiterer Verbesserung der Ladungsloka-

lisation und Glättung der Übergänge. Dieses Verfahren wurde für die Simulationen dieser Arbeit verwendet.

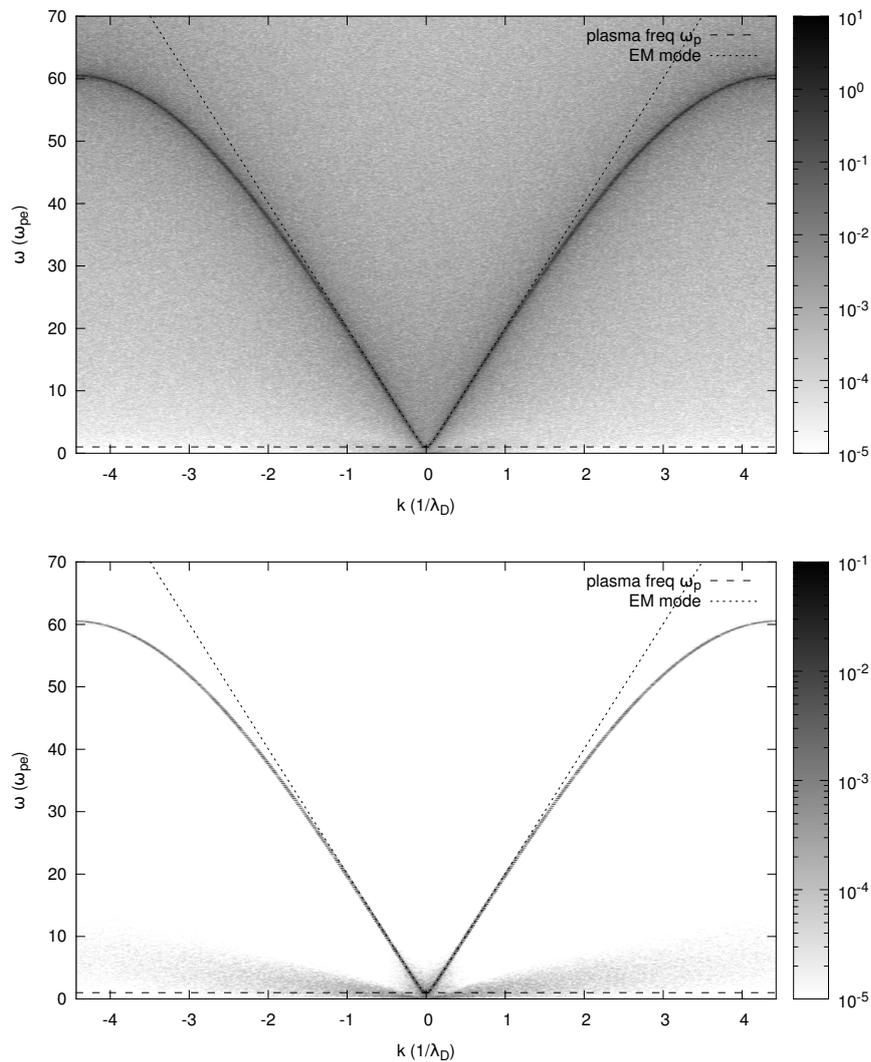


Abbildung 4.5: Vergleich der Dispersionsrelationen elektromagnetischer Moden in einer thermischen Plasmasimulation **oben:** Mit Teilchenzuweisung 0. Ordnung (NGP) **unten:** Mit Teilchenzuweisung 2. Ordnung (TSC). Es ist klar zu erkennen, dass die Zuweisung 0. Ordnung starke, numerisch bedingte Anregungen elektromagnetischer Wellen bei hohen k -Werten verursacht, während in 2. Ordnung lediglich die thermische Anregung in der Nähe der Plasmafrequenz erkennbar ist.

In Abbildung 4.5 ist der Einfluss der Stromzuweisungsroutine auf die Besetzung der elektromagnetischen Mode veranschaulicht. In einer Simulation einfachen thermischen

Plasmas wurde die Besetzung einer transversalen elektrischen Feldkomponente im $k - \omega$ Raum geplottet, so dass die Dispersionsrelation der beteiligten transversal-magnetischen Wellenmoden sichtbar werden. Zum direkten Vergleich wurde die Simulation einmal mit der Nearest Grid Point-Methode, und einmal mit dem Triangular Shaped Cloud Formfaktor durchgeführt. Während bei letzterem die thermische Anregung elektromagnetischer Moden in der Nähe der Plasmafrequenz dominant ist, und zu höheren Frequenzen sichtbar abfällt, scheint im NGP-Fall die gesamte Dispersionskurve stark besetzt zu sein. Durch die numerisch bedingte Anregung elektromagnetischer Pulse ist die Intensität bei hohen Werten von k besonders ausgeprägt.

4.4 Beschränkungen und charakteristische Probleme des PiC-Ansatzes

In einem Particle-in-Cell Code werden sämtliche Phänomene eines kollisionsfreien, elektromagnetisch interagierenden Plasmas wiedergegeben. Diese entstehen nicht durch Vorgabe der großskaligen physikalischen Gleichungen, sondern folgen emergent aus der Mikrophysik der Teilchenbewegung, die in der Simulation stattfindet. Es ist daher in einem Particle-in-Cell Code elementar wichtig, die Physik bis zur *kinetischen Skala*, sprich der Skalenlänge des mikrophysikalischen Verhaltens, vorgegeben durch die Debye-Länge λ_D und die Plasmafrequenz ω_{pe} , in der Simulation aufzulösen. Tut man dies nicht, so kann das makroskopische Verhalten nicht korrekt aus dem mikroskopischen folgen - es wird also bestenfalls ein Plasma mit falschen Parametern simuliert. In expliziten PiC Codes kommt es beim Überschreiten der Debye-Länge als minimaler Zellauflösung zusätzlich zur numerischen Instabilität des Codes (Hockney & Eastwood, 1988), eine Simulation muss daher immer mindestens diese Zellauflösung aufweisen.

Die maximale Simulationsgröße ist daher sehr eng mit der kinetischen Skala des zu simulierenden Plasmas verknüpft. Im Falle des Sonnenwindes liegt diese typischerweise in der Größenordnung von $\lambda_D \approx 1$ cm, und steht somit im Kontrast zur Gesamtausdehnung der Heliosphäre von etwa 85 AU (Pogorelov et al., 2007). In Kapitel 5 wird genauer darauf eingegangen, welche Limitierungen für die Simulationen in dieser Arbeit daraus folgten.

4.4.1 Begrenzte Teilchenzahl

Ein weiterer großer Problembereich in Particle-in-Cell Simulationen tut sich durch das stochastische Sampling des Teilchen-Phasenraums auf, das der Methode selbst zu Grunde liegt. Die Phasenraumsamples bilden aufgrund ihrer räumlich ausgedehnten Formfaktoren zwar

eine kontinuierliche Verteilung in den Raumkoordinaten aus, haben jedoch individuell nur einen einzelnen, festen Geschwindigkeitswert für jedes Sample (Birdsall & Langdon, 2005). In Geschwindigkeitsrichtung ist die Phasenraumverteilung daher nichtkontinuierlich repräsentiert. In idealer analytischer Darstellung wäre die Phasenraumverteilung also eine Überlagerung vieler Delta-förmiger Einzelbeams, die ebenso wie die in dieser Arbeit untersuchte Beamverteilung zur Anregung von Welleninstabilitäten führt. Die Anregung dieser Wellen erzeugt zum einen nichtphysikalisches Rauschen in den Feldgrößen der Simulation, das als Störhintergrund in allen Simulationsergebnissen vorhanden ist, und führt zum anderen zu einer Umverteilung der Teilchenenergie, die eine eigentlich im physikalischen Sinne relaxierte Teilchenpopulation in der Simulation nicht stabil abbildet (Hockney & Eastwood, 1988). Diese Effekte sind aus einer PiC-Simulation nie vollständig zu entfernen, sondern lediglich durch Erhöhung der Teilchenzahl soweit zu minimieren, dass sie die eigentliche Simulationszielsetzung nicht beeinflussen.

Ein weiteres Problem stellt die geeignete Verteilung der Phasenraumsamples und ihrer Makrofaktoren dar, um eine ausreichende Abdeckung des gesamten Phasenraums zu erreichen. Ist zum Beispiel in einem Phasenraumbereich $d\vec{x}d\vec{v}$ kein Sample vorhanden, so kann vom Particle-in-Cell Code auch keine Physik dieses Bereichs wiedergegeben werden. Die Verteilung der Phasenraumsamples sollte daher idealerweise der tatsächlichen Teilchenverteilung folgen. Hierbei ergibt sich jedoch insbesondere bei stark nichtthermischen Verteilungsfunktionen die Problematik, dass eine korrekt wiedergegebene Sampleverteilung zwischen thermischem Hintergrund und eventuell vorhandener hochenergetischer Teilchenkomponente mit geringer Teilchenzahl zu einem vollständigen unter-Sampling der hochenergetischen Komponente führt, und diese statistisch schlicht nichtmehr korrekt wiedergegeben wird.

Die Ersetzung vieler leichter physikalischer Teilchen durch wenige, schwere und stark geladene Makroteilchen in der Simulation verändert auch das lokale Rauschverhalten (*shot noise*) an jedem Punkt des Raumes: Unter der Annahme lokal näherungsweise Poissonverteilter Teilchenanzahl ist die relative Teilchenzahlschwankung durch $\frac{\sigma_n}{n} \approx \frac{\sqrt{n}}{n} = \sqrt{n}^{-1}$ gegeben. Der Shot Noise eines echten Sonnenwindplasmas mit $n \approx 10^7 \text{ cm}^{-3}$ Teilchen ist daher in einer Simulation mit $n \approx 200 \text{ cm}^{-3}$ Makroteilchen um einen Faktor $\frac{\sqrt{10^7}}{\sqrt{200}} \approx 224$ übertrieben.

Zusammengefasst stellt Rauschen ein primäres, grundlegendes Problem des Particle-in-Cell Ansatzes dar, das nur durch Erhöhung der Teilchenzahl, und damit linear anwachsendem Rechenaufwand und Speicherbedarf reduziert werden kann. Eine Reduktion des Rauschniveaus auf tatsächliche physikalische Werte ist hierbei auf absehbare Zeit mit gegebenen Simulationsressourcen nicht erreichbar, so dass stets eine genaue Bewertung

des Rauscheinflusses auf die Simulationsergebnisse durchgeführt werden muss.

4.4.2 Auflösung des k -Raums

Durch die Simulation des Vlasov-Maxwell-Systems wird in einem PiC-Code die Dynamik kollisionsfreien Plasmas und der enthaltenen kinetischen Wellenmoden prinzipiell korrekt wiedergegeben. Durch die endliche Zellauflösung der Simulation steht die numerische, räumlich diskretisierte Darstellung der elektromagnetischen Felder jedoch der in der Realität kontinuierlichen Feldverteilung gegenüber. Es kommt somit bei der numerischen Abbildung der Wellenmoden zu einer Diskretisierung möglicher k -Werte. Abbildung 4.6

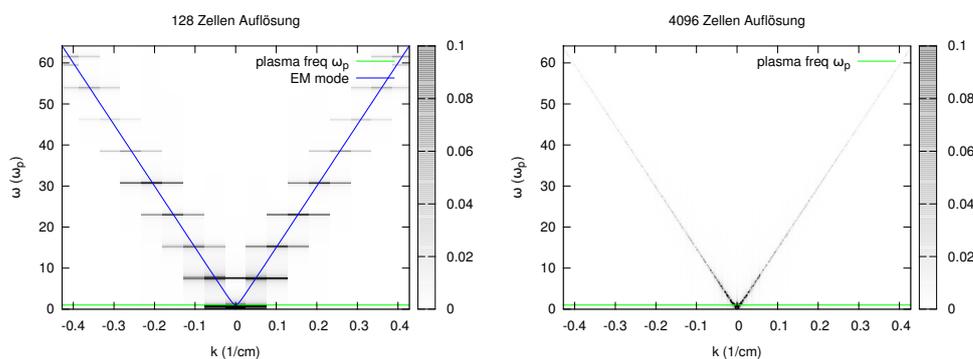


Abbildung 4.6: Numerische Repräsentation von Wellenmoden im k -Raum, bei unzureichender räumlicher Auflösung (links), und ausreichender räumlicher Auflösung (rechts). Die elektromagnetische Mode zerfällt in diesem Beispiel bei unzureichender Auflösung in einzelne $k - \omega$ Punkte, die zwar weiterhin der Dispersionsrelation folgen, jedoch den Intensitätsverlauf in ω nicht korrekt wiedergibt.

zeigt am Beispiel der elektromagnetischen Mode, wie sich diese k -Raum Diskretisierung auf das Dispersionsverhalten der Wellen auswirkt: ist die Raumauflösung zu gering gewählt, so kommt es zu einer Zerlegung der analytisch kontinuierlichen Dispersionsrelation in einzelne k -Raum Punkte. Während diese noch immer qualitativ dem Verlauf des Wellendispersion folgen, geben sie keinesfalls eine korrekte Intensitätsverteilung der entsprechenden Welle in ω wieder.

Um die in dieser Arbeit angestrebten quantitativen Aussagen über Wellenkopplungsverhalten in der Nähe der Plasmafrequenz treffen zu können, muss daher stets sichergestellt werden, dass die Raumauflösung ausreichend groß gewählt wird, um eine quasikontinuierliche Abdeckung der Dispersionsrelationen aller an den Emissionsprozessen beteiligter Moden sicherzustellen.

4.5 Alternativen zum Particle-in-Cell Ansatz

Aufgrund seines inhärenten Rauschens, seiner festen Beschränkung auf kinetische Plasmaskalen und seines großen Rechen- und Speicherplatzaufwandes ist der Particle-in-Cell Ansatz für einige astrophysikalische Phänomene nicht das Optimum, sondern kann durch andere Ansätze teilweise oder ganz ersetzt werden.

Geht es bei den betrachteten Phänomenen um größere Skalen, auf denen kinetische Effekte vernachlässigt werden können, das Einzelteilchenverhalten die Ionen jedoch noch von Wichtigkeit ist, so empfiehlt sich ein *Hybrid*-Ansatz, in dem lediglich Protonen und schwerere Kerne als Partikel, das Verhalten der Elektronen jedoch als kontinuierliches Fluid modelliert wird. Solche Hybrid-Codes kommen sehr erfolgreich bei der Untersuchung von Wechselwirkungseffekten des Sonnenwinds mit Planetenatmosphären und -Magnetosphären zum Einsatz (Dyadechkin et al., 2011).

Für noch größere Probleme, bei denen auch die selbstkonsistente Auflösung des Ionenverhaltens nicht mehr von Wichtigkeit ist, kann zu Test-Teilchen *Montecarlo*-Simulationen übergegangen werden. Hierbei wird die Rückwirkung der Teilchen auf die Felder vollkommen vernachlässigt, und lediglich die Bewegung der (nun voneinander unabhängigen) Teilchen in einer vorgegebenen Feldkonfiguration betrachtet. Jegliche Effekte der Wellen-Anregung gehen hierbei verloren, diese Verfahren haben jedoch ein großes Anwendungsspektrum für die Ausbreitung kosmischer Strahlung, sowie der Untersuchung von Teilchenbeschleunigungsprozessen an Schockfronten (Vainio, 1998).

Zuletzt gibt es noch die Möglichkeit, die Vlasov-Gleichung (Gl. 3.8) direkt durch finite Volumen- oder finite-Differenzenverfahren zu lösen. Wie bereits eingangs erwähnt ist dieser Ansatz gegenüber der PiC Methodik im Allgemeinen mit einem deutlichen numerischen Mehraufwand verbunden. Mit zunehmendem Anwachsen der verfügbaren Rechenkraft werden jedoch auch diese Ansätze interessanter, da hierbei die Rausch-Problematik des Particle-in-Cell Ansatzes umgangen wird (Minoshima et al., 2011; Eliasson, 2011)

4.6 Der ACRONYM-Code

Die Simulationen dieser Arbeit wurden mit dem ACRONYM-Code (*Advanced Code for Relativistic Objects, Now with Yee-lattice and Macroparticles*) durchgeführt. Dieser Code wurde ursprünglich von Thomas Burkart im Rahmen seiner Diplomarbeit und Promotion entwickelt (Burkart, 2007) und fand bei der Simulation kinetischer Filamentierungsinstabilitäten in Jet-Plasma Interaktionen Anwendung (Burkart et al., 2010). Die Erweiterung, Beschleunigung und Parallelisierung dieses Codes, sowie Portierung auf eine Vielzahl von

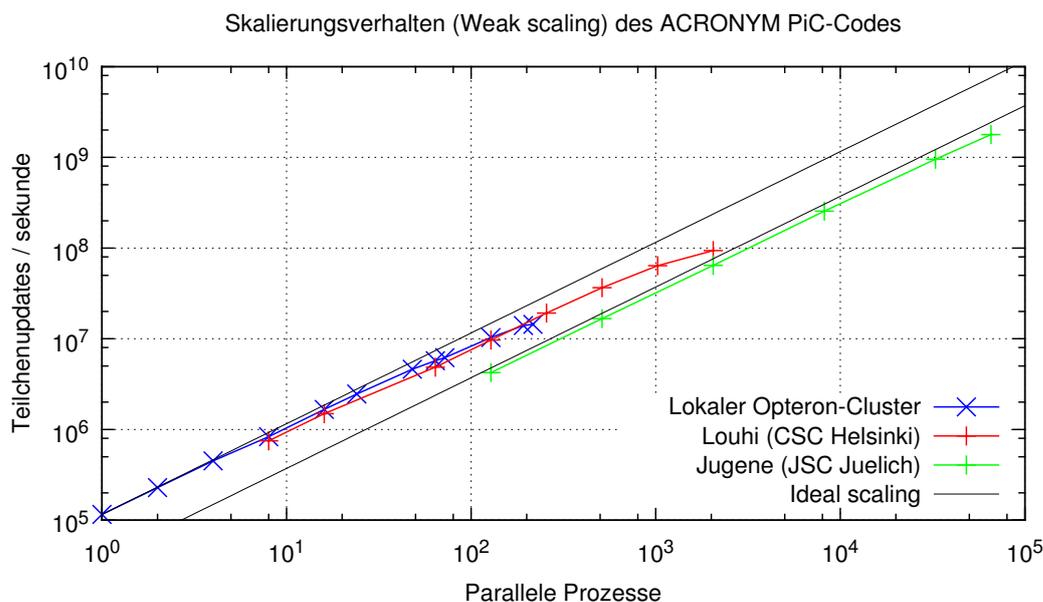


Abbildung 4.7: Skalierungsverhalten des Particle-in-Cell Codes ACRONYM auf den in dieser Doktorarbeit verwendeten Rechnersystemen. Aufgetragen ist die totale Rechenleistung, gemessen in Teilchenupdates pro Sekunde, über die Anzahl der verwendeten CPUs, im *weak scaling*. Hierbei wird die Problemgröße pro CPU konstant gehalten, während die CPU-Anzahl wächst. Es ist zu erkennen dass das Skalierungsverhalten der jeweiligen Computer jeweils in guter Näherung linear verläuft, bis die zur Verfügung stehende Ein-/Ausgabe-Bandbreite erschöpft ist.

Großrechnerarchitekturen machte einen bedeutenden Anteil der Arbeitszeit während der vorliegenden Dissertation aus.

Im ACRONYM-Code kommen die zuvor beschriebenen Techniken des Yee-Lattice, Esirkepov-Verfahren zur Stromzuweisung, Boris-Push für die Teilchenbewegung sowie TSC-Formfaktor zweiter Ordnung zum Einsatz. Es handelt sich also um einen voll-relativistischen, elektrodynamischen PiC-Code. Der Code kann sowohl vollständig dreidimensional ausgeführt werden, als auch im “2.5D” ($2d3v$) - Modus, in dem die Makroteilchen zwar weiterhin Geschwindigkeiten in alle 3 Raumrichtungen besitzen, jedoch nur in zwei Raumkoordinaten tatsächlich bewegt werden. Ebenso besitzen die Feldgrößen in diesem Falle zwar 3 Vektorkomponenten, sind jedoch nur in zwei Raumdimensionen aufgelöst.

Da statistisches Rauschen bei geringer Teilchenzahl die dominante Störquelle eines Particle-in-Cell Codes darstellt, ist es vonnöten, eine größtmögliche Anzahl an Makroteilchen pro Zelle in der Simulation mitzuführen. Der numerische Aufwand steigt hierbei linear in

der Anzahl der Teilchen. Die Teilchenzahlen, die für die Simulation der in dieser Arbeit beobachteten Phänomene benötigt werden, sind jedoch so groß, dass sie die Ressourcen eines einzelnen Rechners bei weitem sprengen. Eine Parallelisierung der Berechnung auf eine Vielzahl von CPUs ist somit essentiell. Da die Wechselwirkung zwischen Teilchen und Feldern lediglich lokal erfolgt, ist es dankenswerterweise möglich, den Simulationsraum als Ganzes in Untergebiete aufzuteilen, und diese jeweils auf einzelnen CPUs zu berechnen. Zu Details der Parallelisierung siehe Ganse (2009).

Da bei der parallelisierten Berechnung lediglich lokale Kommunikation zwischen benachbarten CPUs stattfindet, und keinerlei globale Informationen ausgetauscht werden müssen, eignet sich dieser Algorithmus hervorragend zur Skalierung auf modernen Supercomputern, deren Interconnects für genau diese Art der Prozesskommunikationstopologie ausgelegt sind. Abbildung 4.7 zeigt das Skalierungsverhalten des Codes für die Computersysteme, die im Rahmen dieser Dissertation Anwendung fanden: Das lokale Linux-Cluster des Lehrstuhls für Astronomie, der Cray XT-5 Supercomputer “Louhi” des CSC Centre for Computing in Espoo, Finnland sowie die IBM BlueGene/P Maschine “Jugene” im Jülicher Supercomputing Centre.

5 Modell und Setup

Das Ziel dieser Arbeit ist eine selbstkonsistente Simulation der Emissionsprozesse solarer Typ II Radiobursts mit Hilfe des ACRONYM Particle-in-Cell Codes. In den vorhergehenden Kapiteln wurde zunächst die Phänomenologie der heliosphärischen Schocks (Kapitel 2) sowie die Details der Simulationsmethodik (Kapitel 4) dargestellt, und es zeigt sich ein problematisches Missverhältnis in den charakteristischen Längen- und Zeitskalen: Während sich die Größen heliosphärischer Strukturen typischerweise in Sonnenradien messen lassen und sich ihre Evolution in Stunden- bis Tageszeiträumen abspielt, sind die bezeichnenden Skalen kinetischer Plasmasimulationen durch die Mikrophysik des betrachteten Plasmas bestimmt. Im Fall des Sonnenwindplasmas liegt die Debye-Länge bei etwa $\lambda_D \approx 1$ cm und die Plasmafrequenz bei $\omega_p \approx 100$ MHz. Dieses extreme Auseinanderklaffen mikro- und makrophysikalischer Skalen im heliosphärischen Szenario stellt hohe Ansprüche an die Modellierung und Simulation.

Globale kinetische Simulationen der gesamten Heliosphäre, oder auch nur eines signifikanten Teils derselben sind daher aufgrund ihrer numerischen Anforderungen vollkommen undenkbar. Stattdessen muss eine gezielte Vereinfachung des Simulationsmodells vorgenommen werden, um die Skalenseparation zu reduzieren und einen handhabbaren numerischen Aufwand zu erhalten. Es gibt hierbei drei prinzipielle Ansätze:

1. **Vernachlässigung kleinskaliger Effekte.** Für plasmaphysikalische Simulationen ist der **magneto**hydrodynamische (MHD) Simulationsansatz ein Standardbeispiel dieses Herangehens. Hierbei wird das Plasma als magnetisiertes Fluid betrachtet, dem eine fest vorgegebene Form der Verteilungsfunktion zugrunde liegt. Der damit verbundene Verlust der kinetischen Plasmaeffekte ermöglicht es, die gewünschte räumliche Auflösung der Simulation quasi beliebig groß zu wählen. MHD Simulationen sind daher die Mittel der Wahl für globale Simulationen der Heliosphäre und anderer großskaliger astrophysikalischer Phänomene, bei denen kinetische Effekte keine Rolle spielen.
2. **Modifikation der physikalischen Bedingungen und anschließende Extrapolation.** Anstatt eine Einschränkung der physikalischen Phänomenologie durchzu-

führen, um die Skalenspannweite des simulierten Systems zu beschränken, kann durch Veränderung der Systembedingungen ein einfaches numerisch handhabbares Analogon geschaffen werden, aus dessen Verhalten die korrekte Physik extrapoliert wird. Beispielparameter, die in Particle-in-Cell Simulationen häufig zu diesem Zweck benutzt werden, sind das Massenverhältnis von Protonen und Elektronen, sowie die Lichtgeschwindigkeit. Bei diesem Vorgehen muss höchst genau darauf geachtet werden, trotz der veränderten Naturkonstanten dennoch verwertbare Ergebnisse zu erhalten, deren Verhalten sich glaubwürdig auf reale Bedingungen übertragen lässt.

3. **Beschränkung auf die Mikrophysik.** Das andere Extrem ist die Vernachlässigung der großskaligen Struktur und eine Konzentration auf die kinetische Skala. Hierbei muss eine Motivation der Rand- und Anfangsbedingungen durch existierende großskaligere Modellierung, entweder analytischer Natur, oder aus andersartigen Simulationen folgend, durchgeführt werden.

Diese Dissertation dreht sich um die Emission und nichtlineare Kopplung von Plasmawellen und ist daher per se schon eher der Mikrophysik als der Makrophysik der Heliosphäre zuzuordnen. Es liegt daher nahe, den Ansatz 3 für die Simulationsmodellierung anzustreben und ein auf die Mikrophysik fokussiertes Setup zu verwenden.

Im Folgenden sind daher die Überlegungen subsummiert, die von einem großskaligen Modell der Schockfront eines koronalen Masseauswurfs zum Simulationssetup in den tatsächlich durchgeführten Simulationen führen.

5.1 Schock-Drift Beschleunigung am gekrümmten Schock

Statistische Studien haben den Zusammenhang zwischen der Emission von Typ II Radio-bursts und der Propagation koronaler Schockfronten in der Corona und im interplanetaren Raum deutlich belegt (Nelson & Melrose, 1985; Forbes et al., 2006). Es gilt daher als sicher, dass ein Prozess, der an der Schockfront selbst hervorgerufen wird, für die Emission der Radiostrahlung verantwortlich ist (Maia et al., 2000).

Zum Emissionszeitpunkt eines Typ II Bursts kann sich der Schock vom unteren Ende der solaren Corona bis in den interplanetaren Raum, also mehrere solare Radien nach außen erstrecken. Dem Dichteprofil des Sonnenwindes folgend (Cranmer & van Ballegoijen, 2005), fallen daher Plasmen mit einer großen Spannweite an Dichte und somit via Gleichung 3.2 ebenfalls mit einer großen Spannweite an Plasmafrequenzen in den Einflussbereich des Schocks. Dem gegenüber steht die beobachtete spektrale Morphologie der Radioemission, die zwei schmale Emissionsbänder aufweist (vgl. Abb. 2.8). Es kann sich also keinesfalls um

einen Prozess handeln, der auf der gesamten Schockoberfläche stattfindet, da die Emission sonst bedeutend breitbandiger (über mindestens zwei Größenordnungen in der Frequenz) sein sollte.

Die beobachtete schmalbandige Emission erfordert stattdessen, dass eine räumlich sehr begrenzte Region mit Ausmaßen $l \ll 1R_{\odot}$ für die Emission verantwortlich sein muss. Der zeitlich fallende Verlauf der Frequenz von Typ II Bursts deutet desweiteren darauf hin, dass die Emissionsregion nicht stationär in einem festen heliosphärischen Abstand bleibt, sondern sich mit dem sonnenfernsten Ende der Schockfront in den interplanetaren Raum hinaus bewegt.

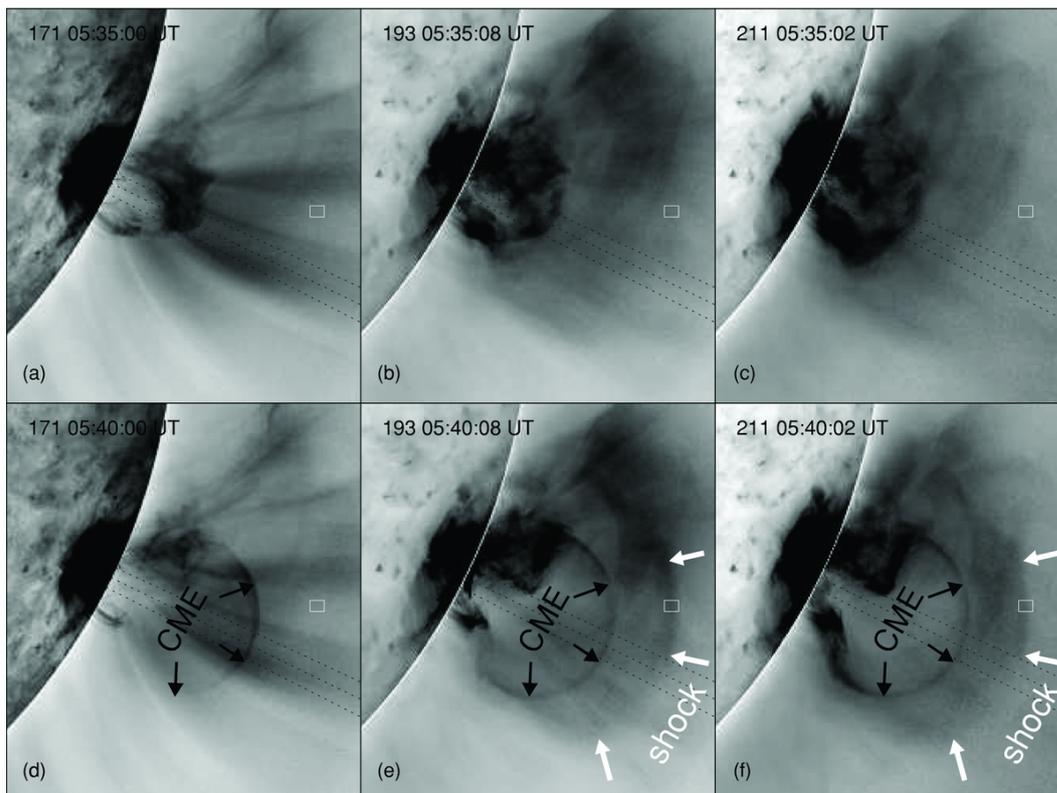


Abbildung 5.1: Zeitliche Entwicklung der Schockfront eines koronalen Masseauswurfs, die durch die Corona und niedrige Heliosphäre propagiert. Während ein Großteil der ausgeworfenen Masse den zentralen Plasmoiden mit gerichteter Form bildet, breitet sich die Schockfront näherungsweise sphärisch aus. (Aufnahme mit dem AIA Instrument der SDO-Sonde, Bild aus Maia et al., 2000)

Im Angesicht dieser Beobachtungen wurde von Reiner et al. (1998) ein Modell vorgeschlagen, das die entscheidende Phänomenologie der Typ II Emission schlüssig erklärt:

Da die Schockfront eines koronalen Masseauswurfs gekrümmt ist und sich von ihrem ursprünglichen Freisetzungspunkt näherungsweise kugelförmig ausbreitet, gibt es entlang der Schockfront lediglich einen einzelnen Punkt, an dem das Magnetfeld der Sonne (siehe 2) die Schockebene tangential berührt (und somit einen *senkrechten Schock* darstellt). Der Schock-Driftbeschleunigungsprozess (vgl. Kap. 3.8.2) hat an diesem Punkt seine höchste Effizienz, es kommt somit zu signifikanter Beschleunigung von Elektronen.

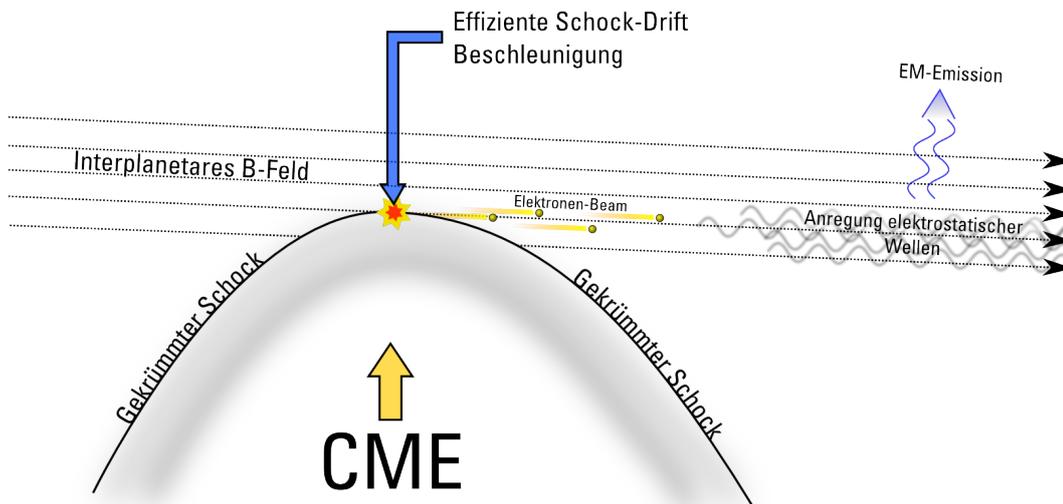


Abbildung 5.2: Großskaliges Szenario für die Typ II Radioburstemission in der Umgebung einer gekrümmten koronalen Schockfront. Die Krümmung des Schocks führt dazu, dass an einem einzelnen Punkt das interplanetare Magnetfeld genau tangential an der Schockebene anliegt. An dieser Stelle hat die Schock-Driftbeschleunigung maximale Effizienz, so dass beschleunigte Elektronen dem Magnetfeld folgend in das Foreshock-Plasma eindringen. Dort bilden sie eine Beam-Population, die zu Instabilität von Plasmawellen führt und nichtlineare Wellenprozesse anregt, an deren Ende die Emission von Radiowellen steht.

Die Elektronen bleiben weiterhin aufgrund ihrer Gyrationbewegung an die Feldlinien des umgebenden Magnetfelds gebunden, so dass sie von ihrem Beschleunigungspunkt in das Plasma vor der gekrümmten Schockfront gelangen. Diese *Foreshock* Region besteht aus Sonnenwindplasma, das noch nicht durch die Passage des Schocks gestört oder aufgeheizt wurde und sich dominant aus einer thermischen Teilchenpopulation mit etwa 1 MK Temperatur zusammensetzt.

Dem gegenüber steht die Verlustkegelverteilung der driftbeschleunigten Elektronen (siehe Kap. 3.8.2), die in die Foreshockregion eindringen. Es bildet sich somit eine nichtthermische Elektronenverteilung aus, die neben dem thermischen Anteil der Hintergrundelektronen eine superthermische Komponente aufweist. In Fällen besonders starker Driftbe-

schleunigung kann es dabei zur Ausbildung einer *Beam*-Verteilung kommen, sprich einer Verteilungsfunktion, die zu hohen Energien hin zunächst abfällt, dann jedoch wieder zu einem zweiten Maximum ansteigt. Dies ist beispielhaft in Abbildung 5.3 dargestellt.

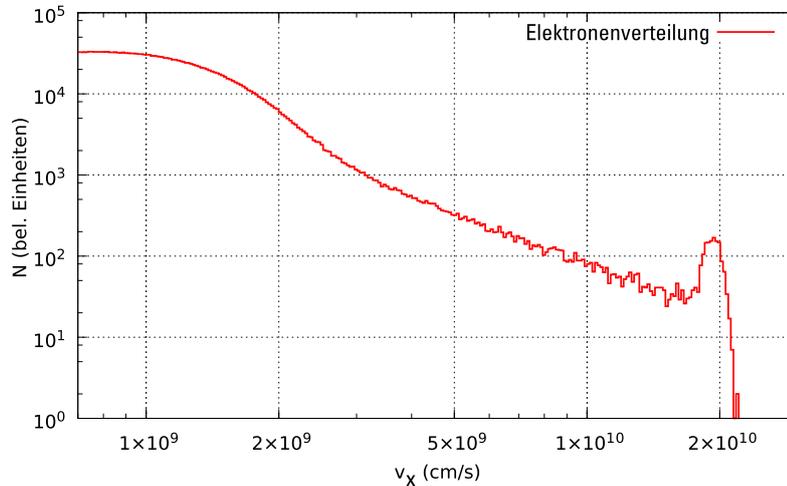


Abbildung 5.3: Beispielhafte Elektronengeschwindigkeitsverteilung entlang der Magnetfeldrichtung, wie sie in den Beam-Simulationen erzeugt werden kann. Die Verteilung besteht aus einem großen Maxwell-förmigen Anteil, einer superthermischen Powerlaw-Komponente und der Beam-Population. Je nach Setup kann die Simulation einseitige oder gegenströmende Beams enthalten.

5.1.1 Prozesse in der Foreshock-Plasmaumgebung

Eine Teilchenverteilung mit positivem $\frac{\partial f}{\partial E}$, wie sie an der ansteigenden Flanke der Beam-Population vorliegt, ist bzgl. der Cherenkov-Instabilität instabil (Mikhailovskii, 1981). Diese führt, wie in Kapitel 3.5 hergeleitet, zur Anregung elektrostatischer Plasmawellen. Der genaue Typ der so angeregten Plasmawellen ist hierbei nicht völlig geklärt: während in ursprünglichen analytischen Arbeiten von Melrose (1986) und Mikhailovskii (1982) von der direkten Anregung von Langmuir-Wellen ausgegangen wurde, argumentieren Willes & Cairns (2000) die Existenz einer *Beam-Mode*, deren Dispersionsrelation sich distinkt von der Langmuir-Mode unterscheidet. Eine genauere Untersuchung der Energieanregung in diesen Moden ist Thema in Kapitel 6. Für die weitere Modellierung ist es zunächst lediglich von Belang, dass es sich um longitudinale, elektrostatische Wellenmoden handelt.

In einigen wenigen Fällen war es bei interplanetaren Schockfronten tatsächlich möglich, die Beampopulationen der Foreshockelektronen durch direkte in-situ Messungen von Satelliten nachzuweisen. Pulupa & Bale (2008) bestätigten hierbei die Existenz der Elektronen-

Beampopulation, die sich sowohl in paralleler, als auch in antiparalleler Richtung zum Magnetfeld bewegt, als auch die Existenz starker Plasmawellen in der Umgebung der Plasmafrequenz. Auf den ersten Blick mag somit der große Aufwand, der mit der Simulation der Foreshockregion einher geht, als unnötig erscheinen, wo doch tatsächliche in-situ Messdaten des Plasmaverhaltens vorliegen. Da jedoch satellitenbasierte Messgeräte jeweils nur in der Lage sind, an einem einzigen Punkt im Raum Messungen der Teilchenverteilungen sowie elektromagnetischer Feldstärken durchzuführen, kann lediglich eine Aussage über die ω -Abhängigkeit der Wellenverteilung im Ruhesystem des Raumfahrzeugs getroffen werden. Um vollständige kinematische Information über die nichtlinearen Wechselwirkungsprozesse der Plasmawellen zu erhalten, ist es jedoch notwendig, Wellenintensitäten sowohl k - als auch ω -aufgelöst beobachten zu können.

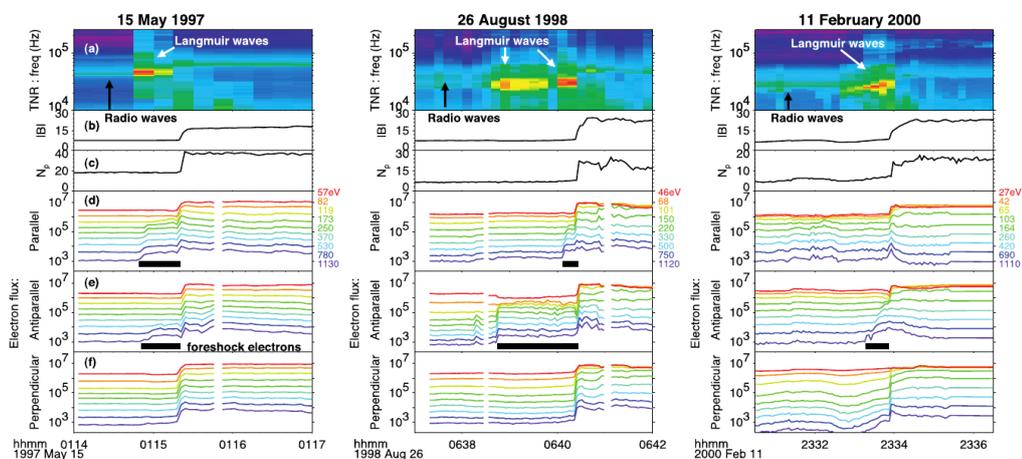


Abbildung 5.4: Satellitenbasierte in-situ Messdaten aus der Foreshock-Region gekrümmter Schockfronten, gemessen vom ACE Satelliten. In allen drei Fällen erreicht eine interplanetare Schockfront den Satelliten, was sich im sprunghaften Anstieg von Plasmadichte N sowie magnetischer Feldstärke B widerspiegelt. Schon vor der Ankunft der Schockfront ist in den hochenergetischen Kanälen der Elektronenspektrometer ein signifikanter Anstieg registriert worden (markiert durch die schwarzen Balken). Gleichzeitig vermerkt das elektromagnetische Spektrometer einen Anstieg der Wellen-Intensität um die Plasmafrequenz. (Quelle: Pulupa & Bale, 2008)

Die Radiostrahlung, die aus diesen Prozessen hervorgeht, propagiert schließlich aus der Emissionsregion heraus. Es ist dabei zu beachten, dass sowohl die harmonische, insbesondere aber auch die fundamentale Emission in einem sehr stark dispersiven Bereich der elektromagnetischen Mode liegt und daher schon kleine Schwankungen der Plasmadichte in der Umgebung des Emissionsgebietes zu starker Brechung der Radiowellen führt.

Über die Schockfront selbst, mit ihrem plötzlichen Dichtesprung und damit verbundenen Sprung in der Plasmafrequenz, ist eine Propagation nicht möglich sondern es kommt zur Totalreflektion der Radiowellen. Die gekrümmte Form der Schockfront wirkt hierbei wie ein konvexer Spiegel, der die Radioemission weiträumig in die Heliosphäre auffächert (Thejappa et al., 2012). Bei einer Beobachtung durch winkelaufgelöste Radioobservatorien erscheint die Radioemission daher keinesfalls lokalisiert, sondern über einen großen Bereich des Schocks verteilt, wie Abbildung 5.5 zeigt.

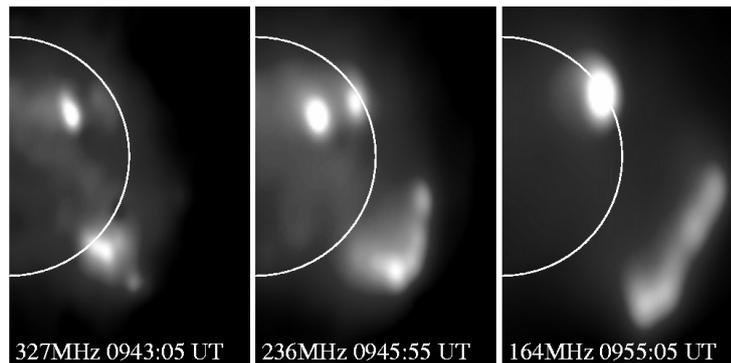


Abbildung 5.5: Beobachtete Form der Radioemission eines Typ II Radiobursts, aufgenommen vom Nançay Radioheliograph. Durch Brechung der Radiowellen an der Dichtediskontinuität des Schocks erscheint die Emissionsregion stark vergrößert dem gesamten Schock zu folgen. Der weiße Kreis kennzeichnet die Position der Sonne.

5.1.2 Offene Fragen des Modells

Die Erzeugung entgegengerichteter elektrostatischer Wellen ist in den hier beschriebenen Prozessen die zentrale Voraussetzung für die Emission harmonischer Radiowellen. Während der vorgeschlagene kanonische Mechanismus zur Erzeugung dieser Wellen, die Streuung von Langmuir-Wellen an Schallwellen, prinzipiell als möglich erscheint, bestehen Zweifel an dessen Effizienz.

Die Rückstreuung durch den Prozess $L + S \rightarrow L'$ steht in Konkurrenz zur Landau-Dämpfung der Langmuir-Wellen und ihre Effizienz hängt signifikant von der Besetzung der Ionenschallwellen in der Foreshock-Region ab. Ist diese zu gering, so werden die Langmuirwellen gedämpft, bevor sich eine signifikante gegenpropagierende Population ausbilden kann. Karlický & Barta (2010) untersuchten diesen Streuvorgang numerisch und konnten nur eine geringe Rückstreuintensität nachweisen. Es ist daher fraglich, ob durch diesen Prozess eine ausreichende Stärke gegenpropagierender Langmuir-Wellen

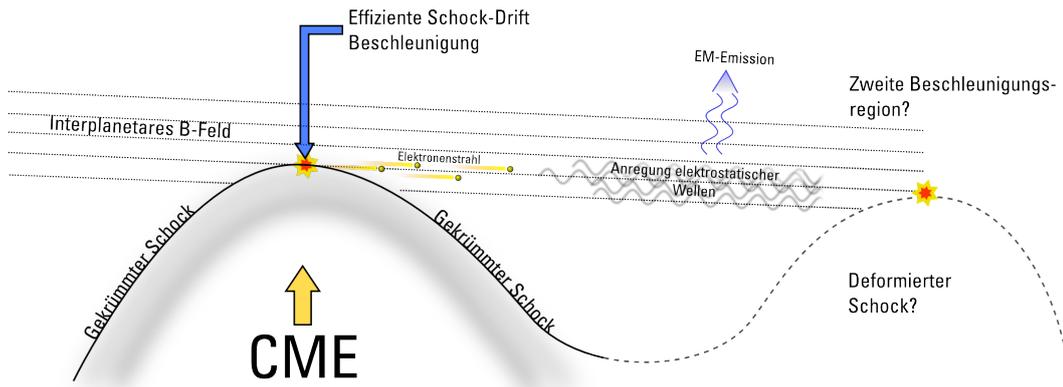


Abbildung 5.6: Alternative Anregung gegenpropagierender elektrostatischer Wellen durch direkte, gegenströmende Elektronenstrahlpopulationen, die aus mehreren Beschleunigungspunkten in die selbe Foreshockregion strömen. Dies erfordert eine Deformation des Schocks durch Schock-Reformation, Schock-Schock-Wechselwirkung oder Propagation durch eine Dichteinhomogenität.

angeregt werden kann, um harmonische Radioemission zu erzeugen, die eine ähnliche Intensität wie die fundamentale Emission aufweisen, wie es in den dynamischen Spektren der Radiobeobachtungen auftritt.

Würden die gegenpropagierenden Langmuir-Wellen hingegen direkt durch Teilchenbewegung angeregt werden, so wäre mit einer wesentlich stärkeren Besetzung der rücklaufenden Wellen zu rechnen. Hierfür gibt es mehrere Vorschläge: Durch inhomogene Ausbreitung der Schockfront, bzw. Effekte der Schockphysik selbst (sog. *Shock Ripples*, vgl. Knock et al., 2003) kann es zu einer wellenförmigen Schockausbildung kommen, die eine Mehrzahl von Driftbeschleunigungsquellpunkten in räumlicher Nähe zueinander erlaubt (vgl. Abbildung 5.6). Ebenso ist es bei der Interaktion mehrerer Schockfronten möglich, dass beschleunigte Elektronen von verschiedenen Beschleunigungspunkten in der Foreshockregion aufeinandertreffen. In diesen Fällen ist es möglich, dass nicht bloß eine einzelne Beam-Population im Foreshock existiert, sondern zwei oder mehr Beams dort interagieren. Insbesondere der Fall gegenströmender Beams ist von Interesse, da hierbei eine direkte Anregung entgegengerichteter elektrostatischer Wellen ermöglicht ist.

Die genaue Natur der elektrostatischen Wellen stellt eine weitere offene Frage dar. Wie bereits in Abschnitt 5.1.1 erwähnt, war in analytischen Rechnungen stets zu Grunde gelegt worden, dass es sich hierbei um Langmuir-Wellen, also elektrostatische Plasmaoszillationen des ungestörten Hintergrundplasmas handelt. Durch die Präsenz der Beam-Population stellt jedoch die Beam-Driven-Mode (Willes & Cairns, 2000) eine weitere Möglichkeit dar,

die in direkterer Weise durch kinetische Energie der Elektronen gespeist wird. In Satellitenbeobachtungen sind diese Moden nicht unterscheidbar, so dass erst durch Simulationen ein Unterschied des Wellenkopplungsverhaltens erkannt werden kann.

Die tatsächliche Erzeugung transversal elektromagnetischer Wellen geschieht schließlich durch Drei-Wellen-Kopplung (Melrose & Sy, 1972), um fundamentale Emission bei der Plasmafrequenz ω_p bzw. harmonische Emission bei $2\omega_p$ zu erzeugen:

$$L \rightarrow S + T(\omega_p) \quad (5.1)$$

$$L + L' \rightarrow T(2\omega_p) \quad (5.2)$$

Hierbei bezeichnet L eine elektrostatische Welle, S eine Ionenschallwelle und T eine transversal elektromagnetische Welle der angegebenen Frequenz. Die Kinematik dieser Prozesse ist stark von der genauen Art der elektrostatischen Welle abhängig.

Auf diese Weise entstehen somit harmonische und fundamentale Emission, deren Intensität jeweils von der Stärke der anwesenden Langmuirwellen abhängig ist. Schwankungen dieser Stärke, z.B. durch Veränderung der Elektronen-Beschleunigungseffizienz am Schock, treten somit in harmonischer- wie in fundamentaler Emission gleichzeitig in Erscheinung.

Zusätzlich zur kontinuierlichen Emission im fundamentalen und harmonischen Frequenzband zeigen Typ II Radiobursts in einigen Fällen charakteristische Substrukturen:

Während die Emissionsbänder des Bursts selbst mit langsamer Rate zu niedrigeren Frequenzen driften, sind bei manchen Bursts sporadisch auftretende *Herringbones* (Cairns & Robinson, 1987) zu erkennen, die von der gewöhnlichen Emissions-*Backbone* auszugehen scheinen und ähnlich den Typ III Radiobursts (Li et al., 2011) mit sehr hoher Geschwindigkeit driften. Der Emissionsmechanismus dieser Strukturen scheint sich jedoch fundamental von der Backbone-Emission zu unterscheiden.

In den Emissionsbändern selbst kann häufig eine Aufspaltung in zwei Subbänder beobachtet werden, die sich in fundamentaler und harmonischer Emission jeweils identisch verhält. Es ist hierbei denkbar, dass vom Driftbeschleunigungspunkt in entgegengesetzte Richtung emittierte Elektronenstrahlen an beiden Seiten zu Radioemission führen und Dichteschwankungen in der Foreshock-Region zu unterschiedlichen Plasmafrequenzen auf beiden Seiten führt.

5.2 Numerisches Setup

Die Modellannahmen aus den vorhergehenden Abschnitten sollen nun in ein geeignetes Simulations-Setup für den Particle-in-Cell Code umgesetzt werden. Aufgrund der fundamentalen Auflösungsbegrenzung des Codes, der eine maximale Zellengröße von $\Delta x \approx \lambda_D$ nicht überschreiten kann, ist hierbei ein mikrophysikalisches Modell der Emissionsregion vonnöten. Die Simulationsbox umfasst daher keinesfalls den gesamten Schock, oder auch nur einen signifikanten Teil von dessen Beschleunigungsstruktur, sondern ist auf die tatsächliche Emissionsumgebung des Foreshock-Plasmas beschränkt. Auf kinetischen Längenskalen hat dieses Plasma vernachlässigbare Struktur in seiner Dichte sowie im Hintergrundmagnetfeld und kann in guter Näherung als homogen angenommen werden.

5.2.1 Magnetfeld, Dichte und Temperatur

Die typischen Plasma-Parameter wie Dichte, Magnetfeldstärke und Temperatur sind nach koronalen Verhältnissen modelliert. Dichte und Temperatur folgen hierbei Cranmer & van Ballegooyen (2005) und wurden für einen typischen CME Schock mit einem solaren Abstand von $1.1 R_{\odot}$, also kurz nach seinem Auswurf aus der solaren Chromosphäre, gewählt:

Physikalische Parameter		
Hintergrundplasmadichte	ρ	$2.5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$
Temperatur	T	$4.8 \cdot 10^5 \text{ K}$
Hintergrundmagnetfeld	B_x	1 G
Plasmafrequenz	ω_p	$2 \cdot 10^8 \text{ Rad/s}$
Beam-Dichte	ρ_B	$0.1 \cdot \rho$
Numerische Parameter		
Simulationsgröße in Zellen	N_x	8192
	N_y	4096
Zell-Seitenlänge	Δx	0.95 cm
Zeitschrittlänge	Δt	$1.2 \cdot 10^{-11} \text{ s}$
Makroteilchen pro Zelle	n	200 Hintergrund + 20 Beam

Tabelle 5.1: Physikalische und numerische Parameter der typischer Simulationsruns. Variationen in den Parametern sind jeweils abweichend von diesem Parametersatz angegeben.

5.2.2 Verteilungsfunktion

Die Verteilungsfunktion der Elektronen bedarf besonderer Beachtung. Das Hintergrundplasma in der Foreshock-Region selbst, das als ungestörtes Sonnenwindplasma angenom-

men wird, besitzt physikalisch eine primär Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung, die jedoch zusätzlich nichtthermische Power-Law Anteile aufweist (Qureshi et al., 2003). In der numerischen Repräsentation stellten sich die Power-Law Beiträge als vernachlässigbar im Rahmen des Phasenraumsamplings heraus, so dass der Hintergrund durch eine Maxwell-Boltzmann Verteilung der Teilchengeschwindigkeiten hinreichend approximiert werden kann.

Zusätzlich liegt die Elektronenverteilung in den Beam-Populationen mit einer charakteristischen Verteilungsfunktion vor, die aus ihrer Driftbeschleunigung am CME-Schock resultiert. Die korrekte, physikalische Verteilungsfunktion der Elektronen wurde in Kapitel 3.8.2 hergeleitet und setzt sich aus einer um das Hintergrundmagnetfeld radialsymmetrischen Verlustkegelverteilung zusammen, die für die Parameter koronaler Schocks lediglich eine geringe Pitchwinkelbreite um $\Theta \approx 45^\circ$ einnimmt. Eine direkte Erzeugung exakt dieser Verteilung in der numerischen Simulation ist problematisch: Aufgrund der nicht-monotonen Verteilungsfunktion ist eine analytische Umrechnung aus einer Gleichverteilung nicht möglich und die Produktion durch Erzeugen-und-Verwerfen der Zufallsverteilung zwar möglich, jedoch numerisch sehr aufwändig. Dem Ansatz von Karlický & Vandas (2007) folgend ist eine Vereinfachung möglich, indem lediglich eine Teilchenverteilung mit einem einzelnen Pitchwinkelwert Θ radialsymmetrisch erzeugt und mit einer thermischen Verteilung gefaltet wird.

5.2.3 Simulationsgeometrie

Das Plasma in der Foreshock-Region hat in der Realität eine offene, dreidimensionale Geometrie, die in ausreichendem Abstand von der Beschleunigungsregion als unendlich ausgedehnter, dreidimensionaler, kartesischer Raum modelliert werden kann. Für die numerische Simulation muss dies als geeigneter, endlich großer Raum mit entsprechend gewählten Randbedingungen dargestellt werden. Die Wahl in dieser Arbeit fiel auf einen kartesischen Raum mit periodischen Randbedingungen, da dieser mit dem geringsten numerischen und Modellaufwand verbunden ist. Es muss hierbei jedoch darauf geachtet werden, dass ein Raum mit periodischen Randbedingungen zwar quasi-unendliche Bewegung eines einzelnen Makroteilchens in jede beliebige Raumrichtung zulässt, der periodische Raum jedoch zu einer nichtphysikalischen Selbstkopplung des Teilchens mit dem von ihm erzeugten elektromagnetischen Feldern führen kann, was die Ausbildung nichtphysikalischer Wellenmoden in der Simulation zur Folge hat. Durch Wahl einer ausreichend großen Raumausdehnung in jeder der periodischen Richtungen können diese Selbstkopplungen jedoch minimiert und ihre Beeinflussung des physikalischen Simulationsverhaltens begrenzt werden. Im Speziellen beschäftigt sich Kilian et al. (2012) mit

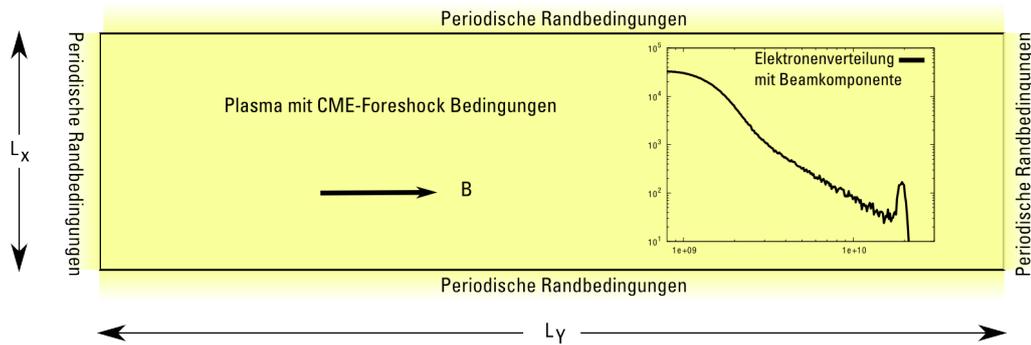


Abbildung 5.7: Numerisches Simulationssetup. Der Simulationsraum ist ein 2.5D (2d3v) kartesischer Raum mit periodischen Randbedingungen, der homogen mit einer thermischen Plasmapopulation des Foreshock-Plasmas gefüllt wird. Eine zusätzliche Beam-Elektronen-Komponente in der Verteilungsfunktion führt zu einer im Inset dargestellten Elektronenverteilung.

den Selbstkopplungs-Randeffekten im ACRONYM-Code, ihrem Einfluss auf physikalisches Verhalten und ihrer Reduktion.

Die Physik in der Foreshock-Region weist prinzipiell eine zylinderförmige Symmetrie auf: die Beam- und Hintergrundteilchenverteilungen sind radialsymmetrisch um das Hintergrundmagnetfeld, und es ist daher nicht zu erwarten, dass entstehende Plasmaphänomene eine andersartige Symmetrie aufweisen. Insbesondere bedingt die Kinematik der in Kapitel 3.6 diskutierten Drei-Wellen-Kopplungsprozesse, dass die resultierenden Wellen aufgrund der Impulserhaltung mit den hineingehenden koplanar bleiben. Es kann somit eine Reduktion der Dimensionen der Simulationsregion auf 2.5D durchgeführt werden, ohne dabei das physikalische Verhalten einzuschränken.

Das somit resultierende Simulations-Setup ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Es handelt sich um ein 2.5D oder 3D kartesisches Simulationsgitter mit periodischen Randbedingungen.

6 Simulationsergebnisse

Die Simulationen für die in dieser Dissertation dargestellten Ergebnisse wurden im Wesentlichen auf den folgenden vier Computersystemen durchgeführt:

- Dem Nehalem-Cluster am Lehrstuhl für Astronomie, mit 96 CPU-Kernen
- Den drei SunFire E6900 Systemen am Lehrstuhl für Astronomie, mit je 48 CPU-Kernen, bereitgestellt durch die Dr. Spanier-Stiftung
- Dem Cray XT-5 - System "Louhi" im *CSC Centre for Computation, Espoo, Finland*, mit 10864 CPU-Kernen. Die Simulationen dieser Arbeit bekamen dort den Status eines *Grand Challenge Projects*, mit 4 Millionen CPU-Stunden zugeteilter Rechenzeit und besonderer Priorität.
- Dem IBM BlueGene/P System "Jugene" im *Jülich Supercomputing Centre*, mit insgesamt 294912 CPU-Kernen (hiervon wurden maximal 65536 genutzt). Über den Zeitraum von drei Jahren wurden dort für dieses Projekt 22.7 Millionen CPU-Stunden zur Verfügung gestellt.

6.1 Ziele

Die Zielsetzung der hier durchgeführten Simulationen knüpft an die offenen Fragen (siehe 5.1.2) des Emissionsmodells der Type II Radiobursts an. Durch kinetische Simulation der Mikrophysik in der Foreshock-Region sollen hierdurch insbesondere folgende Aspekte untersucht werden:

- Welcher Natur sind die elektrostatischen Plasmamoden, die durch Anregung der Elektronen-Strahlpopulation entstehen?
- Ist die Anregung mit einer einzelnen beschleunigten Elektronenpopulation ausreichend um durch nichtlineare Wellenkopplung fundamentale und harmonische elektromagnetische Emission hervorzurufen?

#	Name	Zellgröße	Elektronenstrahl(en)	\vec{B}_0/G	ρ_e / cm^{-3}
1	electrostatic	4096×128	Einzel-Beam, achsparallel	0	$1,25 \cdot 10^7$
2	em1	8192×4096	gegenströmend, schockbeschleunigt, $\Theta \approx 45^\circ$	1	$1,25 \cdot 10^7$
3	no_ions	4096×4096	- " -	1	$1,25 \cdot 10^7$
4	singlebeam	4096×4096	Einzel-Beam, schockbeschleunigt, $\Theta \approx 45^\circ$	1	$1,25 \cdot 10^7$
5	3sol	4096×4096	gegenströmend, schockbeschleunigt, $\Theta \approx 45^\circ$	0,22	$3,06 \cdot 10^3$
6	9sol	4096×4096	- " -	0,015	$1,05 \cdot 10^3$
7	strongbeam	8192×4096	- " -	1	$1,25 \cdot 10^7$
8	weakbeam	8192×4096	- " -	1	$1,25 \cdot 10^7$

Tabelle 6.1: Simulationsläufe, die für die Ergebnisse dieser Dissertation verwendet wurden. Die Simulationsgröße ist in Simulationszellen (L_x, L_y) angegeben; es ist spezifiziert ob es sich um eine einzelne oder zwei symmetrisch gegenströmende Elektronen-Beampopulationen in der Simulation handelt und welche Pitchwinkelverteilung diese aufweisen. Des Weiteren sind die Stärke des Hintergrundmagnetfelds sowie die Dichte des Hintergrundplasmas angegeben.

- Wie stellt sich die Kinematik der Kopplungsprozesse in der empirischen Untersuchung der Simulationsergebnisse dar? Sind es tatsächlich die theoretisch vorhergesagten? (vgl. Kapitel 2)
- Welche Abhängigkeiten von den Plasmaparametern lassen sich in der Radioemission feststellen, und wie lässt sich aus den Radiobeobachtungen auf die Plasmaumgebung der Emissionsregion zurückschließen?

In den folgenden Abschnitten wird auf diese Fragen im Einzelnen eingegangen.

Der Ansatz der hierzu durchgeführten Simulationen gibt, folgend aus den Überlegungen in Kapitel 5, die Teilchenverteilungsfunktion mit ihrer schockbeschleunigten Komponente als Anfangsbedingung vor und lässt die komplette Anregung und Kopplung der Wellen selbstkonsistent in der Simulation entwickeln. Hierbei werden keine künstlichen Wellenpopulationen von Beginn der Simulation an vorgegeben, so dass der Wellen-Entwicklungs- und Kopplungsprozess als Ganzes beobachtet werden kann. Dies steht im Gegensatz zum Ansatz von Karlický & Vandas (2007) und Karlický & Barta (2010), die in getrennten Arbeiten zunächst die Anregung elektrostatischer Wellen unter Foreshock-Bedingungen untersuchten und in einem weiteren Satz von Simulationen künstlich angeregte, monochromatische Langmuirwellen zur Wechselwirkung brachten. Während der dort durchgeführte zweistufige Ansatz zu einer kontrollierten, einfacher quantitativ untersuchbaren

elektrostatischen Wellenpopulation führt, kann erst durch die in der vorliegenden Dissertation auftretende, selbstkonsistente Anregung der elektrostatischen Wellen durch direkte Beam-Anregung und anschließende nichtlineare Kopplung ein realistischeres Bild der Plasmaprozesse dieser Emission erzeugt werden.

6.2 Anregung elektrostatischer Wellen

Bevor nichtlineare Wechselwirkungsprozesse der Plasmawellen untersucht werden können, sollte zunächst überprüft werden, dass die Erzeugung elektrostatischer Wellen aus der initialen Teilchenpopulation heraus korrekt stattfindet und in einer mit der Theorie konsistenten Weise aus der Simulation hervorgeht. Zu diesem Zweck wurden zunächst Untersuchungen einfacher achsparalleler Elektronenbeams durchgeführt, die dann auf die korrekte Pitchwinkelverteilung Schock-Drift-beschleunigter Beams verallgemeinert wurden.

6.2.1 Achsparalleler Elektronstrahl

In Abschnitt 3.5 wurde die Anwachsrate der Beam-Instabilität hergeleitet, die von einem achsparallelen Elektronenstrahl der Geschwindigkeit \vec{v}_{beam} angeregt wird. Es soll nun zunächst überprüft werden, ob durch eine Elektronenstrahlpopulation in der Simulation tatsächlich plausible elektrostatische Wellen angeregt werden und inwiefern ihre Intensität mit der theoretischen Vorhersage vereinbar ist.

Das Simulationssetup ist, wie ursprünglich in Kapitel 5.2.3 motiviert, eine 2.5 - dimensionale rechteckige Simulationsbox mit periodischen Randbedingungen in allen Richtungen. Die Raumausdehnung ist mit 4096×128 Zellen jedoch gegenüber der im Ursprungsmodell spezifizierten Größe stark reduziert, da primär die Auflösung elektrostatischer Wellen in Strahlrichtung von Interesse ist. Senkrecht zur Strahlrichtung sind rein kinematisch keine Anregungen zu erwarten, so dass eine Reduktion der Auflösung in diese Richtung eine deutliche Beschleunigung der Simulation ohne Verlust wichtiger Information zulässt. Die Teilchenverteilung selbst ist gegenüber dem Radioburst-Modell stark vereinfacht und besteht lediglich aus einer thermischen Hintergrund-Protonenpopulation in Ruhe, sowie einer Hintergrund- und einer Beamelektronenpopulation, die jeweils durch geboostete Maxwell-Boltzmann-Verteilungen dargestellt werden. Das Dichteverhältnis von Hintergrund- zu Beam-Elektronen beträgt hierbei $10 : 1$. Eine Verteilung dieser Form ist zunächst durch keinen spezifischen physikalischen Beschleunigungsmechanismus motiviert, sondern stellt lediglich eine generische, nicht-thermische Elektronenverteilungsfunktion dar, wie sie in Mikhailovskii (1982) und Willes & Cairns (2000) zur analytischen Untersu-

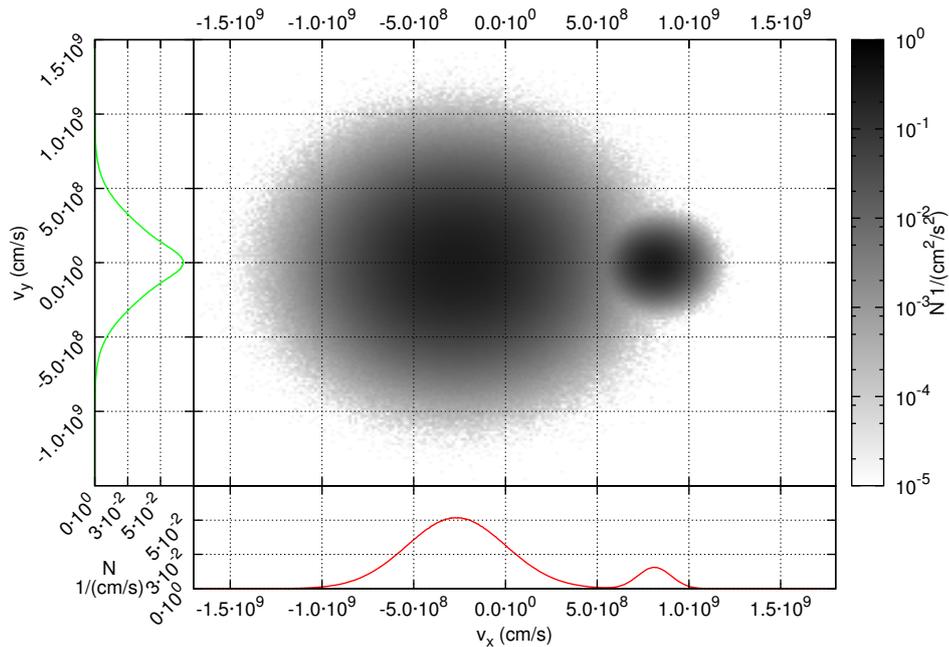


Abbildung 6.1: Elektronengeschwindigkeitsverteilung in der $v_x - v_y$ -Ebene zu Beginn einer elektrostatischen Beam-Simulation, mit einem einzelnen achsparallelen Elektronenbeam. Gezeigt sind die Gesamtteilchenzahlen in der Simulation. Der thermische Hintergrund besteht aus einer räumlich komplett symmetrischen Maxwell-Verteilung. Zusätzlich gibt es eine weitere, kältere Maxwell-Komponente, die gegenüber dem Hintergrund um mehrere thermische Geschwindigkeiten entlang der Magnetfeldachse verschoben ist. Zur Kompensation des Gesamtstroms ist der Hintergrund in die entgegengesetzte Richtung verschoben. Die Ionenverteilung befindet sich relativ zur Simulationsbox in Ruhe.

chung verwendet wurde. In Abbildung 6.1 ist die Elektronen-Geschwindigkeitsverteilung in der $v_x - v_y$ -Ebene beispielhaft dargestellt.

Beide Elektronenpopulationen haben eine durch Lorentzboost verschobene thermische Verteilung. Die Temperatur der Hintergrund-Elektronenverteilung entspricht der des Protonenhintergrunds, während die Strahlelektronen eine schmalere Verteilungsbreite aufweisen.

Die Boost-Geschwindigkeit der Beam-Population wird im Folgenden als v_{beam} bezeichnet. Die Population der Hintergrundelektronen ist zur Neutralisierung der Gesamtstromdichte in einen Rückflussstrom verschoben, so dass die Hintergrund-Boostgeschwindigkeit $v_{\text{back}} = -v_{\text{beam}}/10$ beträgt.

In der Simulation bildet sich bei etwa $t = 20/\omega_p$ eine deutlich sichtbare, mit der Elektro-

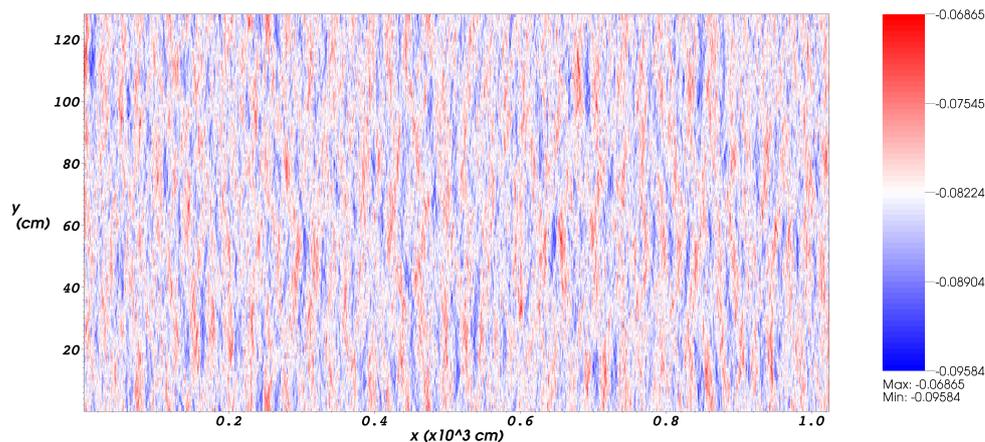


Abbildung 6.2: Realraumdarstellung der Elektronenstrahlparallelen Komponente des elektrischen Felds (E_x) nach 5000 Simulationsschritten, bzw. 18 Plasmazeitskalen. Durch die strahlgetriebene Instabilität hat sich eine gut erkennbare elektrostatische Wellenpopulation im gesamten Simulationsgebiet ausgebildet, die in x -Richtung propagiert.

nenstrahlrichtung parallel laufende Wellenpopulation aus, die den Raum homogen ausfüllt, wie in Abbildung 6.2 dargestellt. In der reinen Realraumdarstellung dieser Wellen ist eine quantitative Analyse jedoch nicht sehr aufschlussreich. Ein Blick auf den zeitlichen Verlauf der kinetischen Teilchenenergie, sowie der Energie im elektrischen Feld der Simulation, dargestellt in Abbildung 6.3, zeigt, dass die Energie dieser Wellen offenbar aus der Teilchenbewegung bezogen wird: der Anstieg elektrischer Feldenergie ist mit dem Abfall der Teilchenenergie quasi identisch, etwa 1% der Gesamtteilchenenergie wird hierbei in das elektrische Feld umgesetzt.

In Abbildung 6.4 ist wiederum die longitudinale elektrische Feldverteilung zum Zeitpunkt des elektrischen Feld-Energiemaximums dargestellt. In dieser Darstellung ist das elektrische Feld jedoch nicht im Realraum geplottet, sondern durch Fourier-Transformation der beiden ausgedehnten räumlichen Achsen in den k -Raum transformiert worden, so dass die Richtungsverteilung wellenartiger Anregungen darin abgelesen werden kann. Lediglich die $\vec{E} \cdot \vec{e}_k$ Komponente ist dargestellt, so dass nur longitudinale Wellen mit einem Beitrag im \vec{E} -Feld in dieser Darstellung sichtbar sind. Transversale Moden mit einem $\vec{k} \times \vec{E}$ -Beitrag sind hingegen vollkommen unsichtbar. In diesem k -Raum Plot lassen sich somit die Winkelverteilungen der in der Simulation vorhandenen longitudinalen Wellenmoden ablesen.

Da es sich hierbei um eine einzelne, raum aufgelöste Momentaufnahme des \vec{E} -Felds handelt, sind vor- und rücklaufende Wellen in dieser Darstellung nicht unterscheidbar. Beide

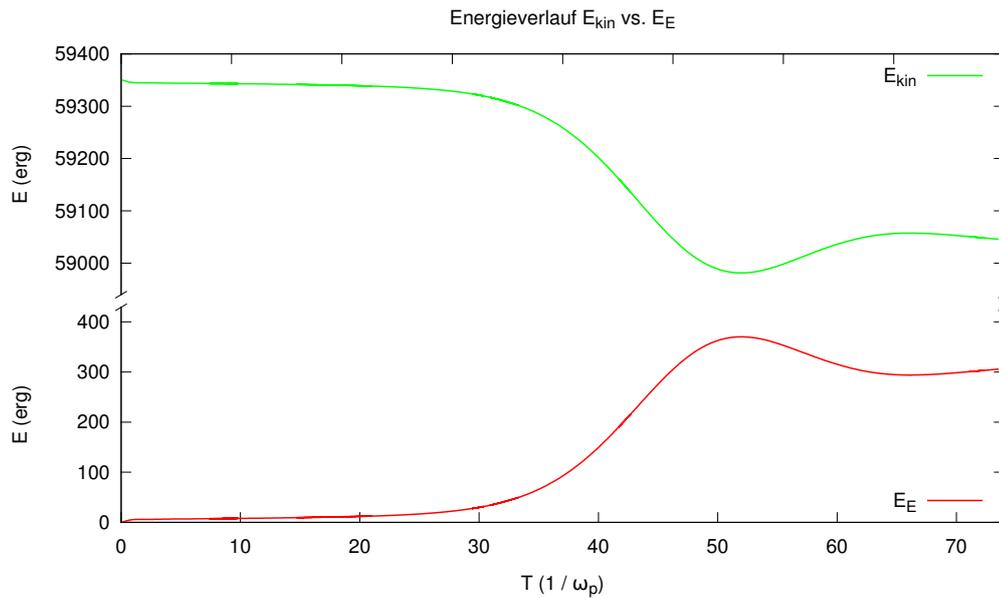


Abbildung 6.3: Zeitlicher Energieverlauf der kinetischen Energie der Simulationsteilchen (oben, mit unterdrücktem Nullpunkt), sowie der Energie im elektrischen Feld (unten). Der Energietransfer kinetischer Energie in elektrostatische Moden ist klar zu erkennen.

treten zu einem festen Zeitpunkt lediglich als räumlich periodische Beiträge im \vec{E} -Feld auf und unterscheiden sich nur in ihrer zeitlichen Entwicklung. Dementsprechend ist die dargestellte longitudinale \vec{E} -Feld Verteilung stets punktsymmetrisch um den Ursprung. Es zeigt sich jedoch schon in dieser Darstellung, dass entlang der Beam-Richtung ein Maximum der elektrischen Feldenergie auftritt, wie anhand der Überlegungen aus Kapitel 3.5 erwartet.

Diese Darstellung der Wellenverteilung erlaubt es nun, das Instabilitätsverhalten der Wellen mit den analytischen Vorhersagen zu vergleichen. Zur quantitativen Analyse ist der Intensitätsverlauf der achsparallelen Wellen entlang der k_x -Achse in Abbildung 6.5 dargestellt. Es handelt sich hierbei um einen Schnitt von Abbildung 6.4 entlang der k_x -Achse, durch den signifikanten Rauschanteil erscheint die Darstellung als Punktwolke. Der Verlauf zeigt ein deutliches Maximum zwischen $|\vec{k}| \cdot \lambda_D = 0.2$ und 0.4 . Zusätzlich eingezeichnet ist der theoretisch vorhergesagte Verlauf der Anwachsrate γ der Elektronenstrahl-getriebenen Mode (vgl. Kapitel 3.5); während diese ein Maximum der Anwachsrate an grob derselben Position aufweist, ist der in der Simulation beobachtete Peak um etwa einen Faktor 1.5 verbreitert. Da hierbei nicht identische Größen verglichen werden (theoretische Anwachsrate

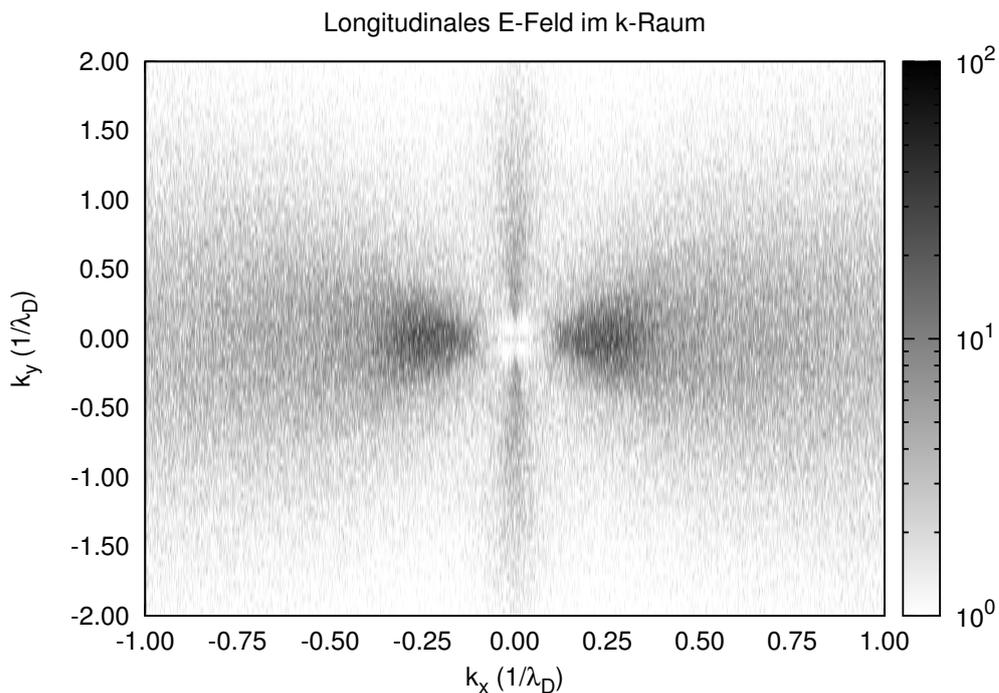


Abbildung 6.4: Verteilung elektrostatischer Wellenintensitäten im k -Raum. Gezeigt ist die zweidimensional Fourier-transformierte Intensität des longitudinalen elektrischen Feldes ($\vec{E} \cdot \vec{e}_k$). Der Elektronenstrahl propagiert in x -Richtung durch die Simulation. Gut sichtbar ist die Elektronenstrahlparallele Anregung des elektrischen Felds.

gegenüber beobachteter Wellenintensität) ist diese Abweichung jedoch akzeptabel.

Um auch das Vor-Rück-Verhältnis der Wellen auflösen zu können, ist es notwendig zusätzlich zur räumlichen auch Information über die zeitliche Entwicklung der Wellengröße zu verwenden. Zu diesem Zwecke ist in Abbildung 6.6 lediglich die achsparallele \vec{k} -Raumrichtung aufgetragen – die Entwicklung dieser eindimensionalen Verteilung ist wiederum in Zeitrichtung Fourier-transformiert, um somit eine von k und ω abhängige Größe zu erhalten. Die Darstellung dieser *Dispersionsdiagramme* hat die Eigenschaft, dass individuelle Wellenmoden anhand ihres $k - \omega$ -Verlaufs unterscheidbar sind und ihre relativen Energiedichten aus dieser Darstellung abgelesen werden können.

In Abbildung 6.6 sind daher die elektrostatischen Wellenmoden dargestellt, die eine longitudinale \vec{E} -Feld Komponente aufweisen. Das stärkste Signal in diesem Graph ist die Beam-Driven-Mode (vgl. 3.5), die für positive k_x -Werte auftritt. Zur Referenz wurde die Elektronenstrahl-Geschwindigkeit als gelbe Linie eingezeichnet. Es zeigt sich dass diese

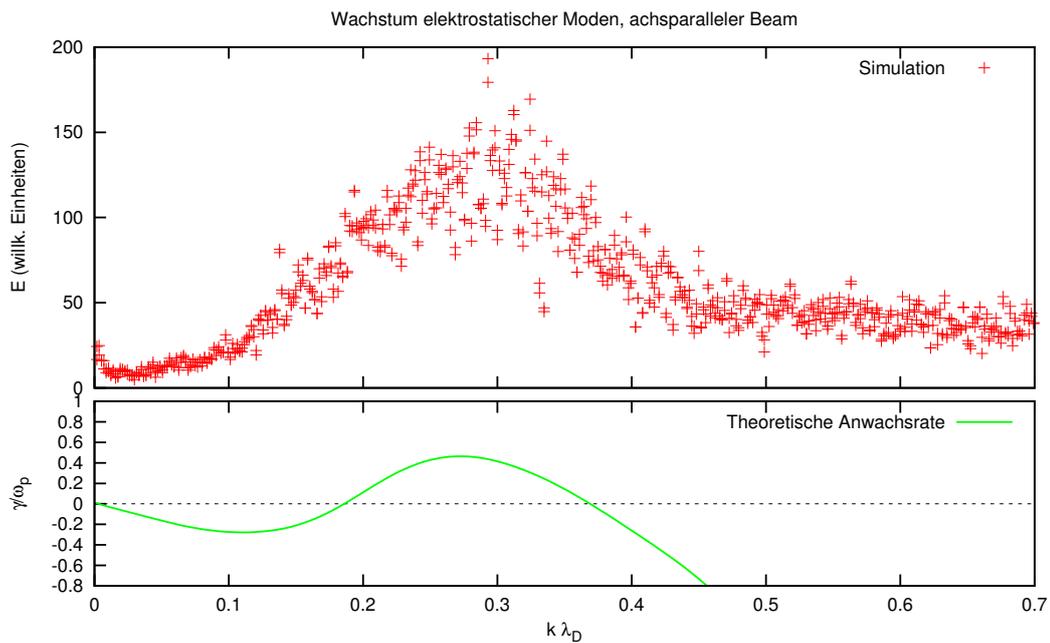


Abbildung 6.5: Intensität der elektrostatischen Wellen parallel zum Elektronenstrahl in Simulation #1 nach 5000 Zeitschritten, als Funktion von $|\vec{k}|$. Zum Vergleich ist im unteren Abbildung die durch analytische Rechnungen hergeleitete Anwachsrate γ der Beam-Mode aus Willes & Cairns (2000) als grüne Linie eingezeichnet.

Mode für kleine k -Werte sehr genau mit deren Verlauf übereinstimmt und für größere k -Werte zunehmend abweicht.

Als weiteres Merkmal ist eine Parabel mit Scheitelpunkt bei ω_{pe} für $k = 0$ existent. Hierbei handelt es sich um die Langmuir-Mode, deren theoretischer Verlauf ebenfalls eingezeichnet wurde. Entgegen der Elektronenstrahlrichtung (für negative k -Werte) entspricht der numerische Verlauf dieser Mode sehr gut der analytisch hergeleiteten Vorhersage, für $k > 0$ weicht er jedoch signifikant von dieser ab. Grund für diese Abweichung, als auch die zuvor genannte Abweichung der Beam-Mode von der Elektronenstrahlgeschwindigkeit, ist die Interaktion dieser Moden an ihrem Resonanzpunkt, wie in Willes & Cairns (2000) als *Generalized Langmuir Wave* beschrieben.

Eine wichtige Erkenntnis lässt sich aus dem Dispersionsplot in Abbildung 6.6 ablesen: der vorwärtspropagierende Elektronenstrahl bewirkt nur in Vorwärtsrichtung die Anregung einer Beam-Driven-Mode. Es lassen sich in dieser Darstellung weder entgegenpropagierende Anregungen noch eine Rückstreuung der vorwärtslaufenden Wellen erkennen. Quantitativ lässt sich dies durch Integration der Intensitätsbeträge im vorwärts- und rückwärtslaufen-

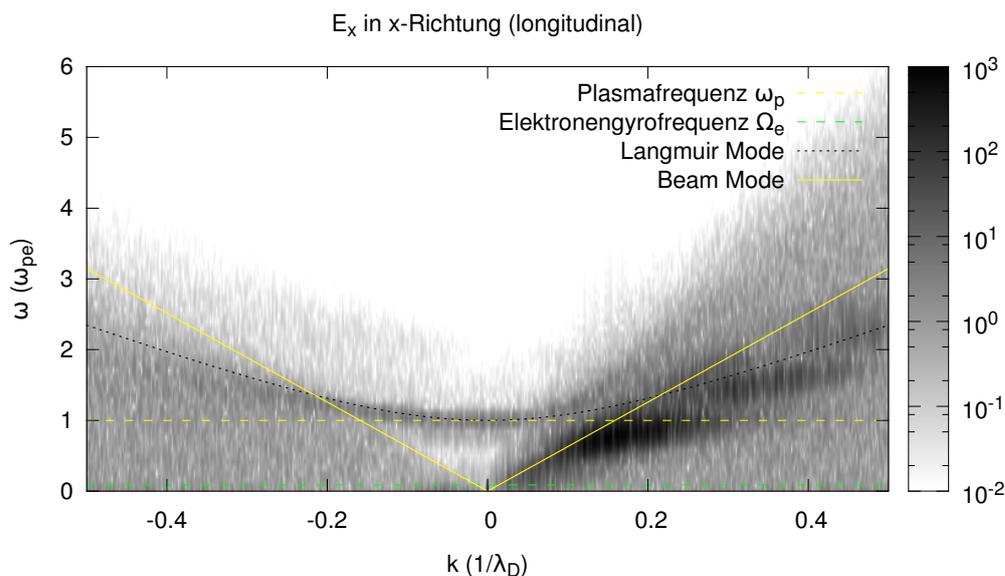


Abbildung 6.6: Durch räumliche und zeitliche Fourier-Transformation des Elektronenstrahl-parallel \vec{E} -Felds erhaltene $k - \omega$ Verteilung der elektrostatischen Wellenenergie in Simulation #1. Die Langmuir-Mode sowie die Beam-Driven-Mode sind die erkennbar dominanten Anregungen.

den Halbraum des Dispersionsplots ausdrücken: In Vorwärtsrichtung ergeben sich hierbei $E_f = 475 \text{ erg s}$, während in Rückrichtung $E_b = 0.3 \text{ erg s}$ Wirkungsbetrag auftreten. Der theoretisch vorhergesagte Streuprozess $L + S \rightarrow L'$, der zur Anregung der in Rückrichtung propagierenden elektrostatischen Wellen führen soll, ist also in dieser Simulation nicht vorhanden oder so schwach, dass er unterhalb der Nachweisbarkeitsgrenze liegt.

6.2.2 Korrekte Pitchwinkelverteilung

Die tatsächlich in einer Foreshock-Region anzutreffende Elektronenverteilungsfunktion enthält keinen achsparallelen Beam – vielmehr hat die durch Schock-Drift-Beschleunigung (vgl. Abschnitt 3.8.2) erzeugte Elektronenpopulation eine zylindersymmetrische Pitchwinkelverteilung, die unter koronalen Bedingungen ein Maximum um $\Theta = 45^\circ$ aufweist. Wie in Abschnitt 5.2.2 motiviert, ist in der numerischen Darstellung eine exakte Darstellung der Verlustkegelverteilung mit scharfem Cutoff an einem festen Pitchwinkel nicht nötig, sondern eine Näherung durch eine um einen vorgegebenen Pitchwinkel-Wert lokalisierte, thermisch verbreiterte Verteilung ausreichend (Karlický & Vandas, 2007). In Abbildung 6.7

ist die in der Simulation initialisierte Elektronenverteilung dargestellt.

Die Bewegungsgeschwindigkeit der Elektronen in der Strahlpopulation bildet eine Erweiterung des im vorherigen Abschnitt durchgeführten achsparallelen Strahlsetups, mit derselben Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung. Zusätzlich erhält jedes Elektron eine orthogonale Geschwindigkeitskomponente selben Betrags, die in eine zufällig gewählte senkrechte Richtung zeigt. Im Geschwindigkeitsraum ergibt sich so insgesamt eine toroidale Verteilung. Der Betrag der Gesamtgeschwindigkeit $|\vec{v}|$ im Elektronenstrahl ist somit einen Faktor $\sqrt{2}$ größer als zuvor.

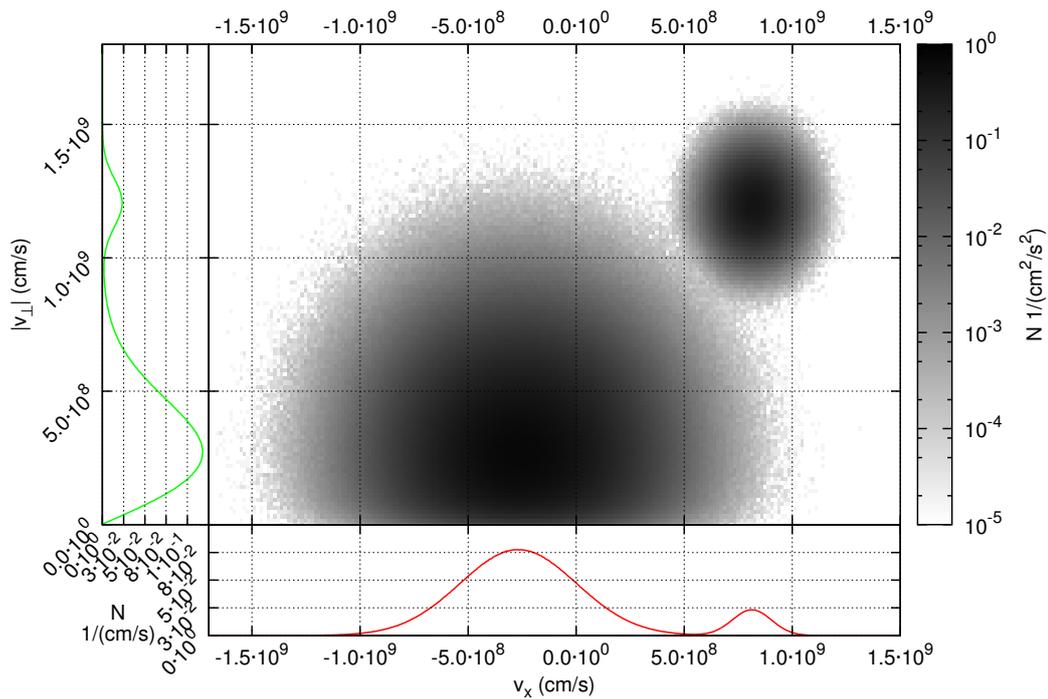


Abbildung 6.7: Elektronen-Geschwindigkeitsverteilung im nicht-achsparallelen Beamsetup. Der thermische Hintergrund ist identisch initialisiert wie zuvor (vgl. Abbildung 6.1), die Beam-Komponente bildet jedoch keine simple achsparallel verschobene Verteilung. Es handelt sich vielmehr um einen Ring mit etwa $\Theta \approx 45^\circ$ Pitchwinkel, der mit einer Maxwell-Verteilung gefaltet ist. Dies stellt eine numerisch einfach durchführbare Approximation der schockbeschleunigten Elektronenverteilung (Kap. 3.8) dar.

Für diese Verteilung ist keine vollständige analytische Vorhersage der Instabilitätsanwachsrates bekannt. Willes & Cairns (2000) geben lediglich einen Ausdruck für den $|\vec{k}|$ -Wert, an dem das Maximum der Beam-Moden Anwachsrates auftreten sollte, in Abhängigkeit der

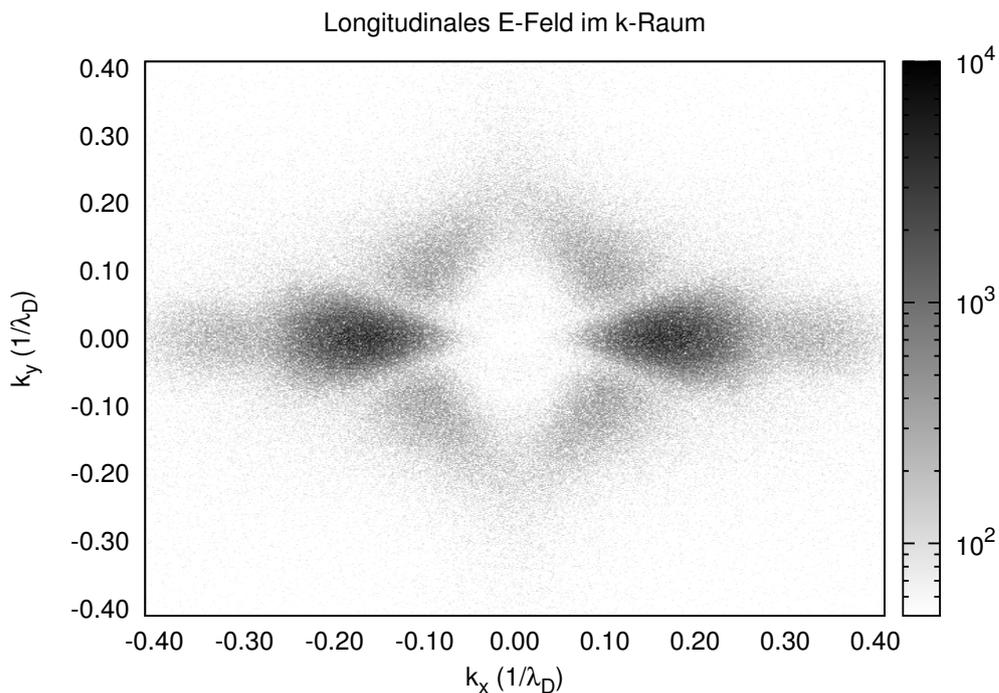


Abbildung 6.8: Verteilung der longitudinalen \vec{E} -Feld-Energie im k -Raum in einer Simulation mit schockbeschleunigter Elektronenverteilung (Pitchwinkel $\Theta \approx 45^\circ$). Die Elektronen-Phasenraumverteilung, die zu dieser Wellenanregung führt, ist in Abbildung 6.7 gezeigt. Wie zuvor liegt der dominante Beitrag parallel zur Beam-Richtung, in diesem Fall vorgegeben durch das Hintergrundmagnetfeld in \vec{x} -Richtung.

Beam-Geschwindigkeit v_b und der thermischen Elektronengeschwindigkeit $v_{th,e}$:

$$|\vec{k}|\lambda_D = \frac{v_{th,e}}{v_b \cos(\Theta)}, \quad (6.1)$$

was für einen Pitchwinkel $\Theta = 45^\circ$ wiederum einen um den Faktor $\sqrt{2}$ gegenüber achsparalleler Anregung erhöhten $|\vec{k}|$ - Wert der maximalen Wellenanregung ergeben sollte. Zum Vergleich mit der achsparallelen Elektronenstrahlkonfiguration sei daher im Folgenden der Instabilitätsverlauf empirisch untersucht.

Abbildung 6.8 zeigt, analog zu Abbildung 6.4, die \vec{k} -Raum Verteilung der longitudinalen Wellenmoden im \vec{E} -Feld. Wieder ist ein starkes Signal entlang der x -Achse, also parallel zum Hintergrundmagnetfeld, das dominante Merkmal in dieser Darstellung. Auch hierbei handelt es sich wieder um die elektronenstrahlgetriebene Mode, die im Dispersionsplot

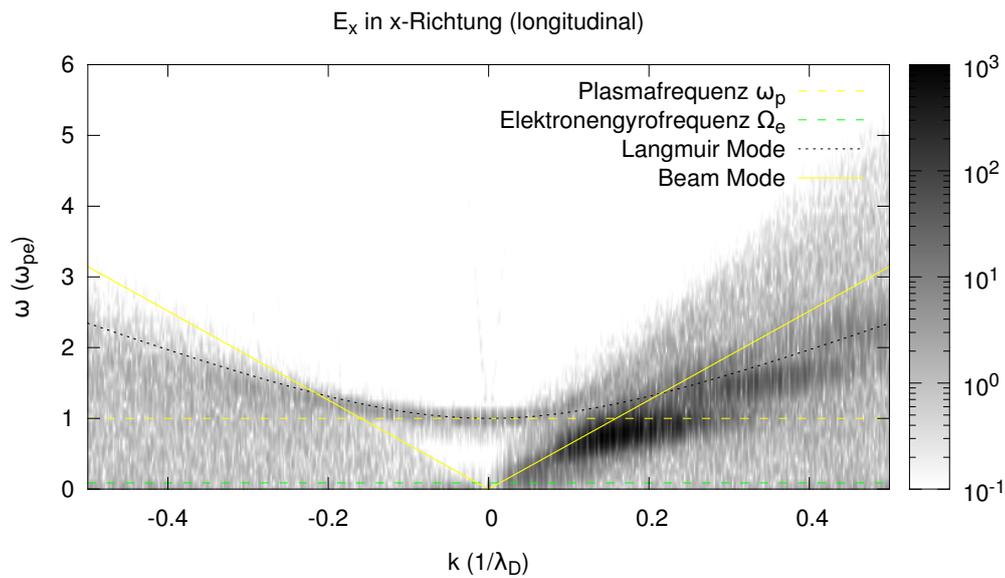


Abbildung 6.9: Dispersionsplot der longitudinalen E -Feld-Komponenten entlang der Beam-Achse, in der Simulation mit einzelner, schockbeschleunigter Elektronenstrahl. Das Dispersionsverhalten gleicht fast vollständig dem eines achsparallelen Beams (Abbildung 6.6).

(Abbildung 6.9) einen zur achsparallelen Elektronenstrahlsimulation identischen Verlauf aufweist. In der Auftragung der achsparallelen Wellenintensität über den Wert von $|\vec{k}|$ in Abbildung 6.10 ist wiederum ein deutliches Maximum erkennbar. Gegenüber dem zuvor untersuchten, achsparallelen Elektronenstrahl aus Simulation #1 befindet sich dieses bei $k\lambda_D$ -Werten, die um einen Faktor ≈ 1.4 höher liegen. Mit der Vorhersage eines Faktors $\sqrt{2}$ aus Formel 6.1 liegt also Übereinstimmung vor.

Vom genau achsparallelen Verlauf abweichend zeigt sich zudem eine schwächere Anregung, die in einen breiten Winkelbereich schräg zur Magnetfeld- und Beamrichtung auftritt. Die Intensität hat hierbei ein Maximum um einen Winkel von 45° und fällt zu größeren Winkeln zunehmend ab. Dies legt die Vermutung nahe, dass es sich um eine Mode handelt, die durch die Gyrationbewegung der Teilchen erzeugt wird. Berechnung der Dispersionsrelation entlang dieser Richtung (dargestellt in Abbildung 6.11) lässt eine genaue Identifikation dieser Mode zu. Es handelt sich ebenfalls um eine mit dem Elektronenstrahl resonante Anregung, deren Dispersionsverlauf jedoch der Hybridwelle folgt.

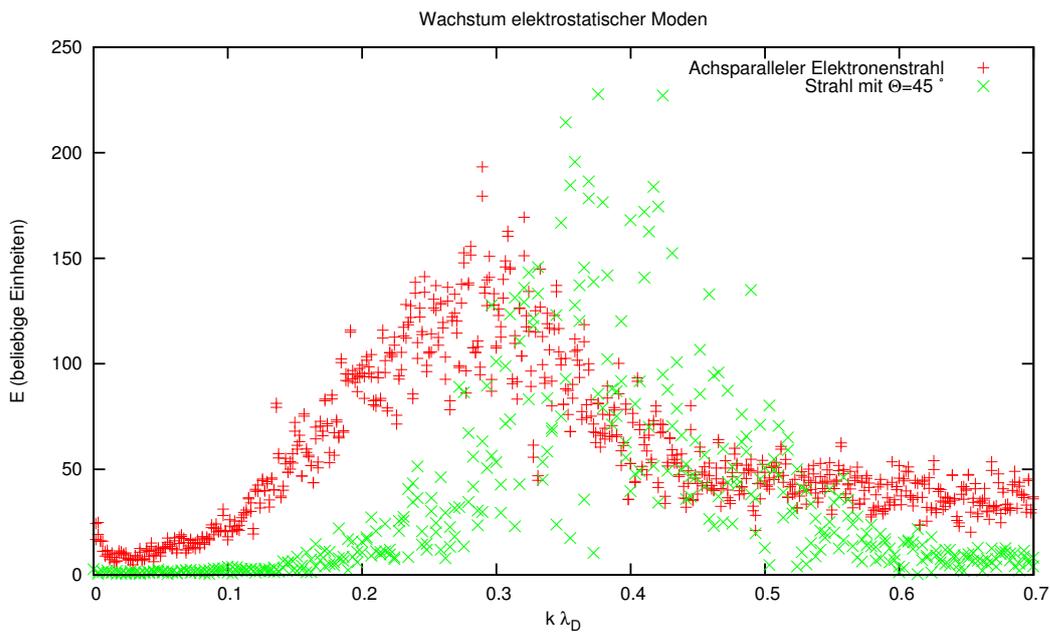


Abbildung 6.10: Vergleich der Anwachsrate elektrostatischer Wellen über $|\vec{k}|$, zwischen der Simulation mit achsparellem Elektronenstrahl (rot) und der Simulation mit korrekter Pitchwinkelverteilung um $\Theta = 45^\circ$ im Elektronenstrahl.

Zusammenfassung des elektrostatischen Wellenverhaltens

Die Simulationsergebnisse in den vorherigen Abschnitten zeigen, dass das Anregungsverhalten elektrostatischer Wellen durch Elektronenstrahlen in der Particle-in-Cell Simulation den analytischen Vorhersagen für achsparelle Elektronenstrahlen entspricht. Auch für den Fall nicht rein achspareller Elektronenbewegung, sondern durch Driftbeschleunigung erzeugter Strahlpopulationen mit Pitchwinkelmaxima $|\Theta| > 0^\circ$ zeigt sich eine Wellenanregung, deren Verhalten durch die elektronenstrahlgetriebene Mode bei Weitem dominiert wird, so dass davon auszugehen ist, dass ihr elektrostatisches Wellenverhalten analog zu den achsparellen Fällen modelliert werden kann.

Innerhalb der Zeitskalen von etwa hundert Plasmaoszillations-Periodendauern, die in den Simulationen dargestellt wurden, gewinnt die elektronenstrahlgetriebene Mode hierbei einen weit größeren Energiegehalt als die Langmuir-Mode des Hintergrundplasmas und stellt somit das größte Energiereservoir der elektrostatischen Wellenmoden dar. Ein signifikanter Energietransfer in die Langmuir-Mode wurde hierbei im Rahmen der zur Verfügung stehenden Zeitaufösung nicht beobachtet. Für die im Folgenden untersuchten

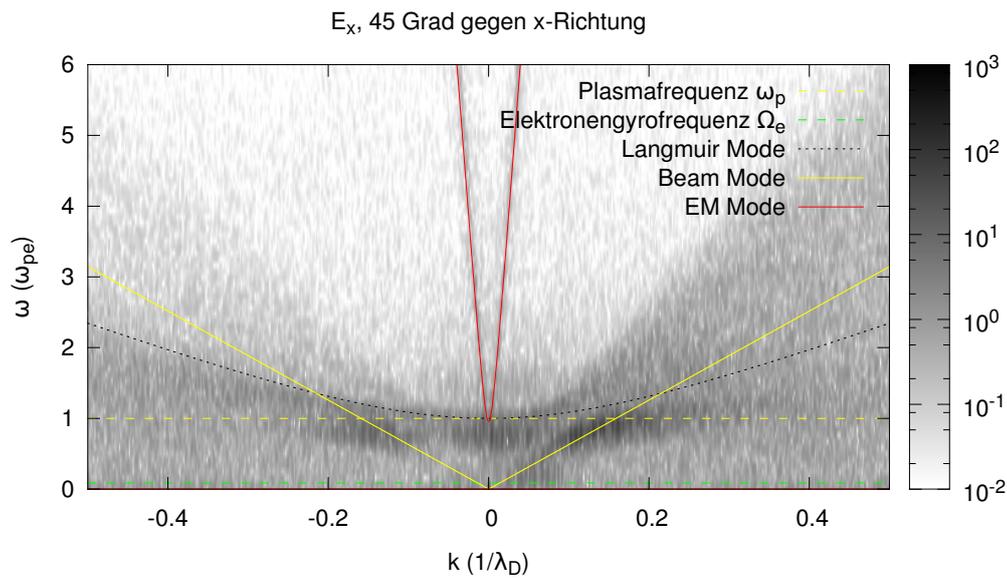


Abbildung 6.11: Dispersionsrelation des E_0 Feldes unter einem Winkel von 45° gegenüber der Beam-Achse. In dieser Darstellung sind sowohl longitudinale, als auch transversale Anregungen vorhanden. Bei dem in Abbildung 6.8 identifizierten schräg-laufenden k -Raum Signal handelt es sich ebenfalls um eine Beam-resonante Anregung.

nichtlinearen Wellenwechselwirkungsprozesse wird daher davon ausgegangen, dass es sich bei der primär beteiligten elektrostatischen Mode um die elektronenstrahlgetriebene Mode handelt und die Langmuir-Mode selbst bei diesen Prozessen eine nur untergeordnete Rolle spielt.

6.3 Anregung gegenpropagierender elektrostatischer Moden

In den vorhergehenden Abschnitten wurde die Anregung elektrostatischer Wellen durch einzelne Elektronenstrahlen in Simulationen untersucht. Die angeregten Wellen zeigten im k -Raum eine Verteilung, die der Beam-Richtung folgt, und somit für einen einzelnen Strahl stets auf Vorwärtsrichtung begrenzt ist.

Der vorhergesagte nichtlineare Kopplungsprozess, der zur harmonischen Radioemission von Typ II Radiobursts führen soll, erfordert jedoch die Existenz entgegengerichtet propagierender Plasmawellen, um die Impuls- und Energieerhaltung erfüllen zu können. Wie in der vorhergehenden Simulationen erkennbar, ist in homogenem Plasma die Streurate dieser Wellen bei Weitem zu gering, um innerhalb realistischer Rechenzeit alleine durch

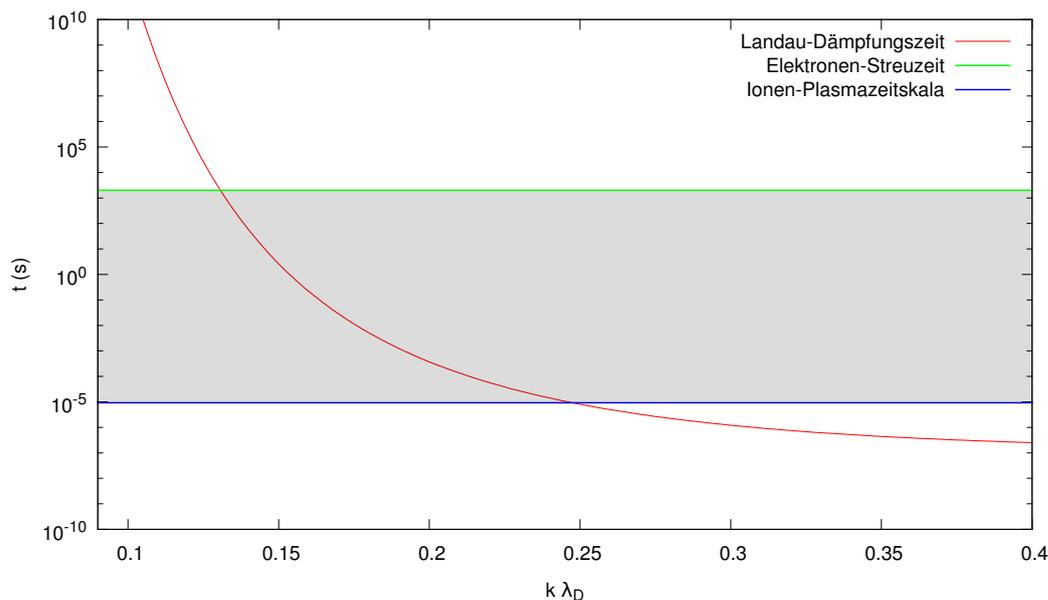


Abbildung 6.12: Vergleich der Landau-Dämpfungszeitskala mit Ober- und Untergrenzen der Rückstreuzeitskala elektrostatischer Moden. Im Bereich elektrostatischer Wellenanregung zwischen $k = 0.15$ und 0.25 stehen diese Prozesse potentiell in Konkurrenz zueinander, für höhere k -Werte dominiert die Landaudämpfung.

Streuung zu einer selbstkonsistent herausgebildeten, ausreichend besetzten entgegengesetzten Wellenpopulation zu kommen. Auch außerhalb der räumlichen und zeitlichen Einschränkung kinetischer Simulationen bestehen Zweifel, ob eine solche Streuung innerhalb der Zeitskala der Landau-Dämpfung bleiben würde (Karlický & Barta, 2010). Ein Vergleich der in Gleichung 3.33 gegebenen Landau-Dämpfungszeitskala mit der Rückstreuungszeitskala elektrostatischer Moden stellt sich hierbei als schwierig heraus, da letztere stark von der spektralen Verteilung der turbulenten Ionenschallwellen im Sonnenwind abhängt (Edney & Robinson, 2001). In Abbildung 6.12 sind lediglich als obere und untere Grenze der Streuzeit die mittlere Einzelelektronen-Streuzeit (nach Estel & Mann, 1999) sowie die Ionenplasmazeitskala angegeben.

Es bedarf daher entweder einer weitaus verstärkten Streuung in der Simulationsregion oder einer direkten Anregung gegenströmender elektrostatischer Wellen, um innerhalb handhabbarer Simulationszeiten zu einer in etwa gleich besetzten vor- und rücklaufenden Wellenintensität zu gelangen. Da eine explizite Verstärkung der Streuung nicht ohne unphysikalische Veränderung der Physik möglich wäre, wurde die direkte Anregung gegenpropagierender Wellen gewählt. Zu diesem Zweck wird in den Simulationen nicht wie

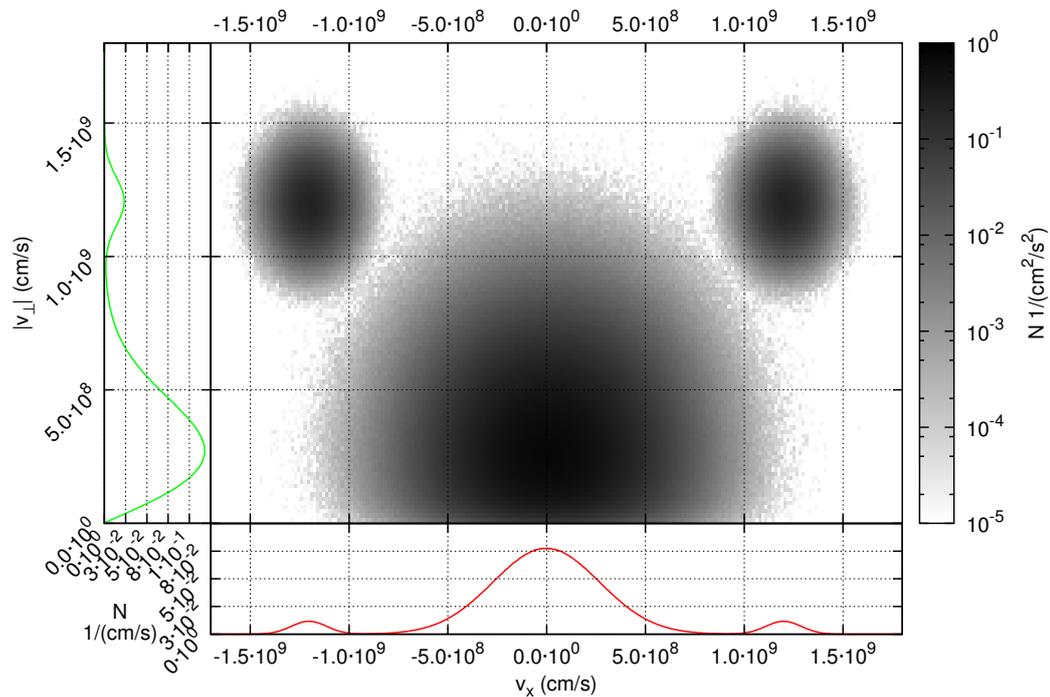


Abbildung 6.13: Teilchenverteilung bei gegenströmendem Elektronenstrahl-Setup, wie es in Simulationen #2, #3 und #5-#8 verwendet wird. Die symmetrischen vor- und rücklaufenden Elektronenstrahlen haben jeweils eine um 45° angeordnete Pitchwinkelverteilung.

zuvor ein einzelner Elektronenstrahl, sondern zwei gegenströmende Strahlpopulationen als Anfangsbedingung angeregt (exemplarisch in Abbildung 6.13 dargestellt).

Wie in Kapitel 5.1.2 dargestellt, ist dieses Szenario in einem CME-Foreshock bei Anwesenheit mehrerer Schock-Drift-Beschleunigungspunkte nicht unrealistisch. Knock et al. (2003) vermuten, dass dieses Setup eventuell sogar eine Notwendigkeit für die Emission darstellt, was im Folgenden überprüft werden soll.

Zur genaueren Identifikation der stattfindenden Prozesse sei wiederum die k -Raum-Darstellung der longitudinalen E -Feld Komponente berechnet, sowie Fouriertransformation in Zeitrichtung durchgeführt. In Abbildung 6.14 ist, wie zuvor, die $\vec{E} \cdot \vec{e}_k$ -Komponente des elektrischen Feldes dargestellt.

Die bereits aus Abschnitt 6.2.1 bekannten, elektronenstrahlparallelen elektrostatischen Anregungen stellen wiederum einen dominanten Beitrag dar. Abseits der Strahlrichtung treten nun jedoch weitere, zuvor nicht vorhandene Anregungen auf:

- In senkrechter Richtung zum Hintergrundmagnetfeld befindet sich eine Anregung

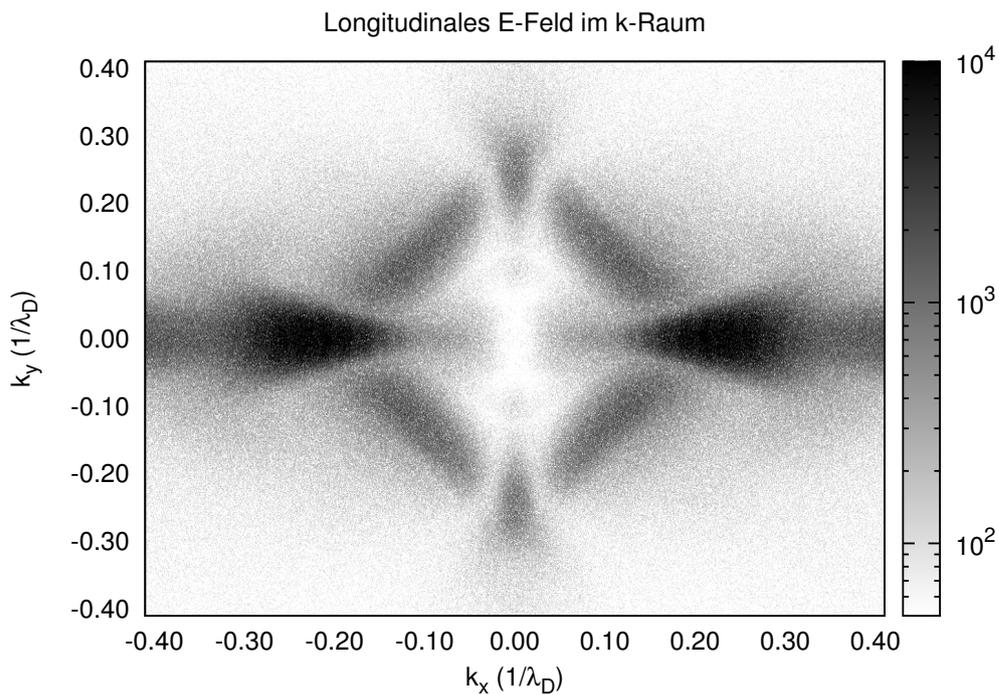


Abbildung 6.14: Verteilung longitudinaler Anregungen in der k -Raum Darstellung des \vec{E} -Felds bei Simulation gegenströmender Elektronenstrahlen. Gut sichtbar sind auch hier wieder die Beam-parallelen Anregungen elektrostatischer Wellen. Zusätzlich sind jedoch Beiträge quer zur Beam-Richtung erkennbar.

mit Öffnungswinkel von etwa 20° .

- Zwischen dem Beam-parallelen und der Beam-senkrechten Wellenpopulation ist, ähnlich wie in Abbildung 6.8, in einem Winkelbereich von etwa 18° bis 75° gegenüber der Beamachse, ein weiterer Bereich erhöhter Wellenemission anzutreffen.

Der Betrag des \vec{k} -Vektors dieser Wellen liegt jeweils im selben Bereich wie das Maximum der elektronenstrahlparallelen Wellenanregung, tritt jedoch nicht in alle Richtungen mit demselben Wert von $|\vec{k}|$ in Erscheinung (was eine kreisförmige Struktur in der Darstellung von 6.14 hervorrufen würde). Bei diesen Strukturen scheint es sich also nicht um direkt durch den Strahl angeregte Wellenmoden zu handeln. Um sie genauer zu untersuchen, wurden auch für diese Signale einzeln Dispersionsgraphen berechnet. Zu diesem Zweck wurden aus den Gesamt-Simulationsdaten jeweils einzelne k -Raum Segmente ausmaskiert und nur aus diesen reduzierten Daten mit der zuvor beschriebenen Methode die $k-\omega$ -Plots erstellt. Abbildung 6.15 zeigt die verwendeten Masken für die einzelnen Anregungen.

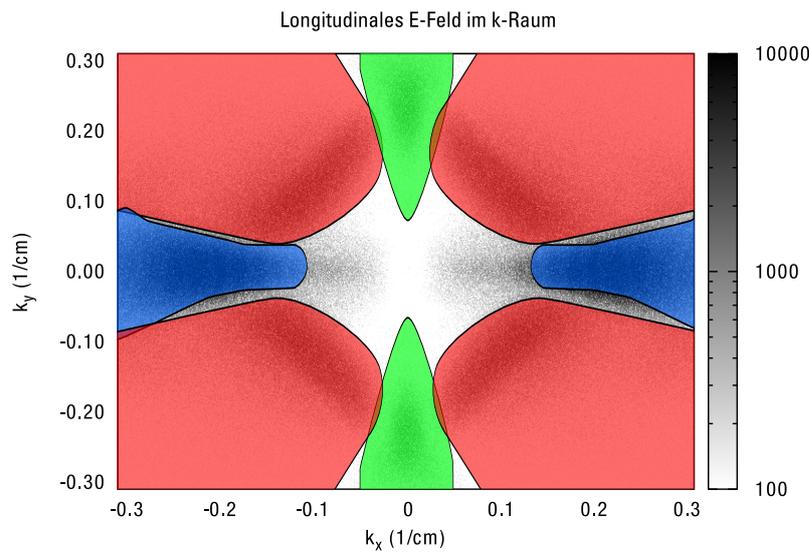


Abbildung 6.15: Masken im k -Raum, die zur Extraktion der Dispersionsrelationen der einzelnen im k -Raum sichtbaren Signale verwendet wurden. Blau sind die zum Elektronenstrahl parallelen Moden, grün die quasi-senkrechten und rot die diagonalen Anregungen markiert.

Es zeigt sich im Dispersionsplot, dass das Merkmal senkrecht zur Strahlrichtung (Abbildung 6.17) primär aus Langmuir-Wellen besteht, mit zusätzlichen Wellen die der Beam-Driven-Mode entsprechen zu scheinen. Da jedoch in senkrechter Richtung keine Elektronenstrahl-Population existiert, die hier zu resonanter Wellenanregung führen könnte, ist die wahrscheinlichste Ursache dieses Signals eine Wechselwirkung der vor- und rücklaufenden elektrostatischen Wellen.

6.4 Nichtlineare Effekte - Radioemission

Das elektrostatische Verhalten der Particle-in-Cell Simulationen wurde in den vorhergehenden Abschnitten untersucht und zeigt einen mit der Theorie konsistenten Verlauf. Es ist somit nun möglich, nichtlineare Wechselwirkungen dieser elektrostatischen Moden näher zu betrachten.

Während Karlický & Barta (2010) das Wechselwirkungsverhalten von Langmuir-Wellen untersuchten, indem gezielt gegenpropagierende Anregungen fester Frequenz und Wellenlänge als Anfangsbedingung in der Simulation initialisiert wurden, ist es dank der korrekt modellierten Teilchenverteilung und den daraus resultierenden, selbstkonsisten-

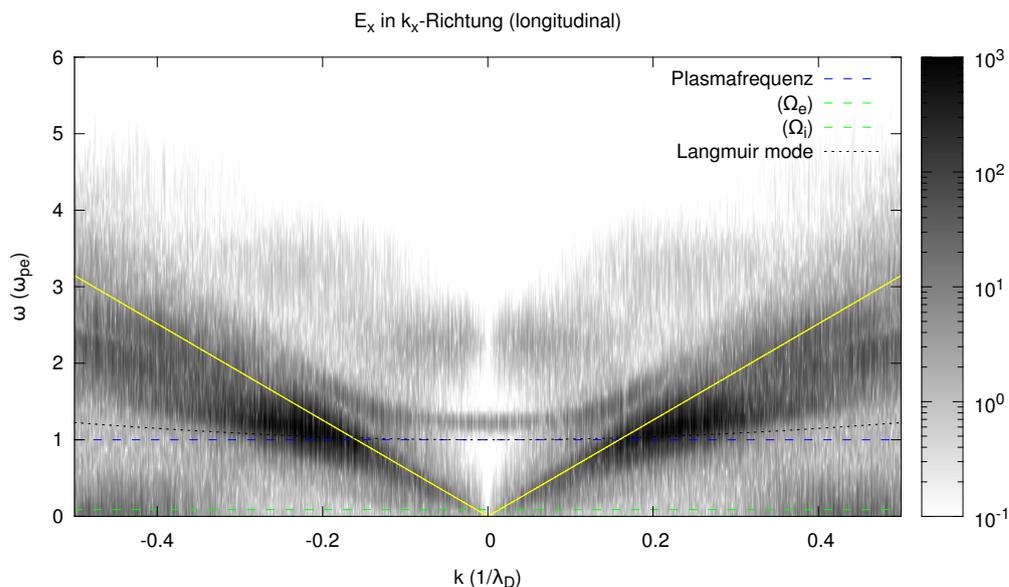


Abbildung 6.16: Dispersionsplot der elektrostatischen Wellenmoden längs der Hintergrundmagnetfeldrichtung, bei gegenströmendem Beam-Setup. Sowohl in Vor- als auch Rückrichtung wird die Beam-Driven-Mode symmetrisch angeregt.

ten elektrostatischen Anregungen des Plasmas hier nun möglich, diese Wellen direkt als Ausgangspunkt für die Wellenkopplung zu nutzen. Im Endeffekt werden die zuvor beschriebenen Simulationen elektrostatischer Anregungen, mit korrekt modellierter Pitchwinkelverteilung gegenströmender Beam-Elektronen und größerer transversaler Auflösung für eine längere Zeitdauer durchgeführt, und mit einem Fokus auf elektromagnetische Anregungen analysiert. Im Gegensatz zu den rein elektrostatischen Simulationen, die eine grundlegend eindimensionale Behandlung rechtfertigen, erzeugen die nichtlinearen Wellenkopplungsprozesse, die zu Radioemission führen (vgl. Kapitel 3.6), Wellen mit \vec{k} -Vektoren in mindestens zwei Raumdimensionen. Wie in Kapitel 4.4.2 beschrieben, muss somit eine ausreichende Raumauflösung in diesen zwei Raumrichtungen vorliegen, um diese Wellen numerisch darstellen zu können.

Auflösungsstudien zeigten, dass in Simulationen mit einer Auflösung von weniger als 4096 Zellen in senkrechter Richtung keine ausreichende Raumauflösung für die elektromagnetische Mode nahe der Plasmafrequenz existiert. Die in der Realität kontinuierliche Dispersionsrelation dieser Mode hat sich in diesen durch sichtbar getrennte, einzelne Anregungspunkte im $k - \omega$ Raum aufgelöst. Elektromagnetische Anregungen waren somit nicht

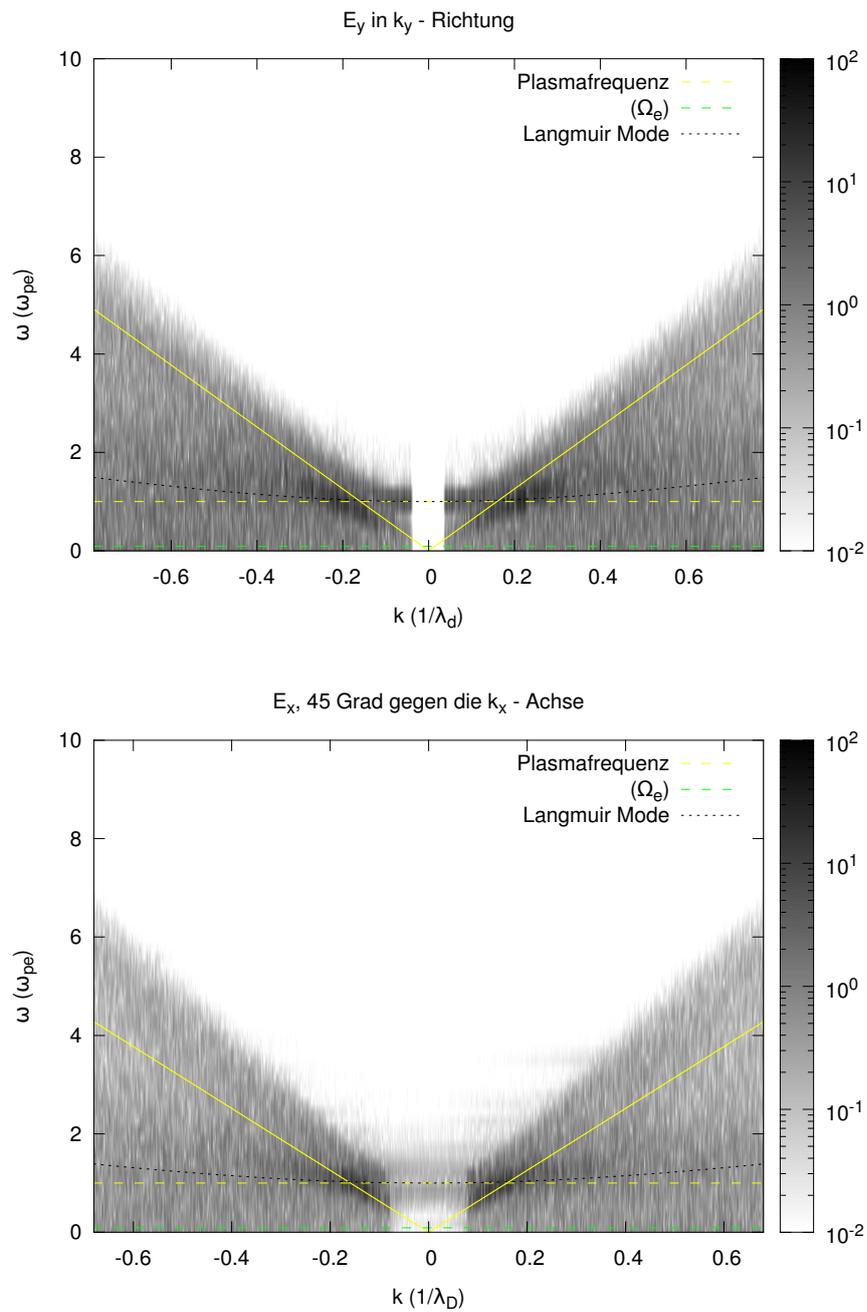


Abbildung 6.17: Dispersionsplots des senkrechten (**oben**) und schräglaufenden (**unten**) elektrostatischen Wellensignals nach Extraktion mittels der in Abbildung 6.15 gezeigten k -Raum Masken.

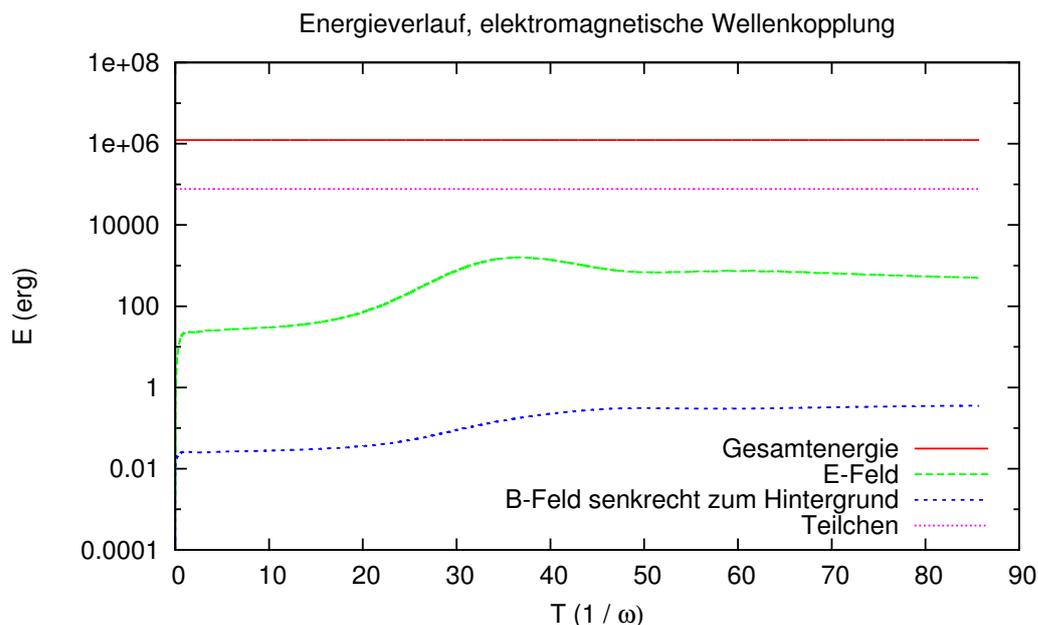


Abbildung 6.18: Energieverlauf über die Simulationszeit in Simulation #2. Gezeigt sind die Gesamtenergie der Simulation, die kinetische Energie der Teilchen, totale elektrische Feldenergie sowie Energie in den zum Hintergrundmagnetfeld senkrechten Anteilen des magnetischen Felds. Der Anstieg in elektrischer Feldstärke durch Anregung elektrostatischer Wellenmoden wurde in den vorherigen Simulationen bereits behandelt. Zu späteren Simulationszeiten ($t > 40\omega_p^{-1}$) ist ein Anstieg der senkrechten Magnetfeld-Energie zu erkennen.

mehr für beliebige in der Simulation auflösbare Frequenzen möglich, sondern bildeten eine diskontinuierliche Frequenzreihe, in der insbesondere die ganzzahligen Vielfachen der Plasmafrequenz oftmals nicht vorkamen. Abgesehen von der somit weit schwierigeren quantitativen Auswertung der erhaltenen elektromagnetischen Intensitäten ist fraglich, ob die Simulationsdarstellung in diesem Fall überhaupt korrektes physikalisches Verhalten aufweist, oder vollständig durch numerische Artefakte dominiert ist. Um diese Probleme zu vermeiden wurden in den folgenden Simulationen stets räumliche Simulationsausdehnungen ≥ 4096 Zellen sowohl in Längs- als auch in Querrichtung gewählt.

Zunächst seien nun die Ergebnisse der in Tabelle 6.1 als #2 bezeichneten Simulation dargestellt, die mit Parametern für die Sonnenwindparameter in der niedrigen Korona initialisiert wurde. Nachfolgend wird diese Simulation als Vergleichsmaßstab angenommen, wenn die Simulationsparameter zur Untersuchung ihres Einflusses variiert werden.

Die Simulation lief für 35000 Zeitschritte, dies entspricht $85.75 \omega_p^{-1}$ bzw. 440 ns realer

Zeit. In Abbildung 6.18 ist der Verlauf der Energieverteilung dargestellt. Wie schon zuvor in den elektrostatischen Simulationen ist auch hier ein Anstieg der Energie des elektrischen Feldes ab $t \sim 20\omega_p^{-1}$ zu erkennen, der durch Anregung elektrostatischer Wellen zustande kommt. Im Laufe der Simulation geht diese Wellenanregung in Sättigung und die elektrische Feldstärke hat ein Maximum bei etwa $t \sim 40\omega_p^{-1}$. Im weiteren Verlauf beginnen diese elektrostatischen Moden offenbar wieder zu zerfallen, die Energie des elektrischen Feldes sinkt langsam. Im selben Zeitraum ist ein Anwachsen der Energie in den magnetischen Feldkomponenten senkrecht zum Hintergrundfeld feststellbar, das sich über den gesamten Simulationszeitraum fortsetzt. Eine Anregung elektromagnetischer Wellen ist hier also denkbar.

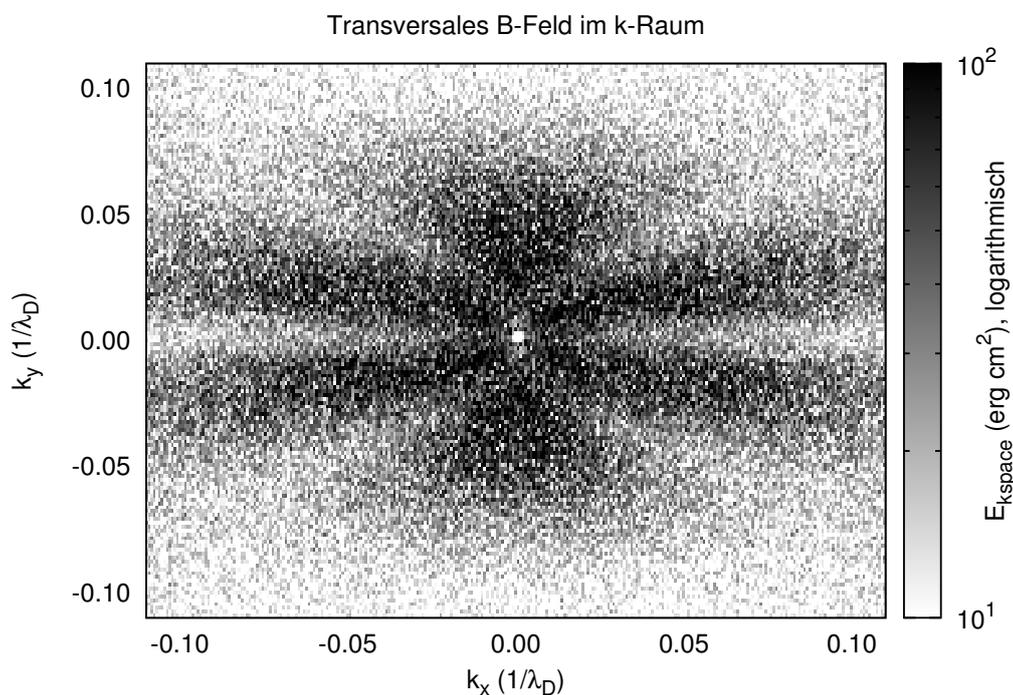


Abbildung 6.19: Verteilung transversaler \vec{B} -Feld Anregungen ($\vec{e}_k \times \vec{B}$) im k -Raum. Hierbei treten keinerlei Beam-parallele Wellenanregungen auf, sondern zwei distinkte Emissionssignale und deren symmetrische Partner.

Analog zu den k -Raum Plots longitudinaler E -Feld Anregungen sollen nun transversale Moden im k -Raum dargestellt werden: da der primäre Fokus auf der Anregung elektromagnetischer Wellen liegt, ist die Größe $\vec{e}_k \times \vec{B}$ für die Darstellung sehr gut geeignet. Abbildung 6.19 zeigt diese Größe zum Endzeitpunkt der Simulation. Die sichtbaren Emissi-

onssignale sind im direkten Vergleich zum longitudinalen E -Feld Plot deutlich verrauschter, da es sich um weit kleinere Intensitäten handelt. Dennoch ist die Existenz zweier distinkter Anregungen, und ihrer symmetrischen Gegenstücke klar erkennbar:

- Ein Maximum der transversalen Wellen liegt bei $\Theta \approx 27^\circ$ gegenüber dem Hintergrundmagnetfeld. Der „Öffnungswinkel“ beträgt etwa $\Delta\Theta \approx 10^\circ$. Diese Emission tritt von $|k|$ Werten sehr nahe 0 bis zu $|k| \approx 0.1 \text{ cm}^{-1}$ auf.
- Quasi-senkrecht zur Beamrichtung ist eine zweite Emissionsregion zu erkennen. Die Winkelverteilung ist wesentlich breiter ($\Delta\Theta \approx 15^\circ$), und erscheint im Gegensatz zur anderen Emission erst ab einem $|k|$ -Betrag von etwa $|k| \approx 0.03 \text{ cm}^{-1}$, bis circa $|k| \approx 0.08 \text{ cm}^{-1}$

Es ist zu beachten, dass keines der beiden Emissionssignale parallel zum Beam liegt – diese können daher nicht durch lineare Modenkonzersion aus elektrostatischen Wellen erzeugt worden sein (hierbei würde die Drehimpulserhaltung verletzt werden). Ebenso wenig kommt ein direkter Anregungsprozess durch die Teilchen (wie z.B. Synchrotronstrahlung) in Frage.

Um den Charakter dieser Wellenanregungen nun genauer identifizieren zu können, wird wiederum zusätzlich zur räumlichen auch eine zeitliche Fouriertransformation durchgeführt. Die \vec{k} -Vektor Richtungen für diese Plots wurden so gewählt, dass sie in den in Abbildung 6.19 sichtbaren Anregungsgebieten liegen: für das quasi-senkrechte Signal ist ein Winkel von 90° gegen die Beamrichtung, für das im flacheren Winkel liegende ein Winkel von 27° gewählt worden.

6.4.1 Lineare Moden

Abbildung 6.20 zeigt das so erhaltene Dispersionsdiagramm für eine einzelne Komponente des magnetischen Felds mit dem k -Vektor senkrecht zum Hintergrundmagnetfeld. Wichtig hierbei ist, dass für diese Komponente $\vec{k} \perp \vec{B}$ gilt, es sich also um rein transversale Anregungen des magnetischen Feldes handelt, die in dieser Abbildung auftreten sollten. Die aus Kapitel 3.4.2 bekannten elektromagnetischen Wellen sind ein Beispiel solcher transversaler magnetischer Anregungen. Diese sind durch den charakteristischen Verlauf ihrer Dispersionsrelation (Gl. 3.43) in Abbildung 6.20 leicht erkennbar: Der parabolische Verlauf der Dispersionsrelation, mit ihrem Abschnitt bei der Plasmafrequenz, stellt das dominante Signal in diesem Plot dar. Die zusätzlich eingezeichneten, analytischen Kurven für die Dispersionsrelation des X - und O -Modenzweigs der elektromagnetischen Mode deckt sich ausgezeichnet mit dieser, wobei die Modenaufspaltung in der Nähe der Plasmafrequenz

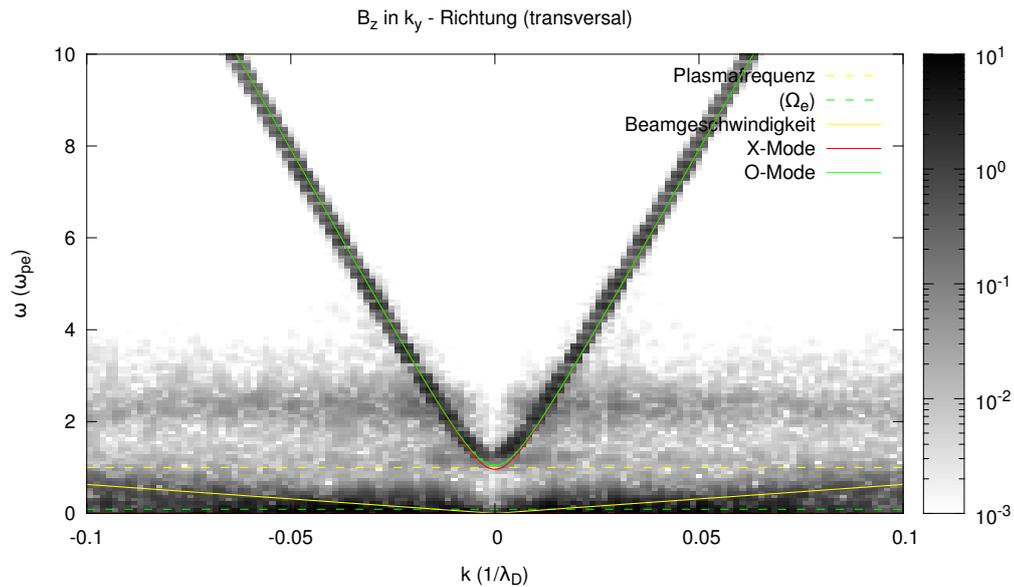


Abbildung 6.20: Dispersionsverhalten der transversalen Magnetfeldkomponente B_z mit k -Vektor senkrecht zur Hintergrundmagnetfeldrichtung. Gut zu erkennen ist die Dispersionsrelation der elektromagnetischen Mode, deren Aufspaltung in X- und O-Mode nicht aufgelöst wird, sowie niederfrequente, untenrum unaufgelöste ionische Moden. Zudem sind zwei Bänder bei $\omega \approx \omega_p$ sowie $\omega \approx 2\omega_p$ zu erkennen.

durch die begrenzte numerische Auflösung nicht erkennbar ist. Bei niedrigen Frequenzen, weit unterhalb der Plasmafrequenz ω_{pe} , sind weitere Anregungen dominant, die durch niederfrequente Wellenanregungen um die Elektronen-Gyrofrequenz (wie zum Beispiel der niederfrequente Ast der R-Mode) erklärt werden können. Der genaue Charakter dieser Wellen wurde hierbei nicht weiter untersucht, da sie für den Radioemissionsprozess selbst nicht von Relevanz sind.

Das um 27° gegen die Hintergrund-Magnetfeldrichtung geneigte k -Raumsignal ist in Abbildung 6.21 als Dispersionsplot untersucht. Auch hier ist die Parabel der elektromagnetischen Mode, sowie niederfrequente Anregungen als lineare Moden sichtbar. Es fällt auf, dass insbesondere die schlecht aufgelösten Moden unterhalb der Plasmafrequenz in dieser Richtung gegenüber der senkrechten Richtung an Intensität gewonnen haben.

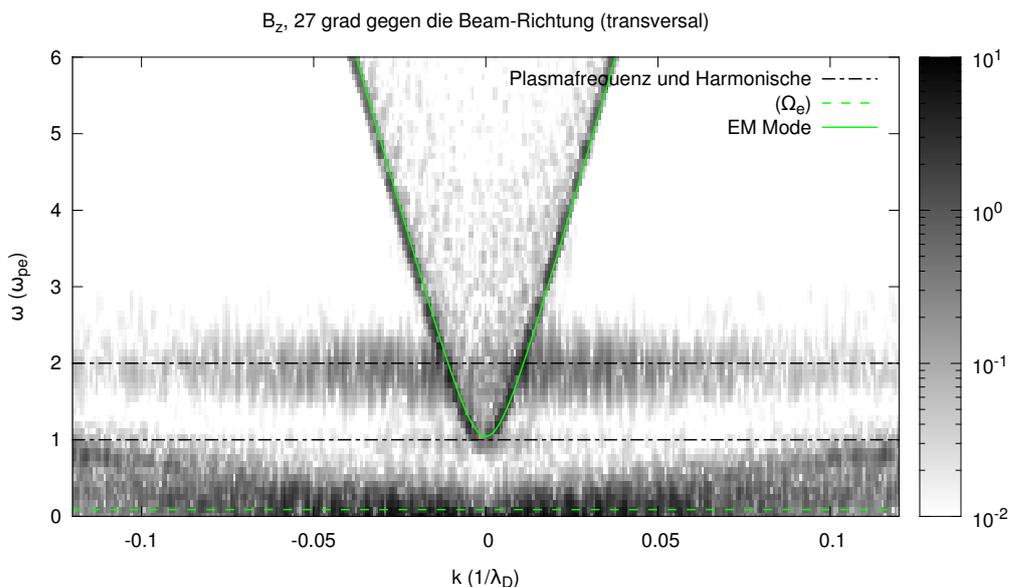


Abbildung 6.21: Dispersionsplot einer transversalen magnetischen Feldkomponente B_z mit \vec{k} in einem Winkel von 27° gegen die Hintergrundmagnetfeldrichtung. Auch hier ist wieder die elektromagnetische Mode in Parabel-Form zu erkennen; zusätzlich sind die Emissionsbänder nahe ω_p und $2\omega_p$ sehr dominant. Durch die schiefwinklige k -Raum Richtung sind alle Moden in dieser Darstellung gegenüber den achsparallelen Dispersionsplots in k -Richtung leicht verbreitert.

6.4.2 Nichtlineare Effekte

Das Verhalten linearer Moden wird in der Simulation korrekt wiedergegeben. Abseits dieser Dispersionsrelation sind jedoch noch weitere Strukturen in den Graphen zu erkennen: Sowohl bei der Plasmafrequenz ω_{pe} , nahe dem Cutoff der elektromagnetischen Mode, als auch bei $2\omega_{pe}$ sind über einen weiten k -Bereich horizontal verlaufende (k -Raum) Gebiete mit erhöhter Anregung sichtbar. Diese Anregungen entsprechen keiner linearen Mode – nach der linearisierten Theorie der Vlasov-Gleichung (Kapitel 3.4) sollte eine Anregung im Plasma bei diesen k - und ω - Werten also nicht auftreten können.

Wellenanregungen in diesen Regionen können daher von nichtlinearen Prozessen herühren, wie sie in Kapitel 5 vorgeschlagen wurden. Die Tatsache, dass diese Anregungen gerade bei der Plasmafrequenz und ihrer Harmonischen auftreten, lässt es plausibel erscheinen, dass tatsächlich die nichtlinearen Wellenkopplungsprozesse

$$L \rightarrow T + S \quad \text{sowie} \quad L + L' \rightarrow T \quad (6.2)$$

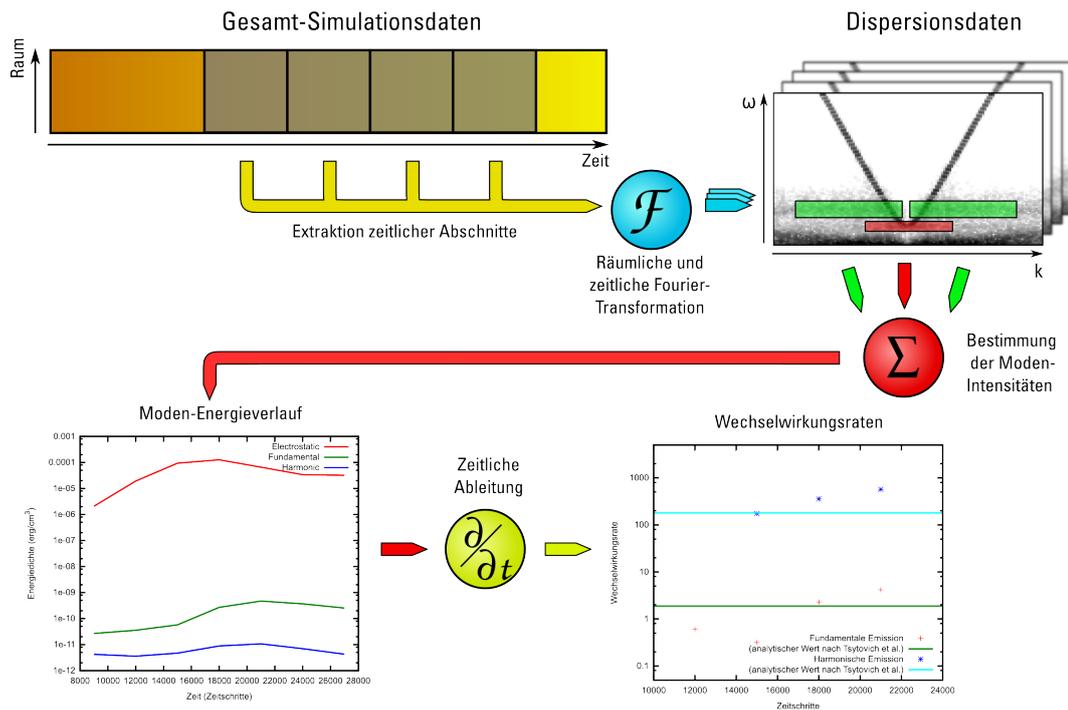


Abbildung 6.22: Ablauf der quantitativen Auswertung zum Erhalt der Wechselwirkungsraten aus den Simulationsergebnissen. Aufeinanderfolgende zeitliche Abschnitte der Simulation werden räumlich und zeitlich Fourier-transformiert. Aus den erhaltenen Dispersionsdaten werden die Intensitäten der gewünschten Moden extrahiert, so dass ein zeitlicher Verlauf der Modenintensitäten bestimmt werden kann, aus dem die Wechselwirkungsraten folgen.

sind, die für diese Signale verantwortlich sind. Beide Emissionsbänder “berühren” den Dispersionsverlauf der elektromagnetischen Mode. Sie sind also offenbar in der Lage, magnetische Feldanregungen zu erzeugen, die sowohl in \vec{k} als auch in ω mit der elektromagnetischen Mode übereinstimmen. Ein Energietransfer in die elektromagnetische Mode und Abstrahlung als Radiowelle ist aus diesen nichtlinearen Anregungen somit möglich.

Um einen quantitativen Vergleich der vorhergesagten Wechselwirkungsraten (Gleichungen 3.59 und 3.60) durchführen zu können, wurde der zeitliche Verlauf des Energiegehalts der elektrostatischen und elektromagnetischen Anregungssignale ermittelt (illustriert in Abbildung 6.22). Zu diesem Zweck wurden in mehreren Zeitabschnitten Kurzzeit-Dispersionsdiagramme aus der Simulation extrahiert. Aus diesen wurde jeweils der Energiegehalt der einzelnen Signale E_{strahl} , E_{fund} und E_{harm} extrahiert, die jeweils der Energie der strahlgetriebenen Mode, dem fundamentalen nichtlinearen Emissionssignal sowie

dem harmonischen Signal entsprechen. Da die Ionenschallwelle innerhalb der Simulation nicht ausreichend aufgelöst ist, so dass in den spektralen Darstellungen ihr Modenverlauf nicht getrennt extrahiert werden kann, ist es nicht möglich einen zeitabhängigen Energiegehalt in dieser Mode zu bestimmen. Stattdessen wird als Abschätzung etwa die Hälfte der überschüssigen elektrostatischen Energie in longitudinale E -Feld, die nicht in der strahlgetriebenen Mode lokalisiert ist, als zeitlich konstanter Ionenschallwellenhintergrund angenommen. Dies ergibt einen Zahlenwert von $E_{\text{ionenschall}} \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ erg/cm}^3$

Da alle drei Signale jeweils aus eng begrenzten Frequenzbereichen stammen, wird mittels Gleichung 3.55 der Energiebeitrag durch je eine einzelne Mode angenommen, so dass gilt:

$$N_L \sim E_{\text{strahl}} \quad N_T^{\omega_p} \sim E_{\text{fund}} \quad N_T^{2\omega_p} \sim E_{\text{harm}} \quad (6.3)$$

Die Wechselwirkungsrate der fundamentalen Emission vereinfacht sich somit zu

$$w_t^{ls} = \frac{\partial N_T}{\partial t} \cdot (N_L N_S - N_L N_T - N_S N_T)^{-1} \approx \frac{\partial E_{\text{fund}}}{\partial t} \cdot (E_{\text{strahl}} E_{\text{ionenschall}}) \quad (6.4)$$

wohingegen die Wechselwirkungsrate der harmonischen Emission als

$$w_t^{ll} = \frac{\partial N_T}{\partial t} \cdot (N_L N_{L'} - N_L N_T - N_{L'} N_T) \approx \frac{\partial E_{\text{harm}}}{\partial t} \cdot (E_{\text{strahl}}^2) \quad (6.5)$$

ausgedrückt werden kann. In Abbildung 6.23 sind diese Werte im Simulationsverlauf dargestellt. Zusätzlich eingezeichnet sind die nach Gleichung 3.59 und 3.60 aus den Simulationsparametern berechneten, analytischen Werte für die Wechselwirkungsrate. Die in der Simulation beobachteten Raten sind keinesfalls konstant, sondern schwanken um bis zu eine Größenordnung. Innerhalb dieser Schwankung sind jedoch beide Emissionsprozesse mit den analytischen Vorhersagen konform.

Es handelt sich hierbei sicherlich um keine Präzisionsmessung des Wechselwirkungsverhaltens – das numerische Rauschen, die nicht vollständig kontinuierlich gesampelte Verteilungsfunktion sowie die begrenzte räumliche Auflösung dürften weiterhin einen Einfluss auf das Wellenverhalten haben – doch es ist an diesem Ergebnis zu erkennen, dass der analytisch vorhergesagte Emissionsprozess solarer Typ II Radiobursts sich in den Particle-in-Cell Simulationen bestätigt.

Systematische Analyse der Winkelabhängigkeit dieser Wechselwirkungen (dargestellt in Abbildung 6.24) zeigt, dass sie mit den um 27° lokalisierten Maxima der k -Raum Darstellungen keineswegs übereinstimmen. Das Signal bei der fundamentalen Frequenz zeigt ein über einen weiten Winkelbereich verteiltes Emissionsverhalten mit zwei Maxima bei etwa 10° und 50° , während die harmonische Emission ihr Maximum um etwa 40° aufweist.

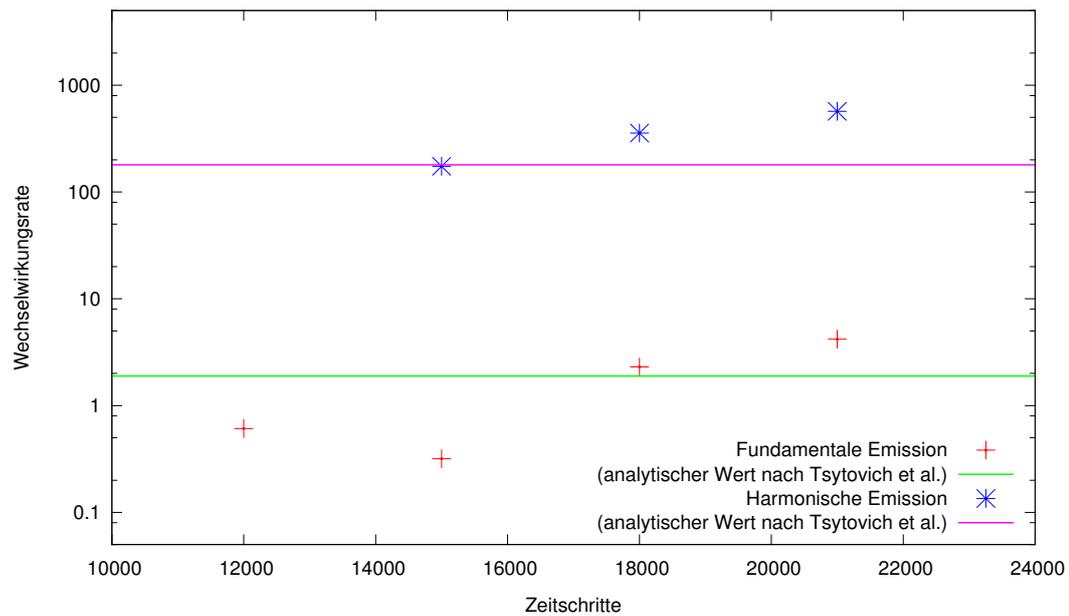


Abbildung 6.23: Vergleich der aus der Simulation bestimmten Wechselwirkungsrate fundamentaler und harmonischer Emission mit den analytischen Vorhersagen (Gleichung 3.59 und 3.60) aus Tsytovich (1967)

Die k -Raum Darstellungen wie Abbildung 6.19 sind also offenbar durch die hohen Intensitäten niederfrequenter Moden dominiert, und lassen direktes Ablesen der nichtlinearen Anregungsverteilungen nicht direkt zu. Stattdessen ist stets eine vollständige räumliche und zeitliche Transformation zur Separation von niederfrequenten und hochfrequenten Moden nötig.

Das Winkelverhalten der harmonischen Emission entspricht mit seinem Maximum bei 40° gut den theoretischen Werten aus Willes et al. (1996), deren Ergebnisse Winkel in einem gaußförmigen Verlauf um $\sim 45^\circ$ vorhersagen.

Um nun genauere Information über den Charakter der Wechselwirkung zu bekommen und eine irrtümliche Erzeugung dieser Signale durch rein numerische Effekte auszuschließen, wird im Folgenden durch Variation des Simulationssetups eine genauere Analyse dieser Wechselwirkung durchgeführt.

6.4.3 Einfluss ionischer Moden

Als Emissionsprozess der fundamentalen Emission wurde in Kapitel 5 die *Plasmaemission*, als der Zerfall einer Langmuir-Welle in eine elektromagnetische und eine Ionenschallwelle

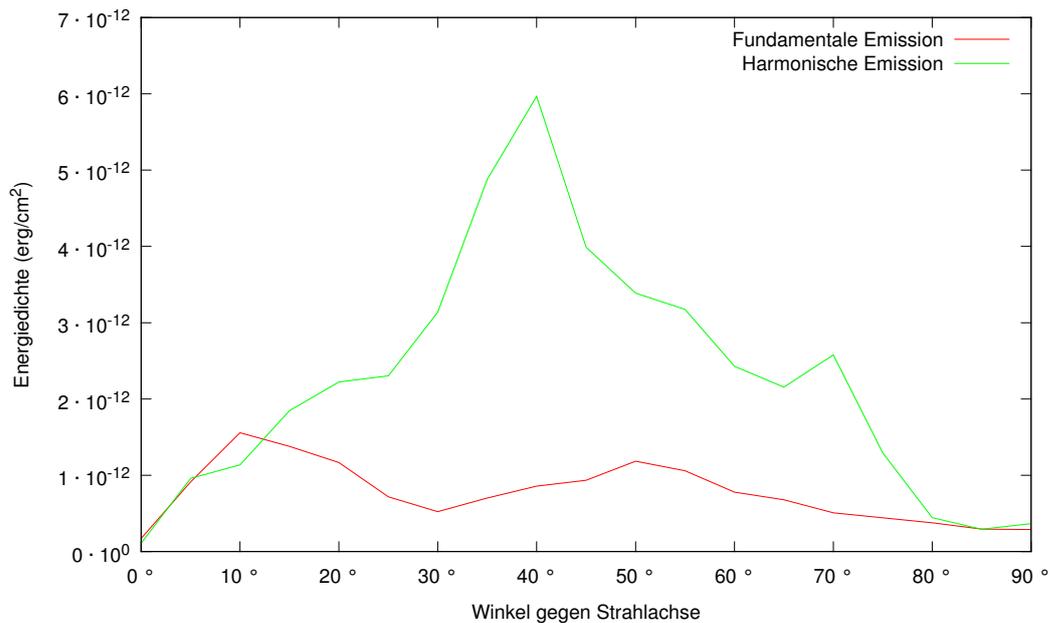


Abbildung 6.24: Intensität im nichtlinearen Wellensignal bei der fundamentalen und harmonischen Emissionsfrequenz, in Abhängigkeit vom Winkel gegen die Elektronenstrahlrichtung. Während die fundamentale Emission in einem weiten Winkelbereich (mit zwei Maxima bei 10° und 50°) stattfindet, weist die harmonische Emission ein klares Maximum um 40° auf.

vorgeschlagen:

$$L \rightarrow T + S \quad (6.6)$$

Im Gegensatz zu Satellitenbeobachtungen, die auf den Charakter des Plasmas in dem sie sich befinden, keinen Einfluss haben, kann in Simulationen die Physik beliebig abgewandelt werden. So ist es zum Beispiel möglich, die Ionendynamik aus der Simulation komplett zu entfernen und sie lediglich durch eine homogen verteilte positive Hintergrundladung zu ersetzen. In diesem Fall entfallen jegliche ionischen Moden und somit insbesondere die Ionenschallwelle aus der Simulation. Der Prozess aus Gleichung 6.6 kann in einer ionenfreien Simulation somit nicht stattfinden; die fundamentale Emission sollte ausbleiben, während die harmonische Emission, die nur durch Elektronen getriebene Wellen stattfindet, weiterhin erhalten bleibt.

Genau dieser Vorgang wurde in einer weiteren Simulation durchgeführt (in Tabelle 6.1 als #4 bezeichnet): das Simulationssetup wurde identisch zur Simulation #2 aus Abschnitt 6.4.1 gewählt, es wurden jedoch keinerlei Ionen in der Simulation initialisiert. Eine expli-

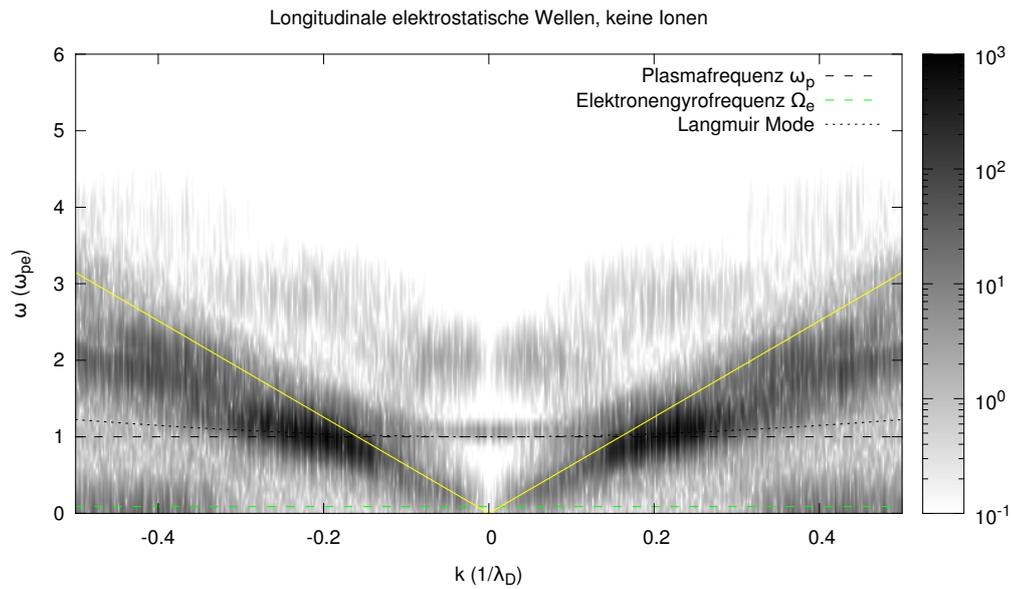


Abbildung 6.25: Dispersionsverhalten der elektrostatischen Wellenmoden in der Simulation *ohne* Ionenbeitrag. Es ist im Rahmen der numerischen Auflösung keine Änderung gegenüber Abbildung 6.16 feststellbar.

zite Kompensation des Ladungsüberschusses der Elektronen ist im elektromagnetischen Update des ACRONYM-PiC-Codes hierbei nicht notwendig, da die initiale Feldkonfiguration ($\vec{E} = 0$) der elektrostatischen Lösung eines neutralen Plasmas entspricht, und die rein elektrodynamischen Feldupdates von selbst zu einer Ausbildung eines geeigneten Kompensationsfeldes führen.

Das Verhalten der longitudinalen elektrostatischen Moden in diesem Simulationslauf ist gegenüber der zuvor betrachteten Simulation #2 nahezu unverändert. In Abbildung 6.25 ist das Dispersionsverhalten der Elektronenstrahl-parallelen longitudinalen E -Feld Komponente gezeigt. Im direkten Vergleich mit Abbildung 6.16 fällt keine Veränderung der Wellenmoden auf, selbst die durch Abwesenheit der Ionen geringfügig geringere Plasmafrequenz ist durch das große Masseverhältnis von 1 : 1836 zwischen Elektronen und Ionen im Rahmen der numerischen Auflösung nicht feststellbar. Ebenso sind die elektrostatischen Moden mit schräger, sowie senkrechter Ausbreitung keiner feststellbaren Veränderung unterworfen.

Abbildung 6.27 zeigt wiederum, analog zu Abbildung 6.20, eine transversale Magnetfeldkomponente (B_z) mit einem k -Vektor senkrecht zum Hintergrundmagnetfeld. Auch hier

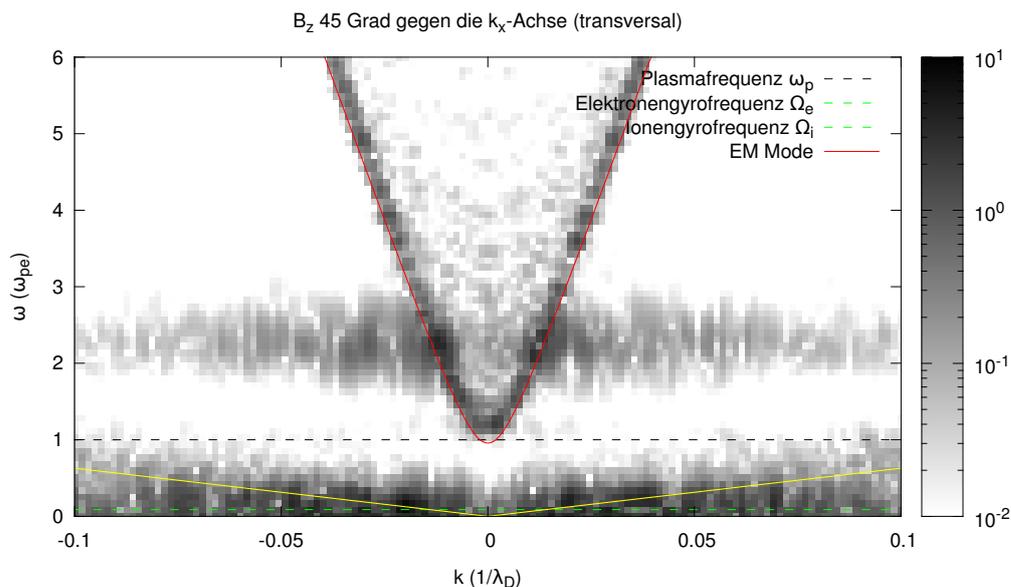


Abbildung 6.26: Dispersionsplot einer transversalen Magnetfeldkomponente, in einem Winkel von 45° gegenüber der Richtung des Hintergrundfeldes, aus der Simulationen *ohne Ionen*. Die nichtlineare Wellen-Wechselwirkung bei $2\omega_{pe}$ ist klar erkennbar, die Anregung bei ω_{pe} fehlt jedoch.

sind die elektromagnetische Mode und niederfrequente Anregung nahe der Elektronen-Zyklotronfrequenz die dominanten Beiträge. Es fällt jedoch auf, dass das horizontale, als nichtlineare Emission angenommene Signal bei der Plasmafrequenz abwesend ist, während das Signal bei $2\omega_{pe}$ nach wie vor klar auftritt und keine signifikante Änderung seiner Intensität erfahren hat. Die Winkelabhängigkeit fundamentaler und harmonischer Emission ist in Abbildung 6.28 gezeigt. Für die fundamentale Emission fällt die Abwesenheit des Maximums um 50° auf, während die harmonische Emission weiterhin im Winkelbereich zwischen 30° und 60° am stärksten ausgeprägt ist. Das zuvor beobachtete, scharfe Maximum bei 40° bleibt aber auch hier aus.

Die nichtlineare Erzeugung transversaler elektromagnetischer Wellen an der Plasmafrequenz ist offensichtlich, wie vorhergesagt, von der Anwesenheit ionischer Moden abhängig, wohingegen die harmonische Emission auch ohne Ionen in quasi unveränderter Stärke auftritt. Diese Fakten sprechen dafür, dass der Emissionsprozess der fundamentalen Emission tatsächlich durch den Zerfall von Langmuir-Wellen in transversale elektromagnetische Wellen sowie Ionenschallwellen stattfindet und durch die numerische Methodik hier korrekt wiedergegeben wird.

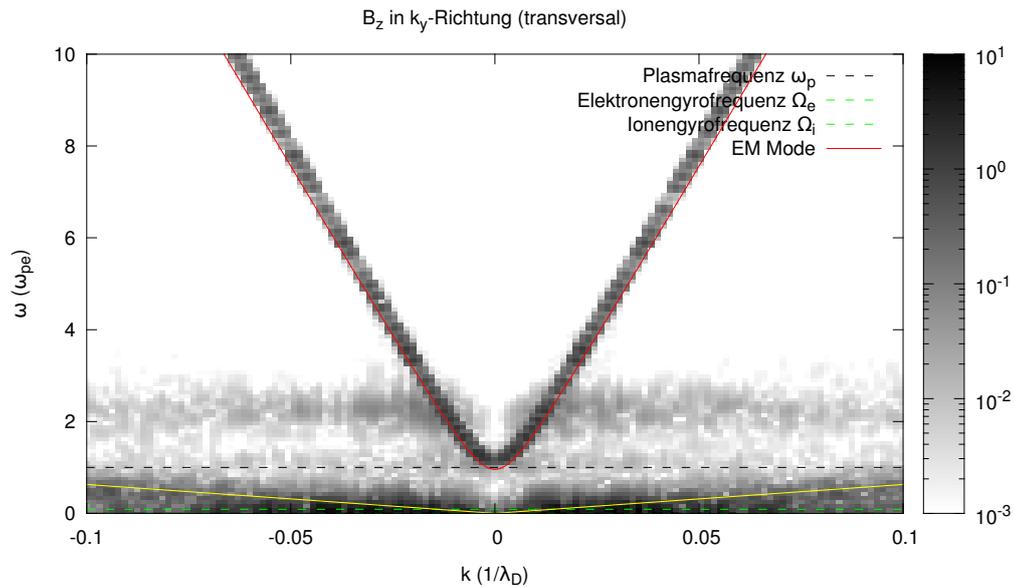


Abbildung 6.27: Dispersionsplot einer transversalen Magnetfeldkomponente, senkrecht zu \vec{k} , in der Simulation *ohne Ionen*. Ebenso wie in Abbildung 6.20 sind auch hier die elektromagnetische Mode, sowie niederfrequente Anregungen sichtbar. Es ist jedoch lediglich das nichtlineare Wechselwirkungsmerkmal bei $2\omega_{pe}$ erkennbar, das Signal bei der Plasmafrequenz tritt nicht auf.

6.4.4 Einzelne vs. gegenströmende Elektronenstrahlen

In den Simulationen, die bisher für die elektromagnetische Emission durch nichtlineare Wechselwirkung betrachtet wurden, waren stets gegenströmende Elektronen-Beams als Anfangsbedingungen in die Simulationsumgebung initialisiert, so dass auf symmetrische Weise elektrostatische Wellen angeregt wurden. Es waren daher auch ohne vorhergehende Streuprozesse stets sowohl vor- als auch rückpropagierende elektrostatische Wellen vorhanden, so dass sich für die Wellenkopplungsprozesse nicht erst durch Streuung eine rückpropagierende Population ausbilden musste. Zum Vergleich sei nun, basierend auf der elektrostatischen Einzelbeam Simulation aus Abschnitt 6.2.1, das elektromagnetische Emissionsverhalten des Einzelbeamsystems untersucht. Diese Simulation, in Tabelle 6.1 als #4 gekennzeichnet, weist dieselbe Elektronenverteilung auf, wie in Abbildung 6.7 dargestellt. Es bildet sich daher eine ebenso geartete elektrostatische Wellenverteilung aus (vgl. Abbildung 6.9). Wie bereits in Abschnitt 6.2.1 erläutert befinden sich daher nur in eine einzelne Richtung propagierende elektronenstrahlgetriebene Wellen in der Emissionsregion –

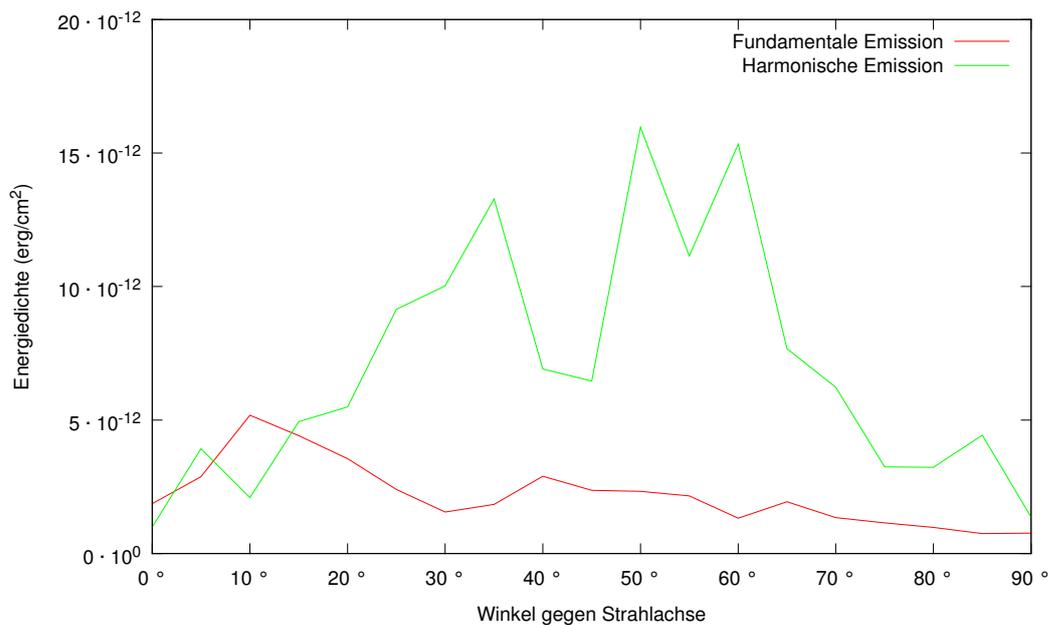


Abbildung 6.28: Winkelabhängigkeit der Emission bei fundamentaler und harmonischer Frequenz bei Abwesenheit Ionischer Moden. Die harmonische Emission zeigt wiederum um 45° maximale Intensität. Bei der fundamentalen Emission fällt die Abwesenheit des Maximums um 50° auf.

jegliche Wechselwirkungsprozesse, die gegenpropagierende Wellen als Anfangsbedingung erfordern, sollten daher nicht auftreten können. Insbesondere der Prozess $L + L' \rightarrow T(2\omega_p)$, der für die harmonische Emission angenommen wird, zählt zu diesen.

Die aus der Simulation resultierende Energieverteilung in transversale Moden ist in den Abbildungen 6.29 (für die Richtung senkrecht zum Hintergrundfeld), sowie 6.30 für die Richtung 45° gegen den Beam dargestellt. In beiden Abbildungen zeigt sich, dass in dieser Simulation zwar nichtlineare Wellenwechselwirkung zu einer Intensitätserhöhung bei der Plasmafrequenz führt, die ähnliche Eigenschaften wie zuvor in Simulation #2 aufweist; es fällt jedoch die vollkommene Abwesenheit der nichtlinearen Anregung bei $2\omega_p$ auf.

Es bestätigt sich also auch hier Vorhersage, dass gegenpropagierende Moden für die Radioemission bei der harmonischen Frequenz ($2\omega_p$) essentiell sind. Der Prozess $L + L' \rightarrow T$ ist für diese Prozesse eine plausible Erklärung.

Im Rahmen der hier durchgeführten Particle-in-Cell Simulationen ist somit ein Simulationsssetup mit gegenströmenden Elektronenstrahlen zwingend notwendig um die spektrale Morphologie von Typ II Radiobursts korrekt widerzuspiegeln. Für die kleinskaligen, in der Dichte homogenen Simulations-Setups, die hierbei Verwendung gefunden haben, kann das

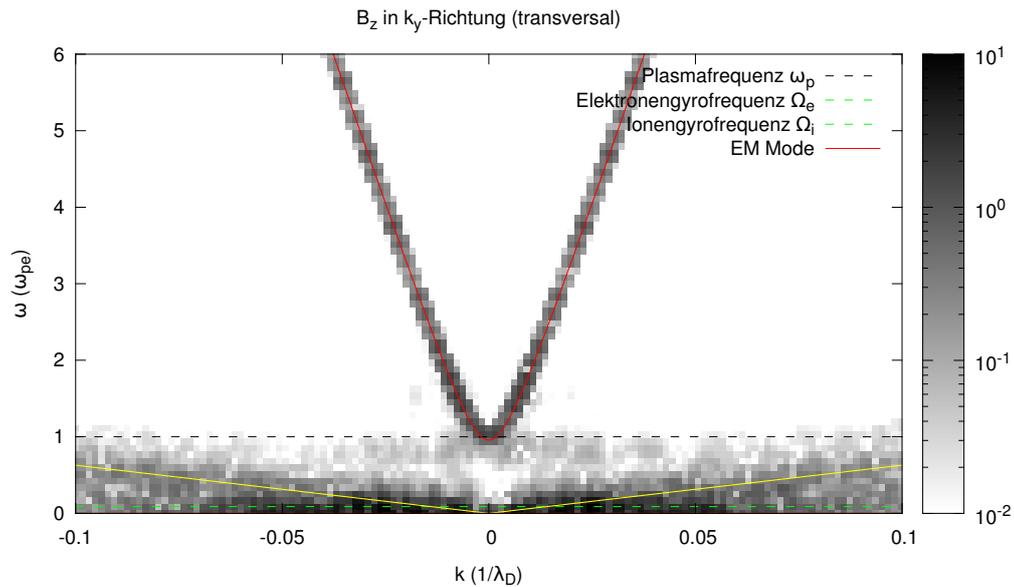


Abbildung 6.29: Dispersionsplot des transversalen B -Feldes senkrecht zur Beamrichtung in der Einzel-Beam Simulation (#4). Eine nichtlineare Wellenanregung bei ω_p ist sichtbar, es fehlt jedoch völlig das Emissionsband bei $2\omega_p$.

Single-Beam-Szenario für die Emission eindeutig ausgeschlossen werden. Bei der Übertragung dieses Ergebnisses auf das umfassendere Emissionsmodell der schockbeschleunigten Elektronenstrahlen ist jedoch Vorsicht geboten, da noch größere, hier nicht auflösbare Strukturen die Propagation der Elektronenstrahlen beeinflussen können. Während der Prozess $L \rightarrow L' + S$ in den hier durchgeführten Simulationen aufgrund des verschwindenden initialen Dichtekontrastes und der somit verbundenen fehlenden initialen Population an Ionenschallwellen S stark unterdrückt zu sein scheint, kann dieser Prozess auf größeren Skalen durchaus von signifikantem Einfluss sein.

Mit dem verwendeten numerischen Ansatz des expliziten Particle-in-Cell Codes lässt sich lediglich die mikrophysikalische Aussage treffen, dass gegenströmende Elektronenstrahlen ausreichender Intensität eine zwingende Voraussetzung sind, um die harmonische Emission von Typ II Radiobursts hervorzurufen. Ob für diese Elektronenstrahlen Rückstreuungsprozesse ausreichend sind oder tatsächlich der Einfluss multipler Beschleunigungspunkte eine Notwendigkeit darstellt, wird mit anderen Simulationismethoden in der Zukunft festgestellt werden müssen.

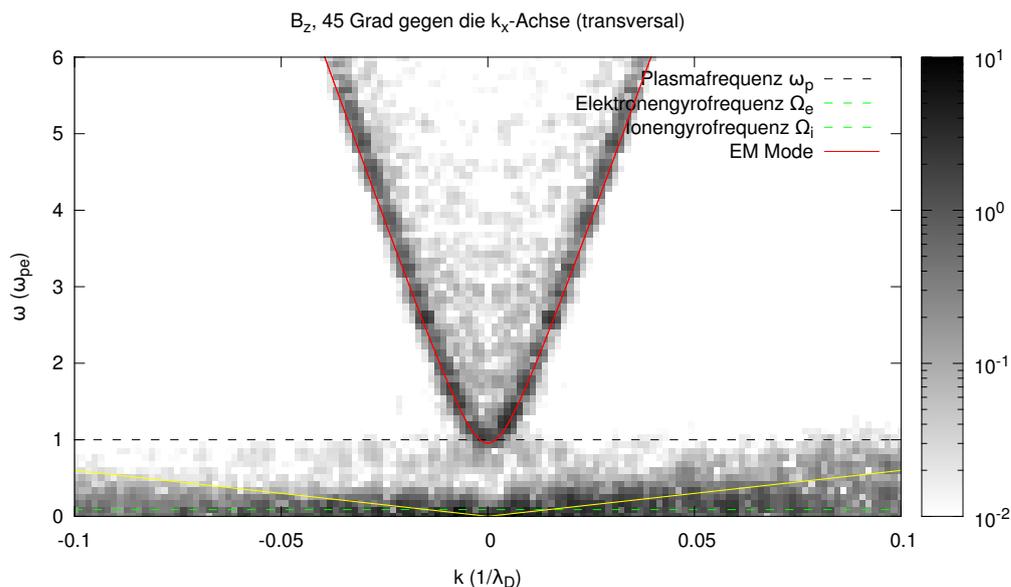


Abbildung 6.30: Dispersionsplot des transversalen B -Feldes mit k -Vektor im Winkel von 45° gegen die Elektronenstrahlachse, in der Einzel-Beam Simulation (#4). Wie in Abbildung 6.29 ist keine harmonische Emission zu erkennen.

6.5 Parameter-Abhängigkeit

Die vorigen Abschnitte haben gezeigt, dass der nichtlineare Emissionsprozess solarer Typ II Radiobursts mit fundamentaler und harmonischer Emission in dem hier verwendeten Simulationsmodell stattfindet und das Wellenkopplungsverhalten hierin weit umfassender untersucht werden kann, als in reinen Beobachtungsdaten. Das Simulationsmodell bietet also nun ein numerisches Laborsystem, in dem die Auswirkungen verschiedenartiger Parameter der koronalen Umgebung auf das Emissionsverhalten der Radiobursts quantitativ und systematisch untersucht werden können. Das in Simulation #2 verwendete Setup zweier gegenströmender Beams wurde im Folgenden zu Grunde gelegt und in verschiedener Weise variiert:

6.5.1 Variation der Beam-Stärke

Die Drei-Wellen-Kopplungs-Prozesse, die für die Radioemission angenommen werden, stammen von nichtlinearer Wechselwirkung der elektronenstrahlangerregten elektrostatischen Wellen. Eine Variation der Beam-Stärke (also der Dichte der Beam-Elektronen) sollte

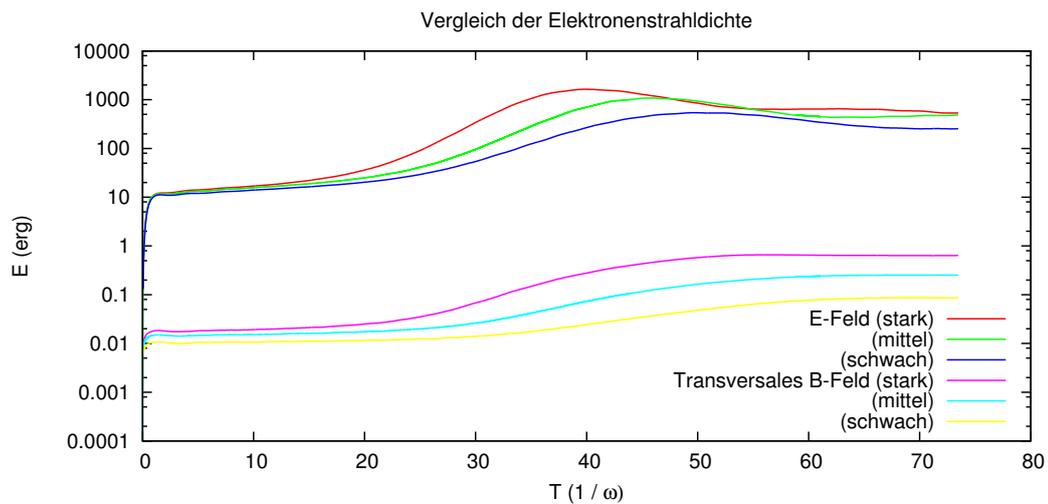


Abbildung 6.31: Vergleich des Energieverlaufs im E -Feld und den transversalen B -Feld Komponenten zwischen drei Simulationen, in denen die Elektronenstrahldichte zwischen 5%, 10% und 15% der Hintergrundplasmadichte variiert wurde. Es zeigt sich zum einen, dass die elektrostatische Instabilität mit höherer Beamstärke steiler ansteigt, aber insbesondere eine größere E -Feld Energie erreicht. Für die entstehenden elektromagnetischen Anregungen ist der Anstieg überproportional stärker.

sich daher linear auf die Veränderung der elektrostatischen Wellen auswirken, welche eine nichtlineare Veränderung der Emissionsstärke hervorrufen dürfte.

Das Simulationssetup von Simulation #2 wurde also hinsichtlich der Beamstärke verändert: in Simulation #7 befindet sich eine um 50% höhere Dichte in den gegenströmenden Elektronen-Beampopulationen und somit 50% mehr Energie in den Beams, während in Simulation #8 ein um 50% schwächerer Elektronenstrahl in der Simulation initialisiert wurde.¹ Die Elektronen-Beamdichte bei diesen neuen Simulation beträgt somit 15%, bzw. 5% der Hintergrundelektronendichte. In Abbildung 6.31 ist der Energieverlauf des E -Feldes und der transversalen B -Feld Komponenten dieser beiden Simulationen, #7 und #8, im direkten Vergleich zur zuvor diskutierten Simulation #2 dargestellt.

Im Energieverlauf des elektrischen Feldes zeigt sich deutlich, dass die Erhöhung der Beamdichte mit einer Verstärkung der elektrostatischen Instabilität einhergeht – der Peak in der E -Feld Energie tritt früher auf, hat einen steileren Anstieg und erreicht einen höheren Maximalwert. Zum quantitativen Vergleich dieser Simulationsläufe sei hier der Peak-Wert des elektrischen Feldes herangezogen: Für Simulation #8 ergibt sich hier ein

¹Der Vergleich der beiden Simulationen mit stärkerem Beam wurde in Ganse et al. (2012) veröffentlicht.

Elektronen-Beamdichte (als % von n_{bg})	Peakenergie des E -Felds	Peakenergie der senkrechten B -Feldkomponenten
5	542 erg	0.08 erg
10	1082 erg	0.18 erg
15	1652 erg	0.49 erg

Tabelle 6.2: Vergleich der Peak-Werte der E -Feld und zum Hintergrund senkrechten B -Feld-Komponenten-Energie zwischen Simulation #8, #2 und #7.

Wert von 542 erg, für #2 ein Wert von 1082 erg, wohingegen Simulation #7 einen Wert von 1652 erg aufweist. Relativ zu Simulation #2 liegt die E -Feld Energie also um 50% niedriger, bzw. um 53% höher. Sie ist mit der um 50% verringerten bzw. gestiegenen Beam-Energie vollkommen konsistent. Bei der Anregung elektrostatischer Wellen handelt es sich offenbar um einen Prozess, der linear in der Beam-Energie abläuft.

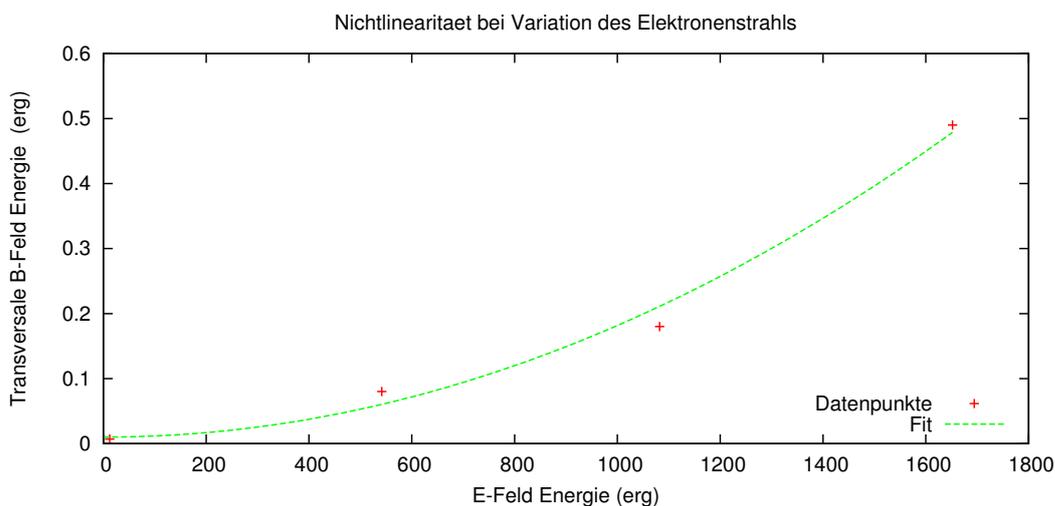


Abbildung 6.32: Vergleich der Energiemaxima von elektrischem und transversalmagnetischem Feld in den Simulationen #2, #7 und #8, die sich ausschließlich durch die Stärke des Elektronenstrahls unterschieden, sowie einer Elektronenstrahl-freien Simulation. Der durch 3-Wellen-Kopplung vorhergesagte quadratische Verlauf der transversalen elektromagnetischen Wellenenergie bei stärkerer Besetzung der elektrostatischen Wellen scheint sich hier zu bestätigen.

Der Vergleich des zum Hintergrund senkrechten Magnetfeld-Energieverlaufs hingegen zeigt eine weit stärkere Erhöhung bei Verstärkung der Beamdichte: von 0.08 erg in Simula-

tion #8 über 0.18 erg in Simulation #2 auf 0.49 erg in #7 ist ein überlinearer Anstieg zu verzeichnen. Hier ist also ein deutlich nichtlineares Verhalten vorhanden, was angesichts der nichtlinearen Kopplungsprozesse nicht unerwartet ist. Aufgrund der etwa gleich besetzten vor- und rücklaufenden Wellenbesetzungszahlen $N_L \approx N'_L$ und nur sehr schwach besetzter elektromagnetischer Mode $N_T \ll N_L$ sagen die in Kapitel 3.6 für Drei-Wellen-Kopplung aufgeführten Anwachsrate (Gl. 3.58) der elektromagnetischen Besetzungszahl N_T einen Verlauf

$$\frac{\partial N_T}{\partial t} \sim N_L \cdot N'_L \sim N_L^2 \quad (6.7)$$

voraus. Abbildung 6.32 zeigt den Verlauf der senkrechten Magnetfeldenergie über die Energie des elektrischen Feldes noch einmal graphisch (als weiterer Datenpunkt wurde hierbei eine rein thermische Simulation ohne jeglichen Elektronenstrahl hinzugenommen); der vorhergesagte quadratische Verlauf erscheint hierbei plausibel.

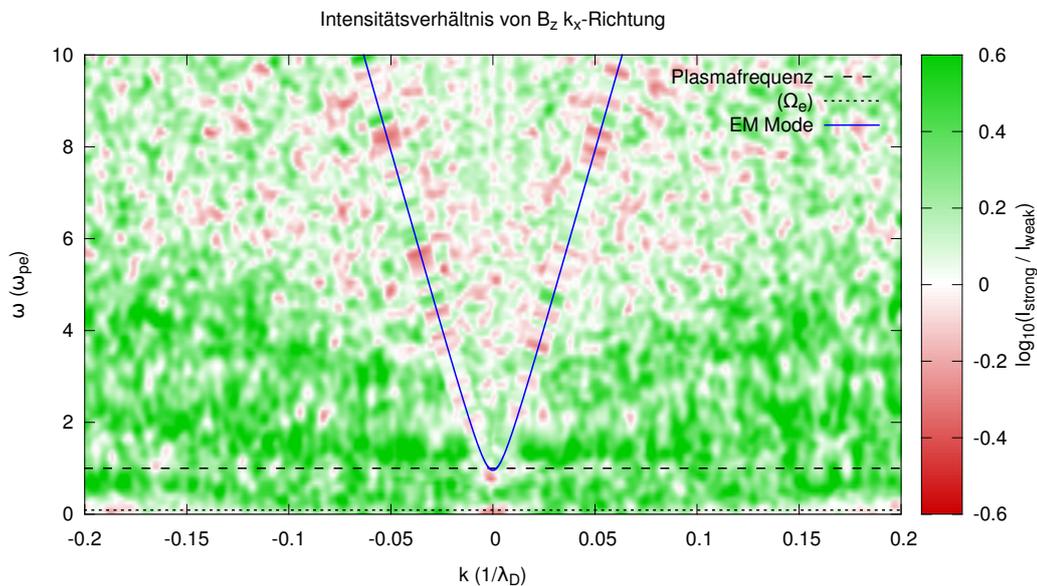


Abbildung 6.33: Vergleich der Intensitäten einer transversalen B -Feld Komponente zwischen Simulation #2 und #5 (mit 50% stärkerem Elektronenstrahl). Aufgetragen ist der Logarithmus des Quotienten der Intensitäten im k - ω -Raum. Somit stellen grüne Bereiche verstärkte und rote Bereiche abgeschwächte Moden dar. Insbesondere an den fundamentalen und harmonischen nichtlinearen Emissionen ist ein starker Anstieg erkennbar. (nach Ganse et al., 2010)

Um nähere Informationen über die Verteilung dieser zusätzlich erhaltenen Energie zu

erhalten wurde wiederum eine räumliche und zeitliche Fourier-Transformation der transversalen Magnetfeldkomponenten durchgeführt und dann k -Raum-punktweise mit den Wellenintensitäten aus Simulation #2 (vgl. Abbildung 6.20) verglichen. In Abbildung 6.33 ist dies in Form der Quotienten der Intensitäten dargestellt. Rote Flächen (Quotienten < 1) zeigen in diesem Graphen die Bereiche des $k - \omega$ -Raumes, in denen bei steigender Beamstärke die Intensität geringer wird, während grün gefärbte Flächen diejenigen Bereiche markieren, an denen die Intensität ansteigt. Wie gut zu erkennen ist, sind es vor allem die Emissionsbänder bei ω_{pe} sowie $2\omega_{pe}$, an denen die Intensität in der Simulation am stärksten ansteigt, wie es im Rahmen der Wellenkopplung erwartet wird.

6.5.2 Variation des Sonnenabstands

Mit steigendem Abstand des Schocks vom Sonnenmittelpunkt verändern sich allmählich die Eigenschaften des koronalen Plasmas, durch das er sich bewegt. Die Dichte ρ des Mediums nimmt mit zunehmender Expansion des ausströmenden Sonnenwinds ab (vgl. Gleichung 2.1) wodurch die Plasmafrequenz ebenfalls mit $\omega_{pe} = f\left(\frac{r}{R_{\odot}}\right) \sim \sqrt{n}$ abfällt. Gleichfalls sinkt die magnetische Feldstärke \vec{B}_0 (Gleichung 2.2), was zum Absinken der Gyrofrequenz $\Omega_e \sim |\vec{B}_0|$ führt, wie in Abbildung 6.34 dargestellt. Das Verhältnis Ω_e/ω_{pe} wächst hierbei mit steigendem Sonnenabstand zunächst an, so dass das Plasmaverhalten stärker magnetisch dominiert wird. Ab $r \sim 2.5 R_{\odot}$ wird Ω_e/ω_{pe} wieder kleiner.

Während die bisher betrachteten Simulationen stets mit Plasmabedingungen sehr nah an der Chromosphäre arbeiteten ($\omega_{pe} = 200 \cdot 10^6$ rad/s, entspricht etwa $r \approx 1.025 R_{\odot}$) soll nun in zwei weiteren Simulationsläufen der Einfluss der veränderten Plasmabedingungen auf das Verhalten der nichtlinearen Wellenkopplungen untersucht werden. Diese Simulationen sind nach den Parametern für einen Sonnenabstand von $r = 3 R_{\odot}$ (Simulation #5) sowie $r = 9 R_{\odot}$ (Simulation #6) modelliert.

Die Modellparameter, die hierbei angepasst wurden, sind ausschließlich die Stärke des Hintergrundmagnetfelds \vec{B}_0 sowie die Teilchendichte ρ bzw. die Plasmafrequenz ω_{pe} , während die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion, insbesondere die thermische Verteilungsbreite sowie die Elektronen-Beamgeschwindigkeit, unverändert blieb. Eine Variation der Elektronentemperatur um bis zu 50% zwischen der Chromosphäre und der Korona bei $r = 9 R_{\odot}$ gilt zwar als erwiesen (Ko et al., 1998; Richardson & Smith, 2003), liegt jedoch innerhalb der Schwankungsbreite der Elektronentemperaturen zwischen ruhigem und durch Sonnenereignisse aufgeheiztem Sonnenwind, so dass eine konstante Temperatur für alle drei Sonnenabstände weiterhin plausibel ist. Die Geschwindigkeit des Elektronenbeams ist ebenfalls in Bezug auf die thermische Geschwindigkeit konstant gehalten, so dass

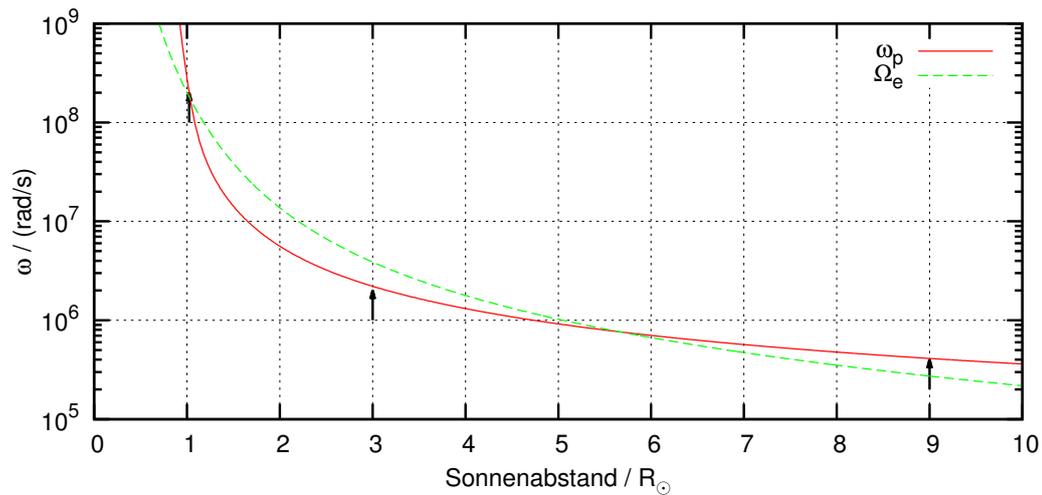


Abbildung 6.34: Verlauf von Plasmafrequenz ω_p und Elektronenzyklotronfrequenz Ω_e im Sonnenwind, in Abhängigkeit vom Sonnenabstand, bedingt durch Dichte- bzw. Magnetfeldstärkeverlauf (nach Cranmer & van Ballegoijen, 2005). Die schwarzen Pfeile kennzeichnen die Parameter, mit denen die drei Simulationsruns #2, #5 und #6 durchgeführt wurden.

für die Anregung elektrostatischer Wellen eine identisch geformte Verteilungsfunktion vorliegt. Da für die Schock-Drift-Beschleunigung der Verlustkegelwinkel und somit das Magnetfeld-Kompressionsverhältnis am Schock der entscheidende Parameter ist, ist auch hier keine Abhängigkeit vom Sonnenabstand zu erwarten.

Ein Vergleich des Energieverlaufs in den drei Simulationen, dargestellt in Abbildung 6.35 zeigt eine quasi identische Entwicklung des elektrischen Feldes, das lediglich durch die Abnahme der Energiedichte mit zunehmendem Sonnenabstand unterschiedlich skaliert ist. Der Verlauf der Energie in den transversalen magnetischen Feldkomponenten zeigt jedoch sichtbar unterschiedliche Anwachsrate und ein quantitativ verschiedenes Verhalten.

Im Folgenden sind die $r = 3 R_\odot$ sowie $9 R_\odot$ Simulationen im Einzelnen mit der $r \approx 1 R_\odot$ Simulation verglichen, um der Natur dieses Unterschieds auf die Spur zu kommen.

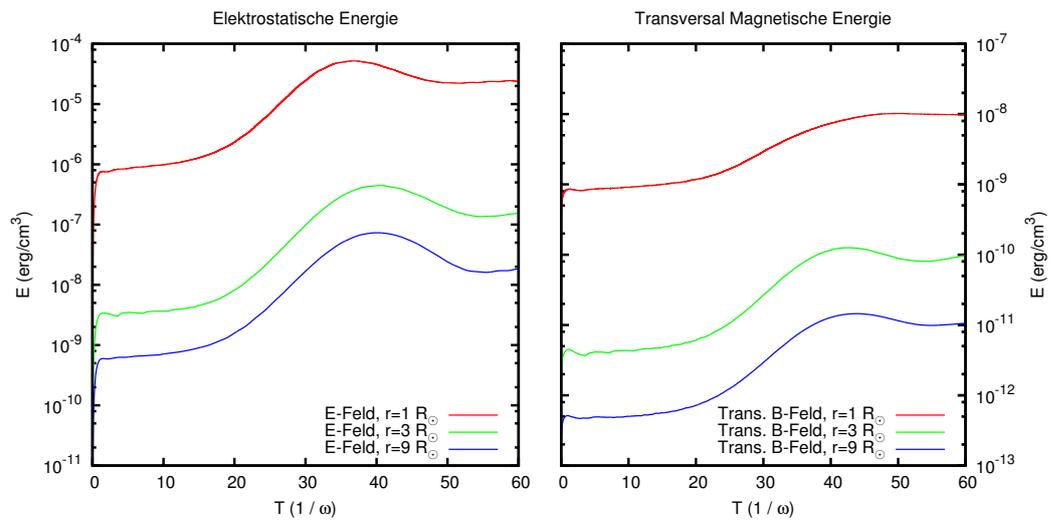


Abbildung 6.35: Vergleich des Energieverlaufs der elektrischen (**links**) und transversal magnetischen Feldkomponenten (**rechts**) zwischen den Simulationen mit einem, drei und neun Sonnenradien Sonnenabstand. Während der elektrostatische Energieverlauf bis auf Energiedichte-Skalierung identisch erscheint, zeigt der Verlauf der elektromagnetischen Moden für größere Sonnenabstände einen stärkeren Anstieg.

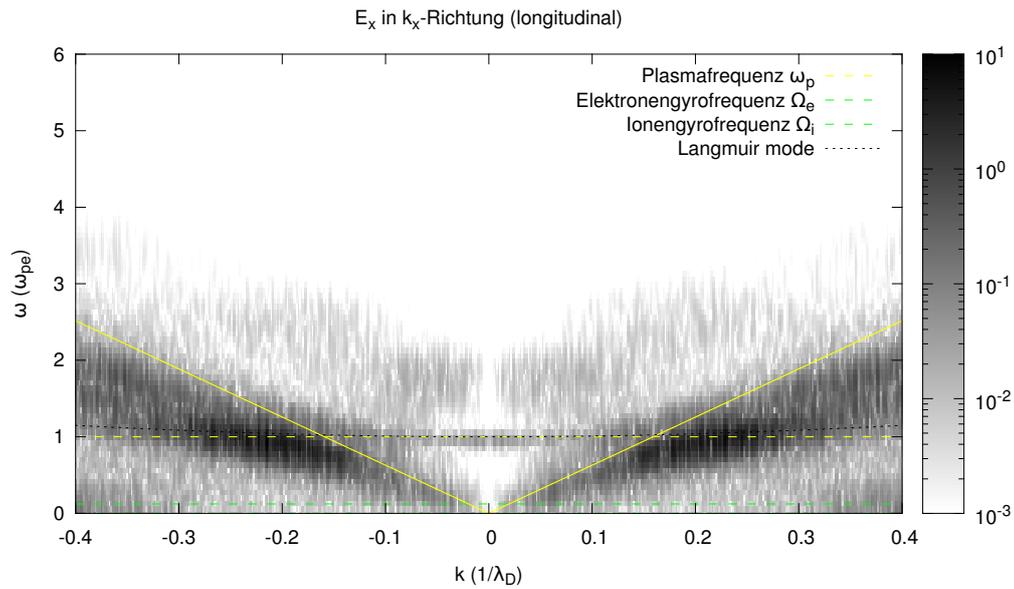


Abbildung 6.36: Dispersionsplot der longitudinal-elektrostatischen Moden parallel zum Hintergrundfeld in den $r = 3 R_{\odot}$ -Simulation (Simulation #5). Das elektrostatische Modenverhalten ist gegenüber Simulation #2 (Abb. 6.16) lediglich durch Intensitäts- und Längenskalierung verändert.

Simulation bei $r = 3 R_{\odot}$

Die elektrostatischen Moden entlang der Beam-Richtung haben, wie in Kapitel 3.4.2 (Gleichung 3.41) in der analytischen Herleitung gezeigt, keine Abhängigkeit von der Stärke des Magnetfeldes und sind durch das Teilchen-Gyrationsverhalten nicht beeinflusst. Insofern ist es nicht verwunderlich, dass das in Abbildung 6.36 gezeigte longitudinal-elektrostatische Dispersionsverhalten der $r = 3 R_{\odot}$ Simulation sich (bis auf Intensitätsskalierung) nicht vom Verhalten der Simulation bei $r \approx 1 R_{\odot}$ unterscheidet. Senkrecht zum Magnetfeld hingegen hat die Elektronen-Gyrationsbewegung nun einen dominanten Einfluss auf die Ausbreitung elektrostatischer Moden, so dass hier signifikante Änderungen zu erwarten sind.

Ein Blick auf die k -Raum Verteilung der elektrostatischen Wellen in Abbildung 6.37 zeigt, dass tatsächlich entlang der x -Achse, entlang der das Hintergrundmagnetfeld liegt sowie die Elektronenstrahl-Population propagiert, weiterhin eine starke Anregung existiert. Schon bei kleinen Winkeln abseits der Achse zeigt sich hier aber eine veränderte Form des Peaks. Die in Simulation #2 noch deutlich erkennbaren Anregungen in senkrechter und

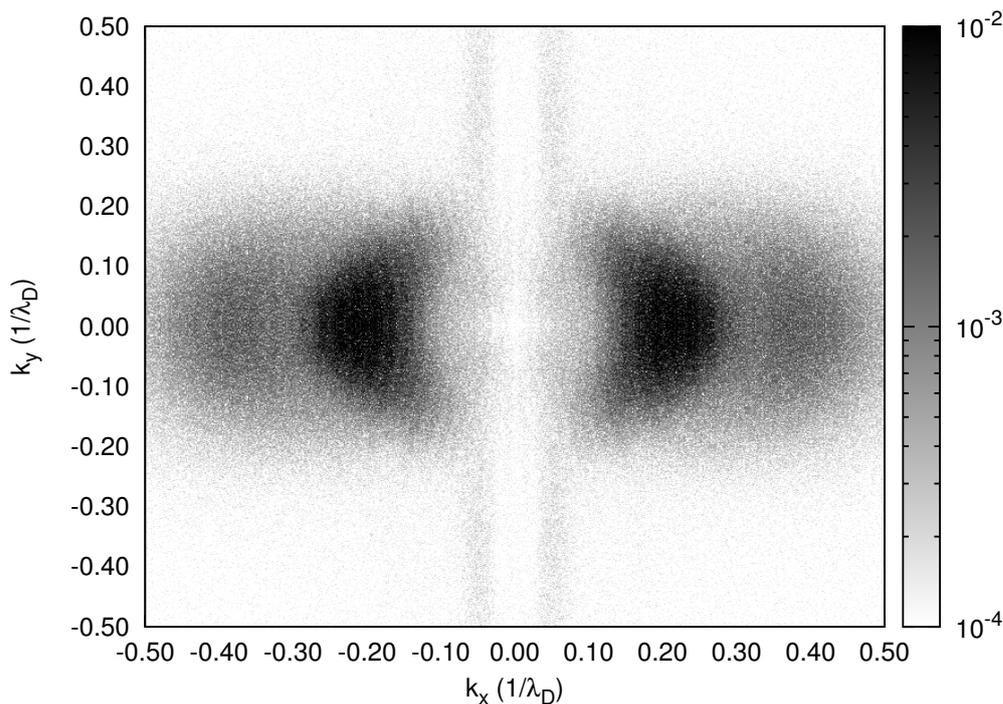


Abbildung 6.37: Intensitätsverteilung elektrostatischer Wellenmoden in der Simulation mit $r = 3 R_{\odot}$ in der k -Raum Ebene. Wie zuvor ist die Strahlachsen-parallele Anregung in dieser Darstellung bei Weitem dominant. Durch den stärkeren Einfluss der Teilchengyratation ist seine Form gegenüber Simulation #2 abgewandelt.

schräger Richtung sind nun jedoch vollständig verschwunden.

Aufgrund der weitaus stärkeren Magnetisierung des Plasmas bei $r = 3 R_{\odot}$ (vgl. Abbildung 6.34) liegt bei diesem Abstand die Elektronen-Gyrofrequenz Ω_e oberhalb der Elektronen-Plasmafrequenz ω_{pe} . Als Konsequenz davon verändert sich das Dispersionsverhalten der transversalen Magnetfeldmoden signifikant gegenüber den bisher betrachteten, schwach magnetisierten Fällen. Die Aufspaltung der elektromagnetischen Mode in die linkshändige (L-) und rechtshändige (R-) Mode liegt nun gut innerhalb der Simulationsauflösung, so dass eine Trennung in der Dispersionsdarstellung klar erkennbar ist. Abbildung 6.38 zeigt dies für eine transversale Magnetfeldkomponente (B_z) mit \vec{k} -Vektor parallel zur Elektronenstrahl-Ausbreitungsrichtung. Trotz dieser stark veränderten Dispersionsbedingungen der elektromagnetischen Moden zeigt sich im k -Raum-Plot des transversalen Magnetfelds eine ähnliche Morphologie wie zuvor. In Abbildung 6.39 sind wiederum die Maxima der Intensität in Richtung senkrecht zur Elektronenstrahl-Achse, bzw. in einem

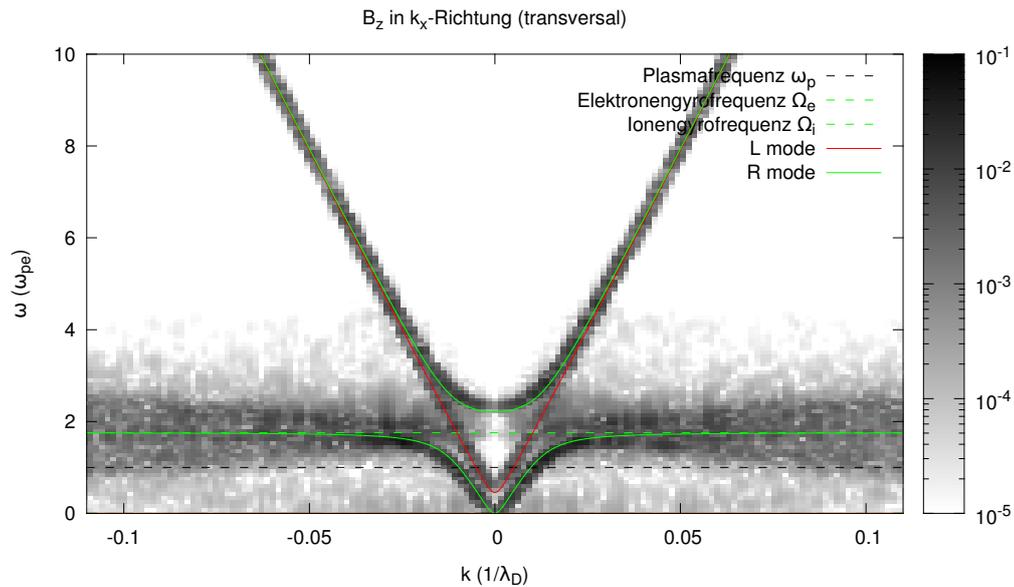


Abbildung 6.38: Durch den weit stärkeren Einfluss des Hintergrundmagnetfeldes bei $r = 3 R_{\odot}$ ist die Dispersionsrelation der elektromagnetischen Mode in die R- und L-Mode aufgespalten. Zusätzlich hat die Hybridmode bei Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz einen weit stärkeren Einfluss als zuvor. In diesem Dispersionsplot mit $\vec{k} \parallel v_{\text{beam}}$ sind nichtlineare Wellenanregungen nicht zu erwarten.

schrägen Winkel dazu erkennbar, wenn diese auch weitaus diffuser auftreten als zuvor. Für das schräglaufende Emissionssignal findet sich ein etwas steilerer Winkel von 32° für das Emissionsmaximum als zuvor. Auch hier wurde wieder das Dispersionsverhalten entlang dieser k -Vektor-Richtung analysiert und in Abbildung 6.40 dargestellt und zeigt wie zuvor, dass der dominante Beitrag in dieser Richtung nicht aus nichtlinearer Wechselwirkung, sondern aus Intensität auf dem niederfrequenten Ast der R-Mode herrührt.

Es fällt auf, dass die Elektronen-Gyrofrequenz Ω_e für diese Simulation bei $r = 3 R_{\odot}$ ausgesprochen nah an der Emissionsfrequenz $2\omega_{pe}$ der harmonischen nichtlinearen Wechselwirkung der elektronenstrahlgetriebenen Wellen liegt und somit das in den bisherigen Simulationen beobachtete Emissionsband nicht sofort zweifelsfrei feststellbar ist. Direkter Vergleich mit Abbildung 6.38, in der die Dispersion elektromagnetischer Moden genau auf der Strahlachse gezeigt ist, lässt dieses Band jedoch auch in dieser Darstellung wieder erkennen.

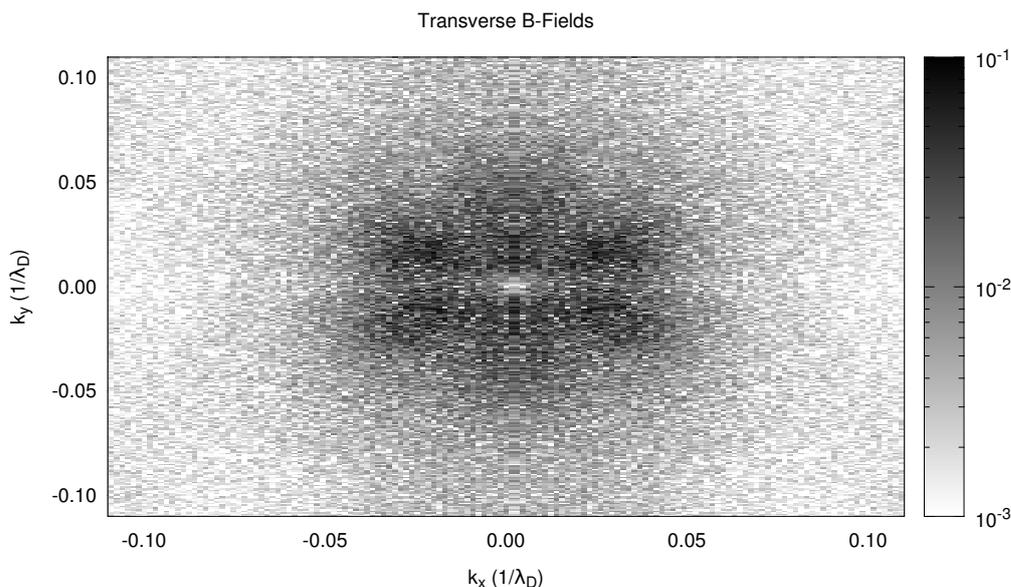


Abbildung 6.39: Verteilung der transversal-magnetischen Wellenenergie im k -Raum für die Simulation mit $r = 3 R_{\odot}$. Wie zuvor befinden sich Maxima in senkrechter Richtung zur Elektronenstrahl-Achse, sowie in einem Winkel von 32° .

Simulation bei $r = 9 R_{\odot}$

Wie erwartet zeigt auch die Simulation bei neun Sonnenradien ein identisches longitudinal-elektrostatisches Wellenverhalten (dargestellt in Abbildung 6.41), dessen Anwachsrate wiederum mit dem aus Simulation #2 übereinstimmt.

Da in dieser Simulation Ω_e wieder kleiner als ω_{pe} ist, ist das Verhalten der transversalen Magnetfeldmoden eher mit der $r = 1 R_{\odot}$ als der $r = 3 R_{\odot}$ -Simulation vergleichbar. Eine Aufspaltung der elektromagnetischen Mode in R- und L-Mode ist hierbei noch erkennbar, jedoch deutlich geringer als bei Simulation #5. Abbildung 6.42 zeigt wiederum das Dispersionsverhalten einer transversalen Magnetfeldkomponente in senkrechter, beziehungsweise unter einem Winkel von 45° gegenüber dem Hintergrundmagnetfeld. Hierbei zeigt sich nichts unerwartet Neues: Wiederum ist die elektromagnetische Mode das dominante Signal und die Emissionsbänder bei der fundamentalen und harmonischen Frequenz sind ebenso vorhanden wie in Simulation #2.

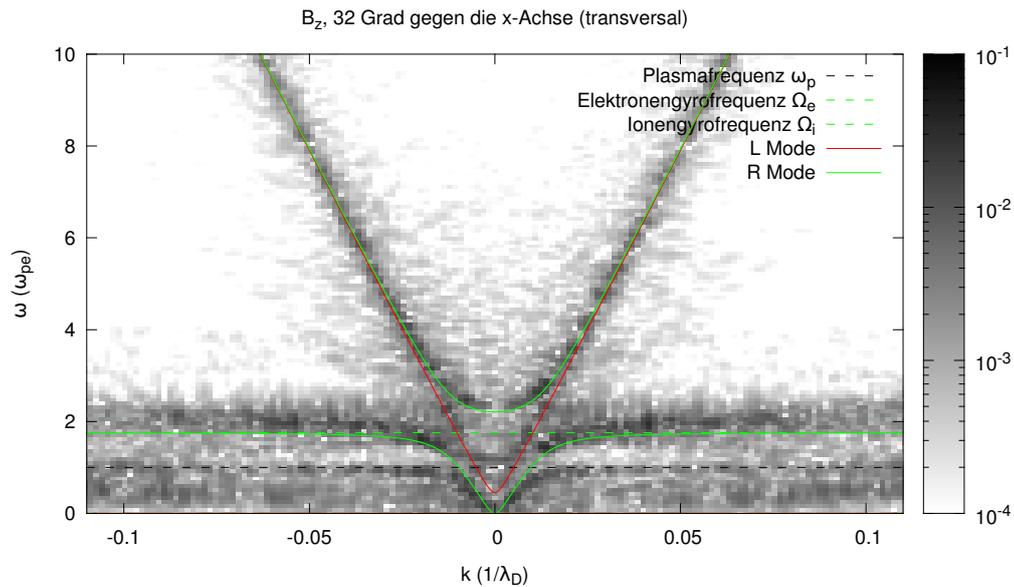


Abbildung 6.40: Dispersionsplot des transversalen magnetischen Feldes mit k -Vektor Richtung 32° gegen das Hintergrundmagnetfeld, in der Simulation bei $r = 3 R_\odot$. Trotz der Nähe der Elektronen-Gyrofrequenz Ω_e an $2\omega_{pe}$ ist das harmonische Emissionsband wieder zu erkennen.

Vergleich der Sonnenabstände

In der Zusammenfassung der Simulationsergebnisse bei unterschiedlichen Sonnenabständen zeigt sich, dass sich der Emissionsprozess von Typ II Radiobursts durch nichtlineare Wellenkopplung elektrostatischer, elektronenstrahlgetriebener Wellenmoden als erstaunlich robust gegenüber Veränderungen der Plasmadichte und -magnetisierung gezeigt hat. Trotz des Wechsels von einer schwach zu einer stark magnetisierten Plasmaumgebung und zurück, ist es für eine koronale Schockfront während ihrer Propagation durch die innere Heliosphäre kontinuierlich möglich mittels dieses Mechanismus Radioemissionen an der fundamentalen sowie harmonischen Frequenz zu erzeugen.

Für die Verwendung solarer Radiobursts als Vorhersageinstrument des Weltraumwetters bedeutet dies, dass die Kenntnis des radiusabhängigen Dichte- und somit Plasmafrequenzverlaufs ausreichend ist, um die Position eines interplanetaren Schocks zu bestimmen und Informationen über die Magnetisierung und somit einen potentiellen Wechsel des Emissionsprozesses, nicht vonnöten sind. Umgekehrt bedeutet diese Unabhängigkeit der spektralen Morphologie von der Magnetfeldumgebung in der Emissionsregion, dass aus

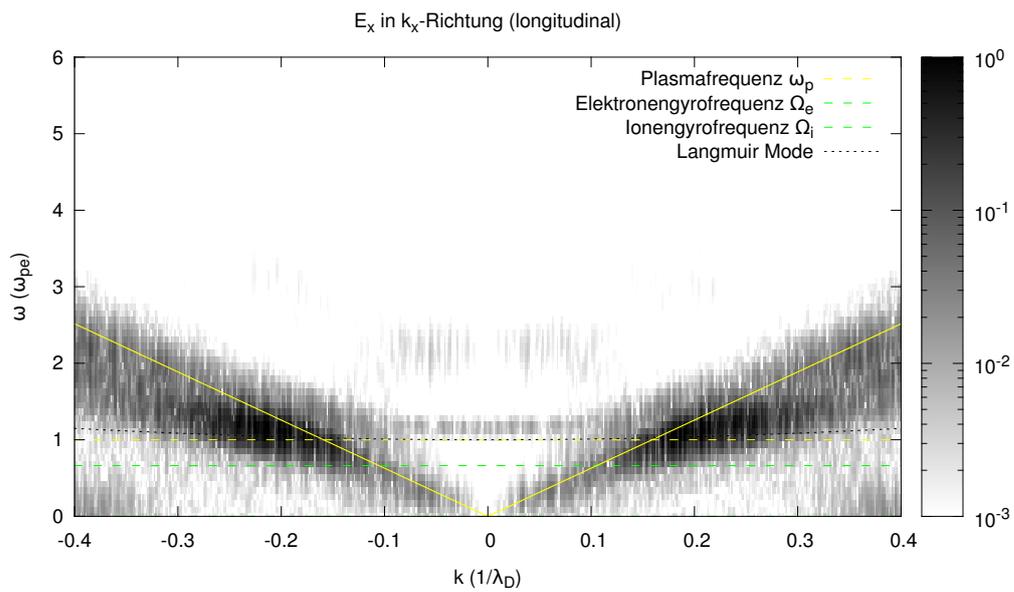


Abbildung 6.41: Dispersionsplot der longitudinal elektrostatischen Moden in Simulation #6 (mit $r = 9 R_\odot$). Es zeigen sich keinerlei morphologischen Unterschiede zu den Simulationen bei $r \approx 1$ sowie $3 R_\odot$.

den spektralen Eigenschaften des Typ II Radiobursts kaum weitere Informationen über die Plasmafrequenz des dortigen Mediums hinaus erhalten werden kann.

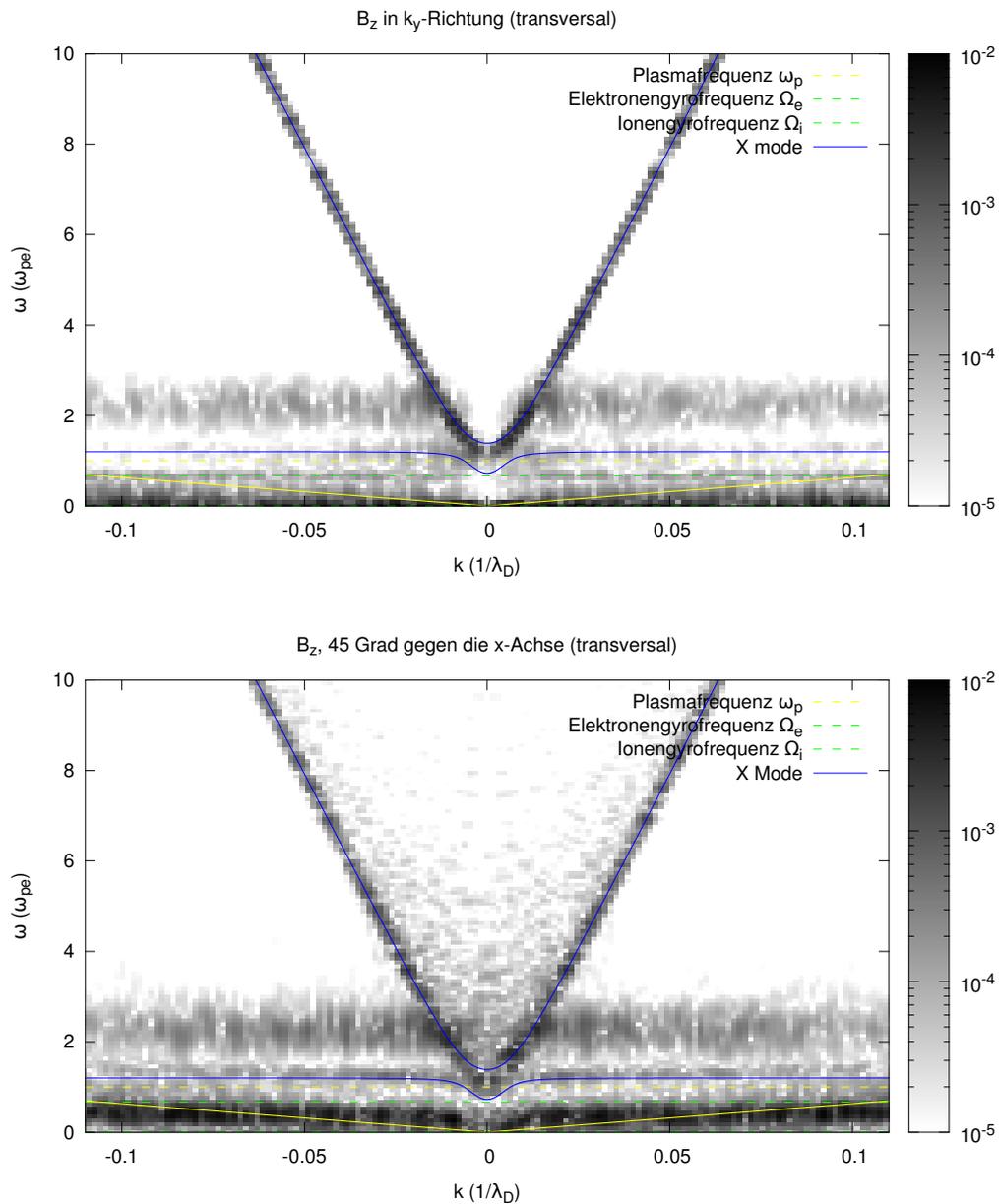


Abbildung 6.42: Dispersionsplot einer transversalen Magnetfeldkomponente senkrecht zum Hintergrundmagnetfeld (**oben**), sowie im Winkel von 45° gegen die Hintergrundmagnetfeldrichtung (**unten**), in der Simulation bei $r = 9 R_\odot$ (Simulation #6). Wiederum zeigen sich nichtlineare Anregungen bei ω_{pe} und $2\omega_{pe}$.

7 Zusammenfassung

Solare Typ II Radiobursts sind ein seit Jahrzehnten beobachtetes und genau katalogisiertes Phänomen im Zusammenhang mit der Propagation koronaler Schockfronten durch die Heliosphäre. Trotz dieser umfassenden Beobachtungslage ist der Emissionsmechanismus, der zur charakteristischen, zwei-bandigen Emissionsmorphologie dieser Radiophänomene führt, noch Gegenstand aktiver Forschung.

Mittels des am Lehrstuhl für Astronomie entwickelten und im Rahmen dieser Dissertation grundlegend weiterentwickelten Particle-in-Cell Codes “ACRONYM” wurde das Verhalten kinetischer Plasmawellen in der Foreshock-Region einer durch einen koronalen Masseauswurf getriebenen Schockfront untersucht. Hierbei wurde spezielles Augenmerk auf die Anregung elektrostatischer Wellen durch beschleunigte Elektronenstrahlpopulationen von der Schockfront, und anschließende nichtlineare Kopplung dieser Wellen zur Erzeugung elektromagnetischer Emission gelegt. Ziel dieses Vorganges war es, analytische Modelle der Typ II Radioburst-Emission zu überprüfen, und ein geeignetes numerisches “Laborsystem” zu schaffen, in dem die Vorgänge in der Emissionsregion genauer untersucht werden können.

Zur systematischen Verifikation eines korrekten Simulationssetups wurde zunächst das Verhalten einzelner, achsparalleler Elektronenstrahlpopulationen in einem thermischen Hintergrundplasma studiert, und mit analytischen Vorhersagen der Anregungen elektrostatischer Moden durch Instabilitäten in diesem System verglichen. Es zeigte sich hierbei hervorragende Übereinstimmung mit den Vorhersagen. Im nächsten Schritt wurde die Simulationsumgebung auf eine realistischere Modellierung der koronalen Foreshock-Umgebung erweitert: statt einer achsparallelen Verteilungsfunktion der Strahlpopulation wurde diese nun in einer um einen Pitchwinkel von $\Theta = 45^\circ$ erzeugt. Dies ist motiviert durch die Verteilungsfunktion Schock-Drift-beschleunigter Elektronen, wie sie durch senkrechte Schocks in der Korona erzeugt werden. Bei all diesen Simulationen zeigte sich eine bei weitem dominante Anregung der *Beam-Driven-Mode* gegenüber anderen elektrostatischen Wellen. Dies steht im Gegensatz zu analytischen Rechnungen, die zumeist Wechselwirkungen der Langmuir-Welle für die Radioemissionsprozesse von Typ II Radiobursts zu Grunde gelegt haben.

Auf diesen Ergebnissen aufbauend wurden daraufhin Simulation von größerer räumlicher Ausdehnung und längerer Zeitdauer durchgeführt, in denen die Weiterentwicklung dieser Wellen durch nichtlineare Prozesse im Fokus lag. Es zeigte sich dass, wie von der Theorie vorhergesagt, gegenpropagierende elektrostatische Plasmamoden durch nichtlineare Drei-Wellen-Wechselwirkung zur Radioemission mit der aus Beobachtungen bekannten spektralen Morphologie führen, bei denen sowohl Radiowellen an der Plasmafrequenz der Emissionsregion, als auch ihrer ersten Harmonischen angeregt werden.

Weitere Untersuchung ergab, dass die harmonische Emission ausschließlich dann auftreten kann, wenn eine ausreichend starke gegenpropagierende Wellenpopulation vorliegt, die im Rahmen des hier verwendeten Simulationsmodells nur durch gegenströmende Elektronenstrahlen hervorgerufen werden konnte. Es zeigte sich zudem, dass in Abwesenheit ionischer Wellenmoden (durch Entfernung der Ionendynamik aus der Simulation) die harmonische Emission unverändert bleibt, während die fundamentale Emission unterhalb der Nachweisbarkeit aus den Simulationsergebnissen verschwindet.

Zusätzlich zu dieser qualitativen Übereinstimmung des Emissionsverhaltens mit den vorhergesagten Wechselwirkungsprozessen zeigten weitere quantitative Untersuchung der Wechselwirkungsraten eine gute Korrespondenz mit den analytisch hergeleiteten Werten. Eine Analyse der Winkelverteilung fundamentaler wie harmonischer Radioemission zeigte ebenfalls die erwartete, verschiedenartige Abstrahlcharakteristik dieser beiden Emissionsprozesse. Es scheint somit bestätigt, dass die nichtlinearen Prozesse

$$L \rightarrow T + S \quad \text{und} \quad L + L' \rightarrow T \quad (7.1)$$

als Emissionsmechanismus fundamentaler und harmonischer Emission in den Particle-in-Cell Simulationen auftreten.

Mit dem nun zur Verfügung stehenden Simulationsmodell der Typ II Radioburstemission konnte damit begonnen werden, die Eigenschaften dieses Prozesses als numerisches Experiment durch Variation der Simulationsparameter zu erkunden. In einer Messreihe wurde das Skalierungsverhalten der transversal-elektromagnetischen Emission in der Simulation in Abhängigkeit von der Elektronendichte in den Elektronenstrahlpopulationen untersucht und zeigte ein mit den analytischen Vorhersagen der Wellenkopplungsprozesse konformes, quadratisches Verhalten. In einer weiteren Messreihe wurden Simulationen in Plasmaumgebungen mit unterschiedlichem Sonnenabstand, von der niedrigen Korona bei $r = 1 R_{\odot}$ bis zu weiten koronalen Abständen von $r = 9 R_{\odot}$ durchgeführt. In diesen Simulationsläufen zeigte sich unabhängig von der Magnetisierung des Plasmas und der somit veränderlichen transversalen Modenzusammensetzung eine konsistente Anregung

der fundamentalen und harmonischen Radioemission. Es deutet somit alles darauf hin, dass der Emissionsvorgang sonnennaher Typ II Bursts mit dem interplanetarer Typ II Bursts trotz verschiedenartiger Plasmaumgebung identisch ist.

7.1 Ausblick

Das in dieser Dissertation entwickelte Simulationsmodell der Foreshock-Umgebung einer koronalen Schockfront erlaubt es, durch systematische Variation der Simulationsparameter das Emissionsverhalten solarer Typ II Radiobursts zu untersuchen, und somit aus Beobachtungsdaten Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Plasmas in der Emissionsregion zu ziehen. Die hier durchgeführten Messreihen – basierend auf Elektronenstrahlstärke und Sonnenabstand – stellen erst eine kleine Untermenge des Parameterraumes dar. Insbesondere in der Variation der Teilchenverteilungsfunktion, und nicht-homogener Dichtestrukturen im Simulationsgebiet gibt es noch vielfältige unklare, zu untersuchende Abhängigkeiten, die in zukünftigen Arbeiten angegangen werden können.

Andere solare Radiophänomene, wie Typ III und IV Radiobursts sollten sich mit gewissen Veränderungen des Simulationssetups ebenfalls mittels kinetischer Simulationen erfassen lassen. Die Übertragung der hier entwickelten Verfahren auf diese Szenarien ist für die Zukunft geplant. Letztlich ist die Anregung elektrostatischer Wellen durch Elektronenstrahlen und die anschließende nichtlineare Kopplung keinesfalls ein auf die Heliosphäre begrenztes Phänomen, sondern dürfte auch bei extrasolaren astronomischen Radiophänomenen von Bedeutung sein; von besonderem Interesse sind hierbei die Schockbeschleunigungsvorgänge in Pulsarwindnebeln und aktiven Galaxienkernen.

All diese vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten der Particle-in-Cell Simulationsmethodik sind letztlich durch ihren großen Rechenaufwand und die damit verbundene geringe Anzahl durchführbarer Simulationen begrenzt. Durch das weitere Wachstum der verfügbaren Rechenkraft in Supercomputern werden in der Zukunft noch weit größere, besser aufgelöste kinetische Simulationen durchführbar sein, mit denen neue Einsichten auf größeren Längenskalen gewonnen werden können. Auch methodische Verbesserungen auf dem Gebiet kinetischer Simulationen sind zu erwarten - die Entwicklung von neuen Particle-in-Cell Codes mit impliziten Lösungsverfahren, sowie direkten Finite-Volumen-Lösern der Vlasov-Gleichung geht rasch voran, so dass ein sprunghafter Anstieg der Leistungsfähigkeit ansteht.

Literaturverzeichnis

- [Axford 1981] AXFORD, W. I.: The Acceleration of Cosmic Rays by Shock Waves. In: *Annals of the New York Academy of Sciences* 375 (1981), Nr. 1, 297–313. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1749-6632.1981.tb33702.x>. – DOI 10.1111/j.1749-6632.1981.tb33702.x. – ISSN 1749-6632
- [Banaszkiewicz et al. 1998] BANASZKIEWICZ, M. ; AXFORD, W. I. ; MCKENZIE, J. F.: An analytic solar magnetic field model. In: *Astronomy & Astrophysics* 337 (1998), September, p. 940–944
- [Biermann 1951] BIERMANN, L.: Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung. In: *Zeitschrift für Astrophysik* 29 (1951), p. 274
- [Birdsall & Langdon 2005] BIRDSALL, Charles K. ; LANGDON, A. B.: *Plasma physics via computer simulation*. New York : Taylor and Francis, 2005. – ISBN 0750310251 9780750310253
- [Birkeland 1896] BIRKELAND, Kristian: Sur les rayson cathodiques sous l'action de forces magnetiques intenses. In: *Archives des Sciences Physiques* 4 (1896), p. 497–512
- [Burkart et al. 2010] BURKART, T. ; ELBRACHT, O. ; GANSE, U. ; SPANIER, F.: The Influence of the Mass Ratio on the Acceleration of Particles by Filamentation Instabilities. In: *ApJ* 720 (2010), September, p. 1318–1324. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/720/2/1318>. – DOI 10.1088/0004-637X/720/2/1318
- [Burkart 2007] BURKART, Thomas: *Simulation von Teilchenbeschleunigung durch die Weibel-Instabilität mit Hilfe eines PiC-Codes*, Universität Würzburg, Diplomarbeit, März 2007
- [Büchner 2007] BÜCHNER, J.: Vlasov-code simulation. In: *Advanced Methods for Space Simulations*. Terrapub, 2007, p. 23–46
- [Cairns & Robinson 1987] CAIRNS, I. H. ; ROBINSON, R. D.: Herringbone bursts associated with type II solar radio emission. In: *Solar Physics* 111 (1987), September, p. 365–383. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00148526>. – DOI 10.1007/BF00148526

- [Chen 1974] CHEN, F. F.: *Introduction to plasma physics*. New York: Plenum Press, 1974
- [Cranmer & van Ballegoijen 2005] CRANMER, S. R. ; BALLEGOIJEN, A. A.: On the Generation, Propagation, and Reflection of Alfvén Waves from the Solar Photosphere to the Distant Heliosphere. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 156 (2005), Nr. 2, 265. <http://stacks.iop.org/0067-0049/156/i=2/a=265>
- [Cranmer 2009] CRANMER, Steven R.: Coronal Holes. In: *Living Reviews in Solar Physics* 6 (2009), Nr. 3. <http://www.livingreviews.org/lrsp-2009-3>
- [Dyadechkin et al. 2011] DYADECHKIN, S. ; KALLIO, E. ; JARVINEN, R. ; JANHUNEN, P. ; SEMENOV, V. S. ; BIERNAT, H. K.: On the development of a spherical hybrid model - Lessons and applications. In: *Proceedings of the International Astronomical Union* 6 (2011), Nr. Symposium S274, 89-91. <http://dx.doi.org/10.1017/S1743921311006636>. – DOI 10.1017/S1743921311006636
- [Edney & Robinson 2001] EDNEY, S. D. ; ROBINSON, P. A.: Analytic treatment of weak-turbulence Langmuir wave electrostatic decay. In: *Physics of Plasmas* 8 (2001), Nr. 2, 428-440. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1339839>. – DOI 10.1063/1.1339839
- [Egedal et al. 2012] EGEDAL, J. ; DAUGHTON, W. ; LE, A.: Large-scale electron acceleration by parallel electric fields during magnetic reconnection. In: *Nat Phys* advance online publication (2012), Februar. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2249>. – ISSN 17452481
- [Eliasson 2011] ELIASSON, Bengt: Numerical Simulations of the Fourier-Transformed Vlasov-Maxwell System in Higher Dimensions—Theory and Applications. In: *Transport Theory and Statistical Physics* 39 (2011), Nr. 5-7, 387-465. <http://dx.doi.org/10.1080/00411450.2011.563711>. – DOI 10.1080/00411450.2011.563711
- [Esirkepov 2001] ESIRKEPOV, T. Z.: Exact charge conservation scheme for Particle-in-Cell simulation with an arbitrary form-factor. In: *Computer Physics Communications* 135 (2001), Nr. 2, 144 - 153. [http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655\(00\)00228-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655(00)00228-9). – DOI 10.1016/S0010-4655(00)00228-9. – ISSN 0010-4655
- [Estel & Mann 1999] ESTEL, C. ; MANN, G.: Mean free path and energy loss of electrons in the solar corona and the inner heliosphere. In: *Astronomy & Astrophysics* 345 (1999), Mai, p. 276-281
- [Forbes et al. 2006] FORBES, T. ; LINKER, J. ; CHEN, J. ; CID, C. ; KÓTA, J. ; LEE, M. ; MANN, G. ; MIKIC, Z. ; POTGIETER, M. ; SCHMIDT, J. ; SISCOE, G. ; VAINIO, R. ; ANTIOCHOS, S. ;

- RILEY, P.: CME Theory and Models. In: *Space Science Reviews* 123 (2006), March, Nr. 1, 251–302. <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-006-9019-8>
- [Ganse 2009] GANSE, Urs: *Typ II Radiobursts bei koronalen Masseauswürfen - Simulation mit PiC-Codes*, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Diplomarbeit, March 2009
- [Ganse et al. 2010] GANSE, Urs ; BURKART, Thomas ; SPANIER, Felix ; VAINIO, Rami: Kinetic Simulations of Solar Type II Radio Burst Emission Processes. In: *AIP Conference Proceedings* 1216 (2010), Nr. 1, 245-248. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3395846>. – DOI 10.1063/1.3395846
- [Ganse et al. 2012] GANSE, Urs ; KILIAN, Patrick ; SPANIER, Felix ; VAINIO, Rami: Nonlinear Wave Interactions as Emission Process of Type II Radio Bursts. In: *Astrophysical Journal* 751 (2012), June, Nr. 2, 145(6pp). <http://iopscience.iop.org/0004-637X/751/2/145>
- [Goedbloed et al. 2010] GOEDBLOED, J. P. ; KEPPENS, Rony ; POEDTS, Stefaan: *Advanced magnetohydrodynamics : with applications to laboratory and astrophysical plasmas*. Cambridge; New York : Cambridge University Press, 2010. – ISBN 9780521879576 0521879574 9780521705240 052170524X
- [Harvey 2007] HARVEY, Brian: *Russian planetary exploration history, development, legacy, prospects*. Berlin; New York; Chichester, UK : Springer ; In Association with Praxis Pub., 2007 <http://public.eblib.com/EBLPublic/PublicView.do?ptiID=372694>. – ISBN 9780387496641 0387496645 0387463437 9780387463438 6610945098 9786610945092
- [Hathaway 2010] HATHAWAY, David H.: The Solar Cycle. In: *Living Reviews in Solar Physics* 7 (2010), Nr. 1. <http://www.livingreviews.org/lrsp-2010-1>
- [Hockney & Eastwood 1988] HOCKNEY, R. W. ; EASTWOOD, J. W.: *Computer simulation using particles*. Bristol: Hilger, 1988, 1988
- [Holman & Pesses 1983] HOLMAN, G. D. ; PESSES, M. E.: Solar type II radio emission and the shock drift acceleration of electrons. In: *Astrophysical Journal* 267 (1983), April, p. 837–843. <http://dx.doi.org/10.1086/160918>. – DOI 10.1086/160918
- [Karlický & Vandas 2007] KARLICKÝ, M. ; VANDAS, M.: Shock drift electron acceleration and generation of waves. In: *Planetary & Space Science* 55 (2007), December, p. 2336–2339. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2007.05.015>. – DOI 10.1016/j.pss.2007.05.015

- [Karlický & Barta 2010] KARLICKÝ, Marian ; BARTA, Miroslav: Electromagnetic emission by subsequent processes $L \rightarrow L' + S$ and $L + L' \rightarrow T$. In: *Proceedings of the International Astronomical Union* 6 (2010), Nr. Symposium S274, 252-254. <http://dx.doi.org/10.1017/S174392131100706X>. – DOI 10.1017/S174392131100706X
- [Kilian et al. 2012] KILIAN, Patrick ; BURKART, Thomas ; SPANIER, Felix: The Influence of the Mass Ratio on Particle Acceleration by the Filamentation Instability. Version: 2012. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-23869-7>. In: NAGEL, Wolfgang E. (Hrsg.) ; KRÖNER, Dietmar B. (Hrsg.) ; RESCH, Michael M. (Hrsg.): *High Performance Computing in Science and Engineering '11*. Berlin Heidelberg : Springer, 2012. – DOI 10.1007/978-3-642-23869-7. – ISBN 978-3-642-23869-7, 5-13
- [Knock et al. 2003] KNOCK, S. A. ; CAIRNS, Iver H. ; ROBINSON, P. A.: Type II radio emission predictions: Multiple shock ripples and dynamic spectra. In: *J. Geophys. Res.* 108 (2003), Oktober, Nr. A10, 1361-. <http://dx.doi.org/10.1029/2003JA009960>. – DOI 10.1029/2003JA009960. – ISSN 01480227
- [Ko et al. 1998] KO, Yuan-Kuen ; GEISS, Johannes ; GLOECKLER, George: On the differential ion velocity in the inner solar corona and the observed solar wind ionic charge states. In: *J. Geophys. Res.* 103 (1998), Nr. A7, 14539-14545. <http://dx.doi.org/10.1029/98JA00763>. – DOI 10.1029/98JA00763. – ISSN 01480227
- [Koskinen 2011] KOSKINEN, Hannu E. J.: *Physics of space storms from the solar surface the Earth*. Berlin; London; Chichester, UK : Springer ; Published in association with Praxis Pub., 2011 <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-00319-6>. – ISBN 9783642003196 3642003192
- [Li et al. 2011] LI, B. ; CAIRNS, Iver H. ; YAN, Y. H. ; ROBINSON, P. A.: Decimetric Type III Bursts: Generation and Propagation. In: *The Astrophysical Journal Letters* 738 (2011), Nr. 1, L9. <http://stacks.iop.org/2041-8205/738/i=1/a=L9>
- [Li et al. 2004] LI, B. ; WILLES, A. ; ROBINSON, P. ; CAIRNS, I.: Second harmonic electromagnetic emission via beam-driven Langmuir waves. In: *APS Meeting Abstracts* (2004), November, p. 1035P-+
- [Lin 1998] LIN, R.P.: WIND Observations of Suprathermal Electrons in the Interplanetary Medium. In: *Space Science Reviews* 86 (1998), 61-78. <http://dx.doi.org/10.1023/A:1005048428480>. – DOI 10.1023/A:1005048428480. – ISSN 0038-6308

- [Maia et al. 2000] MAIA, Dalmiro ; PICK, Monique ; VOURLIDAS, Angelos ; HOWARD, Russel: Development of Coronal Mass Ejections: Radio Shock Signatures. In: *The Astrophysical Journal Letters* 528 (2000), Nr. 1, L49. <http://stacks.iop.org/1538-4357/528/i=1/a=L49>
- [Maksimovic et al. 1997] MAKSIMOVIC, M. ; PIERRARD, V. ; LEMAIRE, J. F.: A kinetic model of the solar wind with Kappa distribution functions in the corona. In: *Astronomy & Astrophysics* 324 (1997), August, p. 725–734
- [Maxwell 1865] MAXWELL, J.C.: A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 155 (1865), Januar, Nr. 1, 459-513. <http://rstl.royalsocietypublishing.org/content/155/459>
- [Melrose 1970] MELROSE, D. B.: On the theory of type II and type III solar radio bursts. I. The impossibility of nonthermal emission due to combination scattering off thermal fluctuations. In: *Australian Journal of Physics* 23 (1970), Dezember, p. 871
- [Melrose 1986] MELROSE, D. B.: *Instabilities in Space and Laboratory Plasmas*. Instabilities in Space and Laboratory Plasmas, by D. B. Melrose, pp. 288. ISBN 0521305411. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1986
- [Melrose & Sy 1972] MELROSE, D. B. ; SY, W. N.: Plasma emission processes in a magnetoactive plasma. In: *Australian Journal of Physics* 25 (1972), August, p. 387
- [Mikhailovskii 1981] MIKHAILOVSKII, A B.: On theory of Cherenkov instability of ultrarelativistic beams with one-dimensional distribution of momenta of particles. In: *Plasma Physics* 23 (1981), Nr. 5, 413. <http://stacks.iop.org/0032-1028/23/i=5/a=003>
- [Mikhailovskii 1982] MIKHAILOVSKII, A B.: Damping and excitation of Langmuir waves in an inhomogeneous relativistic plasma; general theory and pulsar applications. In: *Plasma Physics* 24 (1982), Nr. 1, 1. <http://stacks.iop.org/0032-1028/24/i=1/a=001>
- [Minarovjeh et al. 2008] MINAROVJECH, M. ; RUŠIN, V. ; SANIGA, M.: Coronal Mass Ejections, Magnetic Fields, and the Green Corona in Cycle 23. In: *Solar Physics* 248 (2008), March, 167-176. <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-008-9137-4>. – DOI 10.1007/s11207-008-9137-4
- [Minoshima et al. 2011] MINOSHIMA, Takashi ; MATSUMOTO, Yosuke ; AMANO, Takanobu: Multi-moment advection scheme for Vlasov simulations. In: *Journal of Computational Physics* 230 (2011), Nr. 17, 6800 - 6823. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2011.05.010>. – DOI 10.1016/j.jcp.2011.05.010. – ISSN 0021-9991

- [Nelson & Melrose 1985] *Kapitel 7*. In: NELSON, G. J. ; MELROSE, D. B.: *Type II bursts*. Cambridge University Press, 1985, p. 333–359
- [Parker 1958] PARKER, E. N.: Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. In: *Astrophysical Journal* 128 (1958), November, p. 664. <http://dx.doi.org/10.1086/146579>. – DOI 10.1086/146579
- [Pogorelov et al. 2007] POGORELOV, Nikolai V. ; STONE, Edward C. ; FLORINSKI, Vladimir ; ZANK, Gary P.: Termination Shock Asymmetries as Seen by the Voyager Spacecraft: The Role of the Interstellar Magnetic Field and Neutral Hydrogen. In: *The Astrophysical Journal* 668 (2007), Nr. 1, 611. <http://stacks.iop.org/0004-637X/668/i=1/a=611>
- [Press et al. 1992] PRESS, W. H. ; TEUKOLSKY, S. A. ; VETTERLING, W. T. ; FLANNERY, B. P.: *Numerical recipes in C. The art of scientific computing*. Second. Cambridge: University Press, 1992
- [Pulkkinen 2007] PULKKINEN, Tuija: Space Weather: Terrestrial Perspective. In: *Living Reviews in Solar Physics* 4 (2007), Nr. 1. <http://www.livingreviews.org/lrsp-2007-1>
- [Pulupa & Bale 2008] PULUPA, M. ; BALE, S. D.: Structure on Interplanetary Shock Fronts: Type II Radio Burst Source Regions. In: *Astrophysical Journal* 676 (2008), April, 1330-1337. <http://arxiv.org/abs/0711.1028>. – cite arxiv:0711.1028 Comment: 19 pages, 5 figures. To be published in The Astrophysical Journal
- [Qureshi et al. 2003] QURESHI, M. N. S. ; PALLOCCHIA, G. ; BRUNO, R. ; CATTANEO, M. B. ; FORMISANO, V. ; REME, H. ; BOSQUED, J. M. ; DANDOURAS, I. ; SAUVAUD, J. A. ; KISTLER, L. M. ; MÖBIUS, E. ; KLECKER, B. ; CARLSON, C. W. ; MCFADDEN, J. P. ; PARKS, G. K. ; MCCARTHY, M. ; KORTH, A. ; LUNDIN, R. ; BALOGH, A. ; SHAH, H. A.: Solar Wind Particle Distribution Function Fitted via the Generalized Kappa Distribution Function: Cluster Observations. In: *AIP Conference Proceedings* 679 (2003), Nr. 1, 489-492. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1618641>. – DOI 10.1063/1.1618641
- [Reiner et al. 1998] REINER, M. J. ; KAISER, M. L. ; FAINBERG, J. ; STONE, R. G.: A new method for studying remote type II radio emissions from coronal mass ejection-driven shocks. In: *J. Geophys. Res.* 103 (1998), Nr. A12, 29651–29664. <http://dx.doi.org/10.1029/98JA02614>. – DOI 10.1029/98JA02614. – ISSN 01480227
- [Richardson & Smith 2003] RICHARDSON, John D. ; SMITH, Charles W.: The radial temperature profile of the solar wind. In: *Geophys. Res. Lett.* 30 (2003), März, Nr. 5, 1206–.

<http://dx.doi.org/10.1029/2002GL016551>. – DOI 10.1029/2002GL016551. – ISSN 00948276

- [Schmidt & Gopalswamy 2008] SCHMIDT, J. M. ; GOPALSWAMY, N.: Synthetic radio maps of CME-driven shocks below 4 solar radii heliocentric distance. In: *Journal of Geophysical Research* 113 (2008), August, p. A08104
- [Schwenn 2006] SCHWENN, Rainer: Space Weather: The Solar Perspective. In: *Living Reviews in Solar Physics* 3 (2006), Nr. 2. <http://www.livingreviews.org/lrsp-2006-2>
- [Spanier & Vainio 2009] SPANIER, F. ; VAINIO, R.: Three-Wave Interactions of Dispersive Plasma Waves Propagating Parallel to the Magnetic Field. In: *Advanced Science Letters* 2 (2009), September, 337-346(10). <http://dx.doi.org/doi:10.1166/asl.2009.1062>. – DOI doi:10.1166/asl.2009.1062
- [Thejappa et al. 2012] THEJAPPA, G. ; MACDOWALL, R. J. ; BERGAMO, M.: Emission Patterns of Solar Type III Radio Bursts: Stereoscopic Observations. In: *The Astrophysical Journal* 745 (2012), Nr. 2, 187. <http://stacks.iop.org/0004-637X/745/i=2/a=187>
- [Thompson 1964] THOMPSON, W. B. ; THOMPSON, W. B. (Hrsg.): *An introduction to plasma physics*. 1964
- [Tsytovich 1967] TSYTOVICH, Vadim N.: Nonlinear Effects in a Plasma. In: *Soviet Physics Uspekhi* 9 (1967), Nr. 6, 805. <http://stacks.iop.org/0038-5670/9/i=6/a=R02>
- [Umeda et al. 2003] UMEDA, T. ; OMURA, Y. ; TOMINAGA, T. ; MATSUMOTO, H.: A new charge conservation method in electromagnetic particle-in-cell simulations. In: *Computer Physics Communications* 156 (2003), Dezember, p. 73–85. [http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655\(03\)00437-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655(03)00437-5). – DOI 10.1016/S0010-4655(03)00437-5
- [Vainio 1998] VAINIO, R.: *Monte-Carlo Simulations of Interplanetary Transport and Acceleration of Energetic Particles*, Department of Physics, Turku University, Finland, PhD thesis, Mai 1998
- [Vainio et al. 2011] VAINIO, R. ; AFANASIEV, A. ; MAISALA, S. ; OITTINEN, T. ; SPANIER, F. ; DRÖGE, W. ; GANSE, U. ; KARTAVYKH, Yu. ; KILIAN, P. ; SIEGEL, S. ; SUN, L. ; HEBER, B. ; MÖLLER, T. ; SCHERER, R. ; KLEIN, K.-L. ; HAMADACHE, C. ; KIENER, J. ; TATISCHEFF, V. ; VILMER, N. ; SANAHUJA, B. ; AGUEDA, N. ; VATONEN, E. ; BATTARBEE, M. ; RIIHONEN, E. ; SALONIEMI, O. ; USOSKIN, I. ; MISHEV, A. ; MALANDRAKI, O. ; PAPAIOANNOU, A. ;

- MARHAVILAS, P.K. ; NINDOS, A. ; AURASS, H. ; BRAUNE, S. ; HEYNDERICKX, D.: SEPServer - Data Services and Analysis Tools for Solar Energetic Particle Events and Related Electromagnetic Emissions. Vienna : European Geosciences Union General Assembly, 2011
- [Vay 2008] VAY, J.-L.: Simulation of beams or plasmas crossing at relativistic velocity. In: *Physics of Plasmas* 15 (2008), Mai, Nr. 5, p. 056701-+. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2837054>. – DOI 10.1063/1.2837054
- [Villasenor & Buneman 1992] VILLASENOR, J. ; BUNEMAN, O.: Rigorous charge conservation for local electromagnetic field solvers. In: *Computer Physics Communications* 69 (1992), März, p. 306–316. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-4655\(92\)90169-Y](http://dx.doi.org/10.1016/0010-4655(92)90169-Y). – DOI 10.1016/0010-4655(92)90169-Y
- [White 2007] WHITE, Stephen M.: Solar Radio Bursts and Space Weather. In: *Asian Journal of Physics* 16 (2007), p. 189–207
- [Wild & McCready 1950] WILD, JP ; MCCREADY, LL: Observations of the Spectrum of High-Intensity Solar Radiation at Metre Wavelengths. In: *Australian Journal of Scientific Research* 3 (1950), Nr. 3, 387-398. <http://www.publish.csiro.au/nid/51/paper/CH9500387.htm>
- [Willes & Cairns 2000] WILLES, A. J. ; CAIRNS, I. H.: Generalized Langmuir waves in magnetized kinetic plasmas. In: *Physics of Plasmas* 7 (2000), August, p. 3167–3180. <http://dx.doi.org/10.1063/1.874180>. – DOI 10.1063/1.874180
- [Willes et al. 1996] WILLES, A. J. ; ROBINSON, P. A. ; MELROSE, D. B.: Second harmonic electromagnetic emission via Langmuir wave coalescence. In: *Physics of Plasmas* 3 (1996), Nr. 1, 149-159. <http://dx.doi.org/10.1063/1.871841>. – DOI 10.1063/1.871841
- [Wu 1984] WU, C. S.: A Fast Fermi Process: Energetic Electrons Accelerated by a Nearly Perpendicular Bow Shock. In: *J. Geophys. Res.* 89 (1984), Nr. A10, 8857–8862. <http://dx.doi.org/10.1029/JA089iA10p08857>. – DOI 10.1029/JA089iA10p08857. – ISSN 01480227
- [Xie et al. 2004] XIE, Hong ; OFMAN, Leon ; LAWRENCE, Gareth: Cone model for halo CMEs: Application to space weather forecasting. In: *J. Geophys. Res.* 109 (2004), März, Nr. A3, A03109-. <http://dx.doi.org/10.1029/2003JA010226>. – DOI 10.1029/2003JA010226. – ISSN 01480227

- [Yashiro et al. 2004] YASHIRO, S. ; GOPALSWAMY, N. ; MICHALEK, G. ; ST. CYR, O. C. ; PLUNKETT, S. P. ; RICH, N. B. ; HOWARD, R. A.: A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft. In: *J. Geophys. Res.* 109 (2004), Juli, Nr. A7, A07105–. <http://dx.doi.org/10.1029/2003JA010282>. – DOI 10.1029/2003JA010282. – ISSN 01480227
- [Yee 1966] YEE, Kane: Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. In: *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on* 14 (1966), Mai, Nr. 3, p. 302–307. – ISSN 0018–926X
- [Zeleznyakov 1997] ZELEZNYAKOV, Vladimir V.: *Izlucenie v astrofiziceskoj plazme*. Moskva : Yanus-K, 1997 <http://adsabs.harvard.edu/abs/1997riap.book.....Z>. – ISBN 9785889290322 5889290320
- [Zlotnik et al. 2011] ZLOTNIK, E. Y. ; ZAITSEV, V. V. ; AURASS, H.: Radio diagnostic of loop oscillations with wavy zebra patterns. In: *Central European Astrophysical Bulletin* 35 (2011), p. 161–170

Publikationen im Zusammenhang mit dieser Doktorarbeit

Im Rahmen der Arbeit an dieser Dissertation wurden folgende wissenschaftliche Arbeiten erstellt und veröffentlicht:

Peer-Reviewed Paper

- **GANSE, U.**; BURKART, T.; SPANIER, R.; VAINIO, R.: Kinetic Simulations of Solar Type II Radio Burst Emission Processes. In: *AIP Conference Proceedings* 1216 (2010), Nr. 1 245-248
- BURKART, T.; ELBRACHT, O.; **GANSE, U.**; SPANIER, F.: The Influence of the Mass Ratio on the Acceleration of Particles by Filamentation Instabilities. In: *The Astrophysical Journal* 720 (2010) 1318-1324
- **GANSE, U.**; KILIAN, P., VAINIO, R.; SPANIER, F.: Emission of Type II Radio Bursts - Single Beam versus Two-Beam Scenario. Submitted to: *Solar Physics* topical Issue *Advances in European Solar Physics*
- **GANSE, U.**; KILIAN, P.; SPANIER, F.; VAINIO, R.: Kinetic Simulations of Type II Radio Burst Emission Processes. In: *Proceedings of the International Astronomical Union, Symposium S274* (2011), 470-472
- **GANSE, U.**; KILIAN, P.; SIEGEL, S.; SPANIER, F.: Numerical Challenges in Kinetic Simulations of Three Wave Interactions. *accepted in: ASP Conference Proceedings, Astronom 2011*
- **GANSE, U.**; KILIAN, P.; SPANIER, F.; VAINIO, R.: Nonlinear Wave Interactions as Emission Process of Type II Radio Bursts. In: *The Astrophysical Journal* 751-2, 145(6pp) (2012)

Proceedings und Sonstige Artikel

- **GANSE, U.**; SPANIER, R.; VAINIO, R.: Fundamental Processes of Radio Emissions from CME Sources. In: *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, China 2012*

Teilnahme an Workshops und Konferenzen

- 2009 Solar Wind 12, Saint Malo (Poster)
- 2009 Fincospar 2009, Rokua (Talk)
- 2010 DPG Tagung 2010, Bonn (Talk)
- 2010 Copenhagen PiC Code Comparison Workshop (Talk)
- 2010 COSPAR, Bremen (Talk)
- 2010 Finnish Graduate School Summer School for Astronomy and Space Physics, Mariehamn (Talk)
- 2010 IAU Symposium "Kinetic Processes in Plasmas", Giardini-Naxos (Poster)
- 2011 DGG Tagung 2011, Köln (Invited Talk)
- 2011 Astronom 2011, Valencia (Talk)
- 2011 ICRC 2011, Beijing (Talk)
- 2011 Fincospar 2011, Kasnäs (Talk)
- 2011 European Solar Physics Meeting 13, Rhodos (Poster)
- 2012 DPG Tagung 2012, Stuttgart (Talk)
- 2012 SEPserver Review Meeting, Leuven (Invited Talk)
- 2012 European Geophysical Union General Assembly, Wien (Talk)

Danksagung

Meinem Betreuer, Dr. Felix Spanier gilt mein besonderer Dank für seinen aussergewöhnlichen sowohl fachlichen, organisatorischen als auch persönlichen Einsatz der das Gelingen dieser Arbeit maßgeblich beeinflusst hat. Außerdem für Weingummitiere, Lebkuchen und elektrische Eisenbahnen.

Dr. Rami Vainio möchte ich für seine stete Bereitschaft danken, die auftretenden wirklich komplizierten Fragen zu beantworten.

Meinen Bürokollegen Patrick Kilian, Stefan Siegel, Thomas Burkart und Andreas Kempf danke ich dafür, dass sie ein super Team zum PiC-Code schreiben sind. Patrick Kilian und Stefan Siegel sei ausserdem nochmal für ihr heldenhaftes Korrekturlesen dieser Arbeit und knietiefes Waten in Rechtschreibfehlern gedankt.

Bei der gesamten AG Spanier möchte ich mich für die durch schlechte Wortwitze in den letzten Jahren erzeugten Kopfschmerzen ernsthaft entschuldigen. Da musstet ihr einfach durch!

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt und keine außer der angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendet habe.

Würzburg, den 6. Juni 2012

Urs Ganse