



UNIVERSIDAD DE CONCEPCIÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS

**ESTABILIDAD DE UNA DISTRIBUCIÓN CORE-BEAM DE PROTONES
CON UN ESPECTRO DE ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS EN UN
PLASMA MAGNETIZADO**

**PROTON CORE-BEAM DISTRIBUTIONS STABILITY IN EQUILIBRIUM
WITH AN ELECTROMAGNETIC WAVE SPECTRUM IN A
MAGNETIZED PLASMA**

Autor: Guillermo Vicente Zieballe Jarpa

Tesis presentada a la Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas de la Universidad de
Concepción para optar al título de FÍSICO y MAGÍSTER EN FÍSICA

2023

Concepción, Chile

Profesor Guía: Dr. Roberto Navarro

Comisión: Dr. Hernán Astudillo, Dr. Félix Borotto, Dr. Pablo Moya

© 2023, Guillermo Zieballe

Ninguna sección de esta tesis puede reproducirse o transmitirse bajo ninguna forma o por ningún medio o procedimiento, sin permiso por escrito del autor.

Se autoriza la reproducción total o parcial, con fines académicos, por cualquier medio o procedimiento, incluyendo la cita bibliográfica correspondiente de este documento.

A mi padre, mi tía, mis hermanas y hermanos.

AGRADECIMIENTOS

En esta sección quiero agradecer a todas las personas que me ayudaron, me impulsaron y estuvieron presentes durante este largo, a ratos tortuoso, pero satisfactorio proceso. Agradezco a mi profesor guía el Dr. Roberto Navarro por introducirme a la hermosa e interesante área de plasmas, por brindarme su conocimiento y apoyo durante estos últimos 3 años, por tenerme paciencia como alumno y confianza como futuro profesional.

Agradezco en especial a mi padre John Zieballe por el amor, sustento, apoyo y guía que me ha brindado incondicionalmente desde siempre. Cada conversación, cada reto, cada impulso y consejo, me tienen hoy aquí. Espero algún día poder retribuirle con creces todo lo que me ha entregado.

Agradezco también a mi tía Karina Zieballe por ser una segunda madre para mí durante todos estos años, por recibirme en su hogar, aportar valiosamente a mi educación y contenerme siempre que fue necesario.

Sin duda alguna nada de esto sería posible sin mis queridas amistades, quienes más allá de apoyarme académicamente, lo cual valoro inmensamente, se fueron transformando día a día en mi familia. Scarlett Rebolledo, Mariana Navarro, Ayleen Contreras, Anibal Neira y Felix Palma, jamás dejaré de estar agradecido por todo lo que han hecho por mí, desde brindarme sus perspectivas de vida y su consejo, su apoyo y cariño desinteresado, hasta los momentos más divertidos y memorables de mis años en la universidad.

En este contexto agradezco también a los miembros del grupo de plasmas, Francisca Tapia, Jorge Gidi, Hugo Carril y Danilo Rivera, por acompañarme en este proceso tan complejo, soportar y ayudarme con mis incesantes preguntas, y por volver mi estadía en la facultad más amena.

Por último pero no menos importante, quisiera agradecer a mis hermanas y hermanos, quienes sin saberlo han sido una fuente inagotable de motivación en este y muchos otros ámbitos. Fabiola, Amaru, Aldo, Yeira, Abraham e Isabella, esta tesis es para ustedes, para que nunca duden de sus capacidades y tengan la certeza de que todas sus metas se pueden cumplir. Ante cualquier circunstancia, así como yo les tengo en mi mente y corazón a cada momento, ustedes siempre tendrán a su hermano.

Resumen

En esta tesis se presentan los resultados de un estudio sistemático de simulaciones híbridas en 1D, considerando un plasma compuesto de un fluido de electrones sin masa, una distribución Maxwelliana de protones y una onda de Alfvén madre de amplitud finita. El estado final de estas simulaciones se caracteriza por una distribución *core-beam* de protones en presencia de un espectro de ondas electromagnéticas, lo cual resulta del proceso de decaimiento paramétrico que atraviesa la onda madre.

De este modo, se estudia el proceso de relajación de la inestabilidad paramétrica *decay* en el sistema, y se caracteriza con detalle el estado final de las simulaciones y su estabilidad, comparando con márgenes de inestabilidad paramétricos obtenidos de la teoría lineal del modelo magnetohidrodinámico.

Los resultados obtenidos dan cuenta de la influencia de la amplitud inicial de la onda de Alfvén y del parámetro beta de los protones, sobre la evolución y estado final del sistema en estudio. Además, se sugiere que la presencia del espectro de ondas resultante aporta a mantener la distribución *core-beam* de protones en equilibrio.

Abstract

In this thesis we present the results of a systematic study of 1D hybrid simulations, considering a plasma composed of a massless electron fluid, a Maxwellian distribution of protons and a finite amplitude Alfvén pump wave. The final state of these simulations is characterized by a *core-beam* distribution of protons in the presence of an electromagnetic wave spectrum, which results from the parametric decay process the pump wave goes through.

Thus, the relaxation process of the parametric instability *decay* in the system is studied, and the final state of the simulations and its stability are characterized in detail, comparing with parametric instability thresholds obtained from the linear theory of the Magnetohydrodynamic model.

The results obtained show the influence of the initial amplitude of the Alfvén wave and the beta parameter of the protons on the evolution and final state of the system under study. In addition, it is suggested that the presence of the resulting wave spectrum contributes to maintain the proton *core-beam* distribution in equilibrium.

Keywords – plasma, hybrid simulations, beams, protons, instabilities, decay.

Índice general

Agradecimientos	I
Resumen	II
Abstract	III
1. Introducción	1
2. Simulaciones híbridas en 1D de un plasma magnetizado de electrones y protones	8
2.1. Ecuaciones básicas	8
2.2. Simulación base	10
2.2.1. Ajuste bimodal	13
2.2.2. Evolución del campo electromagnético	17
2.2.3. Evolución del sistema en el plano (β_c, b)	22
2.3. Resultados finales y análisis	22
2.3.1. Simulaciones para distinto b_0	23
2.3.2. Simulaciones para distinto β_p	30
2.3.3. Simulaciones para distinto m_0	40
2.3.4. Resultado final	42
3. Discusión y Conclusiones	43
References	44

Capítulo 1

Introducción

Los datos satelitales sobre el viento solar dan cuenta de una gran variedad de propiedades y formas para las funciones de distribución de velocidad de las partículas que lo componen. En muchos casos, el viento solar exhibe características propias de un sistema fuera del equilibrio termodinámico usual (no térmicas), como anisotropía en la temperatura de las partículas [1], presencia de *beams* en alguna componente [2] y diversos tipos de distribuciones no Maxwellianas [3]. Entiéndase como *beam* a un conjunto de partículas que tiene una velocidad relativa respecto a otro conjunto de partículas generalmente más grande, ya sea entre distintas componentes del plasma o entre poblaciones de la misma especie. En ambos casos, se denominará *core* al conjunto más denso de partículas respecto al cual se desplaza el *beam* y *drift* a la velocidad relativa entre ellos.

La primera evidencia experimental de la existencia de *beams* de iones en el viento solar fue presentada en 1973 por Feldman et al [4], quienes encontraron que en periodos de aumento de la densidad del plasma, porciones tanto de protones como de partículas alfa se separaban de sus grupos respectivos a aproximadamente la velocidad de Alfvén local. Años después, Marsch et al [5] publican un estudio detallado sobre las distribuciones de velocidad de los protones entre 0.3 y 1 unidad astronómica (AU), proporcionadas por las sondas espaciales *Helios*, corroborando así la presencia de *beams* y otras propiedades no térmicas en el sistema.

En la figura 4 del artículo [5] (figura 1.0.1), se puede encontrar un arreglo de gráficos de las funciones de distribución de velocidad que presentan los protones en el viento solar. En algunos de estos gráficos existe una distinción clara entre dos componentes de protones, es decir, el *core* y el *beam* se observan de manera independiente, bien definida y alineados respecto al campo magnético de fondo (B_0), lo cual define las direcciones paralela y perpendicular a B_0 . Además, en la columna de la izquierda se observa que el *core* es aproximadamente simétrico, casi isotrópico, mientras que para el viento solar rápido y para distancias más cercanas al Sol, se muestran casos en los que la temperatura perpendicular (T_{\perp}) es mayor a la paralela (T_{\parallel}) y por ende, el *core* es anisotrópico. Los planteamientos de Marsch han sido revisitados en investigaciones recientes [6, 7], lo cual ha permitido comprender las distribuciones de los protones en el viento solar con bastante más detalle, sin embargo las causas de las anisotropías y formación de *beams* aún son

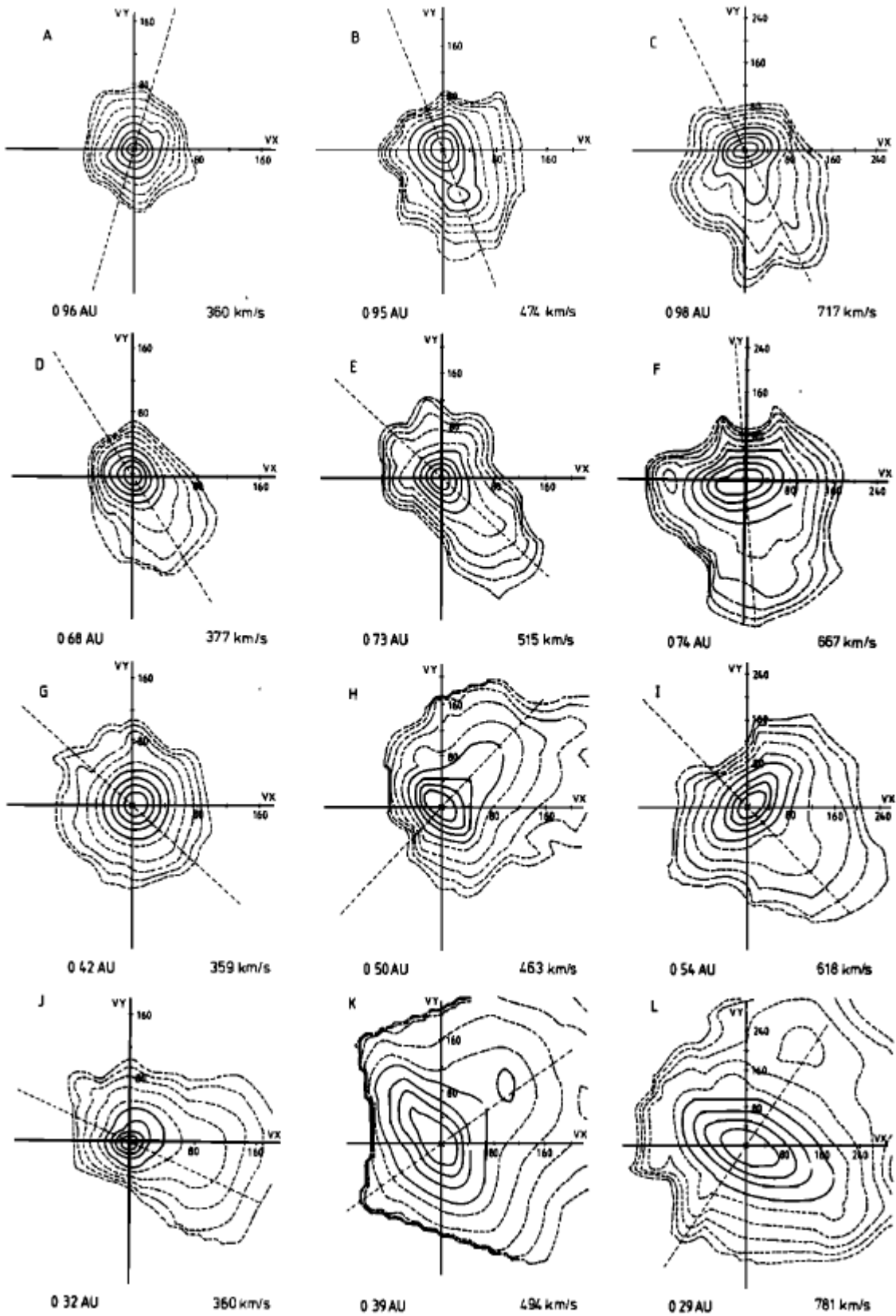


Figura 1.0.1: Arreglo de gráficos de funciones de distribución de velocidad de los protones en el viento solar. La velocidad del viento solar aumenta de izquierda a derecha, la distancia radial disminuye de arriba hacia abajo y la línea punteada representa la dirección del campo magnético de fondo.

tema de investigación.

Las características no térmicas, como las ya mencionadas, representan fuentes de energía libre en el sistema que pueden conducir a la excitación de inestabilidades [8, 9]. En esta tesis se abordan las microinestabilidades del tipo *proton-beam*, que corresponden al crecimiento exponencial en la amplitud de algún modo normal de las ondas que se propagan en el plasma, debido a la aparición de *beams* de protones. La excitación y desarrollo inestabilidades dependen fuertemente de los parámetros del plasma, y en particular este tipo depende principalmente del *drift*. De acuerdo con Gary [10] es posible estudiar este fenómeno de dos formas: considerando que el campo magnético y sus fluctuaciones son despreciables respecto a las del campo eléctrico [11], es decir, inestabilidades electrostáticas; o considerando al campo electromagnético y sus fluctuaciones por completo [12, 13], es decir, inestabilidades electromagnéticas. Por ejemplo, para una configuración *core-beam* de protones y electrones maxwellianos inmersos en un plasma electrostático podría excitarse la inestabilidad acústica electrón-ion, que depende del *drift* entre el *core* de protones y la población de electrones. También podría excitarse la inestabilidad acústica ion-ion, que depende del *drift* entre el *core* y el *beam* de protones. La tasa de crecimiento o amortiguamiento de estas inestabilidades vendrá dada por el *drift* en cuestión y la densidad de las poblaciones de partículas involucradas. El desarrollo de microinestabilidades en un plasma electromagnético es similar, pero toman relevancia la polarización de la onda que se excita y la temperatura de las partículas del plasma, dando cabida a la excitación de inestabilidades como la inestabilidad "de mano izquierda" ion-ion, la inestabilidad de silbido (*whistler*) electrón-ion, entre otras. Es importante destacar que, a pesar de que la teoría lineal permite estudiarlas por separado, en plasmas naturales y de laboratorio las inestabilidades electrostáticas y electromagnéticas se encuentran acopladas, y en ocasiones competirán por ver cual de ellas aumenta más su amplitud [14, 15].

Ahora bien, existen varios trabajos en los cuales se estudian teóricamente los márgenes de las inestabilidades *proton-beam* (de manera más general de tipo *ion-beam*) en conjunto con datos del viento solar, es decir, que muestran en un mismo gráfico las líneas que delimitan las zonas en que las ondas son estables o inestables, y simultáneamente la cantidad de partículas que presentan valores específicos para los parámetros de interés [16, 17]. En estos gráficos se suele destacar que la gran mayoría de las partículas se agrupa dentro de las zonas estables, como si estuviesen acotadas por los márgenes de inestabilidad.

Para estudiar relaciones de dispersión y/o márgenes de inestabilidad mediante teoría lineal, los autores a menudo deben asumir que las distribuciones existen inicialmente en ausencia de campos electromagnéticos, sin embargo, también se ha reportado la existencia simultánea de distribuciones con características no térmicas (como *beams* de iones, anisotropías, entre otros) con ondas electromagnéticas de amplitud considerable. Por ejemplo, Bale et al [18] utilizaron datos del satélite *Wind* para sugerir la correlación entre la amplitud de las ondas medidas en el viento solar y las inestabilidades conducidas por la anisotropía en la temperatura de sus partículas. Apoyados en gráficos de anisotropía (T_{\perp}/T_{\parallel}) vs el parámetro beta ($\beta_{\parallel} = n_p k_B T_{\parallel} / (B^2 / 2\mu_0)$) los autores muestran que la fluctuación de dicha amplitud se incrementa en las cercanías de los márgenes de inestabilidad, concluyendo que las ondas aportan a restringir la anisotropía de

las partículas. Recientemente, usando datos de la segunda órbita al Sol de la sonda espacial *Parker Solar Probe* (PSP), Verniero et al. [19] plantean la correlación entre *beams* de protones y ondas de gran amplitud en la escala de los iones. Mediante un análisis inicial de inestabilidad de dos "tormentas de ondas" en la heliósfera interior, los autores concluyen que la presencia de *beams* de protones tuvo un papel protagónico en la transferencia de energía que provocó que una de las tormentas se desatara, sin embargo la causa de la segunda de ellas permanece ambigua. Además, Navarro et al. [20] encuentran mediante simulaciones híbridas, que un plasma magnetizado puede relajarse a estados estables incluso por sobre los márgenes de inestabilidad de ondas de Alfvén. A raíz de esto se sugiere que la función de distribución de velocidad en cuestión, que debería ser inestable según la teoría lineal [10], es estable debido a que se mantiene en equilibrio con un espectro de ondas de amplitud finita producido en las simulaciones. De lo anterior, podemos concluir que la presencia de ondas electromagnéticas está relacionada e influye en la estabilidad de las distribuciones de partículas en un plasma.

También, las ondas de Alfvén con amplitud finita pueden estar sujetas a inestabilidades paramétricas, un fenómeno no lineal en el que las ondas acoplan sus modos permitiendo el intercambio de energía y momentum entre sí. Los primeros estudios sobre este tipo de inestabilidades se basaron en obtener la relación de dispersión linealizada de una onda de Alfvén utilizando un modelo fluido, es decir, considerando que la onda madre es una solución exacta de las ecuaciones de la *magnetohidrodinámica* (MHD) para un plasma frío ($\beta < 1$) compuesto de electrones sin inercia y iones [21, 22, 23]. A medida que las capacidades computacionales aumentaron, se desarrollaron también nuevos y menos restrictivos modelos, como por ejemplo la teoría *Hall-MHD* (análisis de dos fluidos) que permitió incluir efectos dispersivos en las ondas [24, 25]. En este contexto se concluyó la existencia de tres tipos de inestabilidades paramétricas: la inestabilidad de decaimiento (*decay*), en la cual la onda madre decae en una onda de sonido (electrostática) que se propaga hacia adelante y una onda de Alfvén contrapropagante; la inestabilidad modulacional (*modulational*), que involucra dos ondas de Alfvén que se propagan hacia adelante y una posible onda de sonido; y la inestabilidad de pulsación (*beat*), en la que interactúan dos ondas de Alfvén contrapropagantes. Posteriormente, Hollweg [26] realiza un amplio estudio de estas inestabilidades paramétricas mostrando con detalle la manera en que estos modos se acoplan y concluyendo que sus características dependerán tanto de la polarización y amplitud de la onda madre, como del parámetro beta del plasma.

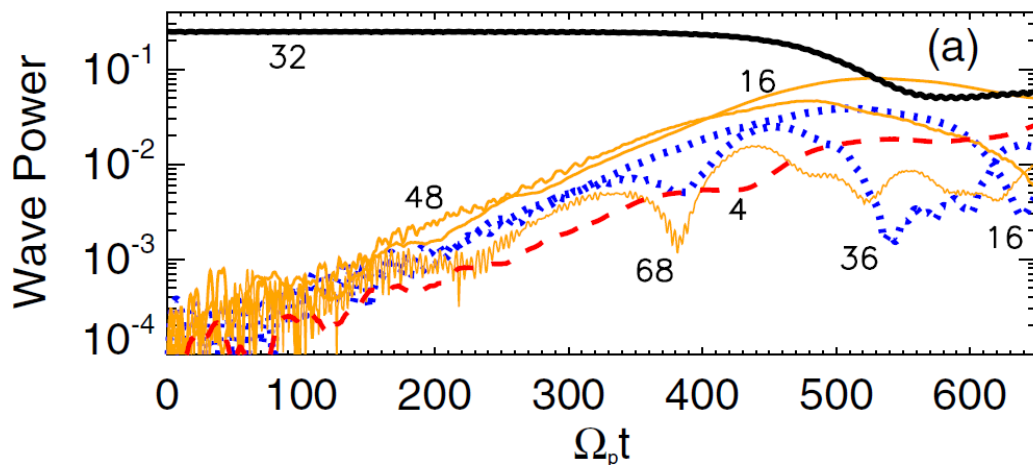


Figura 1.0.2: Evolución de la potencia de los modos de onda más inestables en el sistema. Donde 32 corresponde a la onda madre; 16 y 36 corresponden a modos ion-acústicos; y 4, 16, 48 y 68 corresponden a modos acoplados entre ondas ion-acústicas y fluctuaciones de densidad.

Como ya hemos mencionado, en el viento solar se observan distribuciones de partículas con formas y propiedades muy diversas, las cuales conviven e interactúan con diferentes tipos de ondas, incluyendo las del Alfvén. El estudio de inestabilidades paramétricas en el viento solar podría ayudar a esclarecer procesos físicos de gran complejidad, sin embargo, en este entorno el parámetro beta del plasma es $\beta \approx 1$, de modo que la suposición de plasma frío aplicada en los modelos usados hasta entonces resulta inadecuada e insuficiente. Así, la necesidad de un modelo cinético que tomara en cuenta las propiedades microscópicas del sistema fue evidente. Al principio se buscó mezclar ambos regímenes, usando métodos analíticos [27] y simulaciones numéricas [28, 29], pero se obtuvieron discrepancias respecto a las tasas de crecimiento obtenidas, lo cual enfatizó la necesidad de un análisis completamente cinético. De este modo, Araneda et al. [30] abordan el problema considerando el sistema de ecuaciones no lineales de Vlasov-Maxwell obteniendo una descripción cinética que posteriormente es comparada con simulaciones. Los autores concluyen que las inestabilidades paramétricas pueden ser las responsables de calentar el *core* y formar *beams* de protones con una velocidad relativa del orden de la velocidad de Alfvén local.

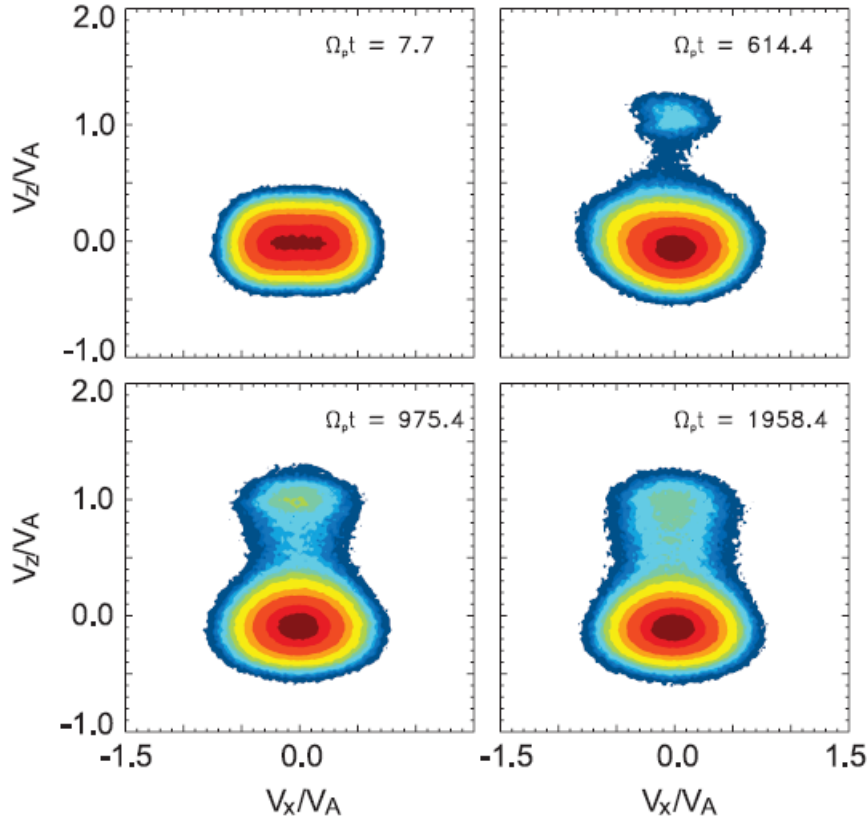


Figura 1.0.3: Gráficos de contorno de la función de distribución de velocidad de los protones, en el plano (V_x, V_z) , para cuatro instantes de tiempo. Los colores representan porcentajes de la densidad total; rojo oscuro 75 %, rojo 50 % y amarillo 10 %, con una densidad final para el *beam* de aprox. 7 %.

Con más detalle, en la figura 4 de [30] (figura 1.0.2) se observa el proceso de decaimiento paramétrico que sufre la onda madre, en el que otros modos crecen en amplitud a costa de disminuir la de la onda madre. En paralelo, podemos notar de la figura 5 del artículo de Araneda [30] (figura 1.0.3), que la distribución de protones forma un *beam* que se mantiene incluso para tiempos mucho mayores a los exhibidos en el gráfico de los modos. De estos resultados, es posible conjeturar que la distribución en cuestión alcanza un estado quasi-estacionario debido a la presencia del espectro de ondas resultante del decaimiento paramétrico de la onda madre.

Por otro lado, basados en los múltiples reportes de la coexistencia y anticorrelación de fluctuaciones de campo magnético y fluctuaciones de densidad en el viento solar, Bowen et al. [31] estudian el proceso de decaimiento paramétrico de ondas de Alfvén como posible responsable de dicho fenómeno. Mediante comparar mediciones extraídas del satélite *Wind* con las tasas de crecimiento de la inestabilidad *decay* obtenidos de la teoría MHD, los autores concluyen que la distribución de datos con respecto al beta del plasma y las fluctuaciones magnéticas se muestran limitadas por los márgenes de inestabilidad paramétricos. Además, se muestra que las fluctuaciones de densidad presentan una mayor amplitud cerca de los márgenes.

En esta tesis se estudia la estabilidad de distribuciones de protones del tipo *core-beam* en presencia de un espectro de ondas electromagnéticas en un plasma magnetizado. Para ello, realizaremos un estudio sistemático de simulaciones híbridas en 1D, considerando un plasma compuesto de un fluido de electrones sin masa, una distribución Maxwelliana de protones y una onda de Alfvén madre de amplitud finita. Esto se llevará a cabo variando aisladamente la amplitud inicial de la onda madre, el modo normal inicialmente excitado y el beta inicial de los protones, considerando casos en los que debido al desarrollo de la inestabilidad *decay*, se produzca la excitación de múltiples ondas hijas y aparezca un *beam* en la distribución de velocidad. Luego, la evolución temporal de cada simulación, respecto a beta y la amplitud del campo magnético, se comparará con márgenes de inestabilidad paramétricos obtenidos del modelo MHD. Se espera que las simulaciones, que serán inicializadas con valores ubicados en la zona inestable, evolucionen hasta ubicarse dentro o al menos cerca de la zona estable, con el objetivo principal de estudiar el proceso de relajación de la inestabilidad paramétrica y caracterizar con detalle el estado final de la simulación y su posición con respecto a los márgenes.

Capítulo 2

Simulaciones híbridas en 1D de un plasma magnetizado de electrones y protones

Este capítulo aborda todo lo relacionado con las 28 simulaciones efectuadas para este trabajo, desde las consideraciones básicas comunes hasta los resultados obtenidos más pertinentes de cada una de ellas. En la sección 2.1 se expone el modelo teórico que describe y gobierna el tipo de simulaciones usadas. En la sección 2.2 se procede a describir detalladamente la primera simulación efectuada, desde sus parámetros y condiciones, hasta los resultados obtenidos, la forma en la que se obtuvieron, su posterior análisis y más. Luego, la sección 2.3 presenta los resultados de todas las demás simulaciones, obtenidas a partir de la "simulación base", destacando sus principales propiedades y describiendo la evolución y estado final de cada una. Cabe destacar que, los valores iniciales para el beta de los protones y para la amplitud de la onda madre usados en las simulaciones, fueron escogidos de manera que pertenecieran a la zona inestable descrita por los márgenes paramétricos presentados en [31].

2.1. Ecuaciones básicas

Para esta tesis se hizo uso de simulaciones híbridas en una dimensión, las cuales se resolvieron principalmente con el lenguaje de programación *Julia*, en un servidor de alto rendimiento alojado en la facultad de ciencias físicas y matemáticas de la Universidad de Concepción. Para modelar un plasma de tipo viento solar se asume un plasma de múltiples especies inmerso en un campo magnético de fondo, dado por $\vec{B}_0 = B_0 \hat{z}$, donde sólo se modelará la dinámica de los iones y los electrones son considerados como un fluido sin masa que neutralizan la carga del plasma. También se considera que cualquier perturbación en el sistema depende únicamente del tiempo

y de la dirección z . De este modo, las ecuaciones de movimiento que gobiernan a los iones son

$$\frac{dz_s}{dt} = v_{zs} \quad (2.1.1)$$

$$m_s \frac{d\vec{v}_s}{dt} = q_s \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v}_s \times \vec{B} \right) \quad (2.1.2)$$

donde el subíndice s puede referirse a los protones o cualquier otro ion pesado presente en el plasma. Luego, la ecuación de momentum para los electrones viene dada por

$$0 = \frac{\partial}{\partial t} (n_e m_e \vec{v}_e) = -en_e \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{J}_e \times \vec{B} - \nabla \cdot \vec{P}_e \quad (2.1.3)$$

donde \vec{P}_e corresponde al tensor de presión de los electrones y la densidad electrónica es

$$\rho_c = n_e e = \sum_s q_s n_s \quad (2.1.4)$$

Por simplicidad, se asume que la presión es isotrópica, es decir

$$P_e = n_e T_e \quad (2.1.5)$$

Luego, para ondas de baja frecuencia es posible aplicar la aproximación de Darwin, que corresponde a despreciar la corriente de desplazamiento en la ley de Ampère. Así, las ecuaciones de Maxwell se reducen a

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (2.1.6)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1.7)$$

Ahora bien, dado que $\vec{B} = \vec{B}(z, t)$ es una función que sólo depende de z y t , la ley de Gauss para el campo magnético ($\nabla \cdot \vec{B} = 0$) implica que

$$\vec{B}(z, t) = \vec{B}_\perp(z, t) + B_0 \hat{z} \quad (2.1.8)$$

donde $\vec{B}_\perp(z, t)$ es el campo magnético transversal al campo de fondo \vec{B}_0 .

Finalmente, el campo eléctrico puede obtenerse de las ecuaciones (2.1.3) - (2.1.7) y considerando que $\vec{J} = \vec{J}_s + \vec{J}_e$, esto es

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \frac{1}{\rho_c} \left[\frac{1}{c} (\vec{J} - \vec{J}_s) \times \vec{B} - \nabla \cdot \vec{P}_e \right] \\ &= \frac{1}{\rho_c} \left[\left(\frac{1}{4\pi} \nabla \times \vec{B} - \frac{1}{c} \vec{J}_s \right) \times \vec{B} - \nabla(n_s T_e) \right] \end{aligned} \quad (2.1.9)$$

Entonces, las simulaciones a usar son descritas por el siguiente sistema de ecuaciones

$$\frac{d\vec{r}_s}{dt} = \vec{v}_s \quad (2.1.10)$$

$$\frac{d\vec{v}_s}{dt} = \frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v}_s \times \vec{B} \right) \quad (2.1.11)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c \left(\nabla \times \vec{E} \right) \quad (2.1.12)$$

$$\vec{E} = \frac{1}{\rho_c} \left[\left(\frac{1}{4\pi} \nabla \times \vec{B} - \frac{1}{c} \vec{J} \right) \times \vec{B} - \nabla(n_e T_e) \right] \quad (2.1.13)$$

$$\vec{J} = \sum_s q_s n_s \vec{v}_s \quad (2.1.14)$$

$$\rho = \sum_s q_s n_s \quad (2.1.15)$$

Es relevante notar que se permite la evolución temporal de las tres componentes de la velocidad, de modo que, a pesar de simular en una única dimensión (z), es posible cuantificar la velocidad en el plano transversal (x, y). Además, estas ecuaciones no contemplan los procesos de expansión del plasma, por lo cual no se pueden asociar al viento solar en general, sino exclusivamente a viento solar que haya alcanzado su expansión máxima, por ejemplo que haya recorrido desde el Sol hasta muy cerca de la Tierra. Por otra parte, esta tesis esta enfocada en distribuciones de protones, por lo que el subíndice $s = p$.

2.2. Simulación base

El estudio sistemático desarrollado en esta tesis toma como punto de partida el caso estudiado por Araneda et al [30], denominado por los autores como caso dispersivo. Esto significa resolver las ecuaciones de los campos utilizando una grilla en la dirección z , con condiciones de borde periódicas, compuesta de $N_z = 2048$ celdas con 800 partículas por cada celda. También se usó un paso de tiempo $\Omega_p \Delta t = 0,02$, donde $\Omega_p = B_0/m_p c$ es la frecuencia ciclotrónica de los protones, y se realizaron 150000 iteraciones desde $\Omega_p t = 0$ hasta alcanzar $\Omega_p t = 3000$, lo que corresponde a una extensión temporal mayor a la expuesta en el artículo mencionado. A $\Omega_p t = 0$, la distribución espacial de las partículas es homogénea, mientras que su distribución de velocidad es Maxwelliana. Con respecto a los parámetros iniciales del plasma se usó $\beta_e = v_{the}^2/v_A^2 = 0,5$ y $\beta_p = v_{thp}^2/v_A^2 = 0,07$, para protones y electrones respectivamente, donde $v_{th\alpha}^2 = 2T_\alpha/m_\alpha$ corresponde a la velocidad térmica para cada componente α , $v_A = B_0/\sqrt{4\pi n_0 m_p}$ es la velocidad de Alfvén y $n_0 = n_p + n_e$ es la densidad de masa del plasma. Además, la componente transversal del campo magnético inicial es dada por una onda madre con polarización circular hacia la izquierda, modo normal $m_0 = 32$, amplitud $b_0 = 0,25$, frecuencia $\omega_0/\Omega_p = 0,328$ y número de onda $v_A k_0/\Omega_p = 0,4$. De acuerdo con las condiciones de borde, el largo de la caja es $L_z = 2\pi m_0/k_0 \approx 502,6548$, que se mantuvo invariante para todas las simulaciones, incluso cuando se modificó el modo normal inicial m_0 (ver sección 2.3.3). Cabe destacar que, para cada caso, los datos obtenidos de las simulaciones para los campos y para las partículas fueron almacenados en archivos diferentes, con frecuencias de guardado de 1 paso de tiempo para los campos y 5000 para las partículas. Esto permitió contar con $30 + 1$ instantes de tiempo

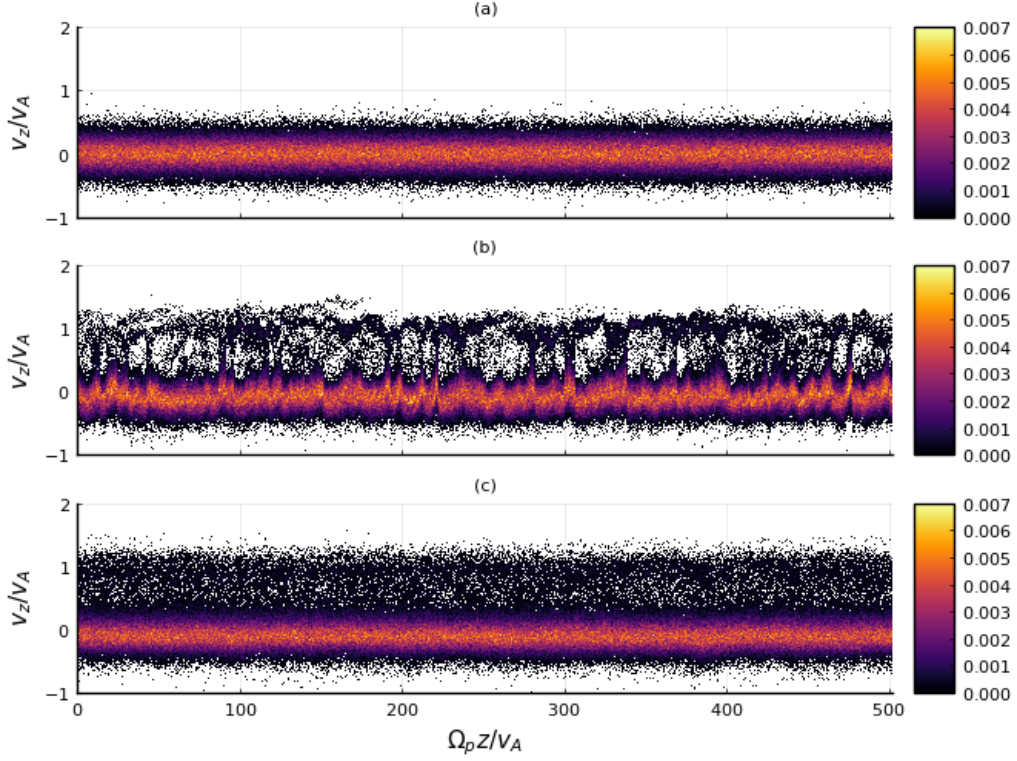


Figura 2.2.1: Espacio de fase de los protones de la simulación base a tiempo (a) $\Omega_p t = 0$, (b) $\Omega_p t = 1000$ y (c) $\Omega_p t = 3000$.

(incluyendo el instante inicial) para estudiar la posición y velocidad de los protones, información de la que se obtienen las cantidades macroscópicas del sistema que se detallan en esta sección.

Con las condiciones iniciales ya descritas se ejecutó una primera simulación, a la que llamaremos "simulación base", que nos servirá como primer diagnóstico a nuestro problema de estudio y como punto de comparación para las simulaciones posteriores. Es importante señalar que, todos los histogramas presentados en esta sección y las posteriores se encuentran normalizados, de tal manera que sumando el área de todos los bins resulte uno. Se comenzó por estudiar el espacio de fase de la simulación base, para tres instantes de tiempo diferentes, que se pueden ver en la figura 2.2.1. En el panel (a) se muestra la distribución inicial en el plano (z, v_z) , donde la velocidad de los protones está centrada a lo largo de $v_z/v_A = 0$. También podemos reconocer la disposición inicialmente uniforme de la posición de los protones. Luego en el panel (b), cuando la simulación alcanza un tiempo de $\Omega_p t = 1000$, podemos ver la formación de estructuras en el espacio de fase que podrían dar cuenta de la aparición de ondas en el sistema. Estas posibles ondas estarían interactuando con los protones, de manera que conducen una población de partículas bastante menos densa, a aumentar su velocidad y agruparse en torno a la velocidad de Alfvén ($v_z/v_A = 1$). Esta segunda población continúa presente hasta $\Omega_p t = 3000$, como se muestra en el panel (c), pero distribuida de manera más homogénea y sin la presencia aparente de estructuras. Con un poco de esfuerzo, se puede notar que la población más densa de protones ha disminuido su velocidad, agrupándose ligeramente por debajo de $v_z/v_A = 0$. Este escenario se mantiene sin cambios considerables durante aproximadamente dos tercios de la simulación.

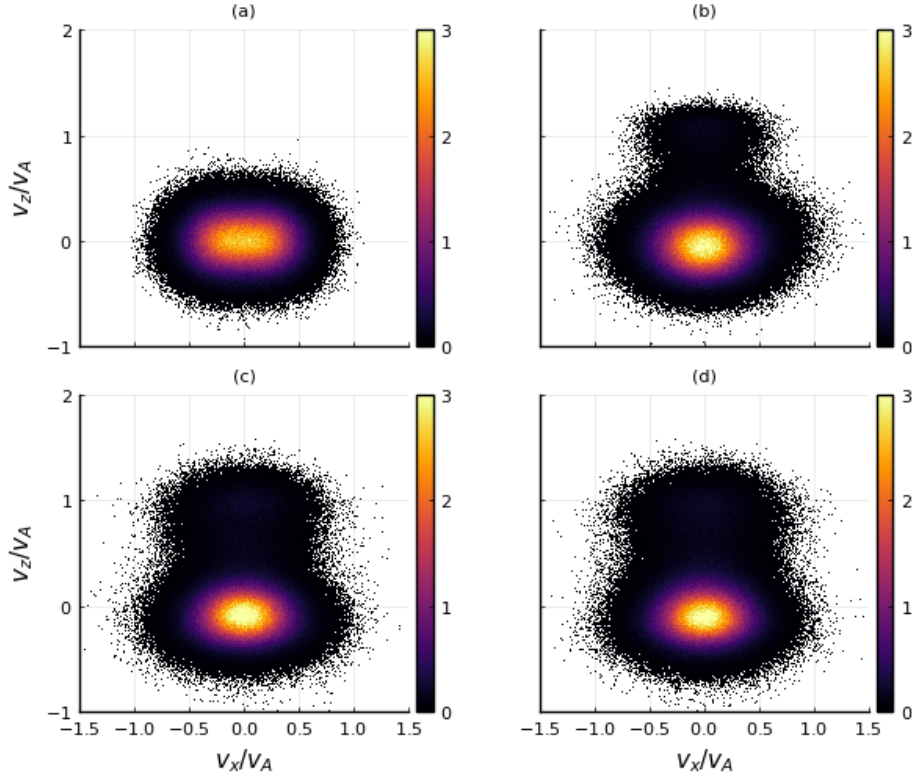


Figura 2.2.2: Distribución de velocidad de los protones de la simulación base, en el plano (v_x, v_z) , a tiempo (a) $\Omega_p t = 0$, (b) $\Omega_p t = 700$, (c) $\Omega_p t = 1700$ y (d) $\Omega_p t = 3000$.

Luego, se obtuvo la evolución de la distribución de velocidad de los protones en el plano (v_x, v_z) , lo cual se expone en la figura 2.2.2. Para el instante inicial de la simulación, las partículas presentan velocidades que se agrupan en torno a $v_z = v_x = 0$ pero de forma asimétrica. Esta aparente anisotropía, visible en el panel (a), se debe a la presencia de la onda madre la cual perturba a los protones en las direcciones x e y , generando distribuciones que parecen más anchas pero que realmente se encuentran oscilando de forma transversal a z [32]. De los siguientes tres paneles, podemos confirmar que la población que aparece en el espacio de fase corresponde a un *beam* de protones alineado con el campo magnético de fondo (dirección z), cuya velocidad se encuentra centrada en $v_z/v_A = 1$ pero mantiene $v_x/v_A = 0$. Se puede destacar, que desde $\Omega_p t = 1700$ hasta $\Omega_p t = 3000$ no se observan cambios significativos en la distribución, y también, que la acumulación de partículas aumenta levemente en el *core*.

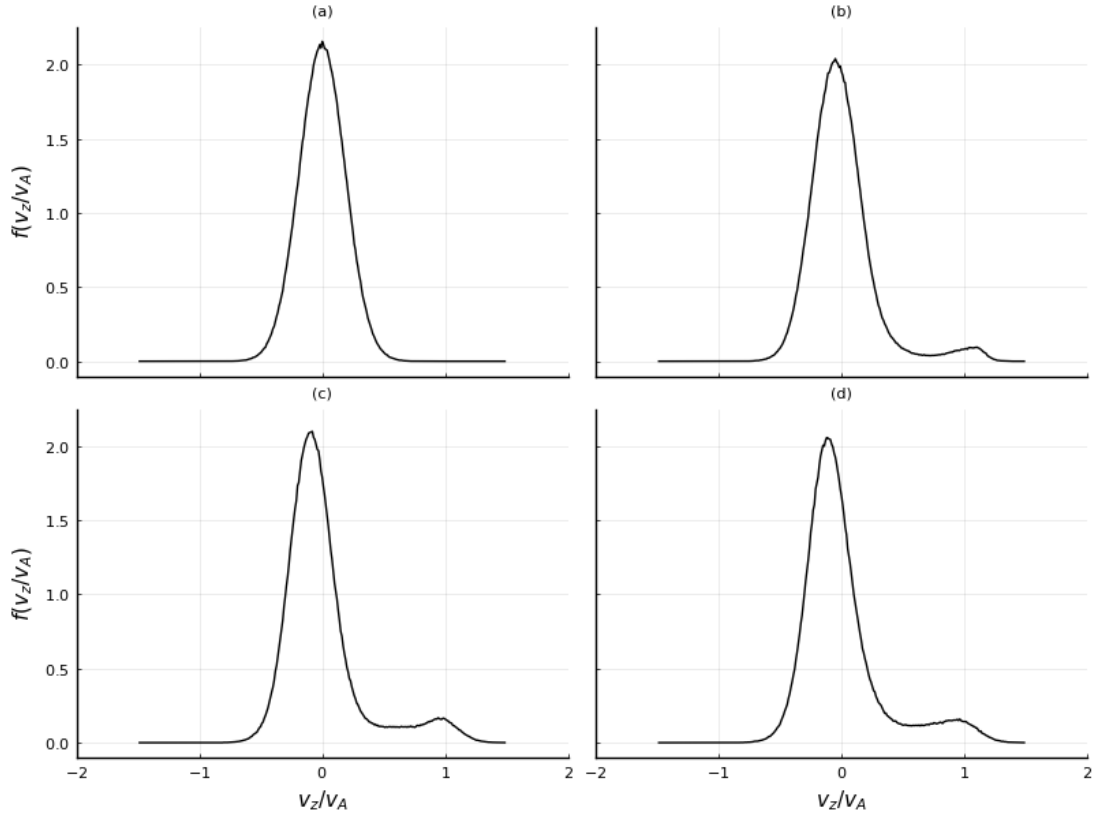


Figura 2.2.3: Distribución de velocidad en z de los protones de la simulación base, a tiempo (a) $\Omega_p t = 0$, (b) $\Omega_p t = 700$, (c) $\Omega_p t = 1700$ y (d) $\Omega_p t = 3000$.

La figura 2.2.3 contiene la distribución de velocidades de los protones en la dirección z , para los mismos instantes de tiempo considerados en la figura anterior. En el panel (a), podemos identificar fácilmente la distribución Maxwelliana de protones con la que comienza la simulación, contenida aproximadamente entre $v_z/v_A = -1,5$ y $v_z/v_A = 1,5$. A tiempo $\Omega_p t = 700$ el *beam* ya es visible, y en favor de lo ya expuesto, es notoriamente más pequeño que el *core* y aparece en torno a $v_z = 1$ (panel (b)). Nuevamente, las diferencias entre los dos últimos paneles son mínimas, ambos muestran una distribución con un *beam* claro y con un *core* levemente desplazado hacia la izquierda de $v_z/v_A = 0$. Sin embargo y con ojo minucioso, se puede notar que en el panel (d) el *beam* parece más suave y el *core* más desplazado en comparación al panel (c). Además de lo anterior, es muy importante destacar que estas dos distribuciones presentan una zona en común a la que llamaremos "meseta", que corresponde a la zona entre las dos poblaciones de protones que se alza en conjunto con el *beam*. Las implicancias que tiene la meseta en nuestro análisis serán abordadas a continuación.

2.2.1. Ajuste bimodal

Para poder realizar un análisis detallado de las simulaciones fue necesario acceder a algunas cantidades macroscópicas del sistema, lo cual se llevó a cabo ajustando una función bimodal a la función de distribución de velocidad que se mostró en la figura 2.2.3. La curva a ajustar viene

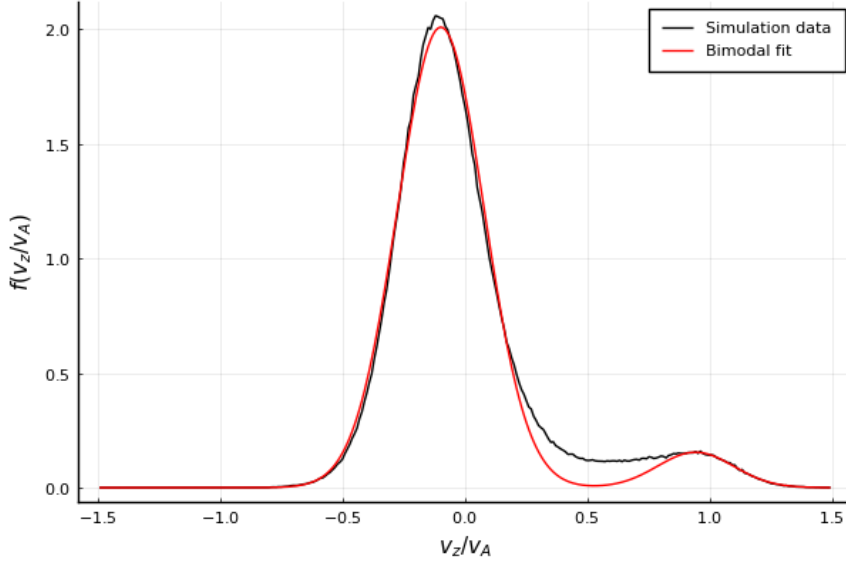


Figura 2.2.4: Ajuste bimodal a la función de distribución de los protones a tiempo $\Omega_p t = 3000$.

dada por la suma de dos distribuciones Maxwellianas, de la forma:

$$f(x, A_1, \mu_1, \sigma_1, A_2, \mu_2, \sigma_2) = A_1 e^{-(x-\mu_1)^2/\sigma_1^2} + A_2 e^{-(x-\mu_2)^2/\sigma_2^2} \quad (2.2.1)$$

Como se puede ver en la ecuación (2.2.1), la función bimodal usada depende de x , que en nuestro caso corresponde a la velocidad v_z de los protones extraída de la simulación, y también de seis parámetros relacionados con las cantidades macroscópicas de interés. En este trabajo se buscó obtener la velocidad (v), la densidad (n) y la velocidad térmica (v_{th}), tanto del *core* (c) como del *beam* (b). La función bimodal se ajustó a la distribución usando el método de mínimos cuadrados, de modo que, mientras mejor fuese el ajuste, se pudiera determinar las cantidades macroscópicas con mayor exactitud. Estas vienen dadas por

$$v_c/v_A = \mu_1 \quad n_c/n_0 = \sigma_1 A_1 \sqrt{\pi} \quad v_{thc}/v_A = \sigma_1 \quad (2.2.2)$$

$$v_b/v_A = \mu_2 \quad n_b/n_0 = \sigma_2 A_2 \sqrt{\pi} \quad v_{thb}/v_A = \sigma_2 \quad (2.2.3)$$

Notemos que, es posible calcular el beta de cada población fácilmente como $\beta_{c,b} = \sigma_{1,2}^2$. Además, calcularemos el *drift* entre ambas componentes de protones como $\Delta v = \mu_2 - \mu_1$.

En la figura 2.2.4 se muestra un ejemplo comparativo entre la VDF a tiempo $\Omega_p t = 3000$ de la simulación base y su respectiva función bimodal, donde es evidente que la meseta introducida en la sección anterior no está incluida en el ajuste. Desafortunadamente, la presencia de la meseta impide modelar la distribución como una simple suma de Maxwellianas, puesto que deja una porción pequeña de protones sin considerar en el análisis. En este contexto es importante comentar que, asumir que la velocidad de las partículas en un plasma tipo viento solar se distribuye de forma Maxwelliana corresponde a una aproximación osada, más aún teniendo en cuenta la gran cantidad de autores que dan cuenta de la presencia de distribuciones NO

Maxwellianas en el viento solar [3, 6, 19, 7, 2]. Sin embargo, dado que este trabajo corresponde a un primer acercamiento al problema de investigación, consideraremos que el ajuste bimodal es suficiente para describir la física de las simulaciones en cuestión, manteniendo en mente la existencia de la meseta para los análisis posteriores y también, para estudiar y caracterizarla en trabajos futuros.

De este modo, a través de las expresiones 2.2.2 y 2.2.3, se obtuvo la evolución temporal de las cantidades macroscópicas mencionadas, para los 31 instantes de tiempo de la simulación. En la figura 2.2.5 podemos ver como, a medida que avanza el tiempo, el *drift* entre ambas componentes de protones aumenta, hasta mantenerse variando en torno a $\Delta v \approx 1,04$. También podemos notar que el *beam* aparece en $\Omega_p t = 500$ y a partir de entonces el *drift* se mantiene aproximadamente constante. Considerando el tiempo de simulación total, se puede decir que la aceleración que sufren los protones es bastante alta. Este cambio brusco de velocidad, que puede entenderse como una aparición repentina del *beam*, será abordada con el detalle apropiado en trabajos futuros.

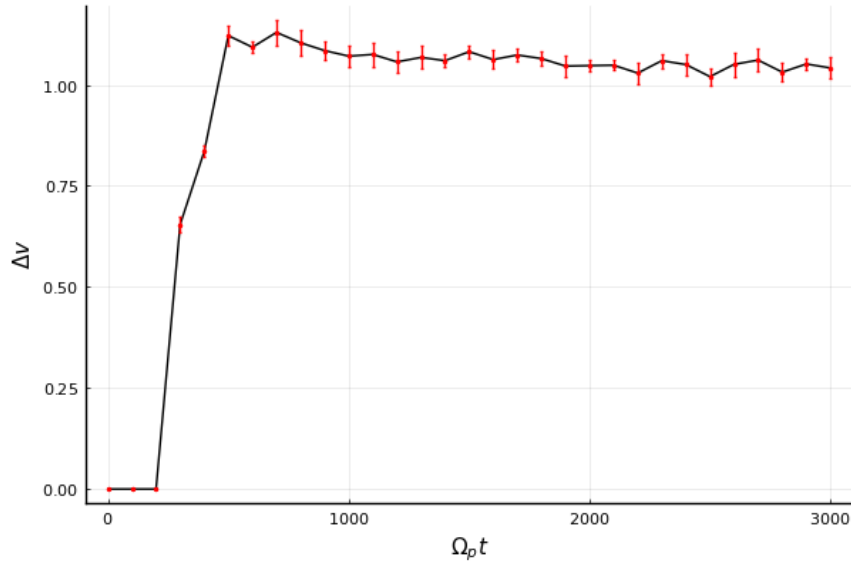


Figura 2.2.5: Evolución temporal del *drift* entre el *core* y el *beam* de los protones de la simulación base. En rojo se muestra el error asociado del ajuste, propagado al cálculo del *drift*.

Luego, se obtuvo la densidad de las dos poblaciones de protones, y para más detalle, la razón de densidades entre ellas dada por n_b/n_c . La evolución temporal de estas tres cantidades se puede ver en la figura 2.2.6. Nuevamente, se da cuenta de la aparición del *beam* a partir de $\Omega_p t = 500$, donde el panel (a) muestra que la densidad del *core* decae de manera monótona y aparentemente exponencial hasta $n_c/n_0 \approx 0,89$, mientras que en el panel (b) vemos que la densidad del *beam* aumenta de manera monótona en promedio, hasta mantenerse alrededor de $n_b/n_0 = 0,06$. Así, queda expuesta la gran diferencia de densidad entre ambas componentes, donde el *beam* representa menos del 10% del *core*. Notemos también que para los primeros instantes de la simulación, la densidad se concentra totalmente en el *core* de modo que $n_0 = 1$, sin embargo para los instantes finales se tiene que $n_0 < 1$, debido a la desestimación de la meseta

en el ajuste bimodal.

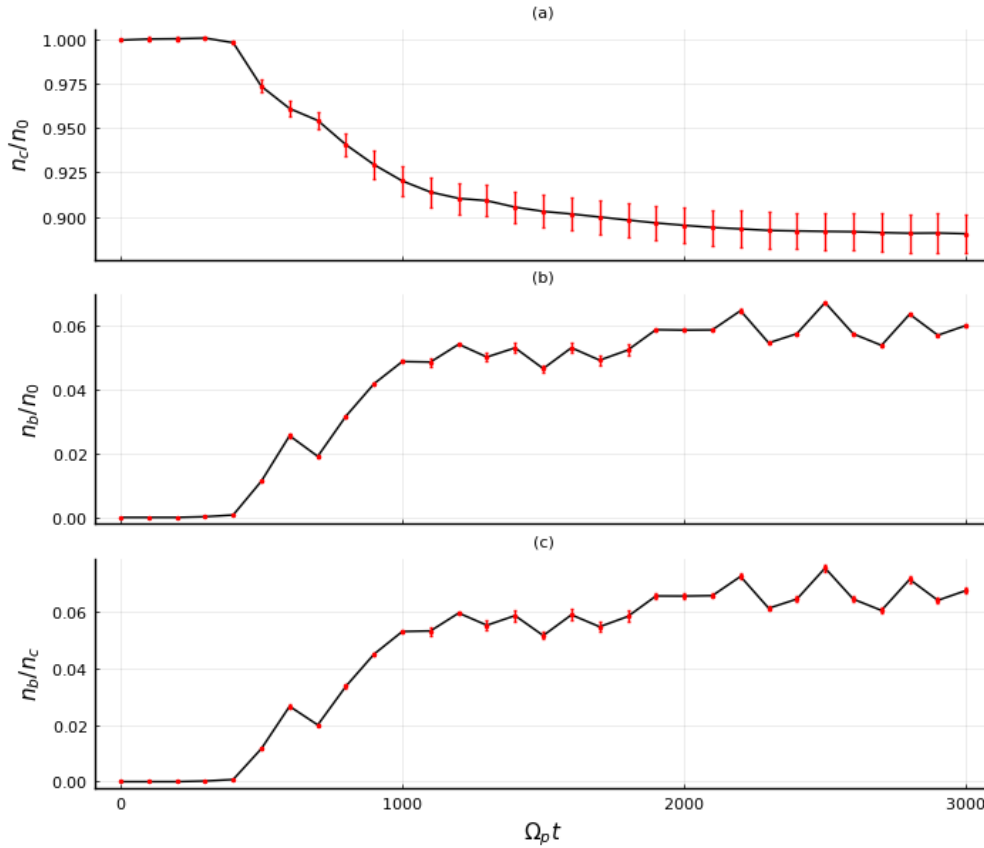


Figura 2.2.6: Evolución temporal de la densidad de los protones de la simulación base, donde se expone (a) la densidad del *core*, (b) del *beam* y (c) la razón de densidades entre ambas componentes. En rojo se muestra el error asociado del ajuste, propagado al cálculo de la densidad.

Dada su definición, el parámetro β del plasma nos permite adquirir nociones sobre la temperatura de las partículas que lo componen. En la figura 2.2.7, se puede ver como esta cantidad cambia en el tiempo, para las dos poblaciones de protones de la simulación base. El panel (a) da cuenta de un aumento inicial en la temperatura del *core*, dando paso a un proceso de enfriamiento que tiene un mínimo en $\beta_c \approx 0,053$ y finaliza calentándose levemente hasta $\beta_c \approx 0,056$. El *beam* por otro lado, atraviesa un proceso de calentamiento en promedio, que finaliza al rededor de $\beta_b = 0,003$. También, debido a su dependencia respecto a la densidad, podemos notar que β_b es bastante menor que β_c , de modo que su poca suavidad podría deberse a ruido térmico. Finalmente cabe mencionar, que todas las cantidades extraídas del ajuste bimodal traen consigo un error asociado a la inexactitud del propio ajuste, el cual fue propagado hasta el cálculo de las cantidades analizadas en esta sección y expuesto en cada gráfico en color rojo.

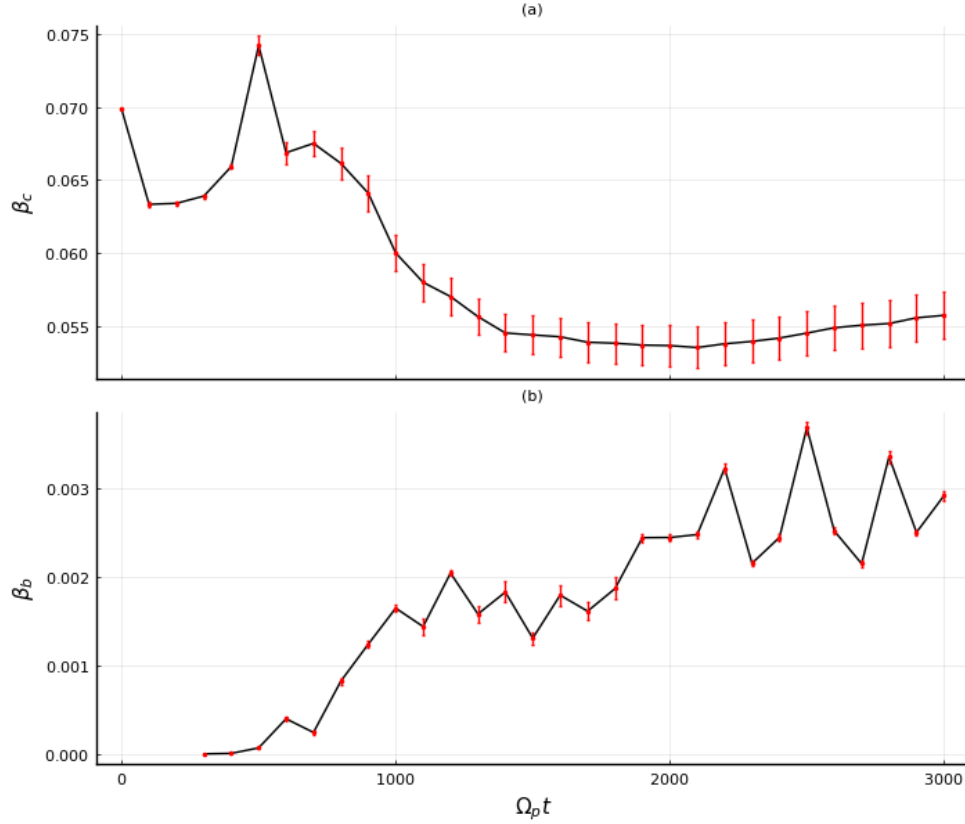


Figura 2.2.7: Evolución temporal del β de ambas componentes de protones de la simulación base, donde se expone (a) β_c y (b) β_b . En rojo se muestra el error asociado del ajuste, propagado al cálculo del parámetro β .

2.2.2. Evolución del campo electromagnético

Por otro lado, la información de los campos \vec{E} y \vec{B} fue almacenada para cada paso temporal de la simulación, lo que da pie al siguiente análisis. Los paneles (a) y (b) de la figura 2.2.8, muestran la potencia del campo eléctrico de la simulación base en el plano (z, t) y (k, t) , respectivamente. En el panel (a) notamos la aparición de ondas electrostáticas alrededor de $\Omega_p t \approx 500$, propagándose en favor de la dirección z y que se amortiguan en un corto tiempo. También, hacia el final de la simulación, se logran ver ondas contrapropagantes a las ya mencionadas, pero con potencia evidentemente menor. Luego el panel (b), muestra que las ondas electrostáticas excitadas tienen números de onda simétricos con respecto a $v_A k / \Omega_p = 0$, y que permanecen excitadas hasta el final de la simulación. La presencia de estas ondas concuerda con el desarrollo de la inestabilidad paramétrica *decay* en el sistema.

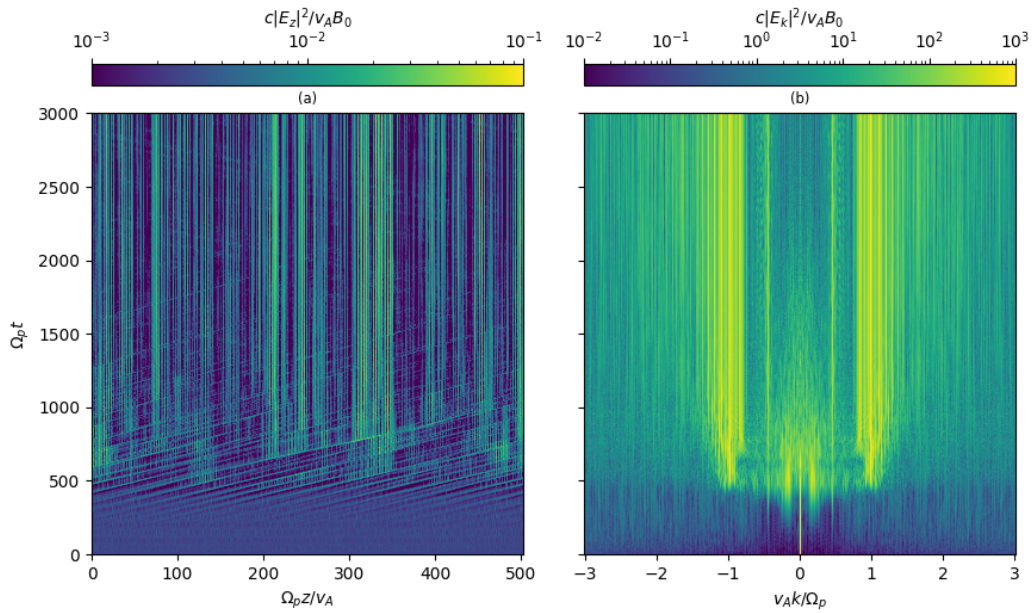


Figura 2.2.8: (a) Perfil del campo eléctrico y (b) perfil de la transformada de Fourier espacial del campo eléctrico, para la simulación base y con barra de color logarítmica.

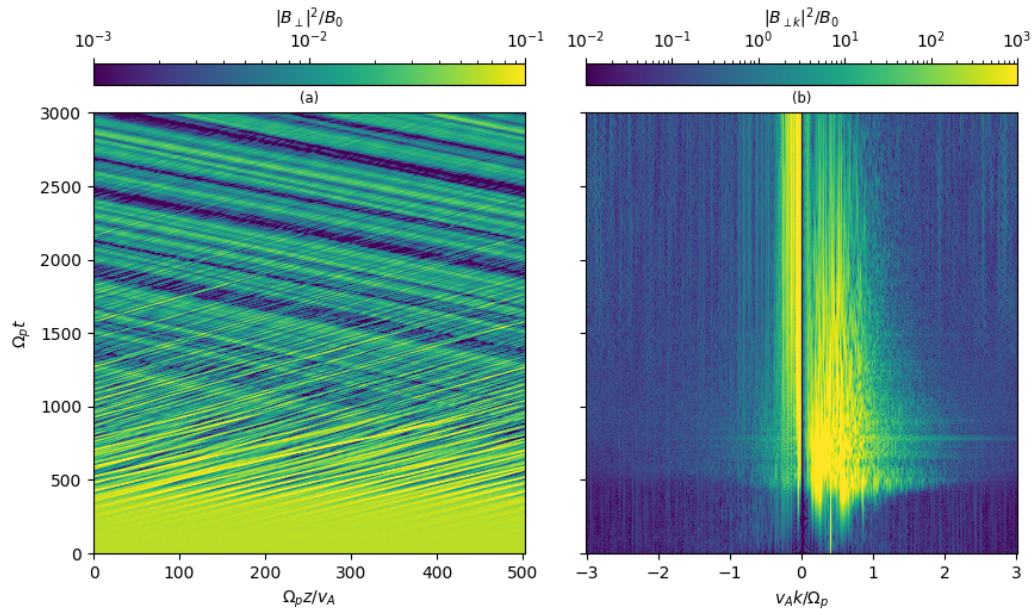


Figura 2.2.9: (a) Perfil del campo magnético y (b) perfil de la transformada de Fourier espacial del campo magnético, para la simulación base y con barra de color logarítmica.

De forma equivalente, la figura 2.2.9 muestra la potencia en el plano (z, t) y (k, t) , pero esta vez del campo magnético de la simulación base. En el panel (a), se puede reconocer la inicialmente excitada onda de Alfvén madre, que disminuye gradualmente su potencia a medida que evoluciona el sistema. Notemos que, también podemos ver tenuemente ondas electromagnéticas

contrapropagantes, otro producto conocido del proceso de decaimiento paramétrico. Ahora bien, si se mira con detenimiento el panel (b) se puede identificar nuevamente a la onda madre, siendo el único modo excitado al comienzo de la simulación con $v_A k / \Omega_p = 0,4$. Además, en este gráfico se muestra lo que podemos describir como dos paquetes de ondas; uno para valores de k positivo, el cual termina por amortiguarse; y otro para valores de k negativo, el cual persiste hasta el final de la simulación. Esta asimetría respecto a $v_A k / \Omega_p = 0$, da cabida a estudiar por separado las dos direcciones de propagación.

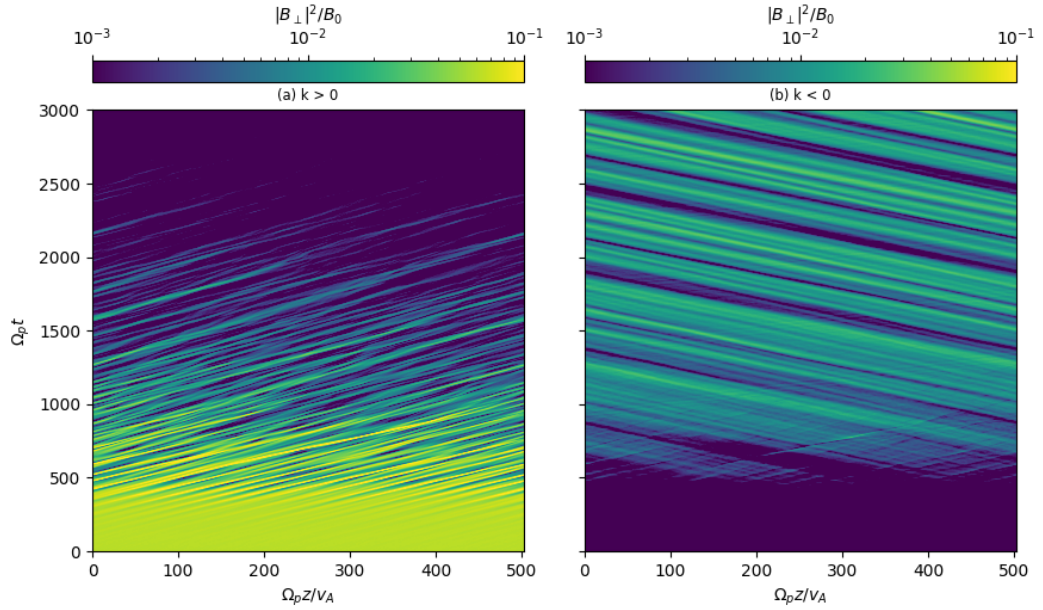


Figura 2.2.10: Perfil del campo magnético de la simulación base, filtrado para (a) $k > 0$ y para (b) $k < 0$, con barra de color logarítmica.

De este modo, el panel (a) de la figura anterior se repartió en dos gráficos, diferenciados según los valores permitidos para k . En el panel (a) de la figura 2.2.10, se puede notar que para $k > 0$ no aparecen ondas que se muevan contrarias a z , y la actividad del campo magnético disminuye considerablemente a partir de $\Omega_p t = 2500$. Por otro lado, para $k < 0$, el panel (b) muestra que las ondas con potencia significativa aparecen aproximadamente en $\Omega_p t = 500$, y a pesar de que aparecen ondas que se mueven en favor de z , la actividad magnética recae principalmente en las ondas contrapropagantes, las cuales persisten hasta el final de la simulación. Es relevante mencionar que, tanto para el campo eléctrico como el magnético, el estado inicial sufre cambios notorios a partir de $\Omega_p t = 500$, aproximadamente. Esto coincide con la aparición del *beam* en la distribución de velocidades de los protones descrita en la sección 2.2.1, lo que da cuenta de una fuerte correlación entre ambos fenómenos.

Profundizando en el campo magnético, la figura 2.2.11 muestra su espectro de potencia para el estado inicial y final del sistema. Dadas las nociones temporales adquiridas de las secciones anteriores, se consideraron ventanas de tiempo de tamaño $\Omega_p \Delta t = 200$, de modo que para el primer caso la inestabilidad aún no ha comenzado a desarrollarse, y para el segundo caso las

cantidades del plasma ya no presentan variaciones significativas. En el panel (a) se pueden identificar la rama de Alfvén-ciclotrón y la rama magnetosónica, que se cruzan en $v_A k / \Omega_p = \omega / \Omega_p = 0$ y son simétricas respecto al eje $v_A k / \Omega_p = 0$. Además, podemos ver nuevamente a la onda madre, que se cruza con la rama de Alfvén en $v_A k = \Omega_p = 0,4$ con $\omega / \Omega_p = 0,328$. Para el caso final, expuesto en el panel (b), la potencia sufre un aumento general y la simetría entre las ramas se pierde. También se puede notar la aparición de ondas de potencia considerable en la zona de $k < 0$, en concordancia con lo extraído de las figuras 2.2.9 y 2.2.10, y la rama de Alfvén se muestra notoriamente desviada en esta zona, lo cual se ha reportado anteriormente en [33] atribuyéndose a la presencia de *beams* de protones.

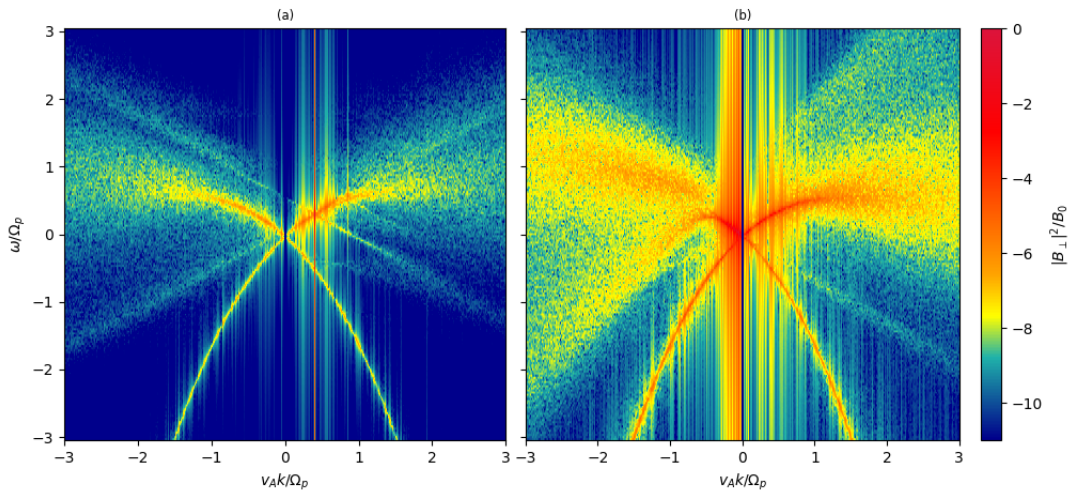


Figura 2.2.11: Espectro de potencia del campo magnético de la simulación base, para periodos de tiempo que van (a) desde $\Omega_p t = 0$ a $\Omega_p t = 200$ y (b) desde $\Omega_p t = 2800$ a $\Omega_p t = 3000$. En ambos casos, la potencia esta normalizada respecto a su máximo y en escala de color logarítmica.

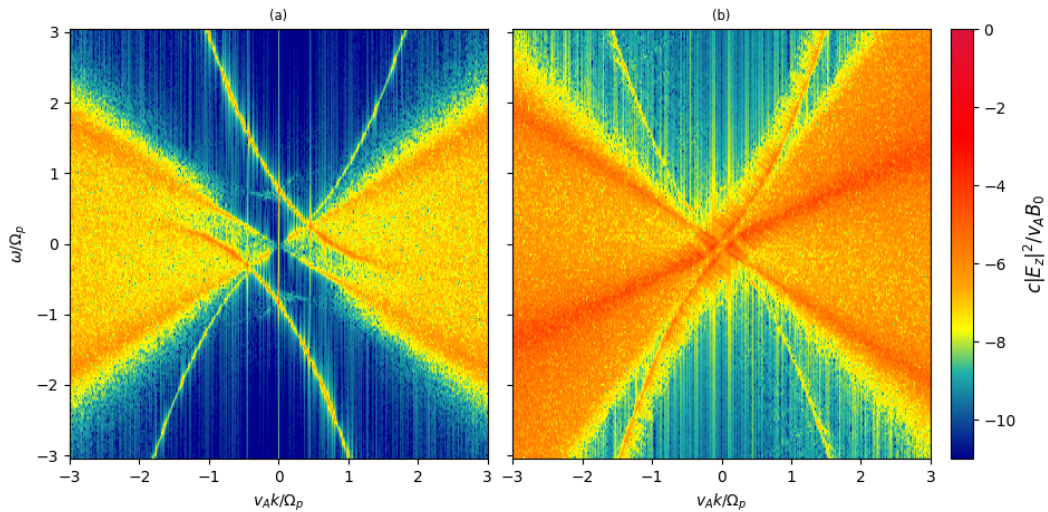


Figura 2.2.12: Espectro de potencia del campo eléctrico de la simulación base, para periodos de tiempo que van (a) desde $\Omega_p t = 0$ a $\Omega_p t = 200$ y (b) desde $\Omega_p t = 2800$ a $\Omega_p t = 3000$. En ambos casos, la potencia esta normalizada respecto a su máximo y en escala de color logarítmica.

Equivalentemente, la figura 2.2.12 muestra el espectro de potencia del campo eléctrico, donde las ventanas de tiempo usadas para el caso inicial y final son las mismas que para el campo magnético. En el panel (a) encontramos evidencia del acoplamiento entre los campos, donde las líneas curvas representan remanentes de las ramas magnetosónica y de Alfvén presentes en el espectro del campo magnético. Las zonas triangulares, simétricas respecto a $v_A k / \Omega_p = 0$, representan el espectro típico de ondas *ion-acústicas*, las cuales aparecen rápidamente en la simulación. Para el caso final expuesto en el panel (b), notamos un aumento general en la potencia del campo eléctrico, junto con la pérdida de simetría en las zonas de mayor actividad. Además, aparece una rama de intensidad considerable que atraviesa $\omega / \Omega_p = v_A k / \Omega_p = 0$, en concordancia con lo expuesto en figuras anteriores.

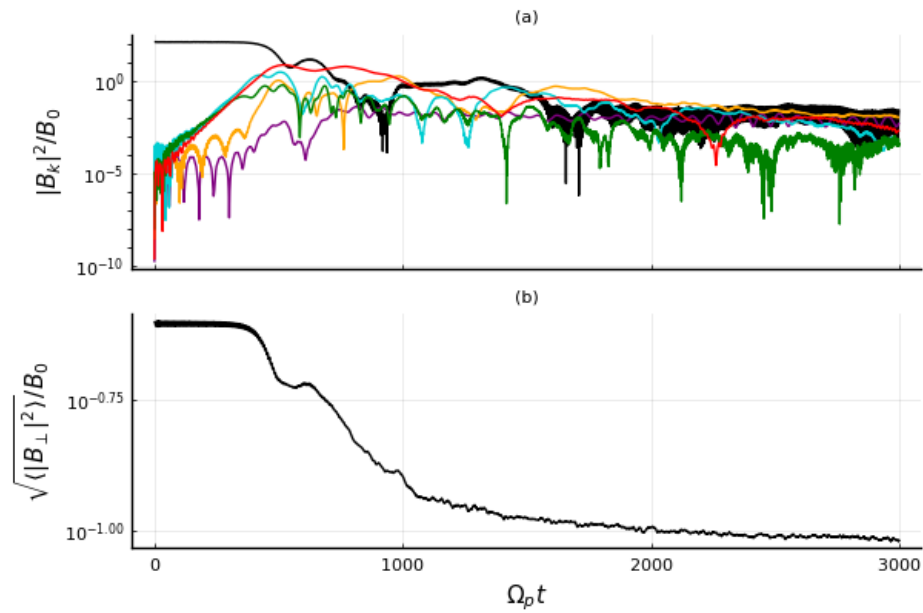


Figura 2.2.13: (a) Evolución de la amplitud de los 6 modos más inestables de la simulación base; la onda madre ($m_0 = 32$) en negro, y los modos $m_0 = 4$ en morado, $m_0 = 16$ en rojo, $m_0 = 36$ en naranja, $m_0 = 48$ en celeste y $m_0 = 68$ en verde. (b) Evolución de la amplitud total del campo magnético transversal de la simulación base.

Por último, para continuar caracterizando el proceso de relajación de la inestabilidad *decay*, se obtuvo la potencia de cada modo de oscilación del plasma. En el panel (a) de la figura 2.2.13, se muestra la evolución temporal de la potencia de los 6 modos más inestables del sistema, incluyendo por supuesto a la onda de Alfvén inicial. De aquí se puede notar que, nuevamente, las ondas hijas alcanzan una amplitud significativa a partir de aproximadamente $\Omega_p t = 500$, a costa del amortiguamiento de la onda madre. Ahora bien, a pesar de que existen modos que se inestabilizan, el campo magnético en general disminuye su amplitud con la evolución del sistema, lo cual puede verse en el panel (b) de la misma figura. El análisis de la simulación base llevado a cabo hasta ahora da cuenta de que, a partir de cierto instante de la simulación, las cantidades en estudio dejan de sufrir cambios significativos. En este último gráfico, se puede identificar la saturación de la inestabilidad paramétrica a tiempo $\Omega_p t \approx 500$ y se puede concluir que para tiempos mayores al de saturación, el sistema relaja a un estado al menos cuasi-estacionario,

donde las interacciones no-lineales entre las ondas terminan por disminuir la amplitud hasta $b = \sqrt{\langle |B_{\perp}|^2 \rangle} / B_0 \approx 10^{-1}$. Como se estudió en esta sección, el estado final de la simulación se caracteriza por una distribución *core-beam* de protones estable y la presencia de un espectro de modos electromagnéticos de amplitud finita.

2.2.3. Evolución del sistema en el plano (β_c, b)

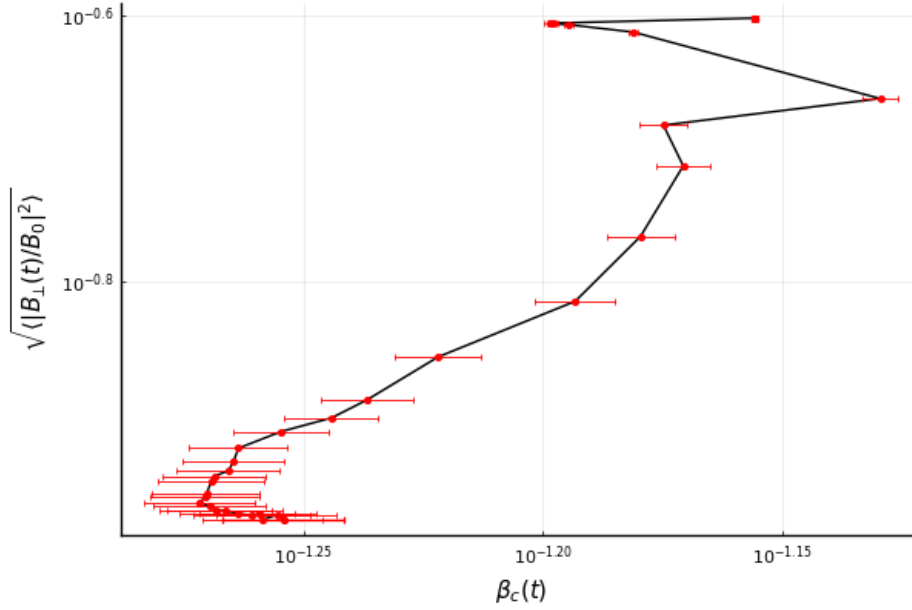


Figura 2.2.14: Evolución temporal de la simulación base en el plano (β_c, b) , en escala logarítmica. En rojo se muestra el error asociado del ajuste, propagado al cálculo del parámetro β .

Por último, se obtuvo la trayectoria de la simulación respecto a la evolución de $\beta_c(t)$ y $b(t)$. Para ello, se usó la información expuesta en el panel (a) de la figura 2.2.7 y el panel (b) de la figura 2.2.13. Sin embargo, debido a la diferencia que existe en las frecuencias de almacenamiento de ambas cantidades, se consideraron los 31 instantes de tiempo en los que se tiene información de las partículas, tomando valores para la amplitud del campo únicamente para dichos casos. Esto es descrito por la figura 2.2.3, donde vemos que el sistema relaja desde $b = 0,25$ hasta aproximadamente $b \approx 0,1$. Por supuesto, la evolución del sistema para sólo un caso no basta para poder generalizar el fenómeno, cuestión que será resuelta en la siguiente sección mediante el análisis de más simulaciones.

2.3. Resultados finales y análisis

Todo el proceso de análisis descrito en la sección 2.2 fue replicado para 28 simulaciones más, en las que se modificó aisladamente la amplitud inicial de la onda madre (b_0), el parámetro beta inicial de los protones (β_p) y el modo normal excitado inicialmente (m_0). Los casos considerados se obtuvieron variando de forma explorativa los valores establecidos para la simulación base, siendo seleccionados los casos expuestos en 2.3.1, 2.3.2 y 2.3.3, para las tres cantidades respectivamente.

b_0	0.1	0.125	0.15	0.175	0.2	0.225	0.25	0.275	0.3
-------	-----	-------	------	-------	-----	-------	------	-------	-----

Cuadro 2.3.1: Tabla simple que muestra los 9 valores de amplitud de la onda de Alfvén madre, utilizados para iniciar las simulaciones del capítulo 2.3.1.

β_p	0.04	0.045	0.05	0.055	0.06	0.065	0.07	0.075	0.08	0.085	0.09
-----------	------	-------	------	-------	------	-------	------	-------	------	-------	------

Cuadro 2.3.2: Tabla simple que muestra los 11 valores de beta inicial de los protones, utilizados para iniciar las simulaciones del capítulo 2.3.2.

m_0	8	20	32	44	56	68	80	92	104	116	128
-------	---	----	----	----	----	----	----	----	-----	-----	-----

Cuadro 2.3.3: Tabla simple que muestra los 11 valores de modo normal de la onda madre, utilizados para iniciar las simulaciones del capítulo 2.3.3.

Recordemos que la simulación base corresponde al caso con $b_0 = 0,25$, $\beta_p = 0,07$ y $m_0 = 32$, el cual ya fue estudiado en detalle en la sección anterior, y cuyos resultados simplemente serán referenciados en favor del análisis que se presenta en las siguientes secciones.

2.3.1. Simulaciones para distinto b_0

Como se esperaba, al variar la amplitud inicial de la onda madre aparecieron cambios notorios en las simulaciones. En primer lugar, se obtuvo el espacio de fase para cada b_0 utilizado, lo que se muestra en la figura 2.3.1, donde la amplitud inicial aumenta de arriba hacia abajo. Para todos los valores de b_0 considerados, el caso a tiempo $\Omega_p t = 0$ no difiere significativamente de lo expuesto en el panel (a) de la figura 2.2.1, y por tanto en este análisis solo se incluye el espacio de fase a tiempo final $\Omega_p t = 3000$. Podemos notar que paneles como (a) y (b), con amplitudes $b_0 = 0,1$ y $b_0 = 0,125$ respectivamente, muestran estructuras similares a las del panel (b) de la figura 2.2.1, mientras que para paneles con mayor b_0 , el espacio de fase alcanza la etapa en la que las estructuras se uniformizan. Esto representa un primer indicio de que la amplitud inicial de la onda madre, esta relacionada con el ritmo al que evolucionan las simulaciones.

Luego, se obtuvo la distribución de velocidad de los protones en el plano (v_x, v_z) para los distintos valores de b_0 . Para el instante inicial mostrado en la figura 2.3.2, las simulaciones con menor b_0 presentaron distribuciones altamente simétricas respecto a $v_z/v_A = v_x/v_A = 0$, como se ve en los paneles (a), (b), (c) y (d). Así, a medida que la amplitud inicial aumenta, la anisotropía aparente ya mostrada en 2.2.2 se vuelve cada vez más evidente. Por otro lado, en el caso a tiempo $\Omega_p t = 3000$ mostrado en la figura 2.3.3, se vuelve a evidenciar la influencia de la amplitud inicial sobre el estado final de las simulaciones. Los paneles que representan los valores de b_0 más bajos muestran distribuciones similares a las etapas tempranas de la simulación base (ver panel (b), figura 2.2.2), mientras que para $b_0 = 0,3$ la distribución parece alcanzar un estado incluso más avanzado que la etapa final de la simulación base (ver panel (d), figura 2.2.2).

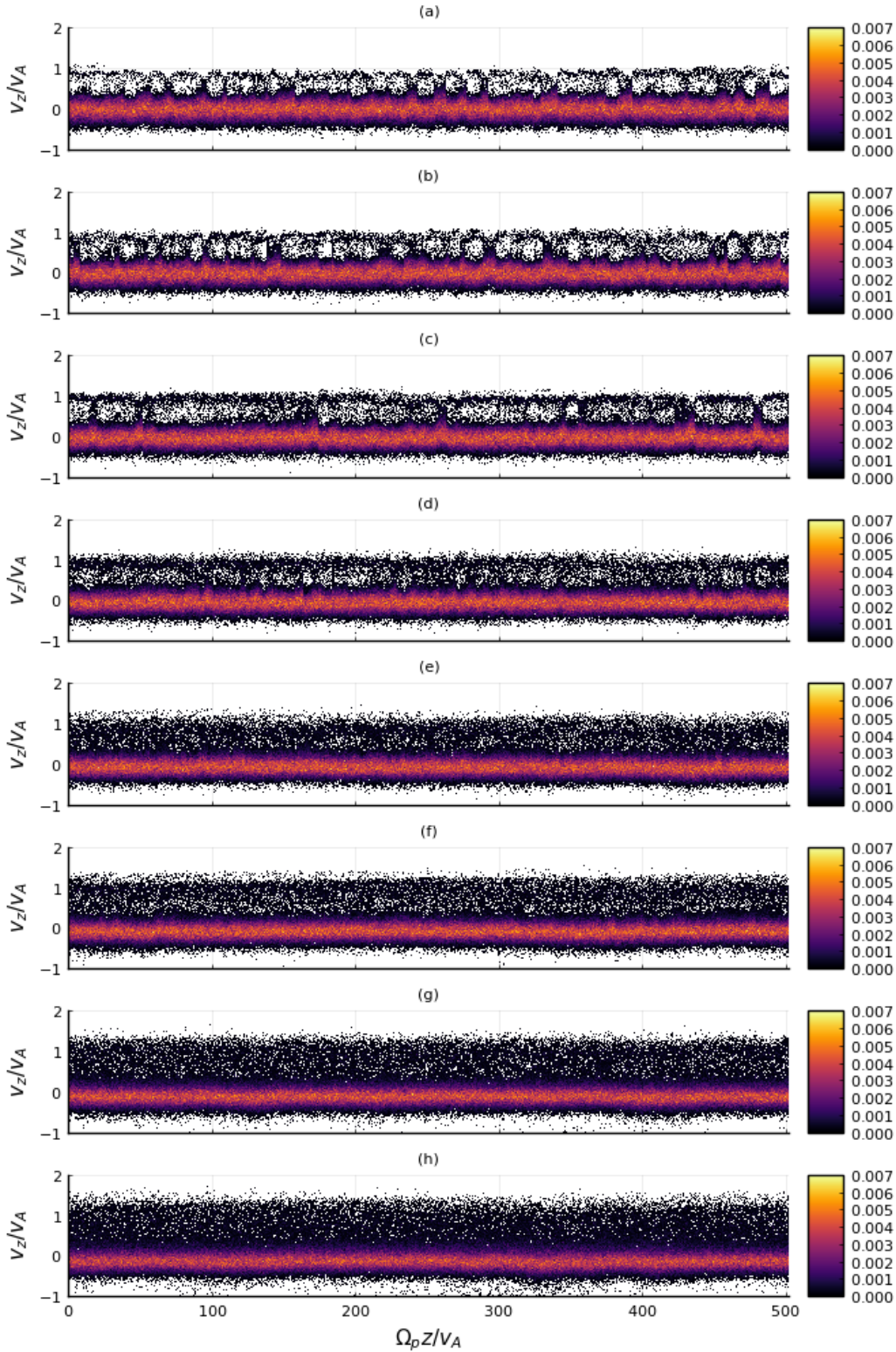


Figura 2.3.1: Espacio de fase de los protones a tiempo $\Omega_p t = 3000$, considerando que la amplitud inicial de la onda madre es (a) $b_0 = 0,1$, (b) $b_0 = 0,125$, (c) $b_0 = 0,15$, (d) $b_0 = 0,175$, (e) $b_0 = 0,2$, (f) $b_0 = 0,225$, (g) $b_0 = 0,275$ y (h) $b_0 = 0,3$.

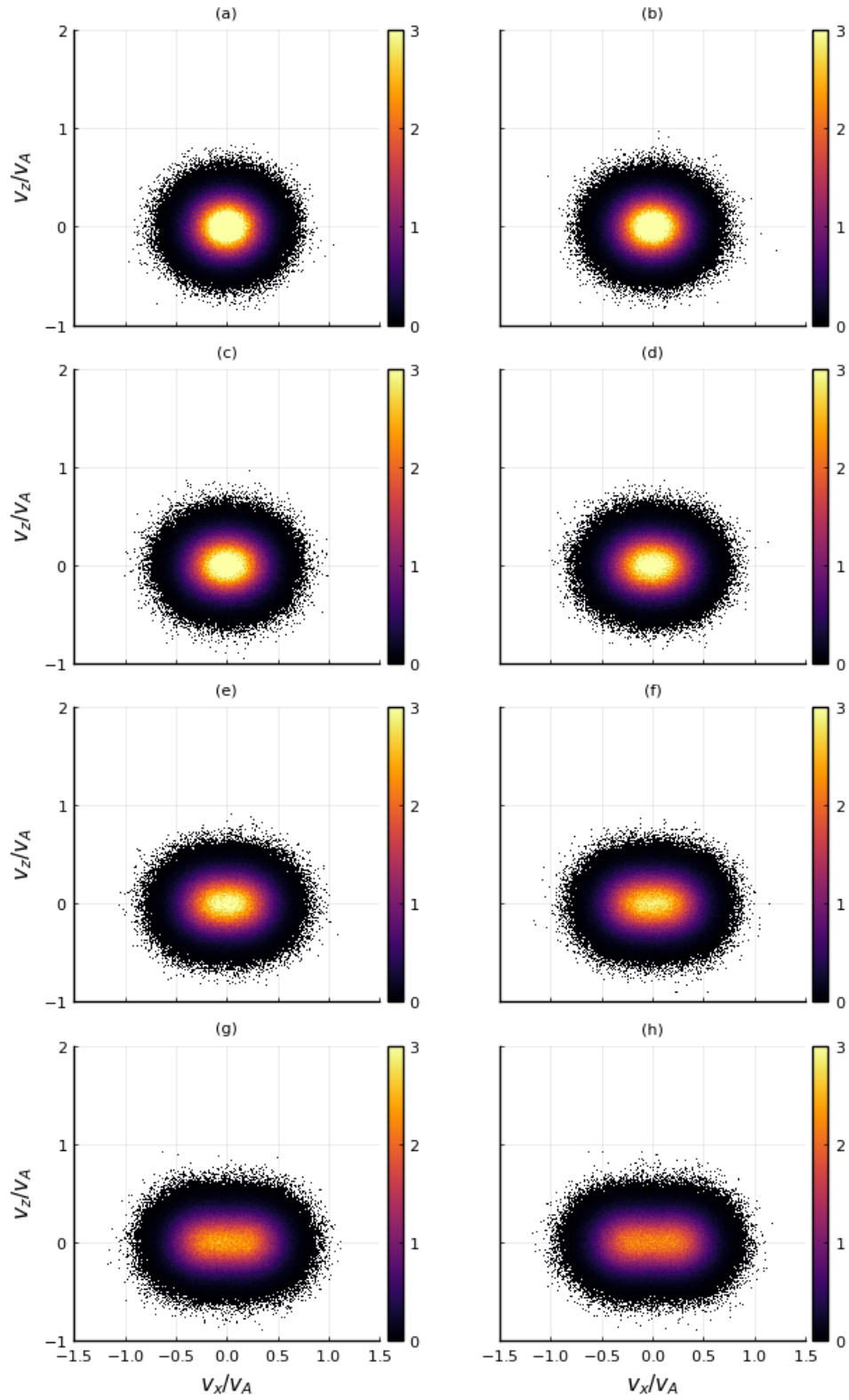


Figura 2.3.2: Distribución de velocidad de los protones en el plano (v_x, v_z) a tiempo $\Omega_p t = 0$, considerando que la amplitud inicial de la onda madre es (a) $b_0 = 0,1$, (b) $b_0 = 0,125$, (c) $b_0 = 0,15$, (d) $b_0 = 0,175$, (e) $b_0 = 0,2$, (f) $b_0 = 0,225$, (g) $b_0 = 0,275$ y (h) $b_0 = 0,3$.

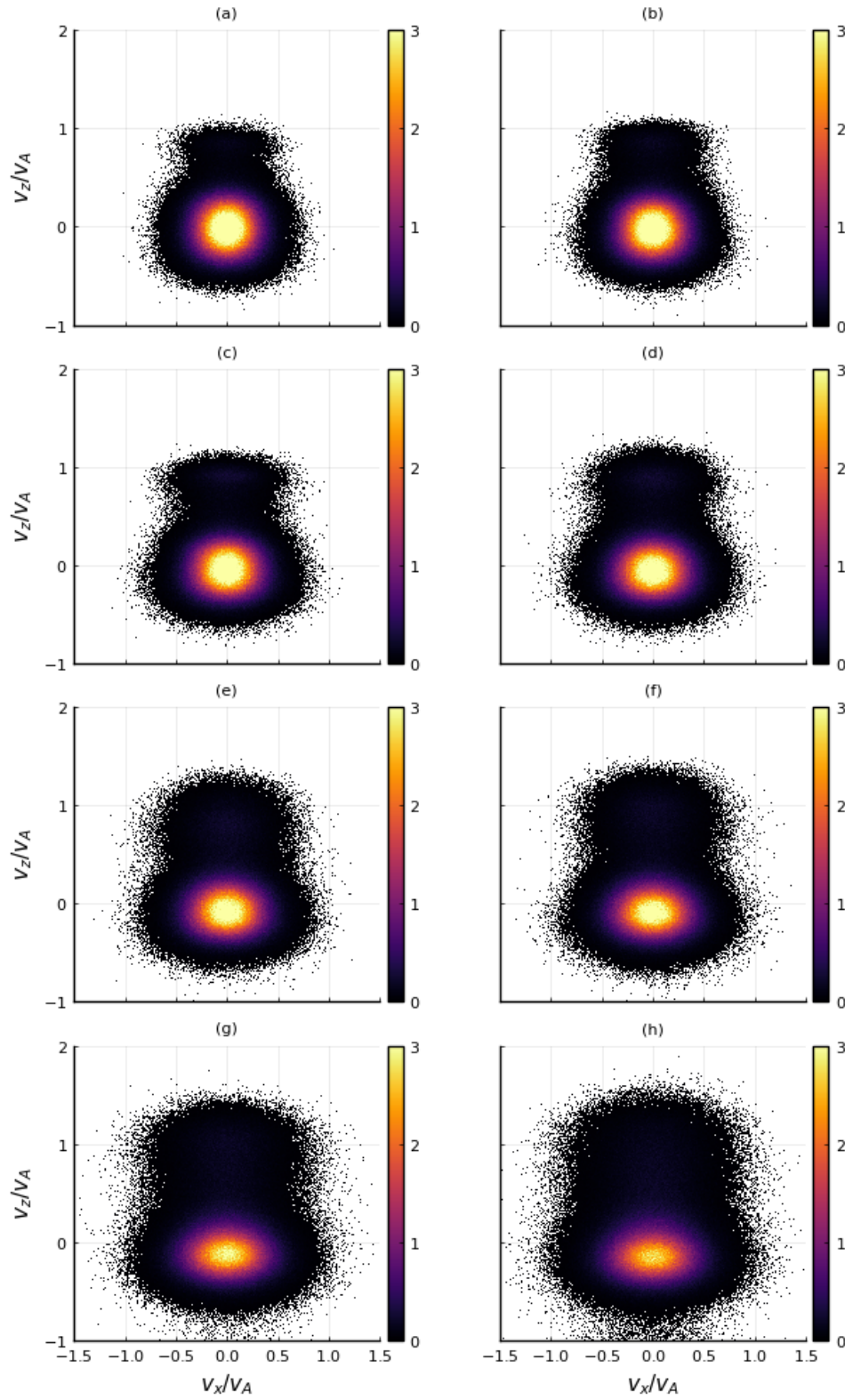


Figura 2.3.3: Distribución de velocidad de los protones en el plano (v_x, v_z) a tiempo $\Omega_p t = 3000$, considerando que la amplitud inicial de la onda madre es (a) $b_0 = 0,1$, (b) $b_0 = 0,125$, (c) $b_0 = 0,15$, (d) $b_0 = 0,175$, (e) $b_0 = 0,2$, (f) $b_0 = 0,225$, (g) $b_0 = 0,275$ y (h) $b_0 = 0,3$.

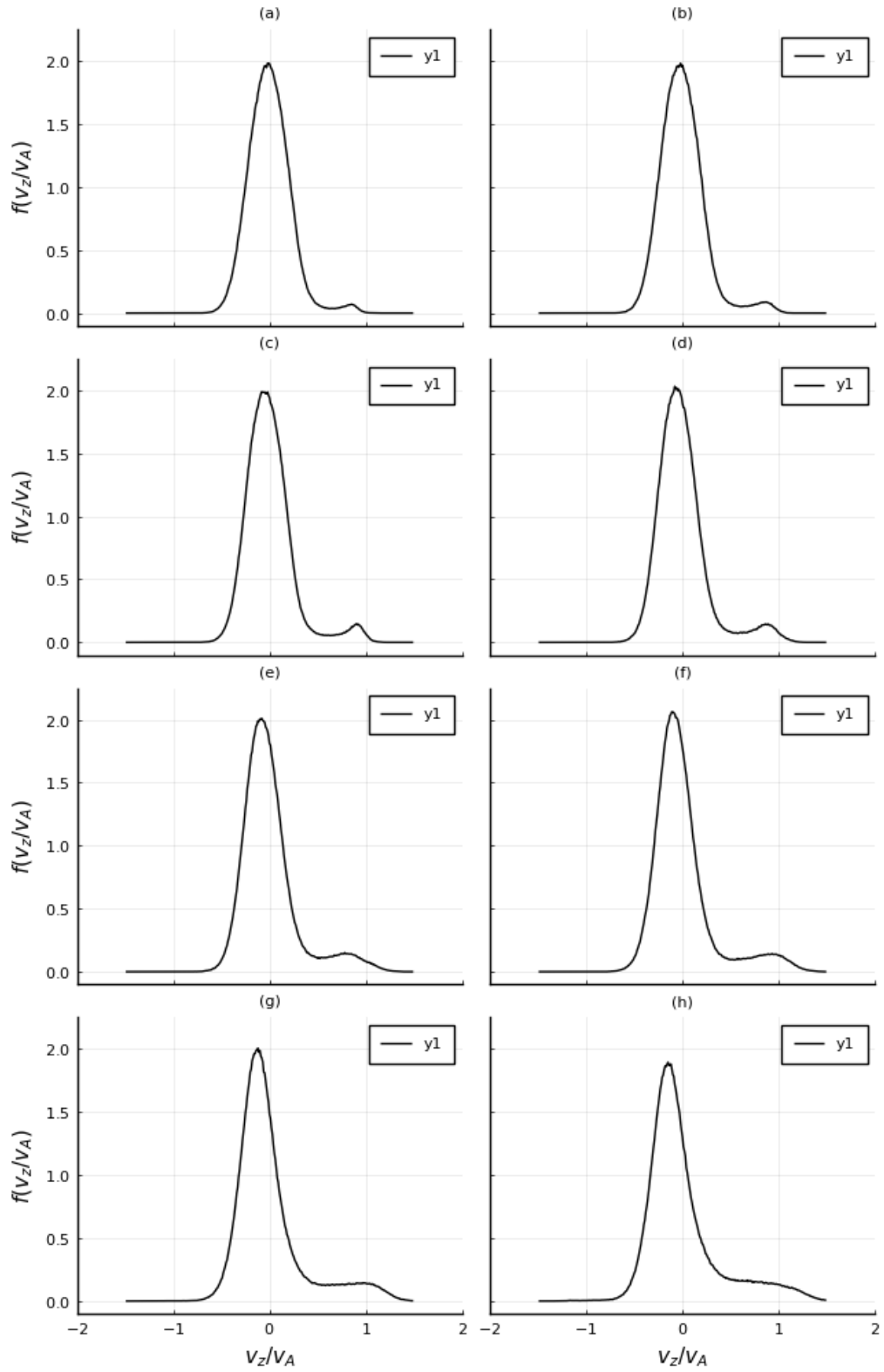


Figura 2.3.4: Distribución de velocidad en z de los protones a tiempo $\Omega_p t = 3000$, considerando que la amplitud inicial de la onda madre es (a) $b_0 = 0,1$, (b) $b_0 = 0,125$, (c) $b_0 = 0,15$, (d) $b_0 = 0,175$, (e) $b_0 = 0,2$, (f) $b_0 = 0,225$, (g) $b_0 = 0,275$ y (h) $b_0 = 0,3$.

La figura 2.3.4 muestra la distribución de velocidad en z de los protones para cada b_0 , las cuales son consecuentes con lo expuesto anteriormente. A tiempo $\Omega_p t = 0$, las VDF obtenidas son casi indistinguibles del caso inicial de la simulación base, presentado en el panel (a) de la figura 2.2.3, por lo cual en esta sección solo se comentan los resultados a $\Omega_p t = 3000$. Para los valores mas bajos de b_0 , se puede notar que el *beam* se forma en $v_z/v_A < 1$ y que es considerablemente mas pequeño que el caso final de la simulación base. Luego, a medida que la amplitud inicial aumenta, también lo hace el tamaño del *beam* y de la meseta, la velocidad del *beam* se acerca gradualmente a la velocidad de Alfvén y el *core* se desplaza hacia la izquierda. Se puede destacar que, en el panel (h) la meseta creció incluso por sobre el *beam*, de modo que la desestimación de protones al aplicar el ajuste bimodal fue mayor.

El comportamiento de las cantidades macroscópicas para estas nuevas 8 simulaciones resultó muy similar al de la simulación base, pero incluyendo la dependencia respecto al valor de b_0 evidenciada en las figuras 2.3.1, 2.3.3 y 2.3.4. Es decir, que para los valores de amplitud inicial más bajos, el *beam* tarda más en aparecer, el *drift* entre ambas componentes de protones es menor, la disminución en la densidad del *core* y el aumento en la densidad del *beam* son menores, el enfriamiento del *core* es menor y ocurre más suavemente, y el calentamiento del *beam* es menor y ocurre más ruidosamente. En contraste, para valores de b_0 mayores, la evolución de las cantidades macroscópicas a través de las simulaciones dan cuenta completamente de lo contrario.

Por otra parte, los campos electromagnéticos se comportan similar a la simulación base, pero evidenciando también su dependencia respecto a la amplitud inicial de la onda madre, donde un menor b_0 se traduce en mayor simetría y menos intensidad en los espectros, mientras que una amplitud inicial mayor resultó en espectros más asimétricos y más intensos. Además, la energía magnética total disminuye a lo largo de la simulación, de manera más tenue para b_0 pequeño y bruscamente para b_0 más grandes.

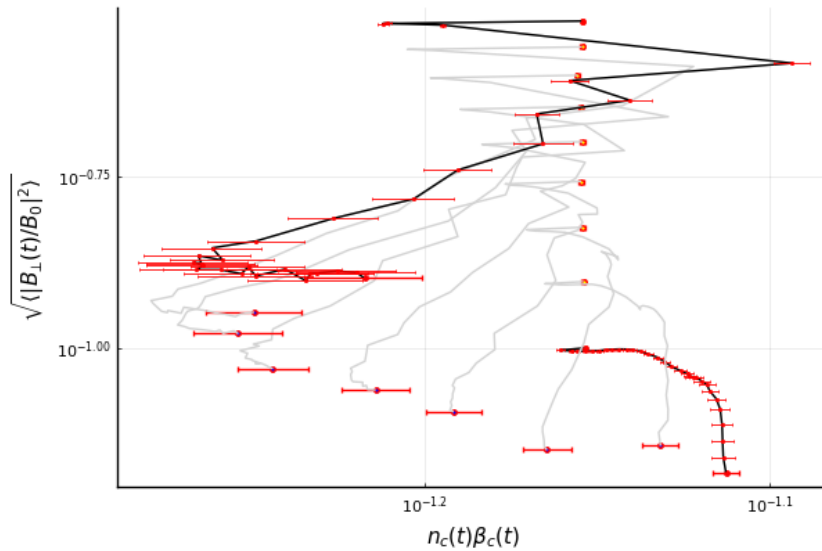


Figura 2.3.5: Evolución temporal de las simulaciones en el plano (β_c, b) , en escala logarítmica, para cada valor inicial de la amplitud de la onda madre. En rojo se muestra el error asociado del ajuste para los instantes iniciales y finales de cada simulación. Se marca con línea sólida las simulaciones para los valores extremos de b_0 .

Replicando la figura 2.2.14 para cada simulación con distinto b_0 , se obtiene la figura 2.3.5, donde se muestra la evolución de las simulaciones con respecto a la amplitud magnética transversal total y el parámetro beta del core de protones. En la figura se observan puntos alineados verticalmente, los cuales representan el estado inicial de las simulaciones para los 9 valores diferentes de b_0 (incluyendo la simulación base) expuestos en la tabla 2.3.1. Los casos para las amplitudes iniciales extremas se marcan con una línea sólida negra, en las cuales podemos identificar: el caso con $b_0 = 0,1$, trayectoria más corta en la que el core termina por calentarsea medida que disminuye b ; y el caso con $b_0 = 0,3$, trayectoria más larga en la que la temperatura del core aumenta inicialmente pero luego disminuye en paralelo a b . Para los casos extremos se incluye el error asociado a cada instante de las simulaciones, mientras que para los demás casos solo se incluye en los instantes iniciales y finales. Siguiendo el recorrido de las líneas sólidas grises, podemos notar como la trayectoria de la simulación en el plano en cuestión cambia a medida que aumentamos la amplitud inicial de la onda de Alfvén madre. En general, podemos concluir que el avance o evolución de las simulaciones es directamente proporcional al valor de b_0 , sin embargo, el estado final de todas ellas se posiciona en las zonas inferiores de la figura, cuya importancia se explicará más adelante.

2.3.2. Simulaciones para distinto β_p

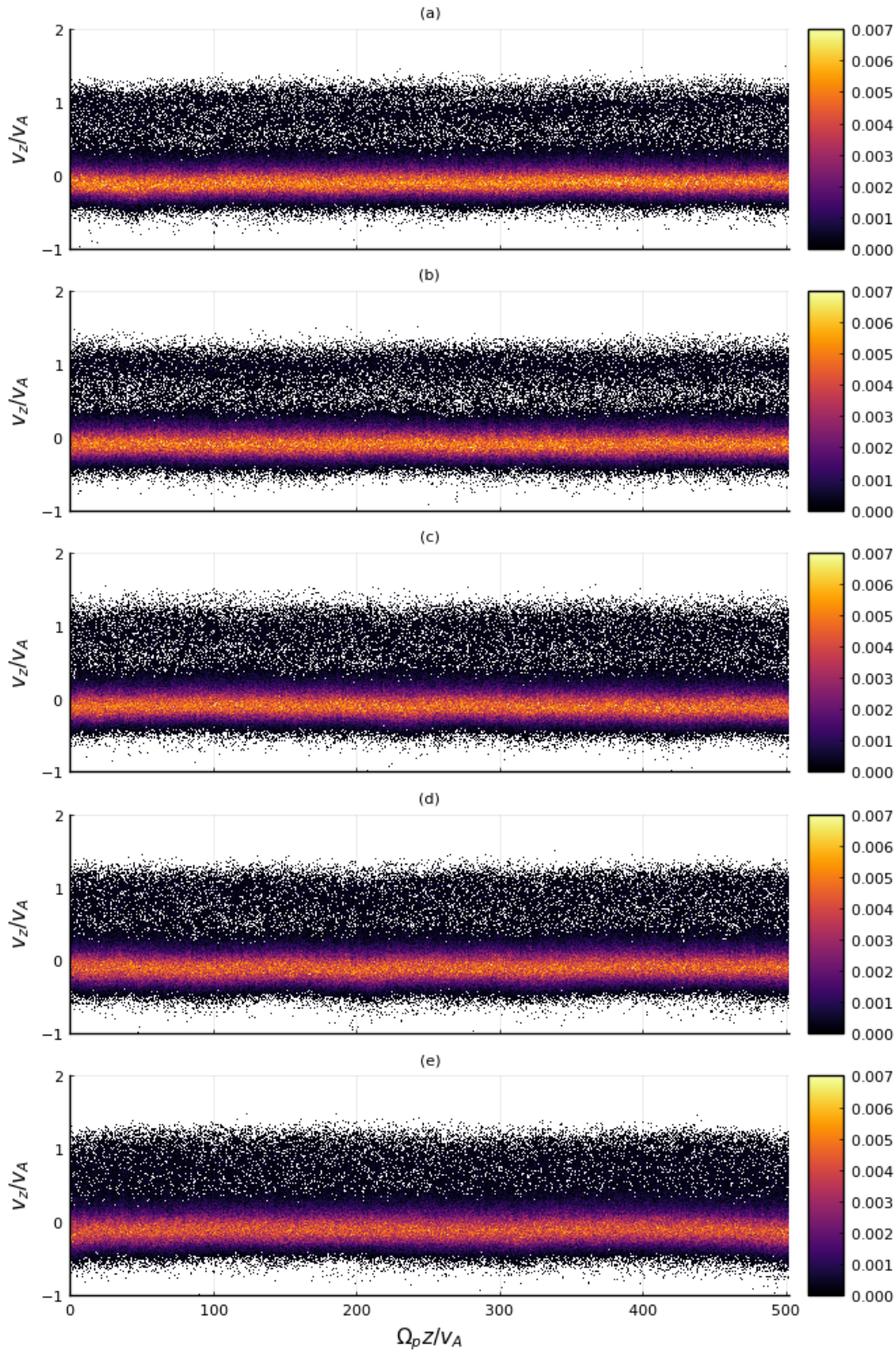


Figura 2.3.6: Espacio de fase de los protones a tiempo $\Omega_p t = 3000$, considerando un parámetro beta inicial de (a) $\beta_p = 0,04$, (b) $\beta_p = 0,045$, (c) $\beta_p = 0,05$, (d) $\beta_p = 0,055$ y (e) $\beta_p = 0,06$.

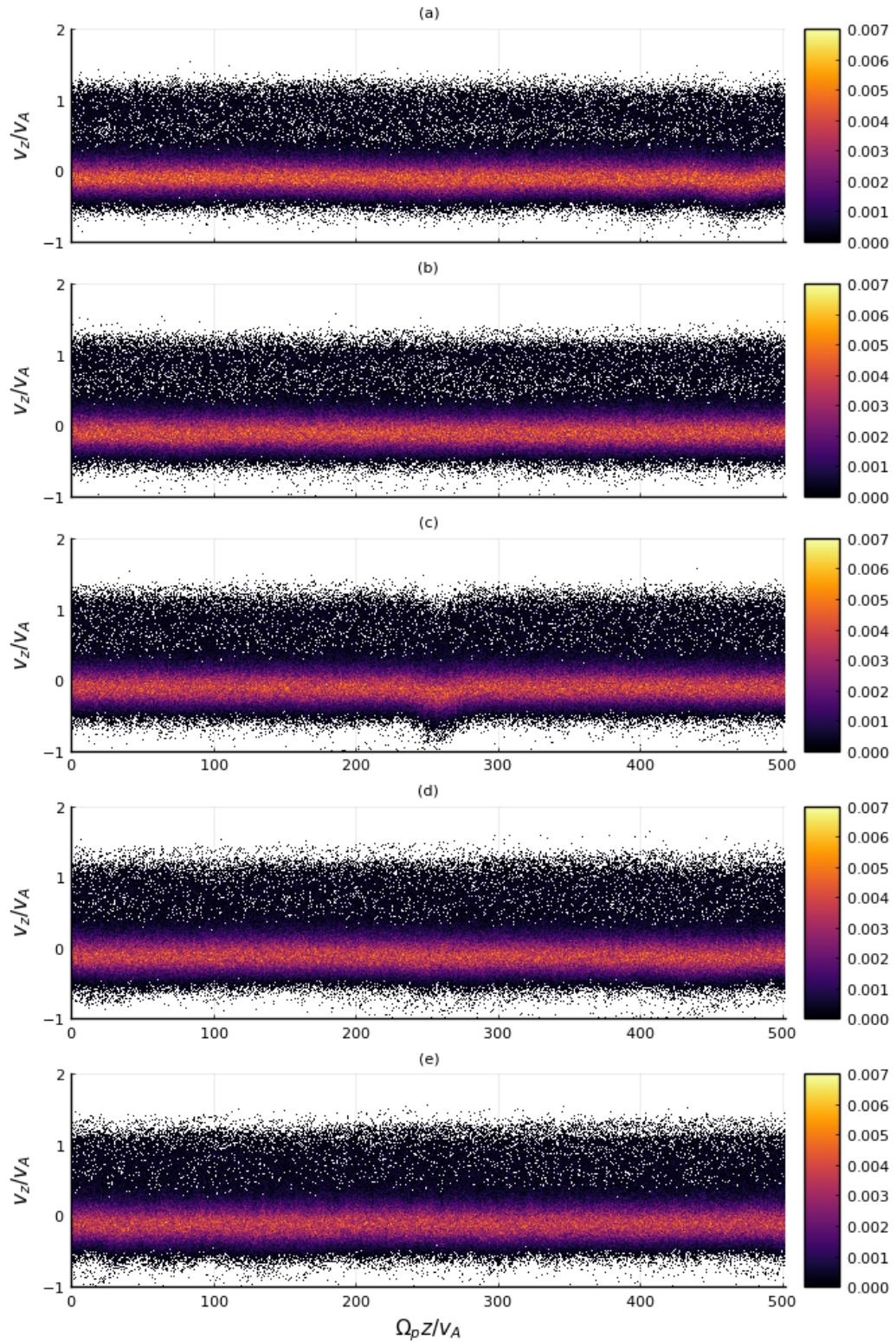


Figura 2.3.7: Espacio de fase de los protones a tiempo $\Omega_p t = 3000$, considerando un parámetro beta inicial de (a) $\beta_p = 0,065$, (b) $\beta_p = 0,075$, (c) $\beta_p = 0,08$, (d) $\beta_p = 0,085$, y $\beta_p = 0,09$.

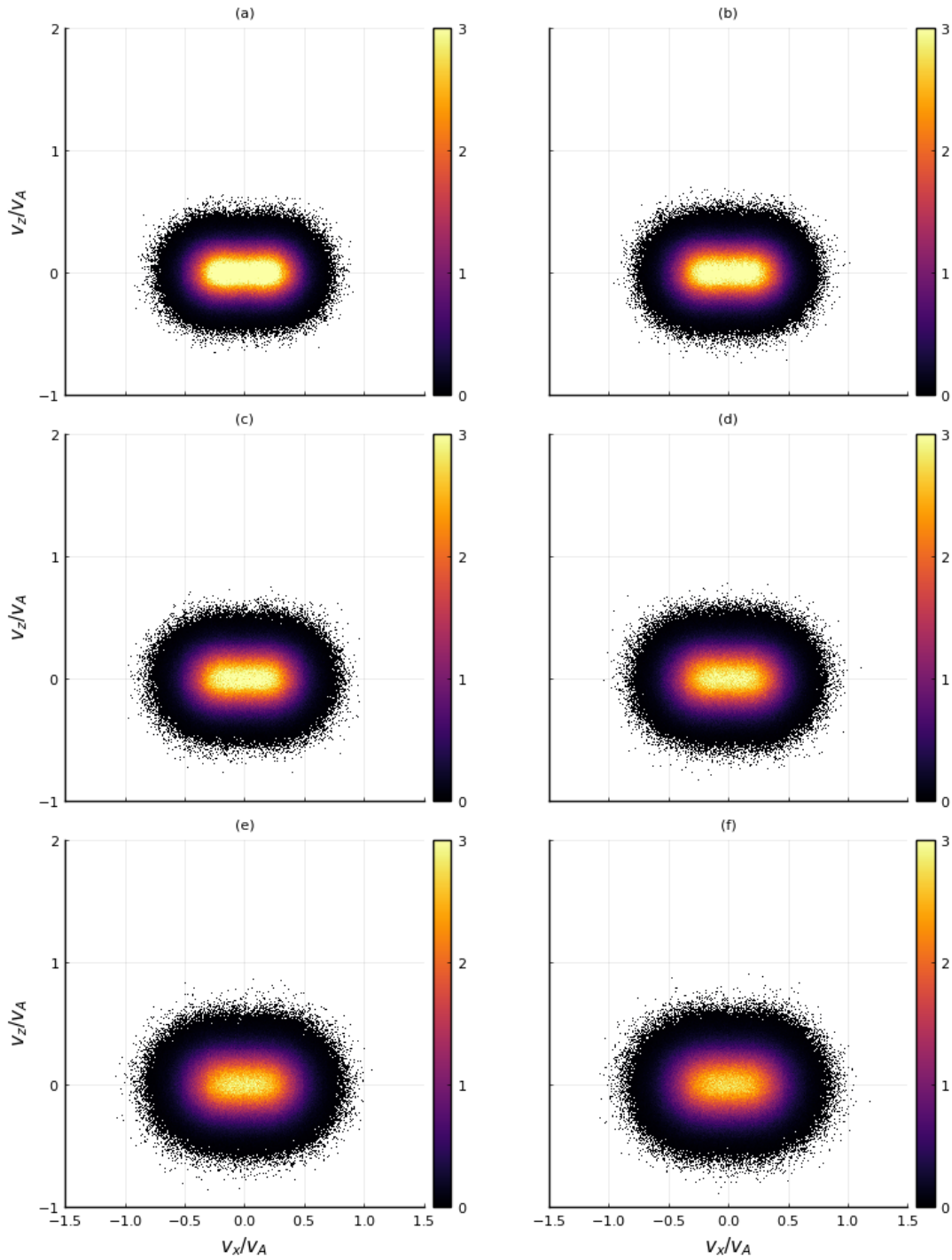


Figura 2.3.8: Distribución de velocidad de los protones en el plano (v_x, v_z) a tiempo $\Omega_p t = 0$, considerando que su parámetro beta inicial es (a) $\beta_p = 0,04$, (b) $\beta_p = 0,045$, (c) $\beta_p = 0,05$, (d) $\beta_p = 0,055$, (e) $\beta_p = 0,06$ y (f) $\beta_p = 0,065$.

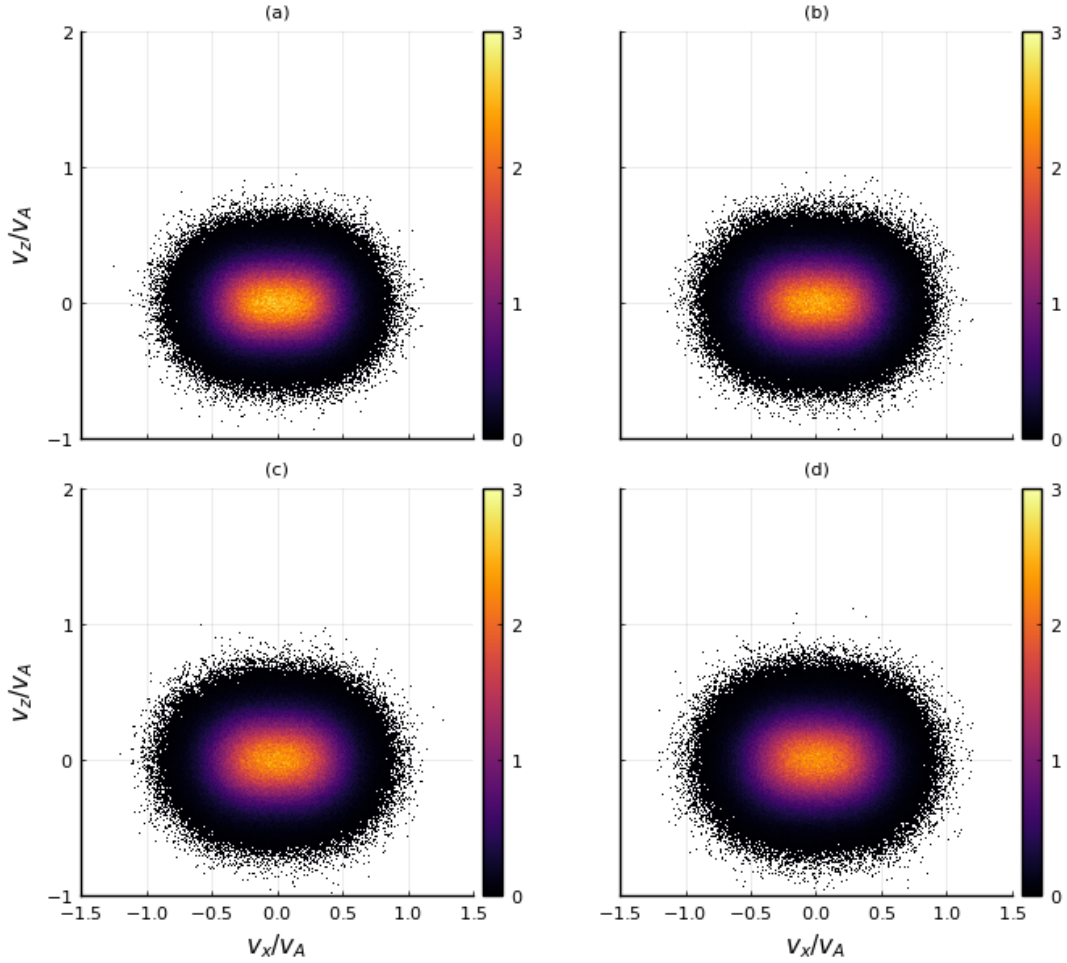


Figura 2.3.9: Distribución de velocidad de los protones en el plano (v_x, v_z) a tiempo $\Omega_p t = 0$, considerando que su parámetro beta inicial es (a) $\beta_p = 0,075$, (b) $\beta_p = 0,08$, (c) $\beta_p = 0,085$ y (d) $\beta_p = 0,09$.

Al cambiar el valor del parámetro beta inicial de los protones, las simulaciones no presentaron cambios significativos respecto a la simulación base, sin embargo se observaron propiedades dignas de comentar. El espacio de fase a tiempos $\Omega_p t = 0$ y $\Omega_p t = 3000$ no difieren significativamente de lo expuesto en el panel (a) y (c) de la figura 2.2.1 respectivamente, sin embargo para valores de β_p pequeños, el *core* de protones se vuelve más denso y compacto, lo cual es evidenciado por la barra de color en las figuras 2.3.6 y 2.3.7, donde vemos el espacio de fase final de cada simulación. Además, para β_p pequeño el *beam* de protones del estado final parece ser menos denso, lo cual es evidente al comparar, por ejemplo, el panel (a) de la figura 2.3.6 con el panel (e) de la figura 2.3.7.

Las distribuciones de velocidad en el plano (v_x, v_z) también presentaron la propiedad anterior, de modo que, para β_p pequeño el núcleo de protones aparece más denso y compacto que para β_p grande. De hecho en las figuras 2.3.8 y 2.3.9, que corresponden a los resultados a tiempo $\Omega_p t = 0$ para los 10 valores del parámetro beta inicial, podemos notar una expansión o dilatación de las distribuciones. Este fenómeno es mucho más intenso en la dirección vertical y se puede observar

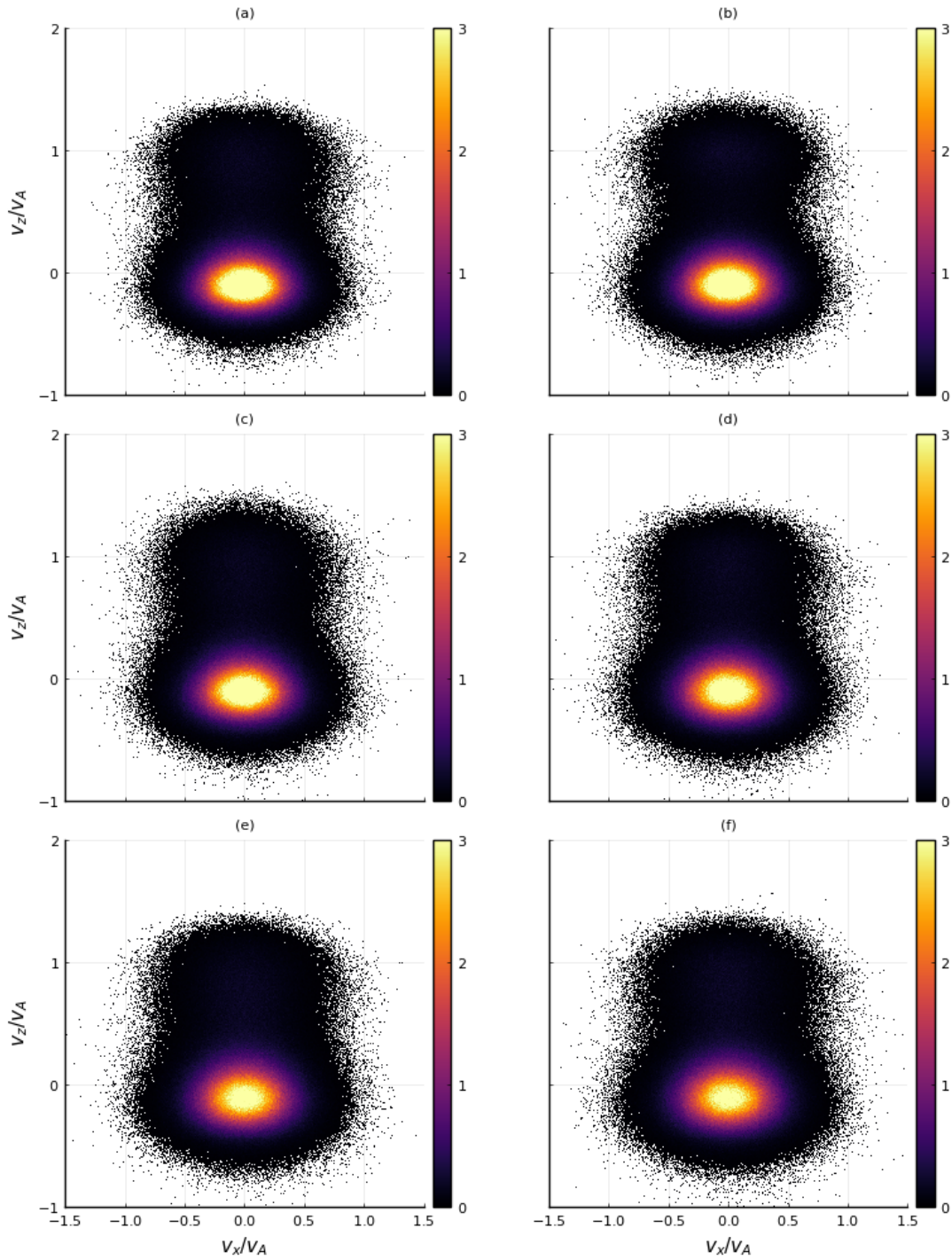


Figura 2.3.10: Distribución de velocidad de los protones en el plano (v_x, v_z) a tiempo $\Omega_p t = 3000$, considerando que su parámetro beta inicial es (a) $\beta_p = 0,04$, (b) $\beta_p = 0,045$, (c) $\beta_p = 0,05$, (d) $\beta_p = 0,055$, (e) $\beta_p = 0,06$ y (f) $\beta_p = 0,065$.

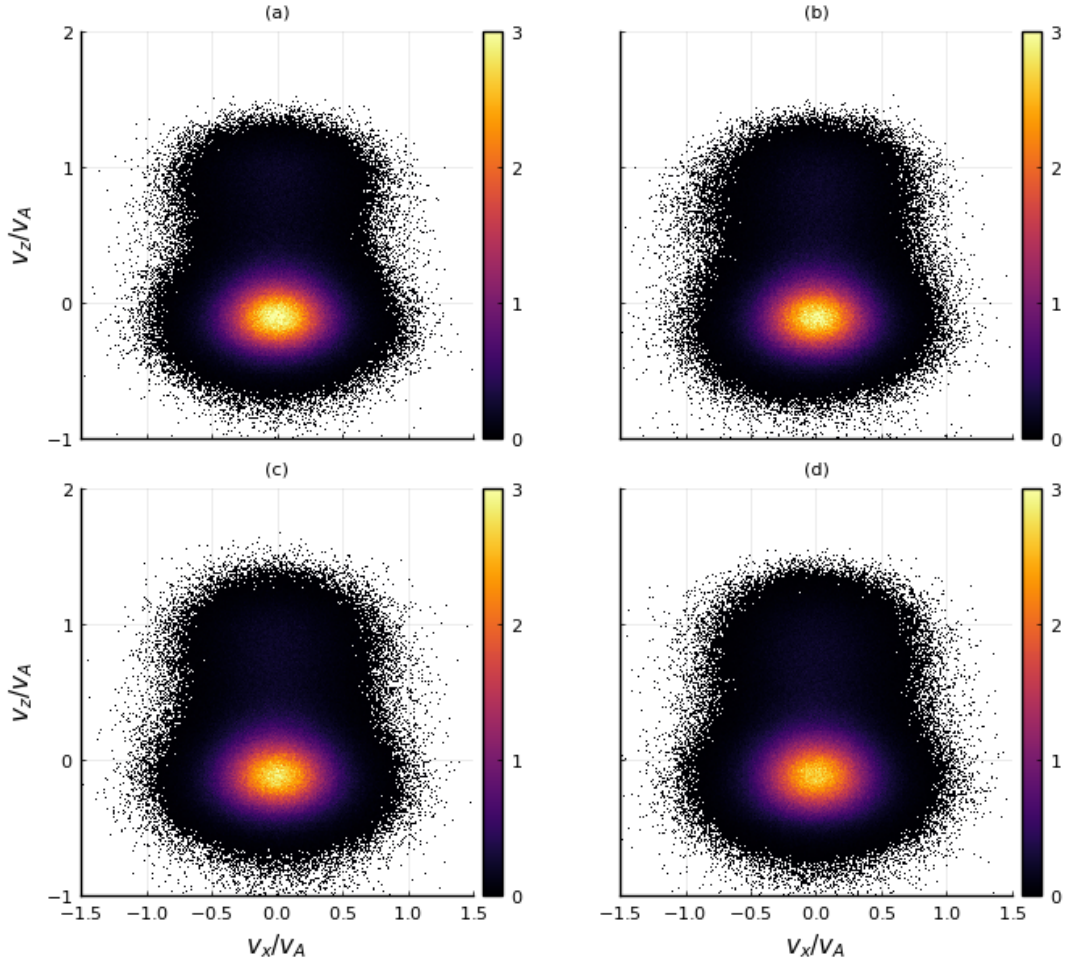


Figura 2.3.11: Distribución de velocidad de los protones en el plano (v_x, v_z) a tiempo $\Omega_p t = 3000$, considerando que su parámetro beta inicial es (a) $\beta_p = 0,075$, (b) $\beta_p = 0,08$, (c) $\beta_p = 0,085$ y (d) $\beta_p = 0,09$.

claramente al comparar el panel (a) de la figura 2.3.8 con el panel (d) de la figura 2.3.9. Lo mismo ocurre a tiempo $\Omega_p t = 3000$, mostrado en las figuras 2.3.10 y 2.3.11, donde podemos notar nuevamente que a medida que aumenta β_p la densidad del *core* disminuye y la distribución se expande.

El aumento en la densidad de cuentas del espacio de fase y de las distribuciones anteriores, puede entenderse con más claridad observando las distribuciones de velocidad de los protones en la dirección z , presentadas en las figuras 2.3.12 y 2.3.13 para tiempo $\Omega_p t = 0$, y en las figuras 2.3.14 y 2.3.15 para tiempo $\Omega_p t = 3000$. Si bien la forma general de las VDF no discrepan de lo expuesto en los paneles (a) y (d) de la figura 2.2.3, para el caso inicial y final respectivamente, existe una gran y notoria diferencia, la altura del core de protones es mucho mayor para β_p pequeño y disminuye a medida que β_p aumenta. El parámetro beta puede entenderse como una medida de la temperatura de las partículas, lo cual se representa gráficamente como el ancho de la distribución. De este modo, al reducir β_p (enfriar el *core*) los protones acumulan notablemente sus velocidades en torno a $v_z/v_A = 0$, provocando que la densidad de cuentas aumente.

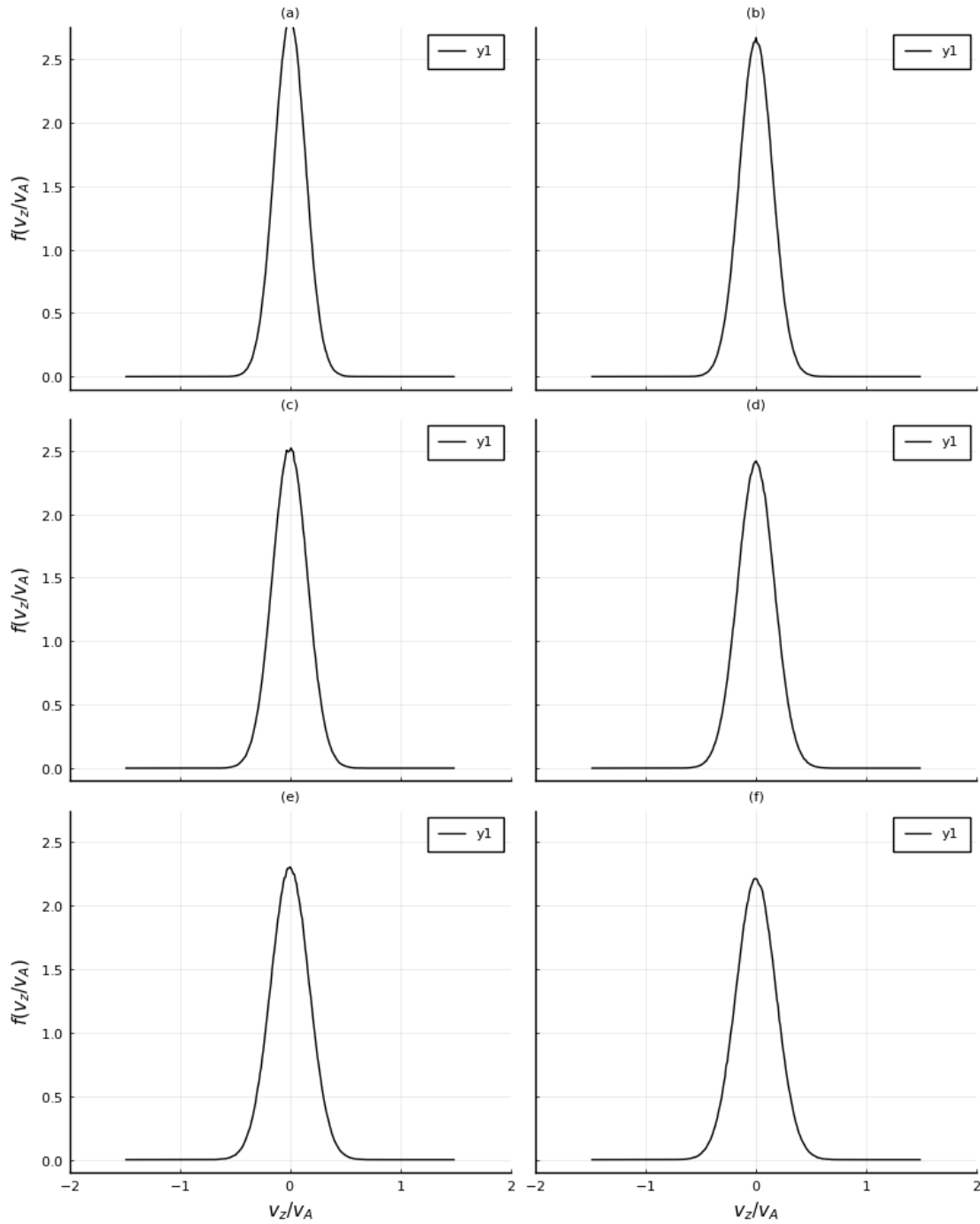


Figura 2.3.12: Distribución de velocidad en z de los protones a tiempo $\Omega_p t = 0$, considerando que su parámetro beta inicial es (a) $\beta_p = 0,04$, (b) $\beta_p = 0,045$, (c) $\beta_p = 0,05$, (d) $\beta_p = 0,055$, (e) $\beta_p = 0,06$ y (f) $\beta_p = 0,065$.

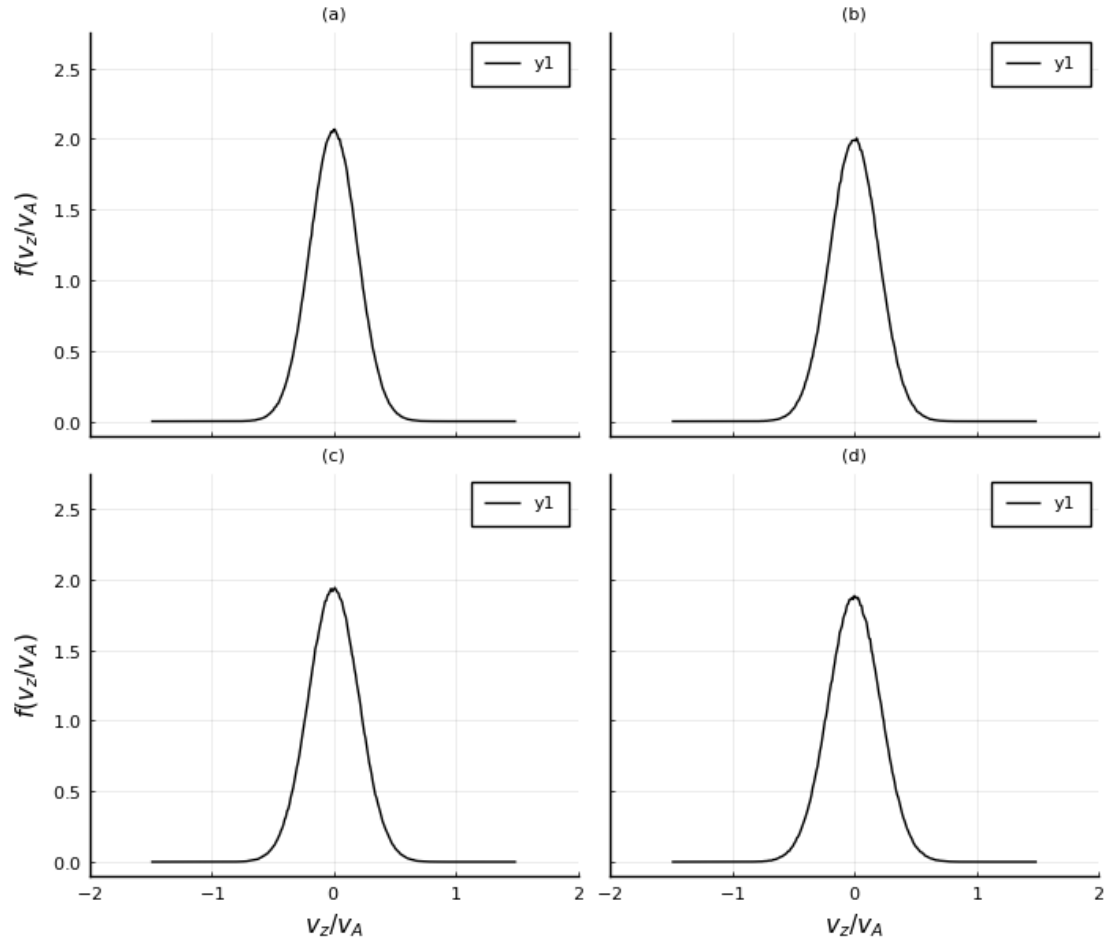


Figura 2.3.13: Distribución de velocidad en z de los protones a tiempo $\Omega_p t = 0$, considerando que su parámetro beta inicial es (a) $\beta_p = 0,075$, (b) $\beta_p = 0,08$, (c) $\beta_p = 0,085$ y (d) $\beta_p = 0,09$.

Nuevamente, el comportamiento de las cantidades macroscópicas para estas 10 simulaciones no cambió demasiado de lo expuesto en la sección 2.1, sin embargo la variación de β_p introdujo algunas diferencias que se comentan a continuación. Por supuesto, la temperatura del core resultó directamente proporcional a β_p , pero la forma de la curva de su evolución temporal se mantuvo casi invariante. El *drift* entre ambas componentes de protones resultó ligeramente mayor para valores pequeños de β_p . Además, cabe notar que el *beam* aparece aproximadamente en el mismo instante, independiente de β_p , pero alcanza una mayor densidad cuando su temperatura aumenta.

Por otra parte, los campos electromagnéticos resultaron muy similares a los de la simulación base, donde la simetría de las ramas y la intensidad de los espectros no se vio significativamente afectada por los cambios en β_p . Además, la disminución de la energía magnética total tampoco pareció depender fuertemente de β_p , en algunos casos alcanzó valores finales más bajos de energía que en otros pero sin un comportamiento claro.

Replicando la figura 2.2.14 para cada simulación con distinto β_p , se obtiene la figura 2.3.16, donde se muestra la evolución de las simulaciones con respecto a la amplitud magnética transversal

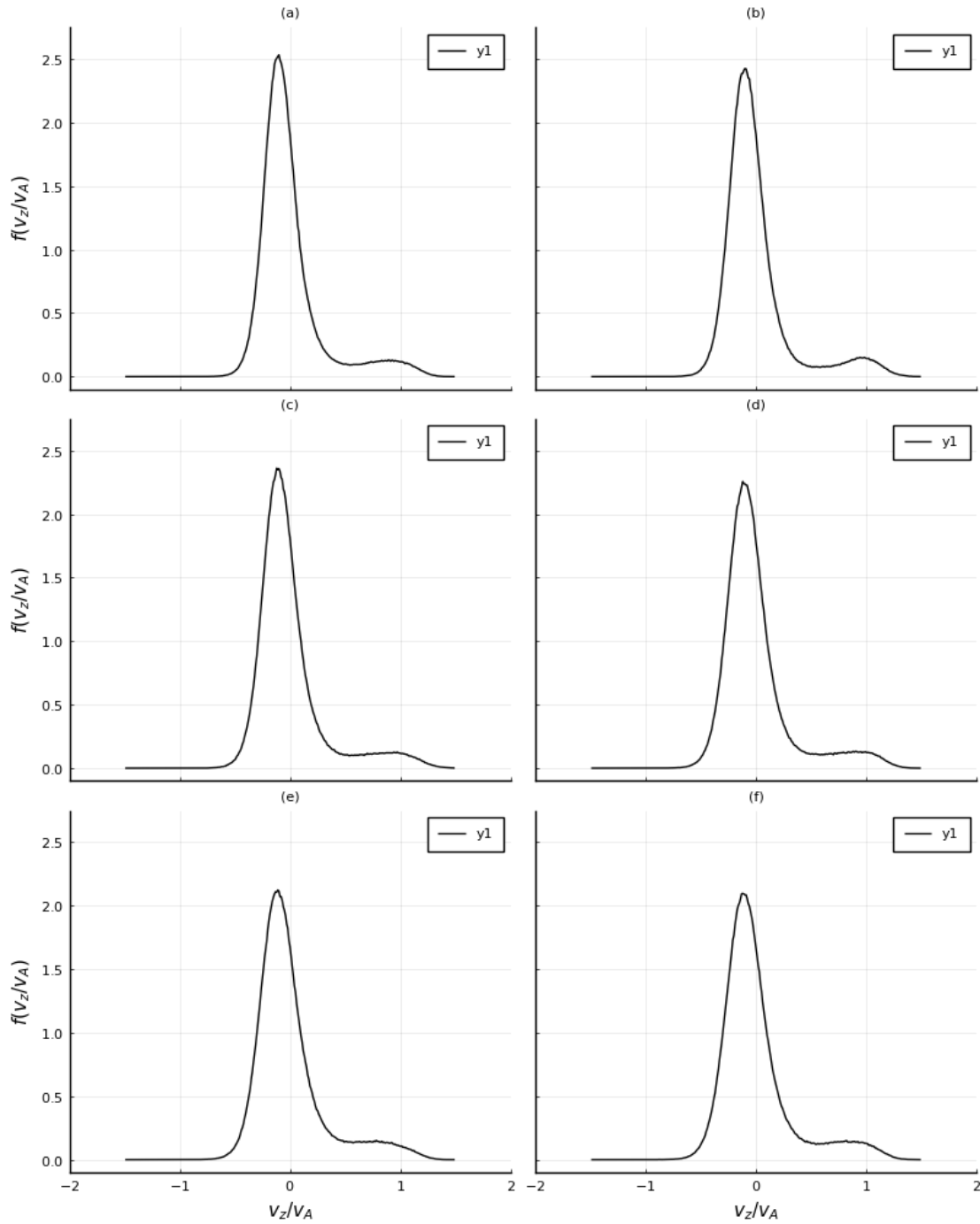


Figura 2.3.14: Distribución de velocidad en z de los protones a tiempo $\Omega_p t = 3000$, considerando que su parámetro beta inicial es (a) $\beta_p = 0,04$, (b) $\beta_p = 0,045$, (c) $\beta_p = 0,05$, (d) $\beta_p = 0,055$, (e) $\beta_p = 0,06$ y (f) $\beta_p = 0,065$.

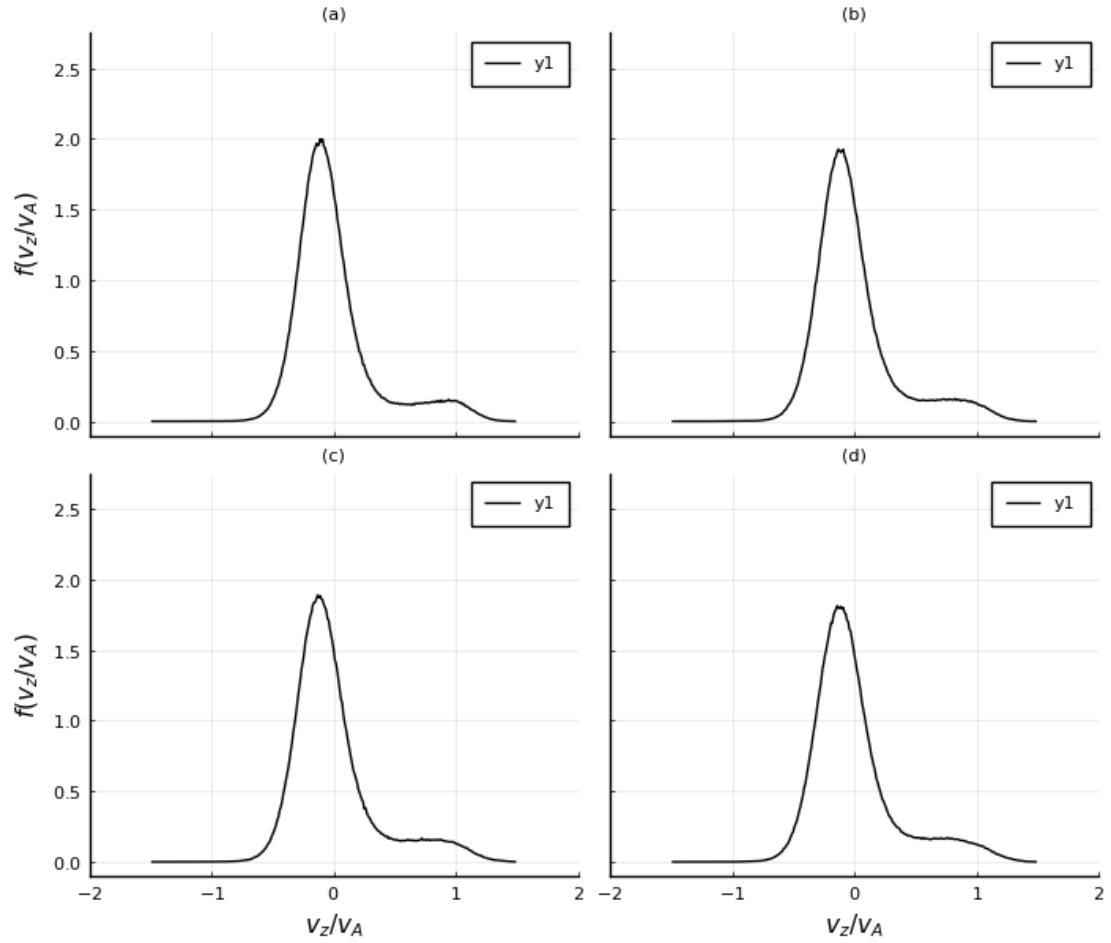


Figura 2.3.15: Distribución de velocidad en z de los protones a tiempo $\Omega_p t = 3000$, considerando que su parámetro beta inicial es (a) $\beta_p = 0,075$, (b) $\beta_p = 0,08$, (c) $\beta_p = 0,085$ y (d) $\beta_p = 0,09$.

total y el parámetro beta del core de protones. En la figura se observan puntos alineados horizontalmente, los cuales representan el estado inicial de las simulaciones para los 11 valores diferentes de β_p (incluyendo la simulación base) expuestos en la tabla 2.3.2. Los casos para los parámetros beta extremos se marcan con una línea sólida negra. Nuevamente, para los casos extremos se incluye el error asociado a cada instante de las simulaciones, mientras que para los demás casos solo se incluye en los instantes iniciales y finales. Los casos extremos con $\beta_p = 0,04$ y $\beta_p = 0,09$, y en general todos los casos de la figura, presentan una trayectoria muy similar, donde la diferencia más notoria corresponde al calentamiento inicial que sufre el core previo a enfriarse a medida que disminuye la amplitud del campo. Siguiendo el recorrido de las líneas sólidas grises, podemos notar como el aumento de β_c es mayor para β_p pequeño y se va reduciendo al aumentar β_p . En general, podemos concluir que el avance o evolución de las simulaciones no se ve afectado significativamente por el cambio en el parámetro beta inicial de los protones, mientras que el calentamiento inicial del *core* parece ser inversamente proporcional a β_p . Notemos que, al igual que en la figura 2.3.5, el estado final de todas las simulaciones se posiciona en las zonas inferiores de la figura.

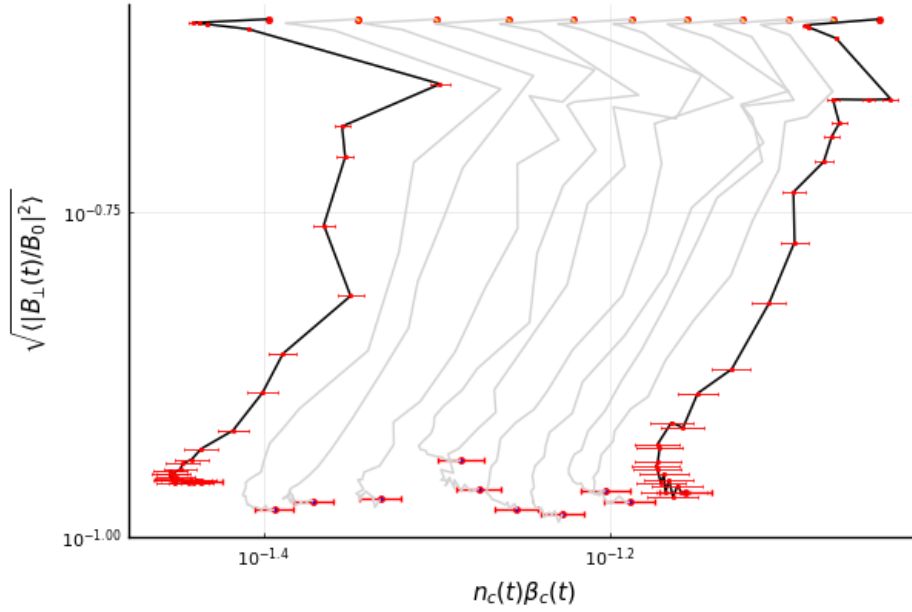


Figura 2.3.16: Evolución temporal de las simulaciones en el plano (β_c, b) , en escala logarítmica, para cada valor inicial del parámetro beta de los protones. En rojo se muestra el error asociado del ajuste para los instantes iniciales y finales de cada simulación. Se marca con línea sólida las simulaciones para los valores extremos de β_p .

2.3.3. Simulaciones para distinto m_0

Al modificar el modo de oscilación de la onda madre, se obtuvieron distribuciones muy diversas y diferentes respecto a la simulación base. Las diferencias fueron tantas que se decidió no considerar estos casos para el análisis final del presente trabajo, aún así, estos resultados representan posibles objetivos de estudio para trabajos posteriores y a continuación se comentará brevemente lo obtenido.

En la figura 2.3.17 se muestran las 8 simulaciones más representativas (de las 10 realizadas) para distintos m_0 , a tiempo $\Omega_p t = 3000$. En ella podemos notar propiedades bastante alejadas de una suma de Maxwellianas que, en comparación a la meseta observada en los casos anteriores, resultan muy difíciles de ajustar mediante nuestro método, de hecho se intentó y falló en reiteradas ocasiones. El modo inicial considerado aumenta de arriba hacia abajo y de izquierda a derecha en la figura. En el panel (a) podemos ver la formación de lo que parece un *beam*, el cual no adquirió la velocidad suficiente para separarse completamente del *core*. En el panel (b) la situación anterior se suaviza, derivando en el caso final de la simulación base mostrada en el (c). Para modos superiores a $m_0 = 32$ ocurre lo realmente interesante, y es que podemos notar como el *beam* aparentemente vuelve a integrarse con el *core*, dando pie a partir del panel (f) a la aparición de una población pequeña a la izquierda de la población principal, un *beam retropropagante*. Para valores de $m_0 = 104$ y $m_0 = 128$ el nuevo *beam* es levemente más notorio, y el *core* se presenta más ancho y suave. Estos resultados a pesar de interesantes quedan fuera del enfoque de esta tesis, sin embargo serán abordados en futuras investigaciones.

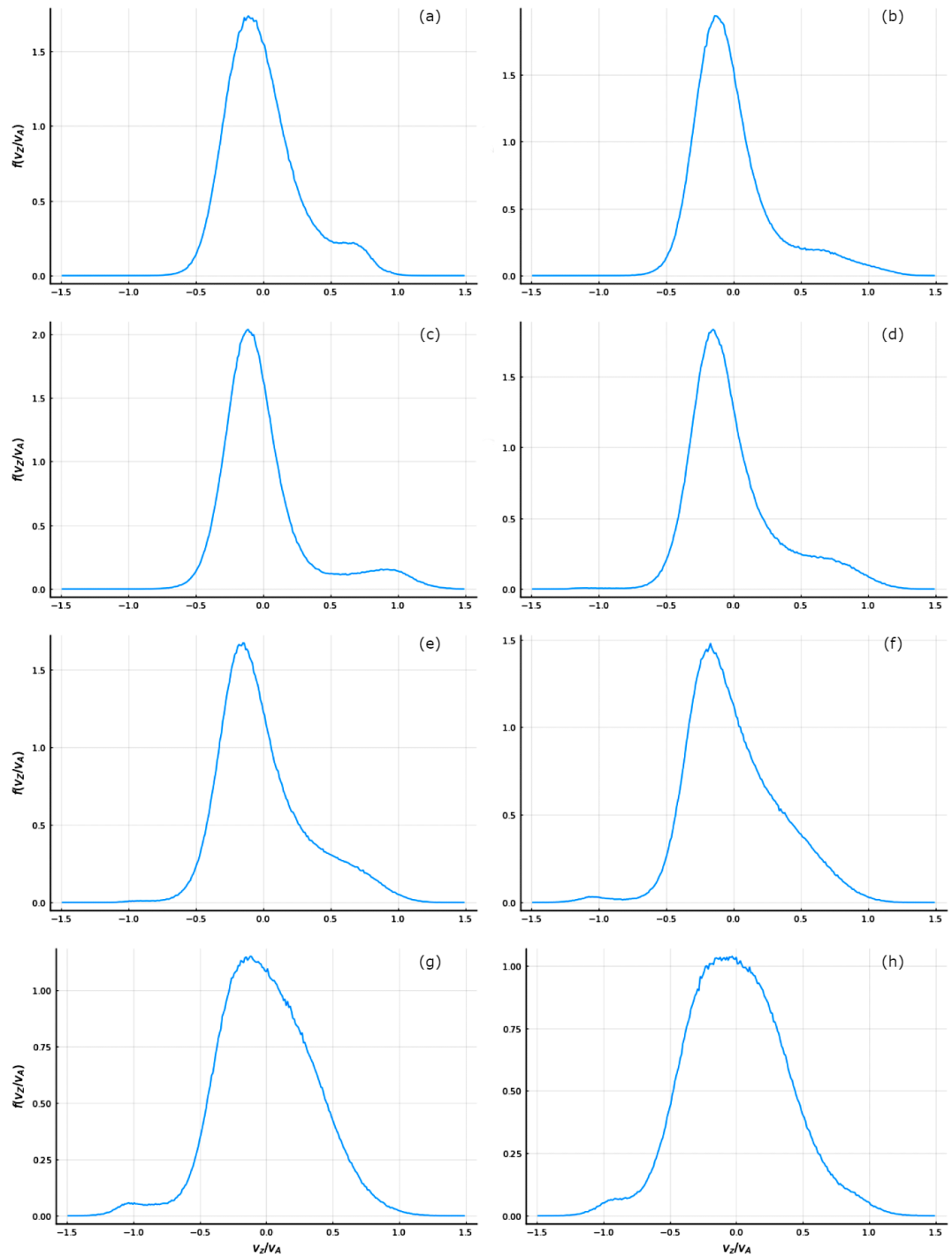


Figura 2.3.17: Distribución de velocidad en z de los protones a tiempo $\Omega_p t = 3000$, considerando que el modo de oscilación inicialmente excitado es (a) $m_0 = 8$, (b) $m_0 = 20$, (c) $m_0 = 32$, (d) $m_0 = 56$, (e) $m_0 = 68$, (f) $m_0 = 80$, (g) $m_0 = 104$ y (h) $m_0 = 128$.

2.3.4. Resultado final

Finalmente, utilizando lo obtenido de las secciones 2.3.1 y 2.3.2, se buscó comparar la evolución de las simulaciones en el plano (β_c, b) con los márgenes de inestabilidad paramétricos presentados por Bowen et al [31], lo cuales fueron replicados exitosamente mediante la teoría MHD.

Así, se obtuvo la figura 2.3.18, en la cual se incluyen las trayectorias de las figuras 2.3.5 y 2.3.16, para cada valor de b_0 y β_p de las tablas 2.3.1 y 2.3.2 respectivamente. En la figura podemos encontrar como puntos verdes los estados iniciales y finales de las simulaciones con diferente b_0 y como puntos morados los estados iniciales y finales de las simulaciones con diferente β_p , además se incluye en puntos naranjos el estado inicial y final de la simulación base. En la figura también se muestran los márgenes de inestabilidad más altos expuestos en la Figura 4 del artículo de Bowen [31], representados con líneas rojas.

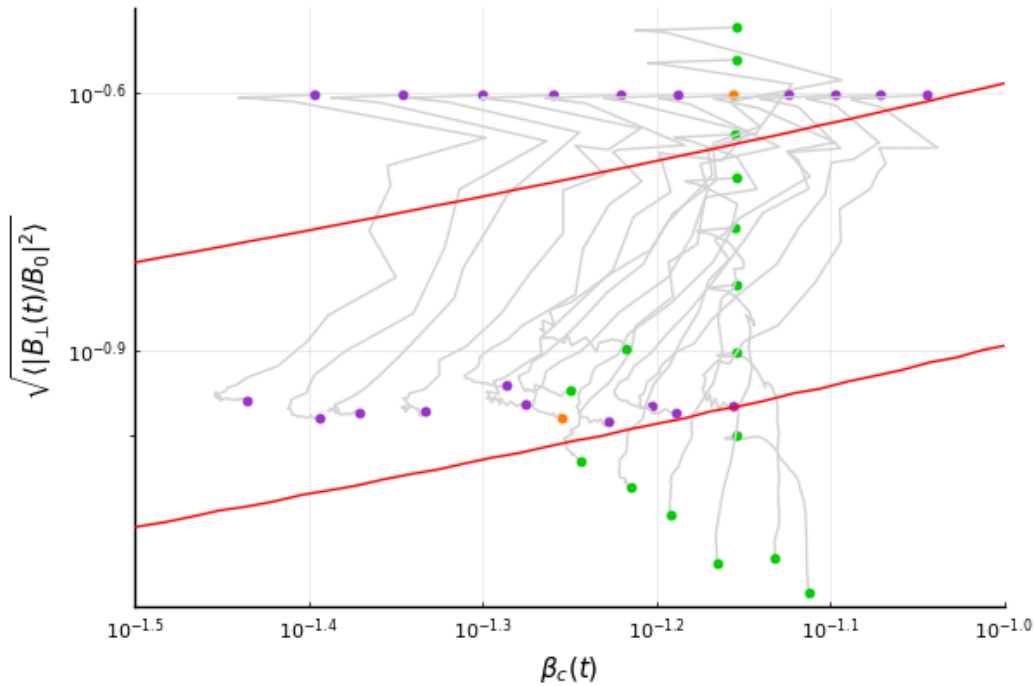


Figura 2.3.18: Evolución temporal de las simulaciones en el plano (β_c, b) , en escala logarítmica, para cada valor inicial de la amplitud de la onda de Alfvén madre (puntos verdes) y para cada valor inicial del parámetro beta de los protones (puntos morados). Las líneas rojas representan los márgenes de inestabilidad superiores extraídos de [31].

Como fue mencionado anteriormente, el estado final de todas las simulaciones consideradas en este análisis se posicionan en la zona inferior de la figura, lo cual corresponde a zonas más estables con respecto a los márgenes paramétricos en cuestión. Además podemos notar que, algunas de las simulaciones finalizan su trayectoria aún por sobre los márgenes, a pesar de que según lo descrito en las secciones anteriores el sistema alcanza un estado cuasi-estacionario.

Capítulo 3

Discusión y Conclusiones

En la presente tesis se realizó un estudio sistemático de simulaciones híbridas en 1D, considerando un plasma compuesto de un fluido de electrones sin masa, una distribución Maxwelliana de protones y una onda de Alfvén de amplitud finita, con el objetivo general de estudiar la estabilidad de distribuciones del tipo *core-beam* en presencia de un espectro de ondas electromagnéticas.

Para ello se consideraron en primer lugar, diferentes amplitudes iniciales de la onda madre, de donde se concluyó que la evolución de las simulaciones, o el avance de su trayectoria en el plano (β_c, b) , es directamente proporcional al valor de b_0 . Luego se consideraron diferentes valores para el parámetro beta inicial de los protones, de donde se concluyó la evolución de las simulaciones no se ve afectada significativamente por los valores de β_p , pero si influye en los cambios de temperatura que sufre el *core* en el proceso. Lo anterior aparece resumido en la figura 2.3.18. Por otro lado, al considerar diferentes modos de oscilación iniciales, los estados finales de las simulaciones resultaron fuera del objetivo general de estudio, y por lo tanto fuera de este análisis. Sin embargo, estos resultados dan cuenta de propiedades muy interesantes para cada m_0 , como *beams contrapropagantes*, que se abordarán en trabajos futuros.

En general, en todas las simulaciones consideradas en este análisis la onda de Alfvén madre atraviesa un proceso de decaimiento paramétrico, el cual resulta en un espectro de ondas electromagnéticas hijas y que produce un *beam* en la distribución de protones. Además, en todos los casos, esta configuración se encuentra en un estado cuasi-estacionario. Ahora bien, de nuestro resultado final 2.3.18, podemos notar que todas las simulaciones evolucionan hacia la estabilidad, es decir, a ubicarse por debajo de los márgenes de inestabilidad. Sin embargo, algunas de ellas presentan estados finales que permanecen en zonas inestables según la teoría lineal MHD, por lo cual se puede conjeturar que el sistema (la distribución *core-beam* de protones) se encuentra en equilibrio con el espectro de ondas resultantes del proceso.

Bibliografía

- [1] S. Bourouaine, E. Marsch, and F. M. Neubauer, “Temperature anisotropy and differential streaming of solar wind ions. correlations with transverse fluctuations,” *Astronomy & Astrophysics*, vol. 536, p. A39, 2011.
- [2] L. Ofman, S. A. Boardsen, L. K. Jian, J. L. Verniero, and D. Larson, “Modeling ion beams, kinetic instabilities, and waves observed by the parker solar probe near perihelia,” *The Astrophysical Journal*, vol. 926, no. 2, p. 185, 2022.
- [3] M. P. Leubner and A. F. Viñas, “Stability analysis of double-peaked proton distribution functions in the solar wind,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 91, no. A12, pp. 13366–13372, 1986.
- [4] W. Feldman, J. Asbridge, S. Bame, and M. Montgomery, “Double ion streams in the solar wind,” *Journal of Geophysical Research*, vol. 78, no. 13, pp. 2017–2027, 1973.
- [5] E. Marsch, K.-H. Mühlhäuser, R. Schwenn, H. Rosenbauer, W. Pilipp, and F. Neubauer, “Solar wind protons: Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 au,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 87, no. A1, pp. 52–72, 1982.
- [6] B. Alterman, J. C. Kasper, M. L. Stevens, and A. Koval, “A comparison of alpha particle and proton beam differential flows in collisionally young solar wind,” *The Astrophysical Journal*, vol. 864, no. 2, p. 112, 2018.
- [7] J. Verniero, B. Chandran, D. Larson, K. Paulson, B. Alterman, S. Badman, S. Bale, J. Bonnell, T. Bowen, T. D. de Wit, *et al.*, “Strong perpendicular velocity-space diffusion in proton beams observed by parker solar probe,” *The Astrophysical Journal*, vol. 924, no. 2, p. 112, 2022.
- [8] S. Bourouaine, D. Verscharen, B. D. Chandran, B. A. Maruca, and J. C. Kasper, “Limits on alpha particle temperature anisotropy and differential flow from kinetic instabilities: solar wind observations,” *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 777, no. 1, p. L3, 2013.
- [9] S. P. Gary, L. K. Jian, T. W. Broiles, M. L. Stevens, J. J. Podesta, and J. C. Kasper, “Ion-driven instabilities in the solar wind: Wind observations of 19 march 2005,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 121, no. 1, pp. 30–41, 2016.
- [10] S. P. Gary and S. P. Gary, *Theory of space plasma microinstabilities*. Cambridge university press, 1993.
- [11] L. Gomberoff and P. Vega, “Electrostatic instabilities driven by ion beams,” *Plasma physics and controlled fusion*, vol. 32, no. 9, p. 737, 1990.
- [12] W. Daughton, S. P. Gary, and D. Winske, “Electromagnetic proton/proton instabilities in the solar wind: Simulations,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 104, no. A3, pp. 4657–4667, 1999.

- [13] S. P. Gary, L. Yin, D. Winske, and D. B. Reisenfeld, "Electromagnetic alpha/proton instabilities in the solar wind," *Geophysical research letters*, vol. 27, no. 9, pp. 1355–1358, 2000.
- [14] L. Gomberoff, "Stabilization of linear ion beam right-hand polarized instabilities by nonlinear alfvén/ion-cyclotron waves," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 108, no. A6, 2003.
- [15] L. Gomberoff, J. Hoyos, and A. Brinca, "Effect of a large-amplitude circularly polarized wave on linear beam-plasma electromagnetic instabilities," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 108, no. A12, 2003.
- [16] K. Klein, B. Alterman, M. Stevens, D. Vech, and J. Kasper, "Majority of solar wind intervals support ion-driven instabilities," *Physical review letters*, vol. 120, no. 20, p. 205102, 2018.
- [17] E. Marsch and S. Livi, "Observational evidence for marginal stability of solar wind ion beams," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 92, no. A7, pp. 7263–7268, 1987.
- [18] S. Bale, J. Kasper, G. Howes, E. Quataert, C. Salem, and D. Sundkvist, "Magnetic fluctuation power near proton temperature anisotropy instability thresholds in the solar wind," *Physical review letters*, vol. 103, no. 21, p. 211101, 2009.
- [19] J. Verniero, D. Larson, R. Livi, A. Rahmati, M. McManus, P. S. Pyakurel, K. Klein, T. Bowen, J. Bonnell, B. Alterman, *et al.*, "Parker solar probe observations of proton beams simultaneous with ion-scale waves," *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 248, no. 1, p. 5, 2020.
- [20] R. Navarro, P. Moya, V. Muñoz, J. Araneda, J. Valdivia, *et al.*, "Solar wind thermally induced magnetic fluctuations," *Physical Review Letters*, vol. 112, no. 24, p. 245001, 2014.
- [21] R. Z. Sagdeev and A. A. Galeev, "Nonlinear plasma theory," *Nonlinear Plasma Theory*, 1969.
- [22] N. Derby Jr, "Modulational instability of finite-amplitude, circularly polarized alfvén waves," *The Astrophysical Journal*, vol. 224, pp. 1013–1016, 1978.
- [23] M. L. Goldstein, "An instability of finite amplitude circularly polarized alfvén waves," *The Astrophysical Journal*, vol. 219, pp. 700–704, 1978.
- [24] J.-I. Sakai and B. Ö. Sonnerup, "Modulational instability of finite amplitude dispersive alfvén waves," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 88, no. A11, pp. 9069–9079, 1983.
- [25] H. Wong and M. Goldstein, "Parametric instabilities of circularly polarized alfvén waves including dispersion," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 91, no. A5, pp. 5617–5628, 1986.
- [26] J. V. Hollweg, "Beat, modulational, and decay instabilities of a circularly polarized alfvén wave," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 99, no. A12, pp. 23431–23447, 1994.
- [27] B. Inhester, "A drift-kinetic treatment of the parametric decay of large-amplitude alfvén waves," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 95, no. A7, pp. 10525–10539, 1990.
- [28] T. Terasawa, M. Hoshino, J.-I. Sakai, and T. Hada, "Decay instability of finite-amplitude circularly polarized alfvén waves: A numerical simulation of stimulated brillouin scattering," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 91, no. A4, pp. 4171–4187, 1986.
- [29] J. A. Araneda, E. Marsch, and A. F. Vinas, "Collisionless damping of parametrically unstable alfvén waves," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 112, no. A4, 2007.

-
- [30] J. A. Araneda, E. Marsch, F. Adolfo, *et al.*, “Proton core heating and beam formation via parametrically unstable alfvén-cyclotron waves,” *Physical review letters*, vol. 100, no. 12, p. 125003, 2008.
- [31] T. A. Bowen, S. Badman, P. Hellinger, and S. D. Bale, “Density fluctuations in the solar wind driven by alfvén wave parametric decay,” *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 854, no. 2, p. L33, 2018.
- [32] B. Ö. Sonnerup and S.-Y. Su, “Large amplitude whistler waves in a hot collision-free plasma,” *The Physics of Fluids*, vol. 10, no. 2, pp. 462–464, 1967.
- [33] R. E. Navarro, J. Araneda, V. Munoz, P. S. Moya, A. F-Viñas, and J. A. Valdivia, “Theory of electromagnetic fluctuations for magnetized multi-species plasmas,” *Physics of Plasmas*, vol. 21, no. 9, 2014.