

ラングミュア乱流入門

著者	安藤 利得, 飽本 一裕, 谷川 隆夫
雑誌名	プラズマ・核融合学会誌
巻	81
号	2
ページ	94-104
発行年	2005-02-25
URL	http://hdl.handle.net/2297/7186

解説

ラングミュア乱流入門

安藤 利得^a、鮑本 一裕^b、谷川 隆夫^c

(金沢大学自然科学研究科、帝京大学 理工学部、東海大学総合科学技術研究所)

A Short Guide to Langmuir Turbulence: Theory and Experiment.

ANDO Ritoku, AKIMOTO Kazuhiro, TANIKAWA Takao

^a Graduate School of Natural Science and Technology, Kanazawa University, Kanazawa 920-1192, Japan

^b School of Science and Technology, Teikyo University, Utsunomiya 320-8511, Japan

^c Research Institute of Science and Technology, Tokai University, Hiratsuka, Kanagawa 259-1292, Japan

(Received 28 December 2004)

This article is intended as a short guide to the field of “Langmuir turbulence.” Various theoretical and experimental studies on Langmuir turbulence have been carried out since the 60’s; consequently, a number of its fascinating properties have been revealed. However, there still remain important unsolved issues in this basic field of plasma physics. In the present article the history and recent research activities concerning Langmuir turbulence is briefly reviewed.

Keywords:

Langmuir turbulence, Zakharov equation, caviton, transit-time damping

1. はじめに

中性流体が強い乱流状態になると内部に小さな気泡ができる「キャビテーション」という現象があります[1]。流れが多数の渦を形成した状態（通常の乱流）を巨視的乱流というのに対して、「キャビテーション」を微視的乱流と呼ぶことにします。さて、同じ流体としてプラズマにも乱流があるのはご存知の通りです。自由度が多いことを反映してかいろいろな乱流がありますが、例えば、最近とくに脚光を浴びているのが電磁流体乱流（MHD乱流）です。これは先程の例で言えば、巨視的乱流です。これに対して、ここで紹介する「ラングミュア乱流（または擾乱とも言う）」は微視的乱流と言えるでしょう。トンクス（Tonks）とラングミュア（Langmuir）[2]による「静電電子プラズマ波（又はラングミュア波）」の発見以来、このラングミュア波に起因する乱流現象は、その普遍性故に、実験、理論、コンピュータ・シミュレーションで盛んに研究

author’s e-mail: ando@plasma.s.kanazawa-u.ac.jp,^a akimoto@ees.teikyo-u.ac.jp,^b
tnth@keyaki.cc.u-tokai.ac.jp^c

がなされてきました。特に、ラングミュア波のエネルギーがプラズマの熱エネルギーと比べて無視できなくなった時には「キャビトン」と呼ばれる泡が作られ（この場合、気泡ではなく内部に静電波が詰まった泡である）、プラズマは“弱い”乱流状態からキャビトンが生成・消滅を繰り返す“強い”ラングミュア乱流（“Strong” Langmuir Turbulence (SLT)）へと遷移します。

ところで、「キャビテーション」と「キャビトン」の間には定性的によく似た性質があります。例えば、前者の場合には超音波、後者では電磁波や静電波で強く励起すると生成すること、生成と消滅を短い周期で繰り返すこと、消滅する際に周囲の媒質を非常に高温に加熱したり電磁波を放射したりすることなどです。キャビトンの性質は中性流体からの類推ではなく、プラズマ物理の発展で独自に解明されてきました。SLTは、プラズマ乱流の中でも最も詳細に研究されているものの一つと思われます。この解説では、弱い乱流と強い乱流との関係について議論しつつ、ラングミュア乱流が今までどのような形で研究されてきたのかを理論、実験の両側面から概観してみます。

2. ラングミュア乱流の理論的側面

本節ではラングミュア乱流（Langmuir Turbulence [LT]）の理論的側面を解説する。LTの研究は70～80年代に大きなピークを形成し、成果がレビューされた[3- 8]。そして残念ながら近年は若干下火になった感がある。しかし、それはLTの全容がほぼ解明されたからではない。4章で明らかにするように、LTの研究は依然未解決の重要課題に満ちている。それらを説明する前に、まずLTの理論的な基礎から紹介したい。

非磁化プラズマ中には3種類のノーマルモード（イオン音波、ラングミュア波、電磁波）が存在する。LTはもちろん、ラングミュア波が発展して生成するものだが、弱いLT中ではこれら3種のノーマルモードが相互作用する。ラングミュア波は一般的に、密度勾配のあるプラズマへ入射する電磁波のモード変換や、電子ビーム・プラズマ不安定性により励起される。まず、線形ラングミュア波と大振幅（非線形）ラングミュア波の違いを探ってみよう。

2. 1 線形ラングミュア波

振幅 E_0 、波数 k 、角周波数 ω をもち、 x 軸方向に進む、ラングミュア平面波は $E(x,t) = E_0 \cos(kx - \omega t + \theta)$ と表せる。ここで、 t は時間で θ は位相定数。波数と角周波数は分散関係 $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3k^2 v_e^2$ を満たす。ここで、 ω_{pe} は電子プラズマ周波数、 v_e は電子の熱速度。

振幅が充分小なので、この波は安定である。一般的な波は、他の波と「波-波相互作用」し、粒子とは「波-粒子相互作用」する。線形ラングミュア波では波-波相互作用は無視でき、波-粒子相互作用としてランダウ減衰[9]がある。（短波長波を散逸する傾向があるランダウ減衰は、プラズマ物理オリジナルの現象だが、興味深いことに現在でも研究されている。例えばランダウ減衰と、ラングミュア波パルスの走行時間減衰(transit-time damping)との関係[10]や、中性ガ

ス中の音波のランダウ減衰[11]等は、最近の研究対象だ)

比較的大振幅になると、LTの根幹を成す波-波相互作用が以下のように重要になる。

2. 2 弱いラングミュア乱流

乱流過程の研究には波数空間が多用される。典型的な乱流はソース（波動エネルギー発生領域=ポンプ波）とシンク（波動エネルギー散逸領域）をもつ。ある波数 k_0 の波が主に励起される時、波数空間では k_0 がソースとなる。その波が、単一ないし複数の波-波相互作用のため、より大きな波数 k_A に変換され、散逸されるとき、波数空間では k_A がシンクになる。このように、波のエネルギーが波数の小さな領域から大きな領域に移動することが「カスケード」(図1の過程A)で、強いLT内で起こる。その逆が「逆カスケード」(図1の過程B)で、弱いLT内で起こる。逆カスケードを駆動する代表的なプロセスがパラメトリック崩壊不安定(parametric decay instability [PDI])だ[3-8]。

PDIは3波共鳴相互作用である：波数と角周波数 (k_0, ω_0) をもつ親ラングミュア波 L が、波数と角周波数 (k, ω) のイオン音波 S と $(k_0 - k, \omega_0 - \omega)$ の子供ラングミュア波 L_- に崩壊する。つまり、 $L \rightarrow S + L_-$ 。これは波数と振動数が共に減少する下方変換過程（逆カスケード）である。だが、逆カスケードが進むと波のエネルギーが $k \approx 0$ に沈殿し、「ラングミュア凝縮」(Langmuir condensation)と呼ばれる状態をつくる。しかし、それでは散逸（ランダウ減衰）が起こらず乱流過程の典型的シナリオが成立しない。この矛盾を解決する決定打が、特に長波長波のカスケードを引き起こす変調不安定(modulational instability [MI])だ[3-8]。MIは、Oscillating Two Stream Instability(OTSI)とも呼ばれ[12]、非共鳴型の4波相互作用である。つまり、親ラングミュア波 L が、波数と角周波数が (k, ω) のイオン音波 S と $(k_0 \pm k, \omega_0 \pm \omega)$ の2個の子供ラングミュア波 L_{\pm} に崩壊する($L \rightarrow S + L_+ + L_-$)。だが、親ラングミュア波の振幅が比較的大きく強制振動的に相互作用するため、これらの共鳴条件は厳密には満たされない。従ってMIは、波数の大きな非線形子供ラングミュア波を励起する上方変換（カスケード）過程も含み、波同士のうなりにより大きな振幅「変調」を誘起できる。弱い乱流中の基本過程であるPDIと、MI(OTSI)をまとめて、「パラメトリック不安定」と呼ぶ。図1の過程AとCはMIによる。他方、これらとは別に、ラングミュア波が電磁波とイオン音波とに崩壊する過程も存在する[13]。

さて、どのようなラングミュア波がPDIやMIを引き起こすのだろうか？ 図2にそれを要約した。

図で、 $W = |E|^2 / 8\pi n_e T_e$ は、電子の熱エネルギーで規格化された波動エネルギー、 n_e, T_e はそれぞれ電子密度とエネルギー単位で表した電子温度である（国際単位系で標準記号を用いると $W = \epsilon_0 |E|^2 / 4n_e k_B T_e$ となる）。一般に、波数が小さいとMIが起こりやすい。このため先述のように、PDIにより生成されるラングミュア凝縮($k \approx 0$)の波動エネルギーのかなりの部分は、種々のMIによりカスケードし、最終的には熱エネルギーに変換される。初めから充分小さい波数をもつラングミュア波はMIに対して不安定なので、ラングミュア波は押しなべてMIによりカスケ

ードする。水の乱流中の渦と同様に、波数空間でのカスケードがコヒーレントに進行するとき、波は空間的にコヒーレントに局在化する。局在化につれて、波の最大振幅がさらに増大し、強いラングミュア乱流に発展する。図2にも示されているように (static MIとsubsonic MIの境界)、一般に強いラングミュア乱流の条件は $W > (k_0 \lambda_e)^2$ とされる[14]。ここで λ_e は電子デバイ長。一方、PDIは親ラングミュア波の振幅が増大すると、4波相互作用型のmodified PDI(modified decay)に変わる。

さて、これらの不安定性をそもそもどのように調べるのだろうか？ ラングミュア波の不安定性は、イオン音波を媒介とするためイオンの時間スケールで進行する。そこで、電子とイオンの各流体方程式を時間平均してイオンの時間スケールでの波動方程式に変換したものがZakharov方程式(1)、(2)で、それは $W \ll 1$ の場合、暗にラングミュア波 (k_0, ω_0)、イオン音波 (k, ω) およびそれらのビート波 ($k_0 \pm k, \omega_0 \pm \omega$) の相互作用を表す。

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \nabla^2 \right] \frac{\delta n_s}{n_0} = \nabla^2 \frac{|E|^2}{16\pi n_0 m_i} \quad (1)$$

$$\left[i\omega_0 \frac{\partial}{\partial t} + \frac{3}{2} v_e^2 \nabla \nabla \cdot \right] E = \frac{\omega_0^2}{2} \frac{\delta n_s}{n_0} E \quad (2)$$

ここで、 c_s はイオン音速で、 $n_e = n_0 + \delta n_f + \delta n_s$ だが、 n_0 = 定常密度、 δn_f 、 δn_s はそれぞれ電子(fast)とイオン(slow)の時間スケールで変動する密度成分を表す。そして、 E はイオンの時間スケールで変調する、ラングミュア波の振幅変調部に相当する。(他の記号は標準的) まず、式(1)の左辺はイオン音波の波動方程式で、右辺がそのエンジンに対応する。つまり、イオン音波はラングミュア波の非線形力(ポンペロモーティヴ力、後述)により駆動される。他方、式(2)では、左辺にあるラングミュア波の振幅変調が、右辺のイオン音波と振幅変調とのビートにより駆動されている。これまで紹介した種々のパラメトリック不安定は振幅が充分小さい ($W \ll 1$) 場合に、Zakharov方程式をフーリエ変換して解析できる。

次に、1次元 Zakharov 方程式を以下のように規格化して、簡潔化しよう。

$$\frac{3m_i \omega}{2m_e \omega_0} \Rightarrow \omega, \quad \frac{3k\lambda_e}{2\sqrt{m_e/m_i}} \Rightarrow k, \quad \frac{3|E|^2}{64\pi n_0 T_e} \Rightarrow |E|^2, \quad \frac{3\delta n_s}{4n_0 m_e/m_i} \Rightarrow \delta n$$

この結果、規格化された1次元 Zakharov 方程式を得る。

$$\delta n_{tt} - \delta n_{xx} = (|E|^2)_{xx} \quad (3)$$

$$iE_t + E_{xx} = \delta n E \quad (4)$$

式(3)で、密度揺らぎの時間変化が無視できる static limit では左辺の第1項が落とせ、 $\delta n = -|E|^2$ を得る。従って、static limit でラングミュア波の振幅変調を表す式(4)は、次の「非線形シュレディンガー方程式」で近似できる。

$$iE_t + E_{xx} + |E|^2 E = 0 \quad (5)$$

2. 3 強いラングミュア乱流とキャビトン

MIによりコヒーレントに変調されたラングミュア波は局在化し最大振幅を増大させながら、やがてラングミュア・ソリトンを形成する。非線形シュレディンガー方程式(5)のソリトン解は、逆散乱法を利用して、ZakharovとShabatが1971年に発見した[15]。

$$E = E_0 \operatorname{sech} \left[E_0(x - Mt) / \sqrt{2} \right] \times \exp \left[i \left\{ Mx/2 - (M^2/4 - E_0^2/2)t \right\} \right] \quad (6)$$

ここで、 M は c_s により規格化されたマッハ数。 E がラングミュア波の単なる振幅でないことは式(6)が振動部を含むことから明らかである。式(6)は、ランダウ減衰と並ぶ、プラズマ物理オリジナルの重要な業績である。一方、1次元Zakharov方程式(3)、(4)も以下のソリトン解をもつことが知られている[16]。

$$E = E_0 \operatorname{sech} \left[E_0(x - Mt) / \sqrt{2(1 - M^2)} \right] \times \exp \left[i \left\{ Mx/2 - (M^2/4 - |E_0|^2 / [2(1 - M^2)]) t \right\} \right] \quad (7)$$

ここで、 $\delta n = -|E|^2 / (1 - M^2)$ 、そして $M < 1$ 。式(6)と(7)は $M \ll 1$ で同等になる。しかし、厳密な意味でのソリトンは相互作用の際に位相シフトを示すのみだが、式(7)で表されるソリトンはさらに多彩な相互作用を示すので厳密なソリトンではない。

非線形シュレディンガー方程式(5)の第2項は分散を表し、第3項はポンドロモーティブ力に相当する。これらの1次元ラングミュア・ソリトンは、ソリトンを拡大しようとする分散力が、ポンドロモーティブ力(または動重力、ponderomotive force)と呼ばれる、波を局在化しようとする非線形力を介して釣り合うため安定する。ポンドロモーティブ力はまた、プラズマを、波のエネルギーが大きいソリトン中央部から外部に押し出して密度の低い領域(cavity)をつくる。その様子はstatic limitでの電界エネルギーと密度揺らぎの関係式 $\delta n = -|E|^2$ でも示される(波のエネルギーが大きいところでは密度キャビティも大)。よって、図3のように、ラングミュア・ソリトンと密度キャビティは対発生する。通常、それらをまとめてキャビトン(caviton)と呼ぶ。非磁化プラズマ中の強いLTにおいて必然的に生成されるキャビトンは、非磁化プラズマ中の強いLT状態におけるアトラクターまたはノーマルモードといえるだろう。

1次元空間、または適度に磁化された空間では1次元キャビトンは安定だが、2次元以上では非線形力が分散力に常に卓越するため不安定になり、全方向での局在化がさらに進み、 $|\delta n|$ 及び $|E|^2$ のピーク値が増大する。これを「キャビトンのつぶれ」(caviton collapse)という。ポンプ

波の振幅が充分大（小）なら、キャビトンは音速よりも早く（遅く）つぶれる。これを超（亜）音速つぶれ[super(sub)sonic collapse]という。図2の super(sub)sonic MI は、非線形領域でこの超（亜）音速つぶれを引き起こす。

キャビトンのつぶれに従い、波数空間ではカスケードが進行するため、やがて散逸過程が始動する。だが、ランダウ減衰は正弦波に対して成立するため、非正弦波であるキャビトンの場合、減衰は主として走行時間減衰(transit-time damping)による[8]。

さて、キャビトンはどこまでつぶれるのだろうか？ つぶれは走行時間減衰等により食い止められ、結局サイズが $10\sim 20\lambda_e$ となる時点でキャビトンはかなり散逸される[8]。それに伴い、高速電子が生じる。ラングミュア波の方が効率的に散逸され、密度キャビティはしばらく残存する。この状態をburnout (burnt-out)と呼ぶ。もし、ラングミュア・ポンプ波が駆動され続けるなら、次世代のキャビトンはburnout内に優先的に形成される傾向がある（これを「核形成 (nucleation)」という）。強いLT中の波動エネルギーは、このようにキャビトンを介してカスケードし、散逸される。こうして、強いLT中のキャビトンが水流中の渦に対応することが理解できる。

最後にまとめると本章の内容は次のようになる。線形ラングミュア波は、波一波相互作用をしない。弱いLTではPDIによる逆カスケードの結果、ラングミュア波の波長が長くなる。他方、強いLTではMIによるカスケードの結果、ラングミュア波の波長が短くなり、キャビトンが生成され、そこで波動エネルギーが散逸される。

3. ラングミュア乱流の実験

ラングミュア乱流の実験研究では主に次の2つの系が用いられてきている（図4を参照）。

1) **電子ビーム-プラズマ系**: この実験構成では、電子ビームをプラズマ中に打ち込み不安定性を生じさせる(相対論的電子ビームを使う実験については別項で詳しく述べる。)

2) **em 波-プラズマ系**: ここでは電磁波をプラズマ中に打ち込みラングミュア波を励起させる。この系ではバックグラウンド・プラズマとして密度勾配のある(非一様)プラズマを用い、共鳴領域を局所化させることが多い。

電子ビーム-プラズマ系の実験では、静電波動の線形成長、飽和、弱い乱流状態から強い乱流状態への遷移まで一連の現象の発展を順序だてて追うことが原理的に可能である。そして、乱流現象の統計的性質を調べるのに適している。一方で、波動の生成・消滅は位置、時間についてランダムな過程となるので個々の乱流素過程をトラッキングするのは難しい。

一方、em 波-プラズマ系の実験では、密度勾配のあるプラズマを用いる場合、 $\omega_0 = \omega_{pe}$ （ここで、 ω_0 は入射 em 波の周波数、 ω_{pe} は電子プラズマ周波数）となる共鳴点付近に励起されるラングミュア波は共鳴性故に容易に大振幅化する。しかも、波動の位置が共鳴点付近に固定してい

るので、キャビトンを含む乱流素過程となる個々の非線形波動の性質を詳しく調べることが可能になるという利点がある。

3. 1 弱い乱流の実験

振幅が比較的小さな時は波動は基本的に線形分散関係を満足する。従って、波数 k と角周波数 ω との間には 1 対 1 の関係がある。乱流は空間的、時間的に局在せず統計的に一様であり、波動-粒子相互作用は通常準線形理論で取り扱われる。弱い乱流の特徴として、非線形的な波動間のエネルギー移行は長波長側 ($k \rightarrow 0$) に向かう。

この逆カスケード現象は連続したパラメトリック不安定性により生じるが、この重要な性質を非常に単純な構成の実験で確かめることが可能である [17, 18]。基礎実験で現在でもよく使われるダブル・プラズマ装置 (直径 40 cm, 長さ 50 cm) 内に生成されたアルゴンプラズマ ($p_n = 0.5$ mTorr, $n_e \sim 10^9$ cm⁻³, $T_e \approx 2$ eV, $T_i \approx 0.2$ eV, $\delta n_i/n_i \leq 0.1\%$) 中に平行に設置された 2 枚のグリッド (双方とも直径 5 cm, グリッド間隔 = 3 cm) 間に電子プラズマ周波数域の高周波 ω_0 ($f_0 = \omega_0/2\pi = 400$ MHz $\geq f_{pe} = \omega_{pe}/2\pi$) を印加し (図 5(a))、徐々に高周波の振幅を増大させる (図 5(b)-5(f))。図 5 で、HF はラングミュア波、LF はイオン音波のそれぞれ周波数スペクトルを示す。右端が LF に対する $f = 0$ で (HF に対する $f = 0$ は右方向に離れたところにある。)、左方向に周波数が増大していることに注意されたい。一番下のスケールはイオン音波 (LF) に対するものである。図 5(c) に同じ周波数域が δ として HF 及び LF のスペクトル中に示されている。ポンプ高周波の振幅がパラメトリック不安定性の閾値を超えると $\omega_2 = \omega_0 - \omega_1 < \omega_0$ のラングミュア波と ω_1 のイオン波が励起される (図 5(b); 2.2 節も参照のこと)。ポンプ・パワーをさらに増すと (図 5(c))、 ω_2 のラングミュア波が次のパラメトリック不安定性を起こしてさらに低周波のラングミュア波とイオン波を励起する。ポンプ・パワーの増大によりこの過程が繰り返され、周波数スペクトルが低周波側にブロードになって行くのが観測される (図 5(d)-5(f))。2 本のプローブによる相関法により励起された波動の波数スペクトルを測定することも可能で、 k スペクトルの保存関係を確認することもできる。

電子ビーム-プラズマ系の実験で、ビーム不安定性を通してラングミュア波が成長して行く様子を調べた実験は昔から数多くある。最近の竹田、山際の実験 [19] では、ビーム不安定性により励起された波動 (ビームモード) がビーム電子を捕捉 (トラッピング) し、その効果により元のビームの幅が広がってビームモードが通常のラングミュア波のしかも波束に発展して行く様子を位相空間においても詳しく観測することに成功しており興味深い。

3. 2 強い乱流の実験

強い乱流状態に移行する条件 $W > (k_0 \lambda_e)^2$ は極めて簡単に達成され得るので (2.2 節参照)、実際のプラズマでは強い乱流状態も割りと頻繁に生じているだろうと思われる。要するに、ほんの少し外部励起が強いと比較的にキャビトンが生成されプラズマが SLT に移行する可能性

があるということである。その意味で、SLT を正しく理解することは大変に重要である。

3. 2. 1 電子ビーム-プラズマ系の実験

対向伝搬“暖”電子ビーム利用の実験例

ダブル・プラズマ装置を拡張したトリプル・プラズマ装置 (図 6 を参照) を用いた実験を紹介する [20]。中央のターゲット・チャンバーに対して両側のソース・チャンバーは対称的な構成となっている。グリッド電位を調節することで両側のソース・チャンバーから“暖かい”電子ビームがターゲット・チャンバーに流れ込み、プラズマを生成すると同時に互いに反対方向に伝搬するラングミュア波を発生させる。装置の対称性故、ターゲット・チャンバー内にノイズから成長したラングミュア波はターゲット・チャンバー中央部では定在波となる。また、“暖かい”ビームであるため対向伝搬電子ビームはターゲット・チャンバー中央部では熱化している。これらがこの実験のミソである。

最大成長率を示す、即ちターゲット・チャンバー内の平均的な電子プラズマ周波数 (この実験では 200 MHz) で入射ビームに変調をかけると (具体的にはグリッドに rf を印加)、単色的な定在ラングミュア波が成長して行くのが観察される (図 7)。rf 印加後 $0.3 \mu\text{s}$ 程で顕著になり始めたスパイク状の静電構造は、さらに時間が経過するとより鋭いスパイク構造に発展する。と同時にバックグラウンドの密度に大きな変調が現れ始める。ポンデロモーティブ力によるキャビトンの発生である。rf オン後 $0.5 \mu\text{s}$ 程度で $|E|^2$ の振幅はほぼ飽和するが、それぞれのスパイクの半値幅は $\sim 7\lambda_e$ 程度にまで縮んでおり、キャビトンの“つぶれ”現象の様相を呈している。この時、高速電子の発生も観測されている。同様の現象はこの実験以前の実験 [21] でも観測された。

“冷”電子ビームによる強いラングミュア乱流の励起

“冷たい”ビームによるラングミュア波の励起では、成長率、飽和時の波の振幅、双方とも“暖かい”ビームの場合よりも大きく、従って乱流状態になった場合の乱流の度合いも強い。即ち、強い乱流状態を容易に実現できる。このような冷たい電子ビーム利用の実験で、3 次元構造を持つキャビトンが密度キャビティに捕捉されている波動エネルギーの効果のみにより (即ち、外部からの励起無しの状態) “つぶれる” (又は、自己崩壊 (self-collapse)) することが 1984 年に初めて確認された (図 8) [22]。キャビトンが“つぶれる”時間依存性は Zakharov 方程式の予測と基本的に一致するものであった。キャビトンから発せられると考えられる $2\omega_{pe}$ の emバーストも観測されている [23]。

電子ビームを長時間にわたりオンにしておくことで、collapse \rightarrow burnout \rightarrow nucleation \rightarrow collapse \rightarrow ... という所謂“キャビトン・サイクル”も実験的に観測された [24]。同様のセットアップによる最近の実験によると [25]、強い乱流状態は、弱い乱流状態にあるバックグラウンド中でキャビトンがランダムに生成・消滅を繰り返す状態であるという。この結果は Zakharov モデルに基づく Robinson と Newman [26] のシミュレーション結果と良い一致を示しているとい

う。同じ実験で、励起電子ビームが乱流状態にあるプラズマでどのように散乱されるか、及び密度揺動の様子も詳しく調べられた [27]。

その他にビームを用いた実験では、文献[28]がある。

3. 2. 2 em 波—プラズマ系の実験

キャパシターを構成する電極間にプラズマを生成し、電極間に高周波電場を印加して長波長の em 波とプラズマとの相互作用を模擬する所謂キャパシター・プレート構成の実験と、実際にマイクロ波域の em 波をプラズマ中に打ち込む実験とがある。バックグランド・プラズマとしては比較的密度勾配の強いプラズマが用いられることが多いが、これは元々レーザー—プラズマ相互作用の際に生じる種々の不安定性を、光の域からマイクロ波域にスケールアップすることで詳細に調べようという意図によるところが大きい。

この手の実験では、外部磁場が無い場合、 $\omega_0 = \omega_{pe}$ となる共鳴層にラングミュア波はいとも簡単に励起される（プラズマによる em 波の共鳴吸収現象）。そして、共鳴層の局在性故に（この付近では波の群速度は極めて遅い）波はすぐに大振幅化し非線形性が現れる。即ち、局在波動のポンデロモータイブ力により密度キャビティが掘られる。すると今度は元の波が密度キャビティ内に捕捉され定在波化し（キャビティが掘られる時に出土するプラズマがキャビティ周囲に盛り土され、盛り土部の ω_{pe} が ω_0 を超えることが元の波動の捕捉にとっては重要である）、キャビトンが形成される。キャビトンの生成はまずキャパシター・プレート型の実験で観測された [29, 30]。その後マイクロ波利用の実験においても観測されている [31, 32]。

このタイプの実験は、単独の孤立したキャビトンの性質を調べるのに適している。キャビトンによる走行時間減衰（2.3 節参照）[33]、大振幅イオン波の発生[34]などが調べられている。測定にあたってキャビトンに影響を及ぼさない非接触型の細く強度は弱いが高速の電子ビームを使う診断法により密度キャビティ内に捕捉された定在ラングミュア波の固有モード測定が行われた [35]。2次元キャビトンの詳細測定も実施されている [36]。電子ビーム診断法を用いて共鳴的に励起された電子プラズマ波を測定した例を図 9 に示す。

さらに、キャビトン近傍で静電電気二重層様の dc ポテンシャル構造が生じることが見出されている [37]。キャビトンからの電磁波放射についても調べられた。極めて深い ($\delta n/n_0 \approx 0.75$) キャビトンから 2 倍高調波における放射 [23] とは異なる機構で $(3/2)\omega_0 \dots$ などのサブ・ハーモニクスが発生することが発見されている [38]。ところで、このような深い密度キャビティはポンデロモータイブ効果だけではたぶん完全に理解できず、原因については今後の課題である。大振幅の高周波電場が存在する環境ではそもそも密度測定自体が難しく、正しい測定を実行することも今後の課題である。因みに、上記の測定では、強力なマイクロ波を切り、高周波電場が十分に減衰した後、プローブによる密度測定を実行している。

3. 2. 3 宇宙における実験

em 波—プラズマ系の実験の仲間に電離層プラズマを使う実験がある。“能動”電離圏実験と呼

ばれている。地上のステーションから大強度の短波を打ち上げ、その反射層付近にラングミュア乱流を励起するのである[39]。電離層特有の複雑な過程が比較的少ない、しかもイオン種がほぼ O^+ のみであり割合単純な、高度 200 – 300 km あたりのF層域中に反射点を持つ周波数の短波がよく使われる。単体として世界最大の電波望遠鏡（これをUHF域のトムソン散乱レーダーとして使用する）を持つプエルトリコのアレシボ電波天文台における実験で強いラングミュア乱流としてよく説明できる現象が見出されている[40]。電離層プラズマを用いる利点の1つは、実質的に境界の無い無限大のプラズマを扱うため無限大プラズマを仮定することの多い理論の結果と実験結果を比較し易いということが挙げられる。DuBoisら[41]が開発した拡張Zakharovモデルの数値解析と良く一致する実験データが得られている。

ところで、電子ビームが駆動するラングミュア乱流は、地球から離れた宇宙でも起きていると考えられる。例えば、太陽近くで起きる“III型電波バースト現象”と呼ばれる現象がある。この現象は、以前からフレア発生と同時に電子ビームが生じ、それによってマイクロ波や電波のバーストが起きると考えられてきた。また、それが人工衛星で観測された[42]。観測に続き、理論が提案され、シミュレーションが行われた。それにより周波数がプラズマ振動やその2倍のところで放射があることが示された[43–47]。また、キャビトンからの電磁放射は冷電子ビーム–プラズマ系の実験でも確認されている（3.2.1節を参照）[23]。

3.3 相対論的電子ビームを用いる実験の現状

電子ビームがキャビトンを含むラングミュア乱流を駆動できるならば、もっと大きな電流を用いれば、キャビトンの数密度がより高い、より強いラングミュア乱流を起こせると考えられる。そのことから、ラングミュア乱流を駆動する電子ビームとして、大強度相対論的電子ビーム（Intense Relativistic Electron Beam：略して、IREB[†]）が用いられる。

しかし、仮にIREBを用いてラングミュア乱流状態を作ることではできるとしても、それを測定することが容易ではない。適当な測定法が無いのである。プローブは通常の実験では有力な測定法であるが、IREBの実験では使えない。IREBが静電プローブの表面を叩いたときに電子放出がある上に、IREB入射に伴いプラズマの電位が変わったりする。それではどうしたら良いだろうか。IREB実験の初期においては、マイクロ波関連の実験が盛んに行われた。前に述べたようにキャビトンが生成されていればプラズマ振動やその2倍のところで放射するはずである。しかし、観測されたスペクトルは非常に幅広く、周波数スペクトルが広がっていた[48–51]。最初は非線形性が

[†] 簡単にIREBについて説明する。電子の静止エネルギー ($m_e c^2 = 511$ keV) の1倍から10倍のオーダーのエネルギーをもつ。その速度は光速に近い。電流も10 kA程度と非常に大きいことから、エネルギー密度が非常に高い。通常、このような電力を定常的に得るのは大変であるので、電気を溜めておいてから瞬間的に作る。そのため、技術的に可能なパルス幅は、10 nsから100 nsのオーダーと非常に短く、光が数メートルから数十メートル進むくらいの時間である。IREBをプラズマに入射すると、通常、衝突断面積だけから考えれば、プラズマを素通りしてしまうはずなのに、強くプラズマと相互作用する。IREBはビーム不安定性により大振幅のビームモードを生成するため、それに巻き込まれるような形でビームのエネルギーの減少と、プラズマ電子の強い加熱が起きることがシミュレーションによって示される。ただし、磁気ミラー型閉じこめ装置では、IREBの入射をするとプラズマ電子の強い加熱が起ることが以前から知られていた。一方で、IREBの応用の1つとしてマイクロ波の生成が挙げられる。プラズマと組み合わせる事によってこれまでにない種類のマイクロ波源が作れるのではないかと期待がある。

強いのではないかと思われたが、実は自由電子レーザーのように、ビームからも放射が起こることがわかってきた。このビームによる放射スペクトルは、相対論的因子 γ の2乗倍に周波数が上昇する。その結果、キャビトンからの放射とビームからの放射が混ざり、周波数スペクトルが広がるのである [52]。つまり、非相対論的なビームでは問題にならないことが、IREBでは目立ってくる。結果的にマイクロ波観測はそれほど簡単ではなく、観測と解析が難しい。

その後に乱流を直接計ることができる1つの方法として提案されたのが、シュタルク・シフトや、プラズマ・サテライト法を使った分光による電場の測定である [53-55]。前者では局所的な強い振動電場が測定され、後者では体積全体の平均電場が得られる。この2つから、電場のある空間の体積占有率を求めることができる。しかし、この実験では光量が少ないために、複数の放電のデータを積算する必要がある。平均値を測定する方法では、乱流現象の観測には不十分であるとも言える。

このように紆余曲折を経たIREBによるラングミュア乱流励起実験だが、最近新しい動きが見られている。これらを、少し詳しく取り上げたい。1つはロシアのノボシビルスク市にあるブドカー原子核物理学研究所の、小型のミラー型装置でなされた [56, 57]。この実験は、磁場 2.5 T、プラズマ密度 $n_e = 1 - 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ で行われた。プラズマは磁化されているが、電子サイクロトロン周波数 Ω_e はプラズマ周波数を超えない。 $\omega_{pe} / \Omega_e = 5/1$ である。ここでレーザー計測の技術を使って、「電子プラズマ波」の波数スペクトルの直接観測が初めて行われた。(ただし、残念ながらビームモードとラングミュア波の分離はされていない。) ビームが電子プラズマ波を励起する事を裏付けるように、観測されたスペクトルは、ビームモードのところではっきりとピークを示し、周辺の波数へ分布している。また、電子プラズマ波のみでなくイオン音波の振幅の絶対値の決定もおこなっている。「電子プラズマ波」の振幅は十分大きく、キャビトンの生成の敷居値を遥かに上回っているのに、イオン音波の振幅は小さいために、波の捕捉は起こっていないと結論されている。一方で、レーザー計測によって非熱的成分を含めた電子の速度分布も詳細に測定されている。これを用いて定量的な解析を行い、電子プラズマ波の生成と減衰のモデルが作られ検討された。そして、前述の結果を裏付けるように、電子の非熱的成分がかなり大きいために、それらの波が吸収されてしまったと解釈している。ところで、この実験は比較的高いプラズマ密度で行われたが、これはレーザー計測に必要な条件と考えられる。そのため、相対的にIREBのビーム密度は低くなっている (0.03-0.05 %)。この 値も重要であると推測される。その証拠に補足データとして、IREBの密度を高くした条件で実験が再度行われている。これにはトムソン散乱が用いられ、空間的に異なる2つの地点の密度を同時に測定する手法が用いられた。これにより、深さ 10-30% の密度井戸の存在が観測され、磁場方向に伸びた楕円形をしていることも示された。レーザー計測の有効性が示されたと言えよう。

もう1つ、直接的測定の芽生えは日本にもある [58-60]。ここでは、電子ビーム・シャドウグラフという手法が試されている。電子ビーム・シャドウグラフとは、従来の電子ビーム法と同じ原理に基づくものである [35]。ただし、通常はビームを細く絞るところを、むしろ発散させ

たままの電子ビームを用いている。蛍光板を用いてこれを2次元的に検出する。従来のように細いビームを使うのであれば空間の走査が必要であるが、瞬間的に空間分布を測定できるのが長所である。高速応答が要求されるIREBの実験に向けた測定だ。この手法から、非常に興味深い結果が得られている。観測された電場の空間分布の写真をFig. 10に示す。IREB通過後のプラズマは強く乱され、伝搬中とその直後には測定ができないほどであるが、400 nsもすると写真には大小様々な穴が多数見られる。これらはプラズマ密度を変えると大きさが変わるが、デバイ長 λ_e と相関が強い。おそらく、それらの平均の大きさは λ_e の数10倍の大きさであろう。ビームが穴ではじかれていることから、内部は負に帯電していることがわかる。それらは、約 $1\mu\text{s}$ の時間をかけて徐々に小さくなり消えてゆくのが観測される。IREBがラングミュア乱流を生成するかどうかの研究はまだ十分にされていないので、その解釈が難しいが、今のところ最も上手く説明できるのはラングミュア乱流理論だ。IREBがランダムに分布したキャビトンの群れを作ったと考えることができる。ただし、理論ではラングミュア波が中心的な働きを演じていると考えられる一方で、実験では高周波電場を伴ったり、伴っていなかったりする例が観測され、従来の理論ですべてが説明できるかどうかは不明だ。そのあたりを今後明らかにする必要があるだろう。

4 近年の研究動向と研究課題

ラングミュア波は通常、電磁波のモード変換か電子ビーム不安定により生成されることは既に述べた。前者は比較的良好に理解されている[6-8]。UCLAのA. Y. Wong等による電子ビーム実験はLTに関する多大な知識をもたらした([6-8]、および、3.1-3.3節の諸文献参照)。入射ビームは高速の冷たいビームなので最初に励起される波動は、ラングミュア波とは異なりビームとほとんど一緒に動くビームモードだ。ビームモードは即座にビーム電子を捕捉し始める。そのためビームモードが(パラメトリック不安定なしでも)波束を形成する[61]。この捕捉は準線型理論が成立するような、weak/warm beamの場合でも起こり、非線形性の証拠である多数のハーモニクスが励起される[62]。比較的良好な磁場中では粒子捕捉により安定なBGKモードが形成される。これらの場合、エネルギー・カスケードは波-粒子相互作用により駆動される。弱磁場中や無磁場なら、この種の乱流はビームや背景プラズマを加熱しながらやがてLTに変換されるだろう。UCLA実験を含め、これら電子ビーム駆動の乱流を総合的・定量的に理解するには、電子ビーム・プラズマ不安定性の「3次元」シミュレーションが有望**だが、コンピュータ資源との葛藤が続いている。現在まで、2.5次元の粒子シミュレーションが行われ、キャビトンの生成・つぶれが観測されているが詳細は不明だ[63]。さらなる解明が望まれる。(**例えば、走行時間散逸における3次元効果の重要性は文献[64]に明示されている。)

2章で述べたLTのシナリオは、磁場が比較的良好な場合($\omega_{pe} > \Omega_e$ = 電子サイクロトロン周波数)に近似的に成立する[63, 65]。しかし、強磁場($\omega_{pe} \leq \Omega_e$)内ではLTのシナリオは劇変する[66, 67]。つまりLTは $\omega_{pe} = \Omega_e$ で、ある種の相転移を起こす。より具体的に、強磁場中でラングミュア波は主として、磁場に対して斜め伝播する「斜めラングミュア波」とイオン音波とに崩壊

する。よって強磁場中のLTは、弱磁場中のそれに比べて早い時期に等方的になる傾向が強いし、キャビトンも生成されにくいランダムなものになる。これら斜めLangmuir波やイオン音波は大きな波数を持ち、キャビトン生成なしでも効率的にランダウ減衰される。しかし、詳細は未解明だ。

結局、Langmuir乱流の研究目標は以下に集約されるのではなかろうか？

1. 冷たいビームに駆動される場合、ビームモードがどのようにLangmuirモードそしてキャビトンに発展するか。トラッピングと空間発展の影響も考慮する必要がある。
2. 外部磁場の影響（斜めLangmuir波やBGKモードとの関連性を含む）
3. ビームエネルギー依存性（相対論的ビームにおけるキャビトン生成や電磁効果の可能性）
4. エネルギー散逸機構の定量的研究
5. キャビトンからの電磁波発生機構の定量的研究
6. 3次元運動論的シミュレーションと実験や理論との比較
7. 他のプラズマ波動乱流への応用と比較

このように、Langmuir乱流の研究は、依然完結からはほど遠い状態に置かれていると言えよう。

参考文献

-
- [1] 加藤洋治, 「キャビテーション」, 増補版(1990) 槓書店; エリ・デ・ローゼンベルグ著「超音波入門」, 上田光隆 訳, 東京図書(1967), など.
 - [2] L. Tonks and I. Langmuir, Phys. Rev. **33**, 195 (1929).
 - [3] S. G. Thornhill and D. ter Haar, Phys. Rep. **43**, 43 (1978).
 - [4] V. E. Zakharov: *Handbook of Plasma Physics, Vol. 2*, A. A. Galeev and R. N. Sudan eds. North Holland, Amsterdam (1984) p. 81.
 - [5] K. Mima and K. Nishikawa, *ibid.* p. 451.
 - [6] 谷川隆夫, プラズマ核融合学会誌, **68**, 148 (1992).
 - [7] Goldman, M. V., Rev. Mod. Phys. **56**, 709 (1984).
 - [8] P. A. Robinson, Rev. Mod. Phys. **69**, 507 (1997).
 - [9] L. Landau, J. Phys. (Moscow) **10**, 25 (1946).
 - [10] O. Skjæraasen, A. Melatos, P. A. Robinson, and J. Trulsen, Phys. Plasmas **6**, 1072 (1999).
 - [11] P. Stubbe and A. I. Sukhorukov, Phys. Plasmas **6**, 2976 (1999).
 - [12] K. Nishikawa, Phys. Soc. Jpn. **24** (1968) 916; *ibid.* **24**, 1152 (1968).
 - [13] K. Akimoto, Phys. Fluids. **31**, 538 (1988).
 - [14] K. Papadopoulos, in *Diagnostic for Fusion Experiments*, edited by H. J. Schwarz and H. Hora (Plenum, New York, 1977) p. 305.
 - [15] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, Sov. Phys. JETP, **34**, 62(1972).
 - [16] L. M. Degtyarev, V. G. Maknan'kov and L. L. Rudakov, Sov. Phys. JETP, **40**, 264(1975).
 - [17] R. Stenzel and A. Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **28**, 274 (1972).
 - [18] A. Y. Wong, P. Y. Cheung, and T. Tanikawa, in *Statistical Physics and Chaos in Fusion Plasmas*, edited by C. W. Horton, Jr. and L. E. Reichl (Wiley, New York, 1984), pp. 131 – 153.
 - [19] T. Takeda and K. Yamagiwa, J. Plasma Fusion Res. **79**, 323 (2003); in *e-Proc. the 12th International Congress on Plasma Physics*, [Hhttp://hal.ccsd.cnrs.fr/ccsd-00003096H](http://hal.ccsd.cnrs.fr/ccsd-00003096H); K. Yamagiwa, T. Itoh, and T. Nakamura, J. Phys. IV France **7**, C4-413 (1997).
 - [20] P. Leung, M. Q. Tran, and A. Y. Wong, Plasma Phys. **24**, 567 (1982).
 - [21] A. Y. Wong and B. H. Quon, Phys. Rev. Lett. **34**, 1499 (1975).
 - [22] A. Y. Wong and P. Y. Cheung, Phys. Rev. Lett. **52**, 1222 (1984); P. Y. Cheung and A. Y. Wong, Phys.

-
- Fluids **28**, 1538 (1985).
- [23] P. Y. Cheung, A. Y. Wong, C. B. Darrow, and S. J. Qian, Phys. Rev. Lett. **48**, 1348 (1982)
- [24] P. Y. Cheung and A. Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **55**, 1880 (1985).
- [25] M. D. McFarland and A. Y. Wong, Phys. Plasmas **8**, 110 (2001).
- [26] P. A. Robinson and D. L. Newman, Phys. Fluids B **2**, 2999 (1990); *ibid.* **2**, 3017 (1990).
- [27] M. D. McFarland and A. Y. Wong, Phys. Plasmas **8**, 122 (2001).
- [28] A. V. Antipov, M. V. Nezlin, A. S. Trubnikov, Physica 3D **1&2**, 311 (1981).
- [29] H. Ikezi, K. Nishikawa, and K. Mima, J. Phys. Sci. Japan **37**, 766 (1974).
- [30] H. C. Kim, R. L. Stenzel, and A. Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **33**, 886 (1974).
- [31] A. Y. Wong and R. L. Stenzel, Phys. Rev. Lett. **34**, 727 (1975); *ibid.*, **34**, 1205 (1975).
- [32] 南一男、井沢宏一、国島明弘、美寺久光、電学論 **107-A**, 347 (1987).
- [33] A. Y. Wong, P. Leung, and D. Eggleston, Phys. Rev. Lett. **39**, 1407 (1977); P. DeNeef, *ibid.*, **39**, 997 (1977).
- [34] K. Mizuno, J. S. De Groot, W. Woo, P. W. Rambo, and K. G. Estabrook, Phys. Rev. **A 38**, 4344 (1988).
- [35] T. Tanikawa, A. Y. Wong, and D. L. Eggleston, Phys. Fluids **27**, 1416 (1984).
- [36] D. L. Eggleston, A. Y. Wong, and C. B. Darrow, Phys. Fluids **25**, 257 (1982).
- [37] T. Tanikawa and A. Y. Wong, in *Double Layers and Other Nonlinear Potential Structures in Plasmas*, edited by R. W. Schrittwieser (World Scientific, Singapore, 1993), pp. 309 – 314.
- [38] T. Tanikawa and A. Y. Wong, Radiophys. Quantum Electronics **37**, 377 (1994).
- [39] J. A. Fejer, Rev. Geophys. Space Phys. **17**, 135 (1979).
- [40] P. Y. Cheung, A. Y. Wong, T. Tanikawa, J. Santoru, D. F. DuBois, H. A. Rose, and D. Russell, Phys. Rev. Lett. **62**, 2676 (1989); T. Tanikawa, P. Y. Cheung, Y. Nakamura, T. Fukuchi, and A. Y. Wong, in *Proc. 1989 International Conference on Plasma Physics*, Vol. I, pp. 249–252 (1989); P. Y. Cheung, D. F. DuBois, T. Fukuchi, K. Kawan, H. A. Rose, D. Russell, T. Tanikawa, and A. Y. Wong, J. Geophys. Res. **97A**, 10575 (1992); P. Y. Cheung and T. Tanikawa, in *Research Trends in Physics: Nonlinear Space Plasma Physics*, edited by R. Z. Sagdeev (AIP Press, 1993), pp. 172–206; T. Tanikawa, S. Sato, P. Y. Cheung, J. Santoru, and M. P. Sulzer in *Proc. 2000 International Congress on Plasma Physics*, Vol. III, pp. 1076–1079 (2001).
- [41] D. F. DuBois, H. A. Rose, and D. Russell, J. Geophys. Res. **95**, 21211 (1990).
- [42] D. A. Gurnett, R. R. Anderson, J. Geophys. Res. **82**, 632 (1977).
- [43] K. Papadopoulos and H. P. Freund, Geophys. Res. Lett. **5**, 881 (1978).
- [44] H. P. Freund and K. Papadopoulos, Phys. Fluids **23**, 732 (1980).
- [45] H. P. Freund and K. Papadopoulos, Phys. Fluids **23**, 1546 (1980).
- [46] M. V. Goldman, G. F. Reiter, D. R. Nicholson, Phys. Fluids **23**, 388 (1980).
- [47] K. Akimoto, H. L. Rowland, K. Papadopoulos, Phys. Fluids **31**, 2185 (1988).
- [48] K. G. Kato, G. Benford, D. Tzach, Phys. Fluids **26**, 3636 (1983).
- [49] G. C. A. M. Janssen, et. al., Phys. Fluids **27**, 726 (1984).
- [50] R. Ando, M. Masuzaki, et. al., J. Phys. Soc. Jpn. **65**, 2518 (1996).
- [51] H. Yoshida, M. Masuzaki, et. al., IEEE trans. Plasma Sci. **27**, 682 (1999).
- [52] J. C. Weatherall, Phys. Rev. Letters **60**, 1302 (1988).
- [53] D. Levrón, G. Benford, A. B-A. Baranga, J. Means, Phys. Fluids **31**, 2026 (1988).
- [54] M. Yoshikawa, M. Masuzaki, R. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. **63**, 3303 (1994).
- [55] M. Yoshikawa, R. Ando, M. Masuzaki: Jpn. J. Appl. Phys. **32**, 969 (1993).
- [56] L. N. Vyacheslavov, et al., JETP Letters **75**, 41 (2002).
- [57] L. N. Vyacheslavov, et al., Plasma Phys. Control. Fusion **44**, B279 (2002).
- [58] R. Ando, M. Masuzaki, et al., IEEE trans. Plasma Sci. **27**, 1545 (1999).
- [59] R. Ando, et al., Journal of “Problems of Atomic Science and Technology”, Series: Plasma Phys. (7), No. 4, p.182 (2002).
- [60] 安藤利得：科研費報告書（課題番号：11680479）、平成14年。
- [61] K. Akimoto, Y. Omura and H. Matsumoto, Phys. Plasmas **3**, 2559 (1996).
- [62] T. Umeda, Y. Omura, P. H. Yoon, R. Gaetzer and H. Matsumoto, Phys. Plasmas **10**, 382 (2003).
- [63] M. V. Goldman, D. L. Newman, K. D. Kang, F. Crary and M. M. Oppenheim, Phys. Scripta **T84**, 34 (2000).
- [64] A. Ishida and K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Jpn. **38**, 1553 (1975).

-
- [65] H. L. Rowland, *Phys. Fluids* **26**, 1114 (1985).
- [66] K. Akimoto, *Phys. Fluids B* **1** (1989) 1998; K. Akimoto, *Plasma Phys. Control. Fusion* **36**, 807 (1994).
- [67] D. L. Newman, M. V. Goldman, and R. E. Ergun, *Phys. Plasmas* **1**, 1691 (1994); *J. Geophys. Res.* **99**, 6367 (1994).

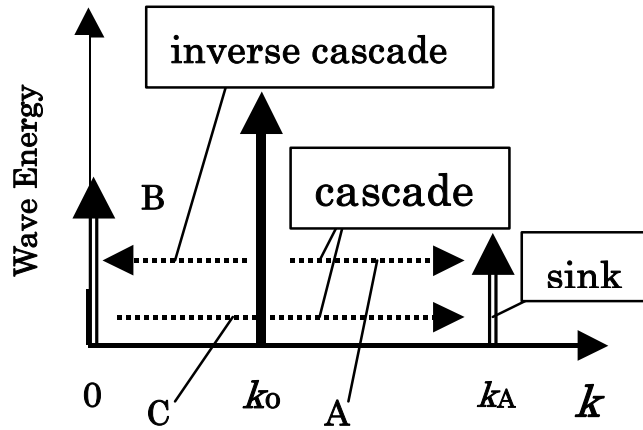


Figure 1. Wave energy transport in wavenumber space. Energy of pump wave ($k = k_0$) either cascades to the dissipation region (sink) or inverse-cascades to the condensation region ($k \approx 0$).

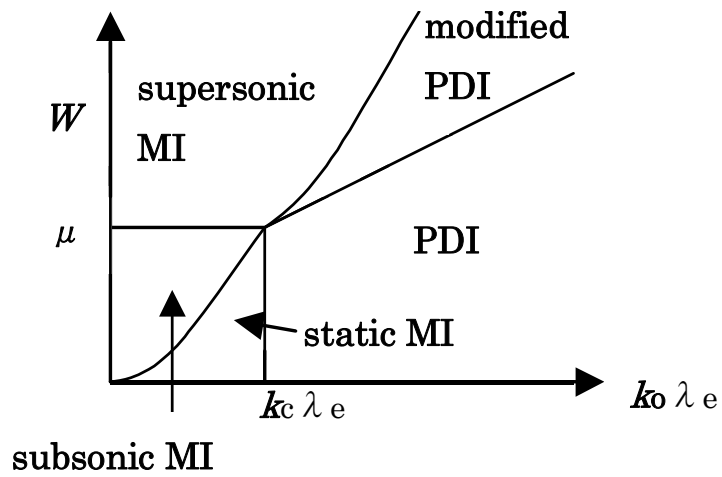


Figure 2. Various parametric instabilities of monochromatic Langmuir waves. Here, $\mu = m_e / m_i$,

$$k_c = \sqrt{\mu/3}.$$

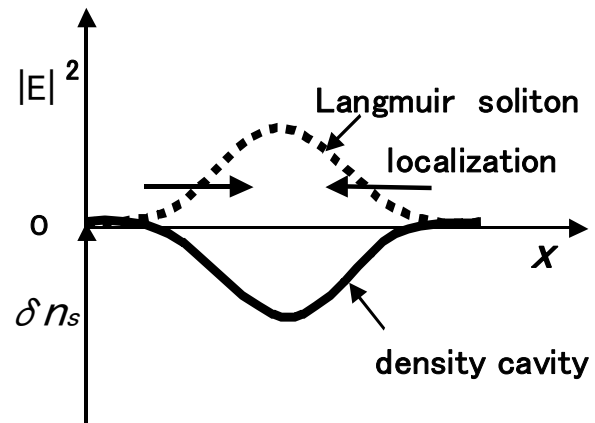
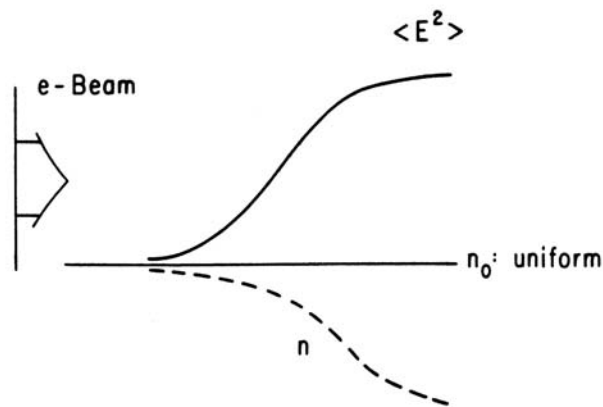


Figure 3. Schematic representation of a caviton. A Langmuir soliton (broken curve) and an associated density cavity (solid curve) form a caviton.

(a) Electron Beam-Plasma Interaction



(b) EM Wave - Plasma Interaction

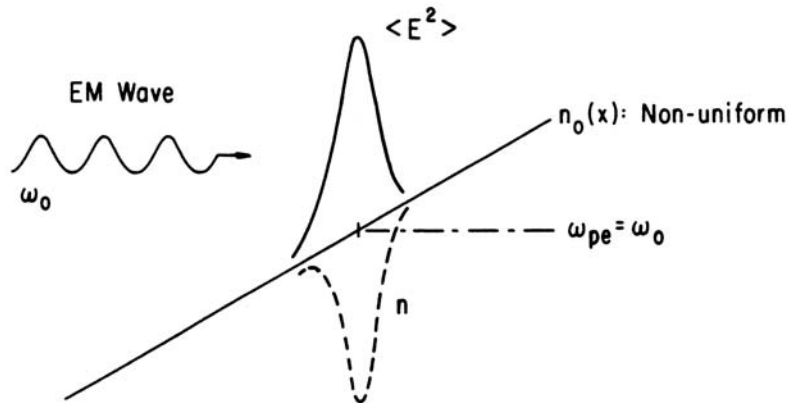


Figure 4. Two basic experimental configurations to study fundamental characteristics of Langmuir turbulence.

(a) Electron beam-plasma system. The beam-plasma instability excites electron plasma waves out of noise.

(b) Electromagnetic wave-plasma system. An electron plasma wave is excited resonantly at the critical layer where the local electron plasma frequency matches the frequency of the incident em wave.

DEVELOPMENT OF TURBULENCE IN
PARAMETRIC DECAY PROCESSES

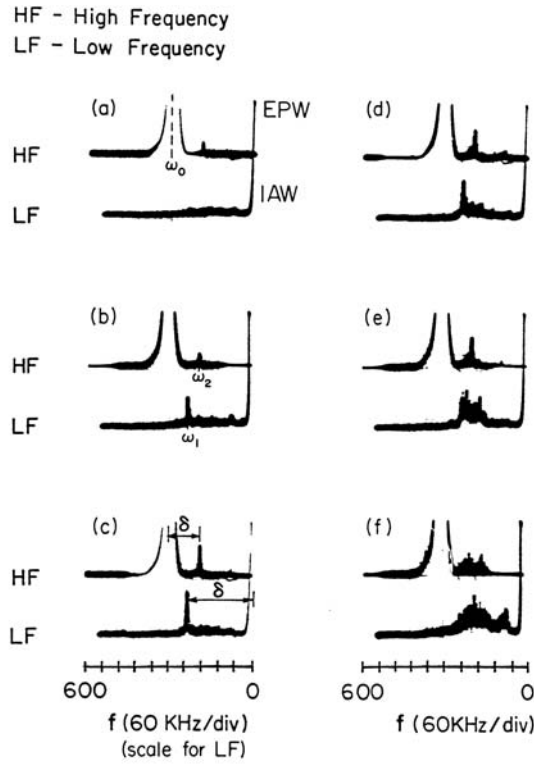


Figure 5. Evolution of the high-frequency (HF) and low-frequency (LF) spectra in a parametric process as the pump power is increased from the threshold value of $W = 2 \times 10^{-4}$ to 4.5×10^{-4} [2].

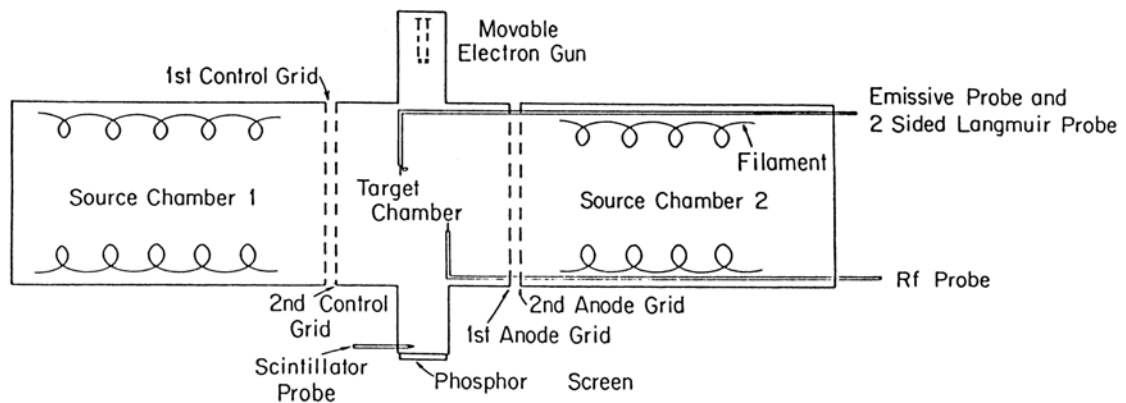


Figure 6. Schematic of the triple-plasma device, which was used for the beam-plasma interaction experiment with two counter-streaming warm electron beams [20].

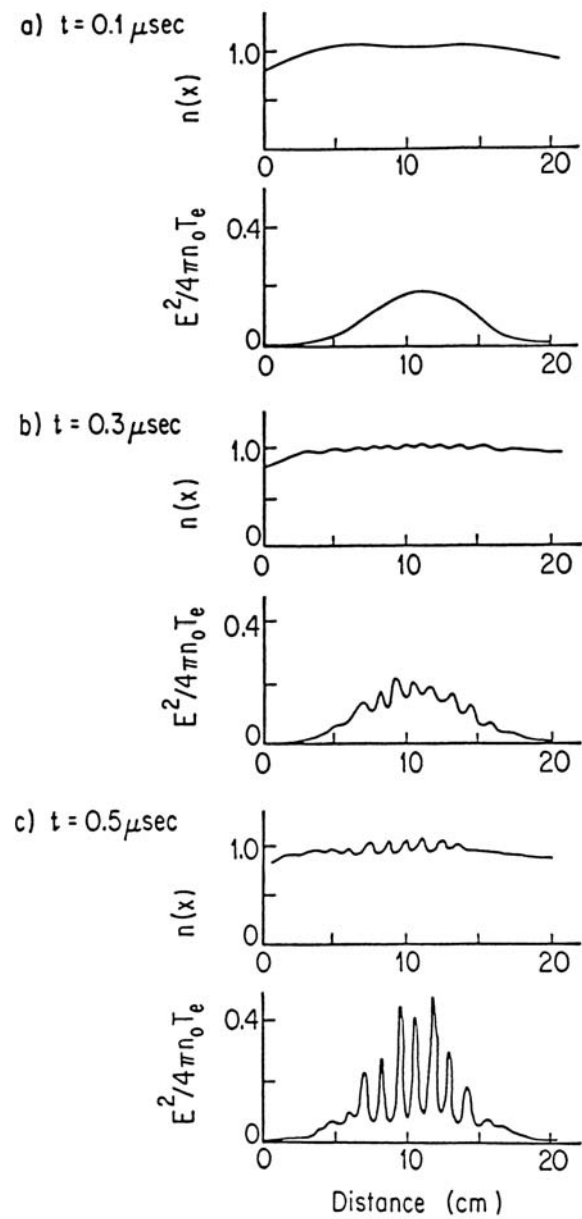


Figure 7. Temporal evolution of the spiky electric field structures and the associated density cavities observed in the beam-plasma interaction experiment using the device depicted in Fig. 6 [20].

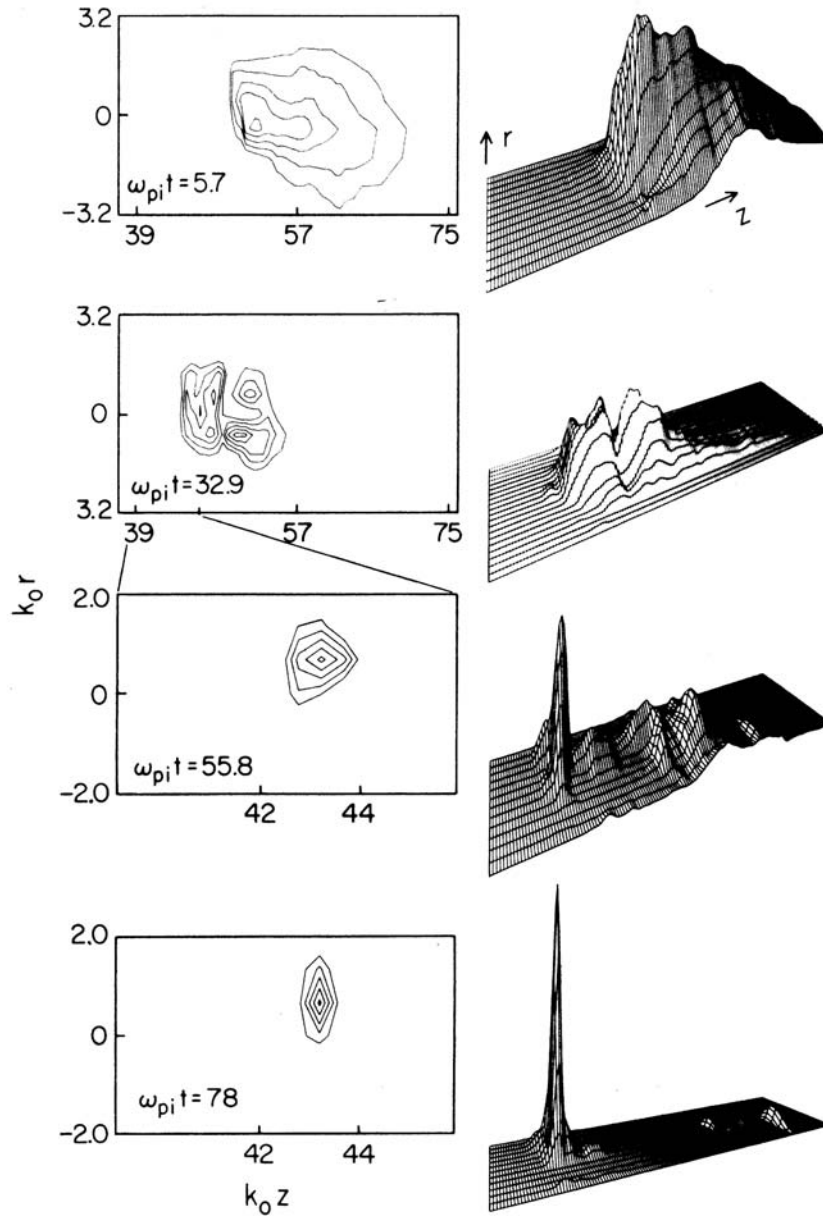


Figure 8. Temporal evolution of the collapsing three-dimensional caviton. Two-dimensional contour maps and three-dimensional views of the caviton field intensity, $|E(r,z)|^2$, are shown at four different times. The contours are in equal increments, with the outermost contour at 0.35 of the peak intensity at each time. The incident electron beam extends radially to $k_0 r \approx \pm 3$, where k_0 is the unstable wavenumber [22].

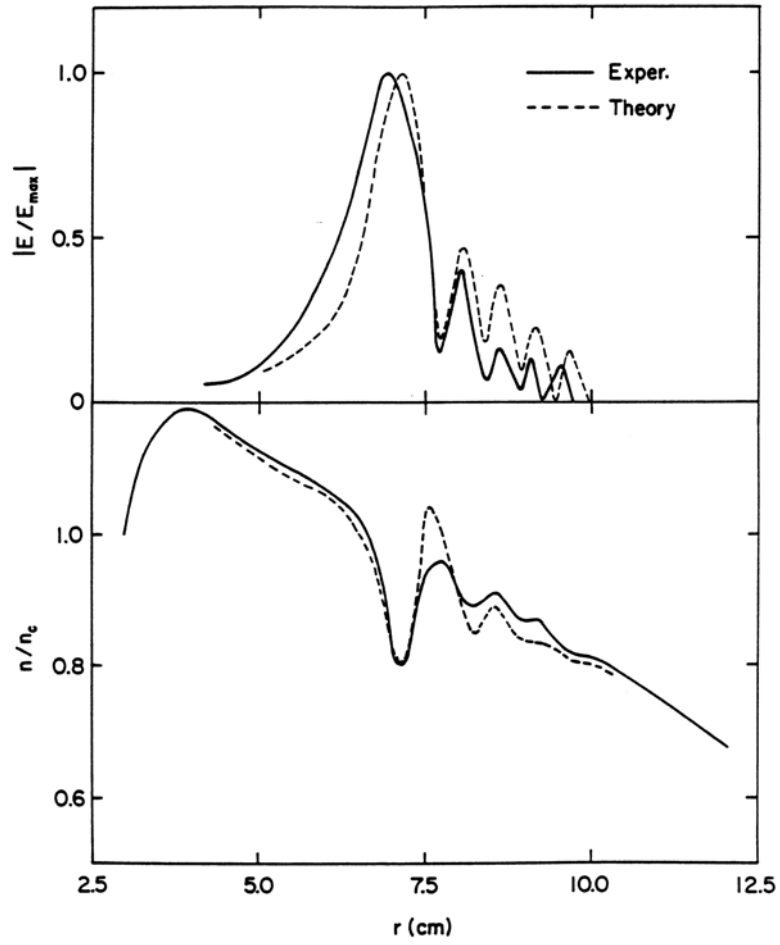


Figure 9. Spatial profiles of the envelope of the resonantly excited electron plasma wave normalized by the maximum value, $|E/E_{\max}|$, and the normalized plasma density, n/n_c , for a strong excitation case ($W \approx 8.0 \times 10^{-4}$), where n_c is the critical density ($\omega_0^2 = 4\pi n_c e^2/m_e$). The density profile clearly shows the formation of a caviton. The dashed curves indicate the numerical solutions to the Morales-Lee equations (G.J. Morales and Y.C. Lee, Phys. Fluids **20**, 1135 (1977)) that model the evolution of a caviton in an inhomogeneous plasma [36].

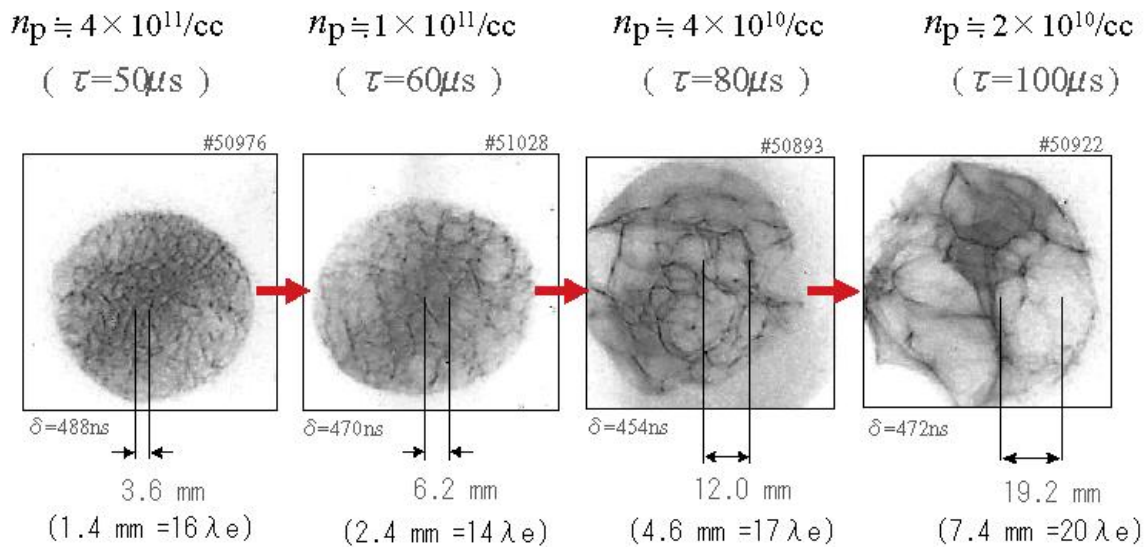


Figure 10. Observations of IREB induced electric-field patterns in plasma using the electron-beam shadowgraph technique. Electric-field patterns detected by a wide diagnostic electron-beam is projected onto a phosphor screen and recorded using a CCD camera. The plasma disturbed by the IREB is filled by a number of spherical regions of localized Langmuir waves. The typical size of a sphere is strongly dependent on the plasma density. Its diameter is inversely proportional to the square root of the plasma density and a typical value is $\sim 20 \lambda_e$.