

5. ロアハイブリッド波によるトカマクプラズマの加熱と電流生成

下 妻 隆

トカマク型プラズマは、ジュール加熱方式では核融合反応の点火温度まで到達できず、また、パルス運転となることが欠点である。そこで第二段加熱法として、さらに、定常電流生成が可能と考えられるものとして、ロアハイブリッド加熱が注目されている。

我々は、WT-2 トカマク装置 ($R = 40 \text{ cm}$, $a = 9 \text{ cm}$, $B_T \lesssim 13 \text{ kG}$, $I_p \lesssim 30 \text{ kA}$) に、大電力高周波を入射してロアハイブリッド加熱及び RF 駆動電流生成の実験を行なった。RF 回路は、マグネトロン出力 ($f_0 = 915 \text{ MHz}$, $P_{\text{rf}} \lesssim 100 \text{ kW}$, $T_{\text{rf}} \lesssim 20 \text{ ms}$) を 4 系統に分け、4 導波管列アンテナ (ランチャー) に給電する方式をとった。

この種のランチャーによる波の励起は、直線型装置において予備実験を行ない、理論と一致する波の励起が観測された。

トカマク実験では、 $B_T \approx 10 \text{ kG}$, $I_p \approx 18 \text{ kA}$, $\bar{n}_e = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマ中に RF を $\pi/2$ モードで入射した。その結果 RF 印加の間だけループ電圧 V_L が減少し、遂には負の値にまで達するのが観測された。一方、その間 I_p はわずかに増加し、硬 X 線は抑圧され、軟 X 線は増大した。

この実験結果は、LHW が準線型電子ランダウ減衰によって高速電子ビームを生成し、それが RF 駆動電流 I_{rf} を発生したためと考えられる。なぜなら、トロイダルプラズマの時定数が大きく ($L_p/R_p \approx 25 \text{ ms}$) RF パルス ($\sim 3 \text{ ms}$) の間には全トロイダル電流は変化できない。従って発生した I_{rf} は、その分だけオーム電流を減少させ、それに応じて V_L が減少することになるからである。 V_L が負値に達した事は、RF 駆動電流が初期のオーム電流を越えたためと解釈される。こうして得られた I_{rf} の最大値は、 $P_{\text{rf}} \approx 50 \text{ kW}$ において $I_{\text{rf}} \approx 35 \text{ kA}$ であった。

このほかにも I_{rf} の存在を裏付ける実験結果が得られている。

6. 外力を含む Burgers 乱流の数値的研究

杉 原 真佐子

ランダムな外力 $F(x, t)$ を含む Burgers 方程式、

$$u_t + uu_x = \nu u_{xx} + F \quad (1)$$

に従う1次元乱流を取り扱う。(1)式は Navier-Stokes 方程式の1次元モデルであると同時に、圧縮性流体における弱い衝撃波 (shock) の運動を記述する方程式にもなっている。

粘性率 ν が極めて小さい場合には、速度場 $u(x, t)$ は非粘性領域と厚さ $O(\nu)$ の薄い shock とから構成される。 $\nu \rightarrow 0$ の極限では、shock は速度の不連続面となるから、その運動法則を考慮に入れた特性曲線法を用いて、(1)式を数値的に解くことができる。この方法では通常の差分法に比べて、shock 内部で(1)式を解く必要がないため、きざみ点の数は少なくて済む。

数値計算の結果、速度場はある有限時間の後、統計的平衡状態に達することが分った。平衡状態における shock-front の数、運動エネルギー、粘性によるエネルギー消散率、エネルギー・スペクトル等を、100個の見本の平均によって求めた。外力の特徴的な波数よりも大きな波数領域で、 k^{-2} の形のスペクトルが得られた。

次に、乱流の近似理論の1つである変形0-4次キュムラント近似を用いて、エネルギー・スペクトルを数値的に求め、数値実験の結果と比較した。この近似による計算では、スペクトルは、 $\nu k^2 t \ll 1$ の領域では k^{-2} の形をとり、 $\nu k^2 t \gg 1$ の領域では k^{-1} の形、更に高波数の領域では e^{-ak} の形をとる結果が得られた。数値実験は、有限の t に対して $\nu \rightarrow 0$ の極限なので、 $\nu k^2 t \ll 1$ の領域に対応している。したがって、近似計算での k^{-2} スペクトルの存在は数値実験の結果と一致しているが、スペクトル強度については両者はかなりの相違がある。

7. ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ 混合系上の ${}^3\text{He}$ 膜の超流動転移

須 永 和 行

${}^3\text{He}$ と ${}^4\text{He}$ との混合液体を絶対零度にしても完全に分離せずに約6%の ${}^3\text{He}$ が ${}^4\text{He}$ の中に残り、その他の ${}^3\text{He}$ はこの上に浮く。十分低温では混合液体中の ${}^3\text{He}$ も Fermi 液体となり、上層の純粋な ${}^3\text{He}$ はスピン3重項で軌道角運動量 $l=1$ の 3P の超流動となる。 ${}^3\text{He}$ の超流動は ABM 状態と BW 状態の2つがあるが、薄膜の場合は l ベクトルが自由表面にも界面にも垂直な ABM 状態が実現すると考えられる。

我々は、 ${}^3\text{He}$ と ${}^4\text{He}$ との混合液体の上に浮いた ${}^3\text{He}$ の薄膜の超流動の転移温度が薄膜の厚さによってどのように変化するか、を超伝導状態の金属と常伝導金属を合わせた場合の proximity 効果との類似性から調べてみた。

超伝導の場合と違うのは、対が 1S ではなく 3P であること、薄膜と混合液体中の ${}^3\text{He}$ の Fermi 球の半径に随分大きな違いがあることの2つがある。そこで我々は、

- i) 対形成の相互作用を除き ${}^3\text{He}$ 原子は自由粒子とみなし、Fermi 球の半径の差を井戸型ポ