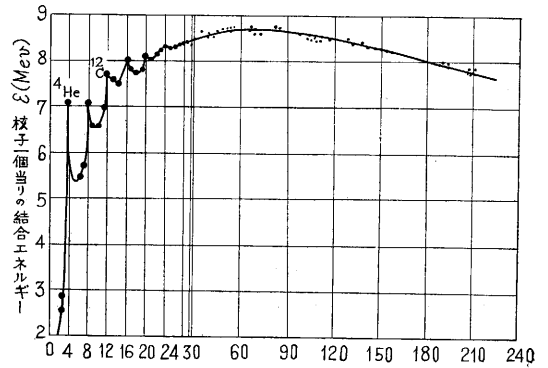


エネルギー源としての熱核融合反応

富 永 五 郎

1. 核融合反応とは

石炭や石油の燃焼のような従来人類が使用してきた火は化学的なエネルギー、すなわち原子の結合エネルギーがとり出されている。それに対して第2の火といわれる原子力は原子核をつくっている核子の結合エネルギーが利用されるのである。いろいろな分子をつくる原子の種類は天然にあるものだけでも、もっとも簡単な水素からはじまってウラニウムまで 92 種類もある。それに対していろいろな原子核をつくっている核子は陽子と中性子の 2 種類しかないことは事情をむしろ簡単にしているといえよう。化学的な火の場合でも炭（炭素）の燃焼のように単体から炭酸ガスという、より複雑な化合物になる過程と、石油の燃焼や火薬の爆発のように複雑な化合物が水や炭酸ガスのようなはじめの分子にくらべれば簡単な化合物にばらばらになってしまう過程がある。それと同様に原子核の火の場合も二通りある。ウラニウムの核分裂によるエネルギーの放出は、いわば石油の燃焼に対応している。すなわちウラニウム (235) の原子核は陽子 92 個と中性子 143 個から出来ているが、これが中性子をもう 1 個吸収することによって不安定になってほぼ半分ぐらいにわけてしまう。これを核分裂と呼ぶことは周知の通りであるが、中ぐらいの原子核の方がウラニウムのよう大きな原子核より核子の結合エネルギーが大きい。いわば硬い原子核なので、あまったエネルギーは放出される（結合エネルギーが分裂後に大きくなるのにあまったエネルギーが放出されるという言い方は不十分な表現で、よく考えるとおかしいと思われるかもしれない。大きくなって余るとは！ しかし結合エネルギーは本来負の量で、それが大きくなるということは負の量の絶対値が大きくなることを意味している）。この事情は第1図



第1図 原子核の結合エネルギーと質量数

でみる事ができる。横軸は原子核の質量数で、それに対して各原子核をつくっている核子 1 個当たりの平均の結合エネルギーが書いてある。この図からみるとウラニウムの中ぐらいの核に分裂すれば、核子 1 個当たり平均 0.8 Mev 程度のエネルギーが放出されることがわかる。ウラニウムをつくっている核子（陽子と中性子）の総数は 235 個であるから、ウラニウムの核分裂 1 個あたりの放出エネルギーは $0.8 \times 235 = 190 \text{ Mev}$ ということになる。

この図をみるともう一つの原子核エネルギー放出の可能な（少なくともエネルギー的な意味で）型があることがわかるであろう。それは左のすみ、すなわち水素とカリチウムのような軽い原子核がより複雑な原子核に融合されるなら、それでもエネルギーが放出されるはずであるし、しかもこの方が第1図の曲線の変化が大きいことからみて核子 1 個当たりの（したがって燃料の質量当りの）放出エネルギーははるかに大きいようである。さらにこのあたりで一番結合エネルギーの大きいのはヘリウムであるから、ヘリウムは化学的燃焼の場合の水とか炭酸ガスに相当するということできて、軽い核の融合反応で

第1表 発熱核融合反応

反応の型	生成エネルギー (Mev)	燃料 1g 当りの熱出力 (MWh)	反応の型	生成エネルギー (Mev)	燃料 1g 当りの熱出力 (MWh)
$^2\text{D} + ^2\text{D} \rightarrow ^1\text{H} + ^3\text{T}$	4.03	27	$^6\text{Li} + ^2\text{D} \rightarrow ^1\text{n} + ^7\text{Be}$	3.37	11
$^2\text{D} + ^2\text{D} \rightarrow ^1\text{n} + ^3\text{He}$	3.25	22	$^6\text{Li} + ^2\text{D} \rightarrow ^1\text{n} + ^3\text{He} + ^4\text{He}$	1.79	6
$^3\text{T} + ^2\text{D} \rightarrow ^1\text{n} + ^4\text{He}$	17.58	95	$^6\text{Li} + ^2\text{D} \rightarrow ^4\text{He}$	22.36	75
$^3\text{H}_e + ^2\text{D} \rightarrow ^1\text{H} + ^4\text{He}$	18.34	100	$^7\text{Li} + ^2\text{D} \rightarrow ^1\text{n} + ^8\text{Be}$	15.01	45
$^3\text{T} + ^3\text{T} \rightarrow 2^1\text{n} + ^4\text{He}$	11.32	61	$^7\text{Li} + \text{D}^2 \rightarrow ^1\text{n} + 2^4\text{He}$	15.1	45
$^6\text{Li} + ^2\text{D} \rightarrow ^1\text{H} + ^7\text{Li}$	5.02	17	$\text{U}^{235} + ^1_0\text{n} \rightarrow \text{分裂}$	~190	22

はヘリウムのできる場合が多く、しかもこの際の放出エネルギーはまた大きい。ここで一言注意しなければならないことは、重い核の分裂反応の場合でも軽い核の融合反応の場合でも、ある一つの過程があればエネルギー的にこうなるということを述べたのであって、そのような過程が現実には可能な過程であるか否かは核の諸性質から決まってくることで一般的に言えることではない。

それでは発熱融合反応には現実には可能なものとしてどんな過程があるか、ということになる。第 1 表にそれを示した。

核融合反応が動力利用に注目され始めたのは最近であるけれど、このような発熱核融合反応の過程はすでに数 10 年前から明らかにされている。とくにこの中で D-D の反応などは、1932 年に Cockroft と Walton が初めて陽子線を人工的に加速して ${}^3\text{Li}(\alpha)\text{He}$ の反応で原子核の人工壊変に初めて成功した翌年に Oliphant, Rutherford 等によって見出されて以来、中性子源としてごくふつうに利用されている反応である

2. 核融合反応の利用は《熱》核融合反応の形で

上に述べたように核融合反応そのものはかなり以前から知られ、もちろんその際にエネルギーが放出されることもよくわかってきたから、なぜそのエネルギーを利用することが考えられなかったのであろうか、その理由はいろいろ考えられるであろうが、物理的にもっとも大きな理由は次のようなことであろう。

まず核反応を起させるためには、反応させる核どうしを核力の及ぶ距離にまで近づけなければならない。この場合一方が中性子のように電荷をもたないものでないときは核のもつ電荷によってクーロン力による反撥力が作用する。すなわち核反応を起させるためには、それがたとえ発熱反応であっても、クーロンポテンシャルにうちかつだけのエネルギーをもって核が衝突する必要がある。このクーロンポテンシャルは D-D 反応の場合で 0.76 Mev である。しかし量子力学に従うこれら粒子の場合にはこのクーロンポテンシャルのエネルギー以下で衝突をしてもぜんぜん反応しないというわけではないが、反応の確率は非常に減少するので、この値はやはり反応を起させるときに必要なエネルギーの目安になる。そこでいろいろな加速器を用いてこの程度のエネルギーをもった重水素イオンビームをつくり、これを重水素にあててやれば D-D 反応は起るはずであり、事実これは起すことはできる。この反応で中性子が発生するので、中性子源としてよく用いられている。しかしこれではエネルギーを利用するという立場からは全く無意味なのである。なぜならターゲットをたたく中性子イオンは大部分がターゲットの重水素の電離のために使われて、そのごく一部分が（イオンエネルギーが 100 keV で $\sim 10^{-5}$ 程度）やっと核反応を起すに過ぎない。だからその核反応から得ら

れるエネルギーではイオンビームのエネルギーにもみたくないのである。

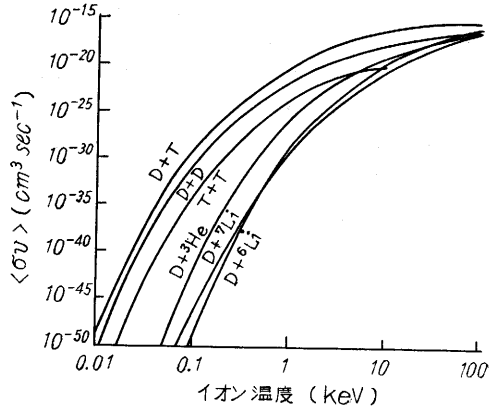
これをさけるためには、ターゲットである重水素を電離しておけばよいであろう。電離したイオンばかりではみな正の電荷をもっているのだから、この場合もクーロン反撥力でもとても高密度にイオンを保持することができないから、電子との混合物にしておく必要がある。電離したイオンと電子の混合物はプラズマ (plasma) と呼ばれている。プラズマターゲットを重水素イオンビームでたたくとどうなるであろうか。入射重水素イオンビームのエネルギーよりプラズマ粒子（電子と重水素イオン）が熱エネルギーの形でもっているエネルギーが小さく、衝突によりプラズマ粒子が入射重水素イオンからエネルギーをもらうような状態のときは、一般にプラズマの中でイオンどうし反応するよりはやく、その中の電子に入射イオンのエネルギーが移ってしまう。つまり入射ビームはやたらにプラズマの電子の温度を上げるだけになるのである。

それではプラズマターゲットの温度をずっとあげておけばどうであろうか。もちろんこれは OK である。しかしこのときは何もとくに外からターゲットを重水素イオンビームでたたく必要はなく、高温のターゲット自身の中でイオンは熱運動のために相互に衝突しているのだからその熱運動のエネルギーが十分であれば核反応が起りうる。これがすなわち熱核融合反応と呼ばれるものの姿である。そしてこの場合のプラズマの温度は数億度が必要ということはあとでわかる。

利用しうる核融合反応の形式が他にないかということはきわめて問題である。いつか μ 中間子が触媒のような作用をしてクーロンポテンシャルを低めることによって低温でも D-D 反応が起ることが発見され、融合反応利用に使えないかという点から関心を集めたことがある。しかしこれは μ 中間子の寿命が短かすぎることであきらめざるをえないことがわかった。それではこのような作用をし得る寿命の長い負中間子がほかにないかという問題提起になるが、寿命が永くなお未発見のものがある可能性はほとんどないであろう。

ただ最近プラズマ加速器という考えが発展してきている。すなわち従来のようにイオンビームを加速するのはイオンどうしのクーロン反撥力があり、なかなか電流（イオンの密度）を高めることはできず、各粒子のエネルギーを上げれば上げるほど電流値はきわめて小さくなる。この欠点を除くためにイオンだけでなく電子と一緒に、すなわちプラズマの形で密度の大きな荷電粒子を加速しようというのである。これを相互に衝突させたらどうかという考えは自然である。しかしこれもイオンのエネルギーにもよるが、 ~ 100 keV 程度の重水素核では散乱の断面積に比して反応の断面積ははるかに小さく、衝突したイオンビームの中で反応を起すまでには 3×10^9

回程度は散乱をうけてビームから外に飛び出してしまう。飛び出たものは全部捨ててしまうというのであれば、固体ターゲットのときのようにとてもエネルギー的に取支つぐなわないし、かといって飛び出すものを全部そこに押えつけてまとめておくとすれば、それはやはり高温プラズマの中での熱核融合反応と同じ状態ができてしまう。なお念のためにふつうの加速器でできるイオンビームを相互に衝突させるのでは、たとえビームの中で核反応が起ったにしても、とても熱出力密度が小さくて実用にならない (Post の論文) で 0.1 Amp/cm² の 100keV の重水イオンビームを衝突させても熱出力密度として 4×10⁻¹¹watt/cc が得られるに過ぎないとの数値例を与えている)



第2図 プラズマ中での核融合反応のおこる確率

3. プラズマ内での熱核融合反応

第2表 反応パワー密度と粒子密度

重水素ガスの温度を高めて、粒子のもつ熱運動のエネルギーが重水素の電離エネルギー 13.5V 程度になると、熱運動のために起る衝突で重水素は電

kT	DD		DT	
	パワー密度 p_r W/cc	$p_r=100W/cc$ になる n_D ケ/cc	パワー密度 p_r W/cc	$p_r=100W/cc$ のときの $n_D=n_T$ ケ/cc
100 ev	$1.5 \times 10^{-29} n_D^2$	2.6×10^{15}	$2.2 \times 10^{-27} n_D n_T$	2.1×10^{14}
10 "	$3.5 \times 10^{-31} n_D^2$	1.7×10^{16}	$8.7 \times 10^{-29} n_D n_T$	1.1×10^{15}
1 "	$5.3 \times 10^{-35} n_D^2$	1.4×10^{18}	$1.6 \times 10^{-32} n_D n_T$	7.9×10^{16}

離しイオンと電子になってしまう。一般に $T^\circ K$ のガスの平均熱運動エネルギーは $\bar{E} = \frac{3}{2} kT$ であるから、ほとんど電離するのは $\frac{3}{2} kT \sim 13.5eV$ ということになる (もっと厳密に調べると数 eV 程度でもほとんど電離と考えるとよいことがわかる)。この状態は正負の荷電粒子がほとんど等量まざり合って存在しているので、プラズマと呼ぶ。プラズマの中での核反応の起る割合は、衝突回数によるから反応断面積 (σ)、相対速度 (v) と粒子密度 (n) による。 σ は相対速度の函数でもある。プラズマ中での粒子の速度は、一応熱平衡にあるとしてマックスウエル分布をしているとすれば σv の平均値 $\langle \sigma v \rangle$ を求めることができる。これは平均として1箇の粒子が他の1箇の粒子と反応をする確率を表わすことになるので、 n 箇/cc の密度の粒子があれば、相互に衝突をする回数は $\frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle$ 、1回の衝突で放出されるエネルギーを W とすれば、単位時間に単位体積当りに熱核反応によって生ずるエネルギー密度は

$$p = \frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle W \quad /cm^3 \text{ sec} \quad (1\text{-}a)$$

である。異種粒子間の反応の場合 (たとえば重水素 (D) と三重水素 (T) の混合物で D-T 間の反応が優勢である場合) には

$$p = n_1 n_2 \langle \sigma v_{12} \rangle W_{12} \quad /cm^3 \text{ sec} \quad (1\text{-}b)$$

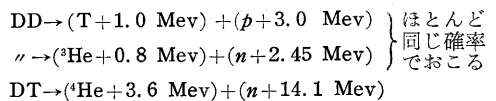
となる。いろいろの粒子の場合の $\langle \sigma v \rangle$ を第2図に示してある。横軸はプラズマの温度を kinetic temperature で示してある。 $T^\circ K$ のプラズマの kin. temp. は kT を keV で示したもので、このときの粒子の平均運動エ

ネルギー $\bar{E} = \frac{3}{2} (k.t.)$ である。(k.t. が 1ev の集団の温度は $1.16 \times 10^4 K$ であり、平均エネルギー $= \bar{E} 1.5ev$ である)。第2表に粒子密度の見当をつけるためにプラズマの温度に対してパワー密度と粒子密度の関係の数値を示しておく。

4. 熱核融合反応の臨界条件

核反応を起しているプラズマが、その反応を持続するための最低の条件を求める。そのためにまずプラズマ中のエネルギーの収支を考える。

まず温度 T にあるプラズマの中では熱核融合反応が起って(1)式で示されるエネルギーが放出される。このエネルギーは具体的には反応後の粒子の運動エネルギーとなるので、たとえばD-D反応の場合は中性子や陽子、三重水素、アルファ粒子等がそれぞれ大きな運動エネルギーをもってとび出すのである。この運動エネルギーはプラズマの密度が十分高くまた磁界がかかっている外に出られないような場合は直接プラズマを温めることに使われるであろう。そうでなければ容器類を温めるが、場合によっては運動する荷電粒子として直接発電方式をとり電気的エネルギーに変換されることになる。ただし中性子もつエネルギーは一般に回収が困難なのでこれを無視することにしなければならない。反応で出るエネルギーのうち中性子にもち去られるものは



である。すなわち D-D 反応の場合は 34% が、D-T の場合は 80% が中性子にもち去られてしまう。

つぎにプラズマは非常に高い温度にあるために輻射を行う。高温物体の輻射についてはステファン・ボルツマンの法則を思い出すのがふつうであるが、これは輻射エネルギーが温度の 4 乗に比例するという法則である。もしこれが成り立つとすると数千万～数億度という高温では大変なエネルギーを輻射することになって、とても定常には存在しえないことになる。しかし幸なことに、この法則が成り立つ条件は輻射と物質が熱平衡にある場合である。いまわれわれが考えているような $n = 10^{15} \sim 10^{16}$ ケ/cc で大きさが人間の規模のもの（太陽のような大きさではない）では、プラズマはほぼ透明であってとても上の条件は満たされない。そこでこの場合の輻射は荷電粒子が衝突しながらとびまわり、それらの相互作用によって電子が加速（正負の）をうけて放出する X 線（制動輻射）である。このような機構であるので、この輻射エネルギーは粒子密度 n の 2 乗に比例する。

$$p_B = 0.54 \times 10^{-30} Z^2 n_e^2 T_e^{\frac{3}{2}} \text{ watt/cm}^2 \quad (2 \cdot a)$$

ここで Z はイオンの荷電数、 n_e は電子密度、 T_e は keV で表わした電子温度である。D-D 反応を目的とした高温プラズマでは $Z=1$ 、 $n_e = n_D$ であるので、

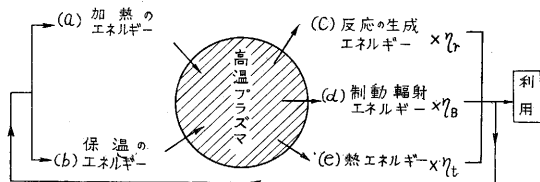
$$p_B = 0.54 \times 10^{-30} n_D^2 T_e^{\frac{3}{2}} \quad (2 \cdot b)$$

で与えられる。要するに高温プラズマを定常に保つためには、少なくともこれだけのエネルギーはプラズマになんらかの方法でつぎ込まなければならないのである。

そこで臨界条件を求めめるためにつぎのサイクルを考えよう。

- (1) 重水素ガスを反応が起るに十分な温度 T にまで熱してプラズマをつくる。
- (2) その状態にプラズマを t sec 間保ち、核反応を起させる。
- (3) プラズマを冷却して初めの状態にもどす。

この過程を行うために外部から系に注入するエネルギーをまず考える。第 1 の過程で必要なエネルギーは単位体積当たり $\frac{1}{2} nkT \times 2$ である（第 3 図の (a)）。乗数 2 は重水素



第 3 図 エネルギーバランス

が電離して重水素核と電子に分れるため)。ここでは n 重水素核の密度である。第 2 の過程では上に述べた制動輻射で放出されるエネルギーは原理的にさけられないものとして、プラズマを定常に保つためには外から注入しなければならない。それは $p_B \times t$ である (b)。その他にも

補うべき熱損失は実際にはあるであろう。壁や電極を通過して熱伝導で逃げるものがそれである。プラズマを支える壁については後にふれるが、これらは技術的な問題に関連して原理的にさけられないものではないので、ここでは理想的状態を想定してこれらは考えないことにする。そうするとこのサイクルのために外から注入すべきエネルギーはこれだけである。一方プラズマが外に放出するエネルギーはまず第 1 に反応のエネルギー（ただし中性子の担う分をのぞいて）。これは単位体積当り $p_r \times t$ である (c)。つぎに制動輻射のエネルギーはプラズマを定常に保つためには外から供給しなければならなかったが、それは同時に同じ量だけ外に輻射されることを意味している (d)。最後に過程 (3) でプラズマは再びもとの常温の状態に冷えるので、そのとき持っていた熱エネルギーは外部に対してやはり放出される (e)。実際のプラズマ反応炉の運転はこれら利得エネルギーの一部をもって運転のためのエネルギー (a) (b) をまかなうことになるわけである。利得エネルギー (c)～(e) はそれぞれエネルギーの性質も異なるのでしたがって饋還の方法も異なり、その効率も異なる。たとえば饋還のために必ず外部回路を経なければならぬわけではなく、反応エネルギーは、もし磁場などによって生成高エネルギー荷電粒子がプラズマ内に閉じこめられておれば、直接プラズマ内部でプラズマ粒子と衝突をくり返し平均化されてしまう可能性は十分にある。しかし簡単に見当をつけるためにエネルギーの饋還の効率はすべてに対して一様に η であるとすれば、少なくともいま考えているプラズマ反応炉を連続に運転できる条件は

$$3nkT + p_B t \leq \eta (p_r t + p_B t + 3nkT) \quad (3 \cdot a)$$

である。上の式の各項は a, b, c……に対応している。この条件はつぎのように書き直すことができる。

$$\eta (R+1) \geq 1 \quad (3 \cdot b)$$

ただし

$$R = \frac{p_r t}{p_B t + 3nkT} = \frac{p_r / 3n^2 kT}{p_B / 3n^2 kT + 1/nt} \quad (3 \cdot c)$$

である。ここで p_r も p_B もともに n^2 に比例をしているので R は n についてはただ $1/nt$ の形で依存している。そこで R は nt をパラメタにした T の関数と考えるのが便利である。そうすると $R \geq \frac{1}{\eta} - 1$ の条件から T の

下限 T_c が得られる。 η の値を実際上いくらにとるかは問題であるが、これも目安をつけるためと考えると Lawson は一応 $\eta = \frac{1}{3}$ として計算している²⁾。その結果は第 3 表に示した。

ここで一言注意しておきたいことは T と nt に上限があることである。 T の上限はあまり温度を上げると $\langle \sigma v \rangle$ の増加がゆるやかになるのに対して p_B の方が

第3表 臨界条件 ($\eta=1/3$)

	T_c	$(nt)_{min}$
DD	$2 \times 10^8 \text{K} (17 \text{keV})$	10^{16}
DT	$3 \times 10^7 \text{K} (2.6 \text{keV})$	10^{14}

うちかってきて得られるエネルギーに極大を生ずるためである。また nt の上限は荷電数の大きな反応生成核 (すなわち灰) が蓄積して p_B が急激に増加するという毒効果のためである。まだ十分計算を行っていないが、 T の上記は 10^{10}K 程度で、現在では $10^7 \sim 10^8 \text{K}$ をも実現していない状態であるからこれを超える心配をする必要はまずなさそうである。 nt の上限はどうやら下限の1ケタ上ぐらいの値のようである。

5. 熱核融合反応を実現させる可能性

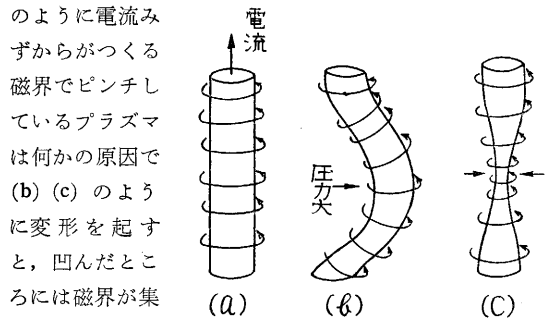
つぎにはいかにしてこのような臨界条件を超えた超高温プラズマをつくるかという問題である。そのためにはこのようなプラズマの性質が知られ、それが利用されるはずである。しかしまだ十分それらについての資料が集まっているわけではもちろんない。いまの状態ではたかだか言えることは、この場合に利用されるプラズマの代表的性質は (1) 電気伝導度がきわめて大きい、(2) 磁場と直角方向の熱伝導度はきわめて小さい³⁾ ということであろう。このことから容器の問題が解決されそうである。ここで問題にするプラズマは各粒子のもつエネルギーが分子の結合エネルギーに対してはもちろんのこと、原子核と電子の結合エネルギーよりもはるかに大きい。したがって完全電離気体であるから、それを直接物質の壁で保持することは原理的に不可能である。徐々に温度勾配をつけて比較的低温になってから固体の壁をおけばどうかという考えも、すぐだめなことに気付く。すなわち臨界条件をこえたプラズマは太陽の中心部に比べて密度ははるかに小さいとしても、温度は太陽の場合の数千万度に比べれば、むしろ高いのである。それを温度勾配をつけて囲んでみても、太陽の厚さの壁でやっと太陽の表面温度 $5,000^\circ \text{K}$ に降下していることを考え合わせればわかることである。

この問題を解決するものは磁界である。導体が磁界の中で直角方向にはうごきにくいということはフーコー円板によってよく知られている。プラズマを磁界だけで宙ずりにするためには磁力線が物質の壁と交叉しないような磁界のつぼをつくればよいことになる。技術的に可能な磁界が数万~10万ガウスとすれば、圧力にして100~1,000気圧をプラズマに及ぼすことになる。一方プラズマの圧力 $P=nkT$ は $n=10^{13} \sim 10^{17}$ ケ/cc, $T=10^8 \sim 10^{10} \text{K}$ とすればおおよそ100~1,000気圧の間に入る事が可能である。

そこで問題はこのような磁界の壁をつくり、同時にプラズマをつくってその中に閉じこめることを実現すればよい。もっとも簡単なこれの実現は大電流放電で行わ

れる。すなわち、よく知られているように放電によって低圧プラズマがつくれ、同時に、その放電電流によって生ずる磁界でみずからのプラズマが閉じこめられるのである。たとえば半径2cmの円筒状に 10^6Amp. の電流が流れれば、その表面では 10^5 ガウスの磁界となる。このときプラズマの圧力 (粒子密度と温度で定まる) がそれにつり合うほど大きくなければみずからの電流によって生ずる磁界の圧力でプラズマは締めつけられて収縮する。これをピンチ効果と称しているが、この効果により放電の初期に放電管全体にひろがっていたプラズマは、少なくとも断熱的に、ある場合には非常に急激に圧縮されるので衝撃波を生ずるなどして、このためにもプラズマの温度は上昇する。1956年4月にソ連のクルチャフが英国を訪問した際に発表した熱核融合反応の実験データはこの型のものがあつた。また阪大工学部岡田研究室の実験やアメリカでコロムブスと呼ばれているものもこの型である。

このような単純な直線放電は欠点をもっている。第一に電極が蒸発して原子番号の大きな原子がプラズマ中に入りこみ、前にのべた制動輻射が増加するために十分に温度が上がらない。これは放電管を円型(ドーナツ状)にして、ちょうどこれを変圧器の短絡された二次側として放電を起せばよい。ただしこの場合、技術的な点から電位傾度を大きくとることに困難を感じる。欠点のもっとも本質的な点はピンチしたプラズマが不安定であることである。第4図はそのことを示している。すなわち (a)

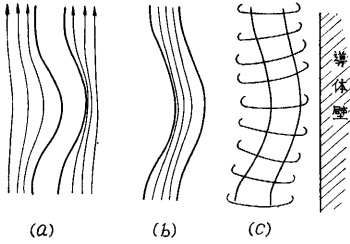


第4図 ピンチ効果とその不安定性

傾向にあり、凸ったところは反対にますます凸る傾向にある。このようなものは鉛筆をさかさに立てるようなもので、定常な状態として存在することはできない。実際クルチャフのデータをみてもピンチしている状態はたかだか $1 \mu \text{sec}$ の程度である。したがって $nt > 10^{16}$ を超えようと思うと n は非常に大きな値となつてしまい、実際上この方法で臨界条件を超えることは不可能と思われる。クルチャフの実験の場合も中性子を驗出しているが、これはプラズマが上述の不安定性のために切れるので、その場合大電流が突如切れるために強い磁界の急激な変化が起り、それにより生ずる局部的に大きな起電力

で加速された粒子によるD-D中性子であろうと思われており、少なくとも真の意味での熱核融合反応による中性子ではないことはクルチャトフ自身も認めている。

それではプラズマを安定にする方法は存在するか。もっとも簡単なものは第5図に示すものである。(a)はた

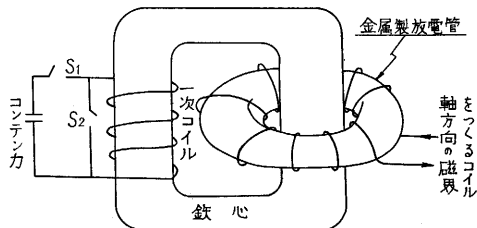


第5図 ピンチを安定化する方法

て磁界内のプラズマ。(b)はプラズマ内にたて磁界がちようど芯になって入っている場合、(c)は近くに導体の壁が存在する場合である。

この三つを理解するには、要するにプラズマはよい導体であり、磁界は導体の内部には急には入り込まないし、一度導体内に入った磁界は急には外に出られないということである。くわしい解析によると、(b)はとくにソーセージ型(第4図(b))の不安定に対し、(c)は図のようなたうち型の不安定に対してとくに有効であることが示される⁴⁾。

プラズマの容器が磁界であり、その強度がたかだか 10^5 ガウスと決まっていれば、 nt の臨界条件を超えるためにはどうしても t (超高温プラズマの存在時間)を長くするよりいたしかたない。そのためにピンチしたプラズマの不安定性を取り除くことは全く本質的な問題である。もう一つの大切な臨界条件である温度の方も存在時間が長ければそれを高める方法はいろいろな可能性が考えられてくる。こう考えると熱核融合反応の実現のためのもっとも重要な研究問題がこれであるように思われる。本年4月25日に発表されたイギリスのZETAと呼ばれる装置はこの問題で一步をふみ出した点に重要な意味をもっている。この装置の原理図を第6図に示す。ドーナツ型放電管の大きさは平均直径3m、管の太さ



第6図 ZETA の原理図

は1m。一次コイルにコンデンサ(500kJ)の放電によって電流を通ずると、その誘導起電力によって放電管の内部で放電を起す。この場合もちろん金属性放電管の管壁に電流が流れないようにところどころ絶縁してある。また放電が起りやすいように、あらかじめ高周波放電に

よって予備電離がしてある。内部の気体は重水素で 10^{-4} mmHg程度。放電管の中心で電界強度は2V/cm。放電々流は20kA。この電流で放電プラズマはピンチを起して縮み、壁より離されるが、ドーナツ放電管の周囲に設けられたコイルで、あらかじめ400ガウス程度の磁界がつくってあるので、それがプラズマの芯になって入り込みピンチの程度はそのために小さく、面積にして1/10程度、したがって、プラズマ内の磁界は4,000ガウス程度となる。このプラズマは前に述べたように芯に入った磁束と管壁である金属壁とで安定化されているのでかなり永く継続することができて、数msec続いている。この時間は放電管内の誘導起電力が振動的になることを避けるために、一次コイル内の電流最大で S_2 を短絡していることによっても長くなっている。これでプラズマの温度は500万度と測定されており、発生した中性子が熱核融合反応によるものであることはかなり確実視されている⁵⁾。その他ZETAはよく考えて作られており、たとえばピンチ状態でのプラズマが流体力学的に取り扱える最低の気圧、したがって必要最低エネルギーで実験が行われている。

このようにプラズマの安定性の問題を一つの中心にしたプラズマ物理学の研究が現在もっとも有意義と思われるが、安定性の問題についてもZETA式の安定化ばかりでなく、いろいろな可能性をまず理論的に解析し、そのため必要なデータを実験によって確めてゆくという方法がとられるべきであろう。正しい研究方法をもってすれば、数年間のうちに臨界条件を超えた状態をつくりうることはたしかのように思われる。(1958. 4. 7)

文 献

- 1) Post, Rev. Mod. Phys. **28** 338 (1956)
- 2) Lawson, Proc. Phys. Soc. **70B**, 6 (1957)
- 3) Biermann u. Schaltuer, ZS f. Naturf. **12a** 805 (1957)
- 4) Tayler, Proc. Phys. Soc. **70B**, 1049 (1957)
- 5) Thonemann et. al., Nature **181**, 217 (1958)

正 誤 表 (4月号)

頁	段	行	種 別	正	誤
3	右	下10	本 文	12.5cmφ×30cm	12.5cmφ/30cm
24	左	2	〃	Au, Zn, Cd	Au, Zr, Cd