

熱量計型極低温粒子検出器

菱 輪 眞

(平成4年4月7日受理)

Bolometric Cryogenic Particle Detectors

Makoto Minowa

(Received April 7, 1992)

A new bolometric technique to detect elementary particles is reviewed. The development of composite bolometers is motivated by the needs in the field of elementary particle physics. The good energy sensitivity and variety in the selection of absorbers of the composite bolometer are essential of the applications to direct detection of dark matter and measurement of double beta decays.

1. はじめに

物体の温度上昇を測定することにより放射線(素粒子)がその物体に入射したことを検出することができるであろうか。物体を極低温に冷却して熱容量を非常に小さくしてやればこんなことが可能になる。このような原理に基づく検出器をボロメータ(Bolometer, 熱量計型極低温粒子検出器)と呼ぶ。

ボロメータはこれまでは赤外線やマイクロエーブ、X線の検出用に、ごく小さなものが用いられてきた。しかし、近年大質量(数十グラム)の検出体(吸収体)と小さな温度センサーを結合し100mK以下の希釈冷凍器の温度領域で使用する、いわゆる複合型ボロメータの開発の試みが世界中のいろいろなグループにより行われている。この検出器は従来の放射線検出器とは根本的に原理を異にするものであり、エネルギー分解能の向上と、吸収体を比較的自由に選択でき、かつ大質量のものが実現できるということを利用して素粒子物理学の分野でのいろいろな応用が考えられる。

2. 動作原理

α 線・ β 線・ γ 線・X線などの放射線、あるいはもっ

と広く、一般の素粒子は物質に入射すると、その粒子によってそれぞれきまった相互作用を物質との間に行うので、物質になにかしかのエネルギーを与え、粒子自身はその分のエネルギーを失う。 α 線・ β 線・ γ 線・X線などはすべて物質との間に電磁相互作用を行い、運動エネルギーが十分に低くて吸収体が十分に厚ければその全エネルギーを吸収体に加え、放射線は完全に吸収されてしまう。そのほかの一般の素粒子の場合にも相互作用の種類とエネルギーにより決まる確率で、その全部または一部のエネルギーを吸収体に加える。

このようにして吸収体に加えられたエネルギー E は比較的短時間の内に吸収体中で熱平衡に達し、吸収体の温度が上昇する。普通の放射性物質の放出する放射線のエネルギーはおおよそ1keVないし1MeVのオーダーである。1MeVは 1.602×10^{-13} Jに相当し、通常の方法ではその熱を測定するのは困難である。しかし、温度上昇は C を単位体積当りの熱容量、 V を体積として $\Delta T = E / (C \cdot V)$ となるので、吸収体の熱容量が十分に小さければ温度上昇を大きくすることが原理的には可能となり、測定にかかる可能性がある。事実、絶縁体の結晶では熱容量に関するデバイの T^3 法則

$$C = (12\pi^4/5) \cdot N_A \cdot k_B \cdot (T/\theta_D)^3 = 1940 (\rho/A) \cdot (T/\theta_D)^3 \text{ (JK}^{-1}\text{cm}^{-3}\text{)} \quad (1)$$

が成立するので、熱容量は絶対温度 T の3乗に比例する。ゆえに冷却することにより熱容量は理想的には無限に小さくできる。ここで、 N_A , k_B , A はそれぞれアボガド

東京大学理学部物理学教室：東京都文京区本郷7-3-1
〒113

Department of Physics, Faculty of Science, University of
Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113, Japan

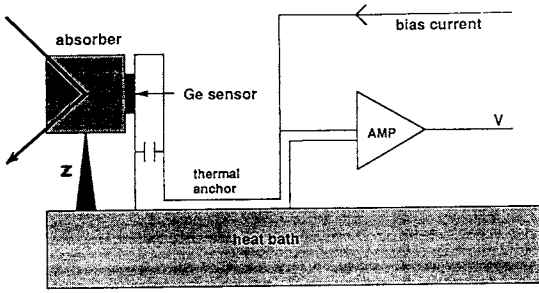


Fig. 1 Schematics of a composite bolometer.

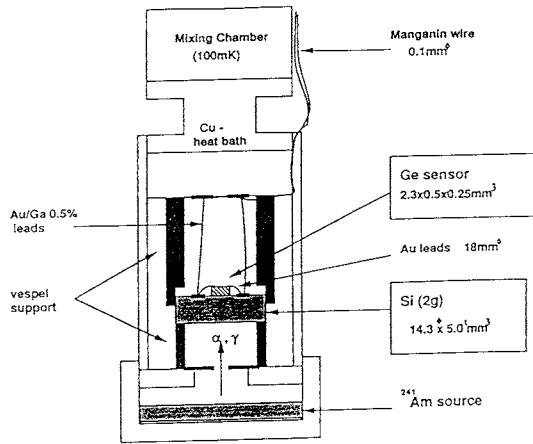


Fig. 2(a) A simple composite bolometer tested at the University of Tokyo.

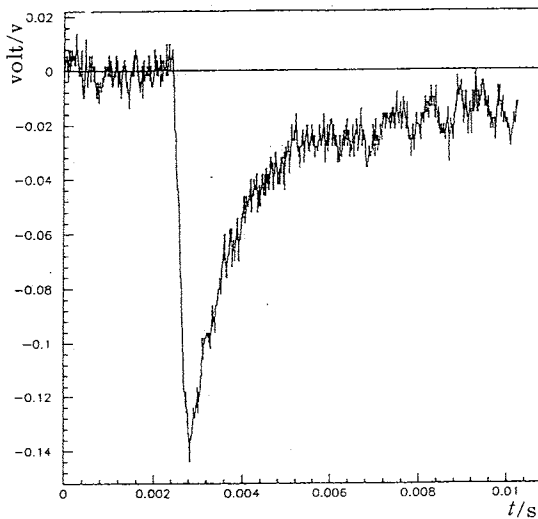


Fig. 2(b) A typical 5.5 MeV α -ray pulse obtained with the set up shown in Fig. 2(a).

数, ボルツマン定数, 吸収体の質量数であり, ρ は $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ であった吸収体の密度, θ_D は吸収体のデバイ温度である。多くの物質では ρ/A の値は 0.08 程度であることを使えば,

$$C = 155.2 (T/\theta_D)^3 (\text{JK}^{-1} \text{cm}^{-3}) \\ = 0.97 \times 10^{18} (T/\theta_D)^3 (\text{keV K}^{-1} \text{cm}^{-3}) \quad (2)$$

となる。例えば $\theta_D = 640\text{K}$ のシリコン 1cm^3 を吸収体として用いれば, $T = 20\text{mK}$ で $E = 30\text{keV}$ のエネルギー吸収に対して $\Delta T = 1\text{mK}$ を得る。これは十分測定できる量である。後で述べるように, 実際にはもっと小さな温度変化をとらえることができる。

複合型ボロメータの単純化した構造を Fig.1 に示す。入射素粒子が吸収体にエネルギー E を瞬間的に与えたとして。得られる温度パルスの立ち上がり時間は熱平衡に達するのに要する時間 τ_e になり, 減衰時間は $\tau_d = C \cdot V \cdot Z$ で表される。すなわち,

$$T(t) = \Delta T \cdot \{ \tau_d / (\tau_d - \tau_e) \} \cdot \\ \{ \exp(-t/\tau_d) - \exp(-t/\tau_e) \} \quad (3)$$

となる。ここで Z は吸収体と熱浴の間の熱的インピーダンスである。多くの場合, $\tau_e \ll \tau_d$ が成立し, 立ち上がり時間は無視できる。しかし, この温度パルスを電気信号に変換する場合, 通常は回路の入力浮遊容量を充電する時間が立ち上がり時間を決めることになる。

Fig. 2(a) に筆者のグループが開発している複合型ボロメータの概観を示す。これは開発の初期に, 東京大学理学部物理学教室の小林・池畑研究室の小型希釈冷凍機を借用して行った実験で, 約 2g の高純度シリコン単結晶に, Scientific Instruments 社のゲルマニウムサーミスタを低温用ワニスで接着したものに, ^{241}Am の放出する 5.5MeV の α 線をあてた。冷凍機的能力としてはもっと低温が可能なのだが, ゲルマニウムサーミスタが約 100mK 以下では抵抗値が大きくなりすぎて作動しないため温度を 100mK に設定して実験を行った。ゲルマニウムサーミスタに 3nA のバイアス電流を流して得られた電圧パルスを 100 倍に増幅したものを Fig. 2(b) に示す。エネルギー分解能はベースラインにのっている雑音によって決まっている。

3. 開発の動機

従来の放射線検出器には, ヨウ化ナトリウムのようなシンチレータと光電子増倍管を組み合わせたもの, ガイガー計数管や比例計数管のようなガスを使うもの, シリコンやゲルマニウムのような半導体検出器などがある。これらはみなそれぞれに固有の吸収体がきまっている。

すなわち、検出すべき放射線はそれぞれ、ヨウ化ナトリウムの結晶、ガス、シリコンやゲルマニウムの結晶などの中でエネルギーを失い、シンチレーション光（その後光電子に変換される）や電子・イオン対、電子・ホール対をそれぞれ生成する。それらが電気信号として検出されるわけである。

このようなきまりきった吸収体以外の物質を用いなければならない場合があるだろうか。たとえば、ある特定の元素にしかな反応しないような素粒子があったとする。その元素を含むようなシンチレータもなく、その元素はガスにもならず、半導体でもないとするところまでは簡単には検出できなかった。それが複合型ボロメータでは可能になる。その特定の元素を含む物質で、熱容量の式(1)が成り立つものを吸収体として用いれば良いわけである。絶縁体や真性半導体、それに臨界温度より十分低い温度に冷却された超伝導体では(1)が成立することを考えればいぶん選択の幅が広がる。

もう一つの例として、ある特定の元素が出す放射線を測定するときに、その物質（線源）と検出器の間に不感領域があって、そのせいでエネルギー分解能が悪くなるなど測定邪魔になることがある。この不感領域をなくすには線源自体が検出器になっていけば良いわけである。今まではそのような都合の良い検出器はなかったのであるが、複合型ボロメータができればこういうことが可能になる。

そのほかに、ボロメータにはエネルギー分解能の面での利点がある。上に列挙した普通の検出器においては、吸収されたエネルギーのすべてが光電子、電子・イオン対または電子・ホール対（電荷キャリア）の生成に使われるのではないために、生成された電荷キャリアの数の統計的揺らぎがエネルギー分解能を制限する。これらの電荷キャリアを一個または一対作るのに必要な平均エネルギーは数eV～数十eVなので、数keV程度のエネルギーに対しては、この揺らぎは無視できない。一方、ボロメータでは熱平衡に達した後で吸収体の温度上昇によりエネルギーを測るので、このような意味でのエネルギー分解能の制限は存在しない。吸収体、温度センサー、増幅器が出す雑音さえ小さくすればエネルギー分解能はいくらでも良くなる（実際にはフォノンエネルギーの揺らぎやジョンソン雑音で下限が決まっているが、これらは後に示すように、ともに十分小さい）。

では実際にはどんな計測がこれらに該当するのであるだろうか。まず最初の場合を考えてみよう。 α 線・ β 線・ γ 線・X線などの普通の放射線・素粒子は物質との間に電磁相互作用をするので検出器の物質を選ぶことはない。ただ、 γ 線の場合のみは原子番号の大きな元素の方が吸

収されやすいということがただである。したがって、問題になるのは電磁相互作用をしない素粒子である。その一例としてニュートラリーノをあげることができる。この素粒子の説明をする前にまず宇宙の暗黒物質の話から始めよう。

3.1 暗黒物質の直接検出

我々の太陽系が属する天の川銀河のように渦巻き状をしている銀河では、銀河を構成している天体やガスなどは重力によって互いに引き合って銀河の中心の回りを回転している。銀河の各部分が回転している速度はその部分の発する光や電波のスペクトルのドップラー変移を観測することにより調べられている。中心からの距離 r の点での回転速度 $v(r)$ は回転軌道の内側にある物質の総質量 $M(r)$ から簡単に予測することができる。ニュートンの重力定数を G とすれば、重力と遠心力の釣り合いを考えれば、

$$v(r) = \sqrt{GM(r)/r} \quad (4)$$

と表されることがわかる。したがって、物質のなくなる周縁部での回転速度は急速に減少していくはずである。しかし観測の結果はこの予測に反し、周縁部の回転速度は半径の増加とともにいっこうに減少せず、ずっと一定であることを示している。つまり(4)式によると、

$$M(r) = v(r)^2 \cdot r / G \propto r \quad (5)$$

ということになり、なにも物が無いはずの周縁部のずっと外側まで重力源としてのなんらかの質量が存在していることになる。このことから、渦巻き銀河は光っている天体や電波を出しているガスのみによって構成されているのではなく、直接観測にかからない物質が大量に存在し、光らない周縁部にもハロー状に広がっていることが帰結される。この直接観測にかからない物質を、暗黒物質と呼んでいる。多くの銀河でこの暗黒物質の総量は光っている物質の約10倍にも達することがわかっている。すなわち、我々が肉眼や望遠鏡などで直接見ている物質は銀河全体の質量の1/10にも満たないという大変なことが言えるのである。

銀河団についても同様のことがあり、銀河団中の銀河の運動の速度分散が直接観測が可能な物質の量から予測される値を超えている。銀河団がバラバラになってしまうためには、その速度に抵抗してひきとめておくだけの強い重力源となる暗黒物質がなければならない。

この暗黒物質の正体についてはさまざまな可能性がある。ビッグバン・インフレーション宇宙論の教えるところによると、宇宙を構成している物質の相当部分は普通の物質では有り得ないとされている。ここでいう普通の

物質とは素粒子の種類でいうと陽子や中性子のようなバリオン（重粒子）のことを指している。したがって、宇宙には陽子や中性子でできている星やガスのようなもの以外の「普通でない」物質で満ち満ちていることになる。「普通でない」物質とは、物質との相互作用が非常に弱い例えばニュートリノ（中性微子）のような素粒子などが考えられる。相互作用が弱いので普通の物質のように固まることがなく、素粒子のままバラバラに銀河の中を飛び回っていることになる。このような議論を背景として銀河の暗黒物質の正体は、非バリオンの素粒子であるとする説が有力となっている。

非バリオンの素粒子の暗黒物質候補として考えられているものは、さきに述べたニュートリノ、それにアクシオン、ニュートラリーノと呼ばれる、ともに未発見の素粒子である。最後のニュートラリーノはニュートリノと名が似ているが、まったく別の素粒子で、超対称性理論¹⁾と呼ばれる素粒子の理論モデルが予言する電氣的に中性の比較的質量が重いと考えられている素粒子である。前二者についてはいろんな手法によりその存在について検証が試みられているが^{2), 3)}、最後のニュートラリーノは、例えば粒子加速器を用いた実験では見つけることが困難で、その物質との相互作用の特性を考えるとここで紹介する複合型ボロメータによって直接検出することがほとんど唯一の可能性であると考えられている。

ニュートラリーノは、先に述べたように電氣的に中性なので物質内で電磁相互作用は行わない。したがって、ニュートラリーノが物質中の原子核と衝突したときにはね飛ばされた原子核（反跳原子核）を間接的に検出することになる。この際、ニュートラリーノの相互作用の特性により、スピンのゼロの原子核とは結合しないという厄介な性質がある。また、スピンのゼロでなければ良いというだけでなく、原子核の構造によってはゼロでないスピンの原子核であってもニュートラリーノとの結合が大変弱いものもある。最初に、「ある特定の元素にしか反応しないような素粒子」といったのは、このようなことを指していたのである。先にあげた、既存の放射線検出器はどれもこの条件を満足せず、ニュートラリーノの検出器としては適当でない。ここで複合型ボロメータの利点が発揮されるわけである。現在のところ、ニュートラリーノの検出にはフッ素やリチウムが良いとされており、例えばフッ化リチウムがまず、候補にあげられている。デバイ温度もシリコンより高いので熱容量の点でも都合が良い。

次にニュートラリーノと原子核の衝突により、どのくらいのエネルギーが原子核に与えられるか見積ってみよう。ニュートラリーノの質量を m_X 、吸収体の原子核の

質量を m_N とすると、重心系での散乱角を θ とすれば原子核の反跳運動エネルギー E_R は、

$$E_R = E_X r (1 - \cos \theta) / 2$$

$$r = 4 m_X m_N / (m_X + m_N)^2 \quad (6)$$

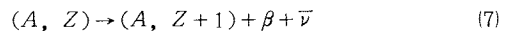
ここで E_X はニュートラリーノの運動エネルギーで、 $E_X = m_X v_X^2 / 2$ である。ニュートラリーノの速度 v_X の平均は、この粒子が銀河の重力ポテンシャルに捕えられていることから計算できて、太陽系の近傍では約 $300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ である。このこと、および狙っているニュートラリーノの質量が $20 \text{ GeV}/c^2$ （陽子の約20倍）以上であることを使って、 E_X が約 10 keV 程度であることがわかる。 $m_X \sim m_N$ とすると $\langle E_R \rangle \leq 10 \text{ keV}$ となり、複合型ボロメータは 10 keV 程度の感度が必要になることがわかる。

3.2 二重ベータ崩壊の測定

もう一つの例、すなわちある特定の元素が出す放射線を測定するとき不感領域をなくするため線源自体が検出器になっていることが望ましい場合について述べよう。

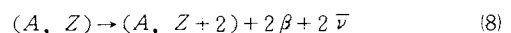
素粒子のいわゆる標準理論⁴⁾では、ニュートリノ（ニュートラリーノではなくて中性微子の方）の質量はゼロであるとされている。しかしなぜゼロであるかについては適当な説明がなされていない。したがって、ニュートリノの質量が本当にゼロであるか否かを実験的に検証することは、標準理論を超えた新しい素粒子物理学の展開のためにはきわめて重要なことである。二重ベータ崩壊の測定はこのニュートリノの質量に関する情報を与えてくれるものである。

普通のベータ崩壊は不安定原子核がベータ線 β （電子）と反ニュートリノ $\bar{\nu}$ を放出して壊れる過程である。親の原子核の質量数を A 、原子番号を Z とすると、



と表される。よく知られているのは ^{60}Co （コバルト-60）などである。

これに対し、 ^{76}Ge 、 ^{82}Se 、 ^{100}Mo 、 ^{128}Te 、 ^{130}Te などの特別の原子核では原子番号の一つ大きな原子核が親の核よりも重くエネルギー保存則のために普通のベータ崩壊は起きず、そのかわりに原子番号が2つ大きい核が親の核より軽くて、一度に2個のベータ線を放出してその核に崩壊する二重ベータ崩壊が起きる可能性がある。この場合2種類の二重ベータ崩壊がある。一つは反ニュートリノも同時に2個放出される場合、すなわち、



で、(7)の過程が同時に2つ起きたものであり、これは頻度は低い（すなわち、半減期は長い）標準理論で許

される過程であり、2個のベータ線の運動エネルギーの和は連続スペクトルとなる。

もう一つの種類の二重ベータ崩壊は、反ニュートリノが出ないもの、すなわち、

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2\beta \quad (9)$$

で、2個のベータ線のエネルギーの和は線スペクトルとなる。これは標準理論では許されない過程で、もしこの過程が起きれば問題のニュートリノの質量に関する情報を与えてくれる過程である。この線スペクトルを高感度で検出するにはS/N比を良くするためにエネルギー分解能が良いことが必要とされる。

後者の二重ベータ崩壊が起きるためにはまず第一の条件として、

①ニュートリノと反ニュートリノは区別がない、いわゆるマヨラナ粒子でなくてはならない。

そして、第二の条件として次の②-a または②-b を満たさねばならない。

②-a ニュートリノの質量がゼロでない。

②-b ニュートリノが標準理論では許されない右巻相互作用をする。

したがって、この過程の起きる頻度、別の言葉で言えば半減期を測定すれば、ニュートリノの質量または右巻の弱い相互作用という標準理論を破る現象がどの程度存在するのかを定量的に知ることができるわけである。

現在までのところ⁷⁶Geからの二重ベータ崩壊の半減期が最も詳しく測定されているが実際の崩壊例はなく下限値が与えられていて、ニュートリノの質量に焼き直すと1.2eVよりも軽いという結果が得られている。⁷⁶Geの場合にはゲルマニウム半導体検出器自身に含まれる⁷⁶Geからの二重ベータ崩壊を自分自身を検出器として測定する。したがって中間に不感領域がないので数keV程度の良いエネルギー分解能が得られる。

そのほかの核でも、複合型ボロメータにより線源と検出器が同じものが作られたなら、⁷⁶Geにも匹敵する高感度の測定をすることができるであろう。

4. 温度計

さて、以上の考察から、暗黒物質候補のニュートリノの検出や二重ベータ崩壊の測定に複合型ボロメータを応用するには、それぞれの目的に適した吸収体を選ぶこととともに数keVないし10keVのエネルギー感度または分解能が必要となることがわかった。そのためにはどの程度敏感な温度計が必要であろうか。ゲルマニウムサーミスタを例にとってみ積ってみよう。10cm³程度の吸収体でデバイ温度を600K、動作温度を20mKと仮定

すれば(2)式より、5keVのエネルギー吸収に対して $\Delta T = 14 \mu\text{K}$ を得る。この温度変化を感じる温度計があればよい。

ゲルマニウムサーミスタは適当な不純物をゲルマニウムにドーブしたもので、極低温での抵抗値の温度依存性を利用して、温度計として用いられている。ゲルマニウムサーミスタの極低温での抵抗値 R の温度依存性は、

$$R = R_0 \exp(\Delta/T)^{1/2} \quad (10)$$

で与えられる⁵⁾。 R_0 と Δ はドーブ濃度に依存するパラメータである(R_0 は幾何学的形状にも依存する)。うまく作れば $\Delta \sim 6\text{K}$, $R(20\text{mK}) \sim 1\text{M}\Omega$ のものができる。あるバイアス電流 I_b を流しておくで温度変化 ΔT に対して、

$$\begin{aligned} \Delta V &= I_b \cdot |dR/dT| \cdot \Delta T \\ &= \frac{1}{2} I_b \cdot R \cdot (\Delta/T)^{1/2} \cdot (\Delta T/T) \end{aligned} \quad (11)$$

なる電圧変化が得られる。 I_b は流しすぎるとサーミスタの自己発熱によりボロメータの温度が上昇してしまう。この効果は温度が低くなるほど重要になるのであまり大きくはできないので、入力電力を制限して例えば100pAとし、あとは上記のパラメータを使えば $\Delta T = 14 \mu\text{K}$ に対して $\Delta V = 0.6 \mu\text{V}$ を得る。一方フォノンエネルギーの揺らぎとジョンソン雑音による雑音電圧 ΔV_n は、

$$\Delta V_n^2 \approx 2 \times 4k_B T R B \quad (12)$$

で与えられる²⁾。ここで B は測定回路の周波数帯域幅である。温度パルスの減衰時間(典型的には10msのオーダー)を考慮して、 $B = 100\text{Hz}$ をとると、 $\Delta V_n \approx 15\text{nV}$ となり、約120eVのエネルギーに対応するので一応十分なS/N比が得られる(もっともこれは下限値で、実際には回路の出す1/f雑音などにより、もっと ΔV_n は大きくなる)。

このように原理的には数十eVまで感度を上げることができるが、実際には数十mK以下ではサーミスタと吸収体との間の熱伝導の問題などもっと明らかにされなくてはならないことも多い。

またFig2に示した程度のS/N比では不十分で、ここに示した程度の感度を得るには、もっと温度を低くして吸収体の熱容量を小さくしてやらねばならない。しかし市販のサーミスタは、特性のばらつきが大きく、数十mK以下で実用になるものはなかなか得られないので自作することになる。我々のグループではゲルマニウムの単結晶から切り出すところから始めてゲルマニウムサーミスタを自作している。今のところ約35mKで動作するものが得られている。

実際に作ってみると、ドーピング濃度が少し変わっただけで、 I や R_0 が大きく変わり、丁度良いものはなかなか作れないことが多い。そのため不純物を一様にドーピングさせるための方法として、原子炉の中性子照射による方法が優れていることがわかってきた。これはNTD (Neutron Transmutation Doping) とよばれ、ゲルマニウムが中性子を吸収した後にできた不安定核が、軌道電子捕獲やベータ崩壊によりアクセプタやドナー原子に転換することを利用するものであり、ゲルマニウム中の中性子の吸収長が比較的長いのでドーピングがたいへん様になることが知られている⁷⁾。

ゲルマニウムサーミスタの他にもいくつか使える温度計がある。金属酸化物の厚膜フィルム抵抗を使った例がある⁸⁾。酸化ルテニウム (RuO_2) をもちいて、100 mK 程度の温度でNTDゲルマニウムサーミスタと同程度の特性を出している。

また、金属の超伝導—常伝導転移を利用したものも開発されている⁹⁾。臨界温度近傍では少しの温度変化で抵抗値がゼロから有限値に変わることを利用して、高感度の温度計としている。カドミウムで455 mK、イリジウムで135 mK で作動するものが作られている。

5. その他の方法

素粒子の検出に関連して熱測定を利用するものをもう一つ紹介したい。それは過熱超伝導微粒子(SSG, Superheated Superconducting Granules) と呼ばれるものである¹⁰⁾。直径が300 μm 程度以下の超伝導金属の微粒子を臨界温度以下に置いて、外部磁場を増やしてゆくと臨界磁場を超えて、もっと強い磁場でも超伝導状態が持続する現象を超伝導の過熱状態と呼ぶ。この過熱状態の金属微粒子に荷電粒子や中性の素粒子が入射し、何等かの相互作用をして、エネルギーを与えれば、それに応じた温度上昇 ΔT が起きる。このために過熱状態が破れ、金属微粒子は常伝導状態になる。

一方、金属微粒子が先に超伝導状態にあったときは、マイスナー効果により外部磁場の磁力線は金属微粒子を貫くことができなかったが、常伝導状態になるとマイスナー効果が破れるので磁場分布が大きく変化する。この変化を金属微粒子の外側に巻かれた検出コイルに発生する誘導起電力により検出しようというものである。

この方法も、微粒子の熱容量が小さいので低いエネルギーにも感ずることや、微粒子の材質を(超伝導体という制限はあるが) 選べるという利点から、複合型ボロメータと同様の応用が考えられている。

詳しくは文献10)を一読されることをお奨めする。また熱測定という考え方にたった素粒子検出器のいろいろ

についての解説は、文献2)と11)にさらに詳しく書かれている。

6. 結 語

これまで素粒子物理学は大型の加速器による大規模実験が主流であった。しかし最近では、新しい手法を用いた、加速器を用いない実験もだんだん行われるようになってきた。まだ成果を上げているのはごく一部に過ぎないが素粒子物理学の新しい方向として注目されている。

ここに紹介した新しい原理に基づく素粒子検出器もこのような一つの流れの中で登場したものである。いま、素粒子物理学がさらに発展するためには、新しい工夫と新しい手法を必要としている。そのためには、幅広く他分野の技術を学ぶ謙虚さが必要となるだろう。

文 献

- 1) 坂井典佑, 日本物理学会誌 **37**, 376 (1982).
- 2) P. F. Smith and J.D. Lewin, *Phys. Rep.* **187**, 203, (1990).
- 3) 養輪 眞, 数理解科学 **29**, 43 (1991).
- 4) 長島順清, 物理学最前線 **12**, 共立出版, (1985).
- 5) A. L. Efros, B. I. Shklovskii, "Electronic Properties of Doped Semiconductors", (Springer Verlag, New York, 1984).
- 6) L. Brogiato, D. V. Camin and E. Fiorini, eds., "Proc. Wksp. on Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter III", Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, France (1990).
- 7) E. E. Haller, N. P. Palaio, M. Rodder, W. L. Hansen and E. Kreysa, in "Neutron Transmutation Doping of Semiconductor Materials", R. D. Larrabee, Eds. (Plenum, New York, 1984), p. 21.
- 8) R. Dambra, G. Gallinaro, F. Gatti and S. Vitale, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **A302**, 83 (1991).
- 9) W. Seidel *et al.*, *Phys. Lett.* **B236**, 483 (1990).
- 10) 戒 健男, 渡辺 正, 日本物理学会誌 **46**, 106 (1991).
- 11) レオ・ストドルスキー, パリテイ **7**, 32 (1992).

要 旨

ボロメータとよばれる、熱量測定により素粒子を検出する新しい技術について解説する。素粒子物理学に関する問題、特に銀河に存在する暗黒物質の直接検出および二重ベータ崩壊の測定には、複合型ボロメータのエネルギー感度の良さや吸収体をいろいろ選択できるという特長が生かされる。