



光子計測法

林 達 郎

浜松ホトニクス(株)研究部 〒435 浜松市市野町 1126-1

(1985年9月17日受理)

Measurement of Photons

Tatsuro HAYASHI

Department of Research, Hamamatsu Photonics K. K.,
1126-1, Ichino-cho, Hamamatsu 435

1. ま え が き

光子計測法なる言葉が未成熟であり、なじみ薄いものであることは明白である。また多くの場合、波動に対して光子と対比されるので、説明にあたってはそれらの性質が波長に強く依存することから、波長域を限定することが理解を明確にする一助となろう。ここでは一応可視を中心とした近赤外から近紫外を対象としたつもりである。この領域において最近光学素子およびその周辺の技術が著しく進歩し、信号の光学的扱いが容易になってきたことにこの解説の意義があるものと思われる。

光子計測法は光計測法の一形態として包含されるものである。光計測法という広範で便利な言葉が存在するにもかかわらず、あえて分類して使用する理由は、光と物質の相互作用が波動的よりも光量子的(光子的)に解釈することが比較的容易で通例になっている現象について便利に使用されうと思われるからである。このことは反対に、波動・粒子の二重性を統一的に記述するより一般的な方法が出現すれば、自ずから消滅する運命にあるといえるのである。適用される現象としては、1)被計測対象物質への光の作用が量子的に説明されるもの、2)光子の密度が時間的、空間的分布において希薄で各光子が独立のごとく振舞うと考えられるもの、3)相互作用の結果である光の変調が量子としての性質に現われていると解釈されるものなどが考えられる。

1)については現今の多くの物性的光計測がこの範疇に入り、いまさら光子計測なる言葉を持ち出しては無益な混乱を発生するおそれがある。3)について、不幸にして

光子は量子としての性質においてバラエティの少ない素粒子であるが、エネルギーのほか、運動量など量子的素量が被計測対象との相互作用の結果変調をうけ計測することができるなら、これはまさに光子計測法である。

現在の光子計測法はもっぱら入射する光子数により光の時間的・空間的な強度を測定する光子電子計数法に代表される。この方法が微弱光の計測に優れていることから、特殊な光計測の分野で賞用され多くの成果が報告されてきたが、同時に空間的、時間的分布も得られるようになって、従来のたんなる時間軸上の微弱光測光の域から脱しようとしている。

本稿では前掲 2)を主体として光子計測法における検出器の開発の状況、今後の進展の方向について、総合的に解説を試みることにしたい。

2. 原理と基本技術

微弱光子計測法としての光電子計数法の解析の歴史は古くしかも新しい問題である。当初の解析はすべて光電子増倍管を用いたもので¹⁻⁷⁾、現今もその傾向にある。その理由は単一光子により放出される単一の光電子は 1.6×10^{-19} クーロンの微弱電荷で、これを信号処理系に導出するためには少なくとも約 10^6 増倍しなくてはならず、同時にその増倍器は高速時間特性と低雑音性を兼ね備えている必要があるので、このためには光電子増倍管のダイノード電子増倍部が最も適しているからである^{8,9)}。この特性は光子による信号を搬送する光電子が真空中に放出され、ついでこの電子が増倍器を形成する半導体に真空中より打ち込まれる二次電子を放出すること

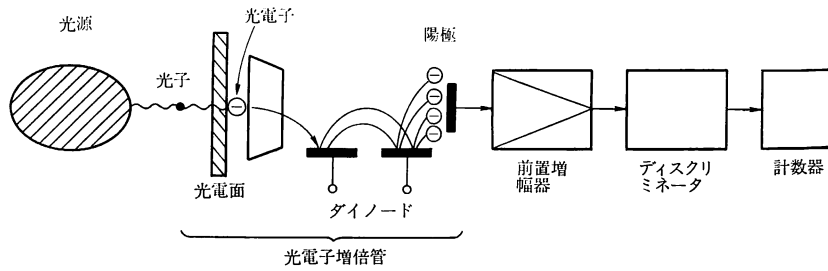


図1 光電子増倍管を使用した光電子計数法の模式的説明図

表1 光電面の代表例

記号	光電面	窓材	構成	最大波長感度		ルーメン感度 ($\mu\text{A}/\text{lm}$)	暗電流 (A/cm^2)
				波長 (μm)	量子効率 (%)		
S-1	Ag-O-Cs	可視透過ガラス	半透明または不透明	0.78	0.45	30	$10^{-11} \sim 10^{-13}$
S-4	Sb-Cs	"	不透明	0.38	12	40	10^{-14}
S-5	Sb-Cs	紫外透過ガラス	不透明	0.34	16	40	10^{-14}
S-10	Ag-Bi-Cs	可視透過ガラス	半透明	0.43	6	40	$10^{-13} \sim 10^{-14}$
S-11	Sb-Cs	"	半透明	0.43	9	40	$10^{-14} \sim 10^{-15}$
S-13	Sb-Cs	透明石英	半透明	0.43	9	40	$10^{-14} \sim 10^{-15}$
S-17	Sb-Cs	可視透過ガラス	鏡面上	0.37	24	120	$10^{-14} \sim 10^{-15}$
S-19	Sb-Cs	透明石英	不透明	0.23	18	40	10^{-14}
S-20	Sb-Na-K-Cs	可視透過ガラス	半透明	0.42	15	150	$10^{-15} \sim 10^{-16}$
S-21	Sb-Cs	紫外透過ガラス	半透明	0.43	9	40	10^{-14}
S-25	マルチアルカリ	可視透過ガラス	半透明	0.44	12	200	$10^{-15} \sim 10^{-16}$
(バイアルカリ)	Sb-K-Cs	"	半透明	0.40	27	—	10^{-16}
(紫外用)	Cs-Te	LiF	—	0.22	0.8	—	—

によるもので、真空と半導体表面間の電子障壁が熱雑音を極度に抑圧することによっている。固体光検出器の場合は信号光電子が導体より増倍器に注入されるため、導体中の熱電子に妨害される欠点があり、冷却などで熱電子を抑圧する必要がある。一方、この真空障壁は光電子放出においては放出抑圧の原因となり、そのため真空形光検出器は固体光検出器に比し一般に量子効率が劣る欠点がある。

図1に光電子増倍管を用いた光電子計数法の動作の模式的説明を示す。信号源より放出された光子は光電面において、外部光電効果によりそのエネルギーが光電子の運動エネルギーに変換される。A. Einsteinの有名な法則に示されるように、入射光子のエネルギーは光電面のもつバンドギャップと真空親和に要するエネルギーを差し引いた量に相当する運動エネルギーをもつ光電子の運動に変換され、光電子は真空中に放出される¹⁰⁾。入射光子数(物理的には光電面で吸収された光子数を用いるが、工学的には反射、透過損失まで考慮する)に対し、放出

された光電子数の比を量子効率というが、これは検出感度を著しく性格づける重要な定数である。上記のエネルギー変換の過程により、量子効率は波長に強く依存し、同時に光電面の物質、真空親和力に強く依存する。表1に各種光電面の量子効率を示す。また図2にそれらのうち各波長で最高の量子効率を示す光電面について分光感度特性を示す。バイアルカリ光電面は最高の値を示し同時に熱電子放出も少ないので、短波長領域で最も優れた光電面である。0.5~0.6 μm ではS-20が量子効率が高いが熱電子放出が多く暗雑音の原因となる。この場合、量子効率を犠牲にして低雑音のバイアルカリを選ぶ方法もあるが、その選択は実験条件による。さらに長い近赤外、赤外ではS-25、S-1が用いられるが、熱雑音が多くこの低減には光電面の冷却が用いられる。常温から0°Cに下げて熱電子は10分の1に、さらに-20°Cでその10分の1に減少する。それ以下に下げても目立った効果は期待できない。

最近の話題は負の電子親和力¹¹⁾(negative electron

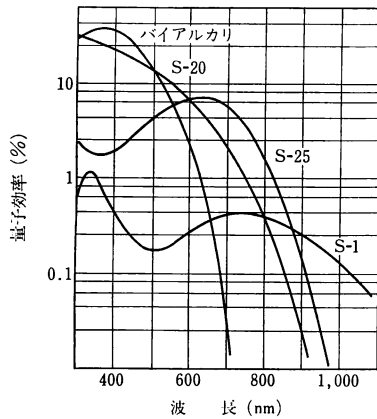


図 2 代表的な光電面の分光量子効率

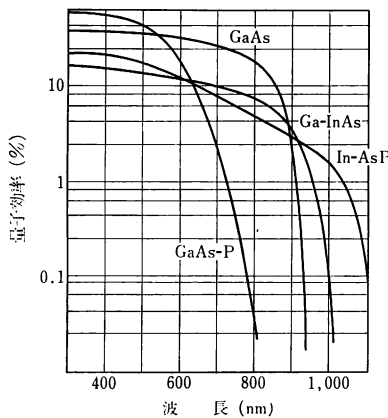


図 3 代表的 III-V 族光電面の分光量子効率

affinity) を利用した外部光電効果光電面で、III-V 族合金を用いて高い量子効率のものが出現している¹¹⁾。図 3 にそれらの分光量子効率を示す。0.9 μm 以上の長波長領域は従来 S-1 光電面のみに占有されていたが、これらの優れた光電面の出現で光通信など期待の大きい波長域に大きな朗報をもたらしたといえる。現在のところ寿命、安定性、コストなどに問題があるとされているが、周辺技術の進歩により近い将来実用化されるものと思われる。

入射光子数 N_0 (個/s) による光電子パルスの平均発生頻度 \bar{n} (個/s) は

$$\bar{n} = N_0 \eta(\lambda) \alpha_1 \alpha_2 \quad (1)$$

で与えられる。ここで $\eta(\lambda)$ は波長 λ における量子効率、 α_1 は光電子が電子増倍器の有効部分に収集される効率 (通常 70~80%)、 α_2 は後述する増倍器において適度の増倍率を得て波高弁別器において正規の信号として判定される確率である。

光電子増倍管を含めた計数系の周波数帯域幅を B とす

ると、実際に計数される平均計数頻度 \bar{n}_c は光電子の時間間隔をポアソン分布として

$$\bar{n}_c = \bar{n} \exp(-\bar{n}/2B) \quad (2)$$

となる。最大計数率は B に依存し、95% 以上の精度を要する場合、 $B > 10\bar{n}$ が条件となる。残りの 5% はいわゆるパイルアップとなり、分解能時間内に 2 個以上のパルスが入り、単一光電子パルスが重なり合っ一つのパルスとして計数され、入射光子数と出力パルス数の直線関係を悪化させる。毎秒入射光子数が数千カウントのいわゆる極微弱光測光ではほとんどの場合電子回路に問題はないが、むしろ広いダイナミックレンジを要求して、いま少し強い光 (数十メガカウント以上) の測光において問題を生じやすい。すなわち光電子増倍管は 100~1,000 MHz 程度の帯域があるのでほとんど問題とならないが、追従する前置増幅器、波高弁別器などの帯域幅もこれに見合った高速性のものを使用することにより広いダイナミックレンジの測光を可能にする。測光における下限は光電子増倍管の暗電流パルス (多くの場合熱電子放出による) と前置増幅器の入力回路に誘導する外部雑音により制限される。多くの微弱電流増幅で問題となる前置増幅器のジョンソン雑音は、光電子増倍管の増倍率が $10^6 \sim 10^7$ と高いためほとんど問題とならない。この点が光電子増倍管を使用した光子計数法の特徴で、内部増倍率の低いアバランシェフォトダイオード (APD) などではこの点に重大な考慮を費やさねばならない。

光電子増倍管を他の光検出器と比較したときの特徴は上述のようにその電子増倍部にあるといえる。電子増幅部は二次電子放出面をもった多段のダイノード列で形成されている。初段のダイノードに入射した単一光電子は、その運動エネルギーによりダイノード表面を形成する二次電子材料面中の電子を励起し、そのうちの数個ないし数十個は真空中に放出する。これらの二次電子は印加された電界から運動エネルギーを与えられて次の段のダイノードに向かい同様な増倍を繰り返し、最終的に多数の電子群となって陽極より出力パルスとして取り出される。

二次電子放出現象は離散的な確率過程であるため、一回当たりの放出される電子数は確率分布をもつ (通常ポアソン分布として取り扱われる^{5), 12)}。さらにダイノード面上の不均一性、入射電子の角度依存性などが加わり、初段に入射する光電子が単一電荷として一定でも陽極よりの出力電荷は一定でなくある種の分布をもつ。これを単一光電子波高分布という。この分布は図 1 において光電子増倍管にごく微弱な光を照射し、前置増幅器の後にマ

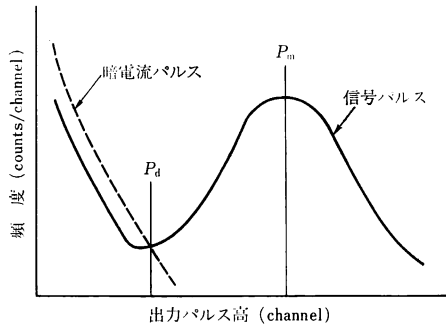


図 4 単一光電子波高分布特性の一例

ルチチャンネル波高分析器を接続して測定する。単一光電子波高分布特性の一例を図 4 に示す。この特性は光電子計数を行なう上で光電子増倍管の最も重要な特性の一つである。

図中、 P_m は単一光電子に対する平均出力電荷で、この値を単一電荷で除することで増倍率 (M) が測定できる。一方、増倍率は j 段目のダイノードの二次電子放出比を δ_i として、

$$M = \delta_1 \cdot \delta_2 \cdot \delta_3 \cdots \delta_n \quad (3)$$

で与えられる。そしてその相対分數 (σ/m)² は

$$(\sigma/m)^2 = \frac{1}{\delta_1} + \frac{1}{\delta_1 \delta_2} + \cdots + \frac{1}{\delta_1 \delta_2 \cdots \delta_n} \quad (4)$$

となる。図 4 における分布はパルス毎の出力電荷のゆらぎを示すが、これが小さいためには(4)式で初段ダイノードの二次電子放出比 δ_1 が重要なことがわかる。また暗電流パルスやその他の雑音を除去する目的で波高弁別器は図 4 の P_a 点近辺に置くが、信号パルスの P_a 点以下へのしみ出しによる数え落しも δ_1 を大きくすることで予防できる。

二次電子放出材料には従来 Cs₃Sb, Cu-Be などが使用されているが、最近は負の電子親和力を用いた GaP, Si なども注目されている。図 5 にその特性を示す。

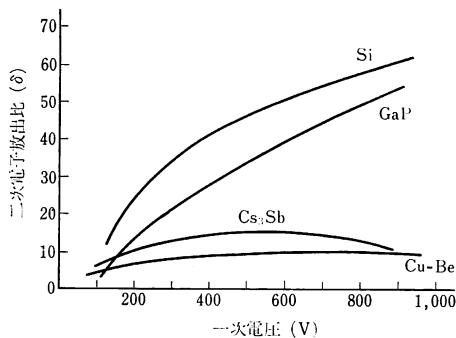
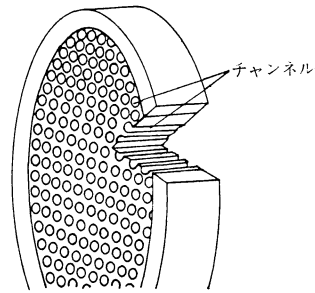
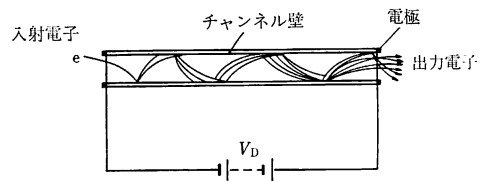


図 5 二次電子放出比



(a) 図式的構造



(b) 増倍原理

図 6 MCP の構造と増倍原理

内径数 μm のキャピラーを高鉛ガラスなどで作り多数(数百万本)束ねたものを MCP (micro-channel plate)¹³⁾ という、二次元的な電子ビームの増倍を可能にしている。図 6 はその構造を示す。二次元に拡がる光子の分布を光電子計数法で検出するのに重要な素子である。

光電子計数法においてアフターパルス^{14,15)}の問題は重要である。これは信号光電子パルスにより管内残留ガスがイオン化され、それが光電面に衝突して再び電子を放出させることが主因で生じる雑音パルスである。通常の雑音パルスの発生時刻がランダムなのに対し、このパルスは信号パルスとある時間的相関をもつため、パルス時間間隔の統計を重視する計測では重視する必要がある。主パルスとの時間間隔は残留ガスの種類、イオン発生位置、印加電圧などで決定する。アフターパルス発生確率は単一光電子に対し 0.01~0.1% 程度であるが、印加電圧およびその配分などで減少させることができる。また管の使い方による履歴でも大いに異なる。

3. 応 用

光子計数法を利用した計測について、最近の例を数点紹介する。

3.1 極微弱光計測の生命科学への応用

発光バクテリアなどの酵素反応による生物発光などの比較的強度の強い生物発光現象は以前より固有の発光物質が知られており、研究もかなりの進展をしていた。これに対し発光を生じる特定の物質のない発光で、脂質・タンパク質の酸化を伴う化学発光、血球・ガン細胞など

の生体発光などは発光強度がきわめて微弱であるが最近観察が可能となり、その発光機序の解明とともに急速に関心を集めている^{9,16}。これらは光電子計数法を主体とする極微弱光子計測法の発達に支援されて進展したもので、医用診断に実用化される段階にきており、レーザーの利用と相俟って医用ホトニクスと名付けられる新分野になりつつある。

生物試料における微弱光測光の困難性は試料の生態条件を損わずに測光系に整合させることにつきるが、実際問題としてはもともと微弱の光源であるうえその発光位置および発光方向が広く分布していることにより、光子収集効率を高める工夫を要することにある。同時に分光測光を要求することが多いが、前述の理由でスリットをもついわゆる分光器の利用はほとんど不可能で、多くの場合干渉フィルターを組み合わせて使用する。また多くの試料は長波長側に発光スペクトラムをもち赤色光に感度をもつ光電面を使用したいが熱電子放出が多い。冷却による方法もあるが生態条件とのかね合いで困難なときがある。小口径の光電子増倍管を試料に接近して使用するのが最も簡便で有効な方法の一つである。

図7はホタル発光系によるATDの検量線を示すが、 10^{-16} mol まで定量化されており、これはアイソトープを用いたラジオイムノアッセイ (radio immuno assay) 法の検出感度に匹敵する値が得られている⁹⁾。

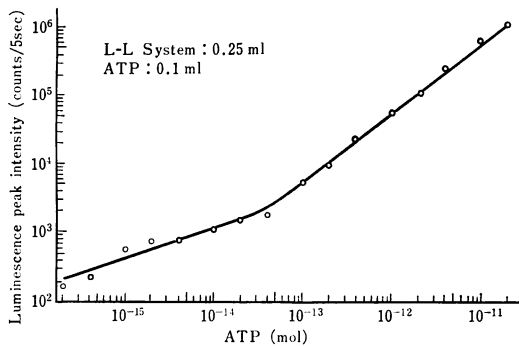


図7 ホタル発光系によるATPの検量線⁹⁾

植物種子の発根時における光放出は古くから知られていた問題である。しかしこの波長分布、定量的な測定はきわめて微弱な発光であるため困難とされてきた。とくに選ばれた低暗電流パルス、高感度の光電子増倍管を使用することによりそれらの測定が可能になり、発光量として根の表面に換算して $10^2 \sim 10^3$ photons/cm²・s で培液中の酸素に強く依存する。発光波長は400から600 nm に分布し、550 nm が最も強いことが測定されたことから、一重項の酸素が発光に関与していることが推論された¹⁷⁾。

3.2 光電子計数時間相関法

生物試料の極短時間微弱蛍光寿命の測定¹⁸⁾、レーリ-散乱による火炎温度測定¹⁹⁾などに光電子計数による時間相関法が用いられる。前者では光電子パルスの励起光パルスとの相互相関が、後者では光電子パルス同志の自己相関がとられる。

図8に光電子計数相互時間相関法の構成図を示す。励起光パルスの幅は時間分解能に直接影響するため可能な限りパルス幅の狭いものが望ましく、モード同期したレーザーで励起したピコ秒色素レーザーなどが用いられる。試料の蛍光により発生したパルス状の光子群は光電子増倍管の光電面において1パルス当り1個以下の光電子を発生するよう適度に減光されて光電子増倍管に入射される。励起光の一部は高速光検出器に入射されタイミングパルスとしてTAC (time amplitude converter) のstartパルスとなる。一方、蛍光パルスは光電子増倍管により単一光電子パルスとなり、TACのstopパルスとなる。start-stopの時間差はTACにより一つのパルスの振幅となってマルチチャンネル波高分析器に供給され、与えられた波高に相当するチャンネルに記憶・表示される。この動作を多数回繰り返すと、蛍光波形は時間軸上に光電子発生頻度に比例したカウント数としてチャンネル上に蓄積され測定される。

光電子計数時間相関法に使用される光電子増倍管に要求される特性は、通常の光電子計数法に要求される諸特

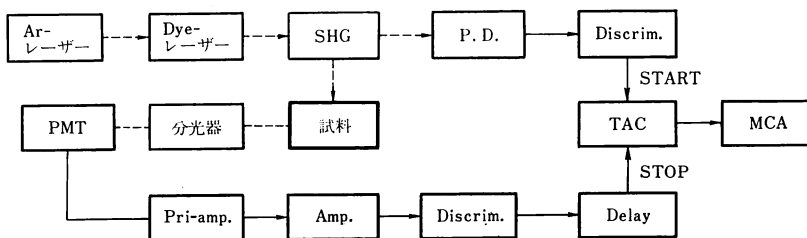


図8 光電子計数相互時間相関法の構成図

性のほか、高い時間分解を得るため光電面の各点より放出される単一光電子の陽極に取り出される電子走行時間の位置依存性が少ないことが重要である。この特性は単一光電子走行時間振り²⁰⁾ (single-photoelectron transit time spread 略して TTS) といい、光電面と第1ダイノード間の光電子走行時間差に強く依存する。このため平行平板構造をもつ MCP を用いた光電子増倍管が賞用される。

自己相関法を用いた計測および計数回路にゲートを用いたもの²¹⁾などでも光電子増倍管の特性は同様のことが要求される。自己相関法ではアフターパルスの問題はとくに重要である。

3.3 二次元光電子計数法

二次元イメージを光電子計数法で撮像することにより、写真法の100倍以上の感度が得られる提案および初期の実験の報告は古くから存在した^{22,23)}。元来光電面は二次元的に広がりをもち大きさについて技術的な問題はなく²⁴⁾、投影された像を光電変換し電子軌道的に収束することもさしたる問題はなかった。問題点は微弱像光電子計数法では単一光電子を扱うため、この微小電荷を像再構成機構に入力することであったが、二次元の電子増倍器である MCP の出現により解決されている。残された問題は MCP の出力である二次元に分布された電荷像をいかに高速にしかも歪なく読み出すかに帰しており、各種の提案がなされている²⁵⁻²⁷⁾。

図9にその一例を示す。光電面上に投影された微弱光子像は光電変換され、二次元的相対関係を保ったまま MCP に入射され、ここで約 1×10^7 増倍される。MCP 出力は1光電子当り 10^7 個の電子の雲となって半導体位置検出素子に打ち込まれ、さらにこのうちで衝突イオン化により 10^2 程度増倍される。位置検出素子はシリコン

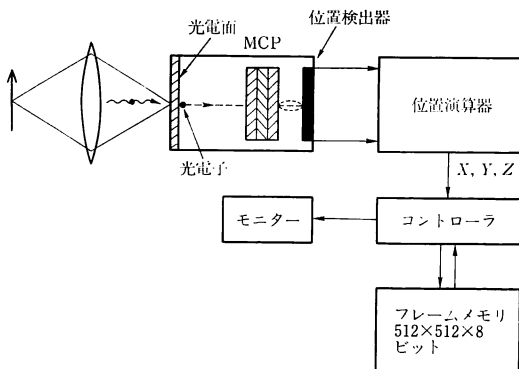


図9 リアルタイム二次元光電子計数法微弱像計測システム

のPN接合で、電子の打ち込まれた位置をその4辺に設けられた電極への電荷収集割合を演算することにより知ることができる。

信号検出系の分解時間内に2個以上の光電子を放出させる確率の非常に小さい状態を単一光電子状態という。上記の方法での分解時間は $10 \mu\text{s}$ で主として位置信号演算に要する時間で制約されている²⁵⁾。被写体の光量が多く、同時に2個以上の光電子が放出された場合にはそれらの重心位置を単一光電子位置として誤った演算を行なうため、本装置では位置検出素子に入射した1イベント当りの電荷量を測定し、その値が単一光電子の平均増倍電荷量を超えるときは信号を除去する機能をもっている。このように装置の分解時間が毎秒の光子入射量を制限する。光子到着の時間間隔分布をポアソン形とすると、式(2)より $10 \mu\text{s}$ の分解時間として光電子で約 10^4 個/s、量子効率を20%として 5×10^4 光子現象/sとなる。これは有効光電面を 200 mm^2 とし、 $250 \text{ 光子/mm}^2 \cdot \text{s}$ となり、波長 550 nm の単一波長の光として換算すると 10^{-7} lx となる。これは非常に暗い画像で、ASA 10000のフィルムの下限の明るさの 10^{-7} 倍に相当する。

位置演算をTV撮像管で行なう方法²⁷⁾ではこの上限を 10^3 倍程度拡大することができる。下限は光電面より暗電流パルス（主として熱電子放出）により決定するので、この選択は重要で、光電子増倍管と同様な考慮のもとに行なう。図10に二次元光電子計数法を用いた顕微鏡像の一例を示す。

これらの方法において光電子数が全面で $10^3 \sim 10^4$ 個と非常に少ない場合に相当する。このような光子制限の像における視覚への整合、像の相関性の向上は重要な



図10 二次元光電子計数法を用いた顕微鏡像の一例(文献27)の装置による。試料:ヒト・フィブロblastをファイロジン・ローダミンで染色。微弱励起による蛍光像、蓄積時間:1分38秒)

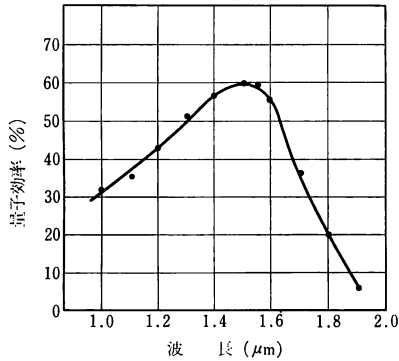


図 11 Ge 光電面の分光量子効率

問題で多くの研究が報告されている^{28,29)}。

3.4 アバランシェフォトダイオード (APD) による光電子計数法

外部光電効果形光電面に比し量子効率が数倍高い内部光電効果形の光電面をもつ固体素子での極微弱光検出はきわめて魅力的なものである。とくにファイバ光通信や生体との作用などで興味の高い 1.3~1.6 μm の領域で、Ge-APD の量子効率は S-1 光電面の $10^4 \sim 10^6$ 倍に及ぶ。図 11 にその一例を示す。

APD による光電子計数法の研究は歴史的に古く、それらには Ge-APD の長波長特性への期待³⁰⁻³²⁾、優れた時間分解能の利用の検討^{33,34)}などがある。最大の難点は光電子増倍管に比して光電子の増倍率が 100 倍程度と極端に低く、APD 内部でのマイクロプラズマ雑音や前置増幅器のジョンソン雑音にいかに対処するかにある。前置増幅器としては低雑音の FET 増幅器を APD とともに液体窒素で冷却³⁵⁾して使用する。また光子が到着すべき時間が前もってわかっている系 (たとえばファイバ光通信におけるパルスコード変調) では、この時間のみ大きなバイアス電圧を印加して増倍率を増大させる方法が多く検討されている³⁶⁻³⁹⁾。APD に降伏電圧 V_B よりわずかに低い (通常 1% 程度低い) 直流バイアス V_{DC} を負荷抵抗 (50Ω) を通して印加しておき、信号光子が到達する直前にパルス状のバイアス V_P を印加するもので、この場合 $V_{DC} + V_P > V_B$ となる。この場合、 V_P パルスの繰返し周期とパルス幅により V_P の値には最適値がある。このようにすることで APD で非常に高い増倍率が得られた。すなわち単一光電子で 50 Ω 端子に 10 ns のパルス幅で 200 mV の信号が得られ、これは出力電荷で 4×10^{11} クーロンに相当し、実に 2.5×10^8 の増倍率が得られたことになる。この増倍率は光電子増倍管に匹敵し前置増幅器に関する懸念は一扫されたことに

なる。ただし信号条件が特殊なこと、温度依存性が非常に高いことなど計測法として未だ実用化の段階とはいえないが、小型、長波長など光通信の条件によく整合され今後の進展が期待されるところである。入射光子数に対する出力単一光電子パルスの比を検出効率という。ショット雑音抑圧のため高い量子効率のよさが発揮される場所であるが、現在の報告で見る限り数値に大きな幅があり、ほとんど量子効率に近いもの⁴⁰⁾からその 10^{-3} くらいまでである。波高弁別の困難さ、入射光量の較正など定量的な解析の待たれるところである。検出限界としては Si-APD (波長 632 nm) で 2.5×10^{-17} W, Ge-APD (波長 1,153 nm) で 1.2×10^{-13} W が報告されている³²⁾。

APD を使用した光電子計測応用例としてはトムソン散乱の測定⁴¹⁾、フーリエ変換分光測光への可能性⁴²⁾などがある。

4. 今後の展望

以上、微弱光検出における光電子計数法の現状について略説したが、本章では光子を扱う計測が今後とであろう方向について、現在その研究が進行し始めた事例について、いくつかの例を掲げて概説する。

4.1 マルチフォトンイベントの検出

海水をチェレンコフメディアに使用した宇宙線の検出において、海水中に溶け込んでいる放射性同位元素 ^{40}K の崩壊による β 線の放出が海水でチェレンコフ放射を生じ光検出器に入射する⁴³⁾。そのほとんどが単一光子現象で、光の強さは 150 光子/cm²・s と見積もられている。信号光は宇宙より飛来する高エネルギーのミューオンまたはニュートリノが海水の核子と反応して生じた電子によるチェレンコフ光で、一個の光検出器は 1 イベント当り数個の光電子 (マルチフォトンイベント) を発生せしめる。信号光子は空間的に広く分布されるので光検出器は大受光面積のものが要求され、現在は直径 15 インチの光電子増倍管が考えられている。大受光面積は同時に多くの ^{40}K チェレンコフ光子を受け入れるが、こちらは各イベントが独立のため、おのおのイベントの差を抽出することにより ^{40}K 雑音を除去できる。

ダイノード列を用いた電子増倍部において初段の二次電子放出比が重要であることは説明した。最近の二次電子放出材料の研究は III-V 族合金と負電子親和力の組合せで高い放出比を得られるようになってきている。図 12 は第 1 ダイノード放出比に対するマルチフォトンイベントの検出誤差確率の関係を示す⁴⁴⁾。ここで検出誤差確率

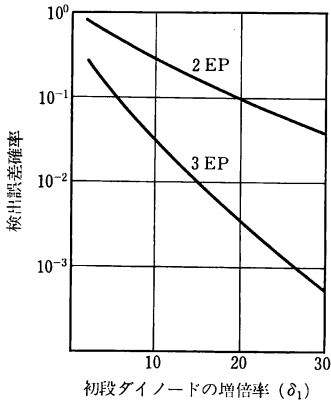


図 12 マルチフォトンイベント検出誤差確率
(上: 二光電子検出, 下: 三光電子検出)

とは信号であるマルチフォトンイベントを数え落とす確率と雑音であるシングルフォトンイベントを信号と誤って数える確率の和である。ここで両イベントは等分に混入しているものとする。

4.2 光通信

減衰のきわめて少ない光ファイバーの出現とその波長を満足する高速・高安定半導体レーザーの出現により、光通信は実用の段階に入りすでに数年が経過した。その間周辺技術の進歩は目覚ましいものがあり、たとえば直接変調 4.7 GHz のリンクの成功⁴⁵⁾に見るように大容量・長距離・高信頼の通信回線の拡張が着々と進行している段階である。

しかし現今の振幅変調、直接検出方式では光電子発生におけるランダム性によるショット雑音で S/N が制限され、最終的に光量の増大のみが誤り率の保全に役立つ。コヒーレント光通信⁴⁶⁾も局部発振光からくるショット雑音が S/N を制限する。限られた光子数での深宇宙の通信や大容量化にはこの関係を打ち破るアイデアを要しここに光子計数通信に関心が集まっている^{40,47)}。ショット雑音がアナログであるのに対し、通信符号を形成するコード 1 個を多数の光子で形成させ、一つ一つの光子について到来したか否かをデジタルに判別して一つのコードを判別する方法で、高信頼の通信を可能にする。

この場合光検出器としては光ファイバーの波長で高量子効率、高速性が要求され、小型という現実の問題も加わって APD が適している。光電子増倍率が小さいこと、過剰雑音が大ききことなど幾多の解決すべき問題があるが、今後の改良が期待される。

非線形結晶により入力光を互いの周波数とがもとの光

周波数になる二つの出力に分けて伝送し、コインシデンス法により強い背景光に耐える光通信法の興味ある提案がある⁴⁸⁾。

4.3 量子非破壊測定法

これまで解説した光子検出はすべて光子と物質(主として電子)の相互作用において、光子のエネルギーと引き換えに光電子が励起されて電気信号を得ている。光子を殺して検出するので量子破壊検出といい、反対にもとの光子を温存して光子の運んできた情報のみを取り出すことを量子非破壊測定という^{49,50)}。これは光干渉路を利用して物体の振動から重力波を測定する場合、光子を殺すことによる反作用からくる測定への誤差を除くために検討されたものである。実施例は信号光子による非線形物質の誘電率の変化をパイロット光の位相の変化でとらえようとするもので、高精度の位相検出には 2 光子ホモダイン検波法の使用が提案されている⁵¹⁾。この方法が現実の計測上の問題となれば、光子の運動量の計測など新局面が展開するものと思われる。また光通信での利用も予想される。

5. あとがき

レーザーが出現して 25 年、魔法の光としてそのコヒーレンス性、輝度、強度など従来の光源にない特性は、光学素子、光電変換素子およびそれらの利用技術の進歩と相俟って光計測の上に計り知れない貢献をしてきた。しかし現今の光源はレーザーを含めておのおのの光子を発生する時刻は人間の制御の範囲外にあり、同位元素の崩壊と同じように光子の時間間隔分布は各種の統計的過程を経た分布として取り扱われ、情報に大きな制限を加えている。パルス通信において大きな情報容量と低い誤り率を確保できるのは、信号のデジタル的取扱いのほかに、パルス信号の到着、不到着の時刻を予測できるからと極言できる。光子計測法の威力をさらに拡大發揮させるにはそれに見合った光源すなわち個々の光子の時間的・空間的分布の予測できる光源の開発が望まれる。そしてその一部は現実の問題点となりつつある。

文 献

- 1) Z. Bay: "Electron multiplier as an electron counting device," Rev. Sci. Instrum., **12** (1941) 127.
- 2) N. S. Khlebnikov, A. Ye. Melamid and T. A. Kovaleva: "Amplitude distribution of photomultiplier output current pulses," Radio Eng. Electron. Phys., **7** (1962) 488.
- 3) R. F. Tusting, Q. A. Kerns and H. K. Knudsen: "Photomultiplier single-electron statistics," IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-9** (1962) 118.

- 4) E. H. Eberhardt: "Multiplier phototubes for single electron counting," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-11** (1964) 48.
- 5) G. A. Morton: "Photon counting," *Appl. Opt.*, **7**(1968) 1
- 6) 小林喬郎, 稲場文男: "Single photoelectron countingによる微弱光の検出とその応用", *応用物理*, **36** (1967) 747.
- 7) 林 達郎: "微弱光測定用光電子増倍管", *分光研究*, **22** (1973) 233.
- 8) 林 達郎: "微弱光検出", *生物物理*, **22** (1982) 280.
- 9) 稲場文男: "極微弱光計測技術の医学および生命科学への応用", *光学*, **12** (1983) 166.
- 10) W. E. Lamb, Jr. and M. O. Scully: "The photoelectric effect without photons." *Polarization, Matter and Radiation—Jubilee Vol in Honor of A. Kastler* (Presse Univ. de France, Paris, 1969) pp. 363-369.
- 11) R. U. Martinelli and D. G. Fisher: "The application of semiconductors with negative electron affinity surfaces to electron emission devices," *Proc. IEEE*, **62** (1974) 1339.
- 12) L. J. Lombard and F. Martin: "Statistics of electron multiplication," *Rev. Sci. Instrum.*, **32** (1961) 200.
- 13) "マイクロチャンネルプレート その特性と応用", 浜松ホトニクス・技術資料 No. 79-55-01 (1979)
- 14) G. A. Morton, H. M. Smith and R. Wasserman: "Afterpulses in photomultipliers," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-14** (1967) 443.
- 15) B. H. Candy: "Photomultiplier characteristics and practice relevant to photon counting," *Rev. Sci. Instrum.*, **56** (1985) 188.
- 16) R. Aoshima, K. Iriyama and H. Asai: "High sensitivity fluorophotometer using photon counting," *Appl. Opt.*, **12** (1973) 2748.
- 17) M. Hiramatsu, H. Fujiwake, I. Hirano, T. Hayashi and M. R. Ishida: "The phenomenon of ultra-weak photon emission from the roots of seedlings," *International Cell Biology* (Tokyo, 1984) 561.
- 18) T. Murano, I. Yamazaki and K. Yoshihara: "Applicability of a microchannel plate photomultiplier to the time-correlated photon counting technique," *Appl. Opt.*, **21** (1982) 2297.
- 19) J. Haumann and A. Leipertz: "Flame-temperature measurements using the Rayleigh scattering photon-correlation technique," *Opt. Lett.*, **9** (1984) 487.
- 20) 林 達郎: "レーザー光の検出と信号処理", *応用物理学会量子エレクトロニクス研究会* (1982)
- 21) J. Watanabe, S. Kinoshita and T. Kushida: "Fluorescence rejection in Ramam spectroscopy by a gated single-photon counting method," *Rev. Sci. Instrum.*, **56** (1985) 1195.
- 22) J. Amoss and F. Davidson: "Detection of weak optical image with photon counting techniques," *Appl. Opt.*, **11** (1972) 1973.
- 23) G. Charpak, N'G. N. Hoan, A. Policarpo and F. Sauli: "Detection and imaging of the spatial distribution of visible or ultraviolet photons," *U.S. Patent* 4,376,892 (1983).
- 24) K. Kume, S. Sawaki, M. Ito, K. Arisaka, T. Kajita, A. Nishimura and A. Suzuki: "20 inch diameter photomultiplier," *Nucl. Instrum. Methods*, **205** (1983) 443.
- 25) 黒野剛弘, 犬塚英治, 山本晃永, 木下正雄, 土屋 裕: "リアルタイム二次元微弱画像計測システム", *テレビジョン学会技術報告*, **5**, No. 31 (1982).
- 26) P. Ringoet and C. Jamar: "Linearity of image photon counting systems," *Appl. Opt.*, **20** (1981) 892.
- 27) 早川 毅, 藤分秀司: "光学顕微鏡システム最近の進歩", *日本物理学会誌*, **40** (1985) 47.
- 28) たとえば, G. M. Morris: "Scene matching using photon-limited images," *J. Opt. Soc. Am.*, **A-1**(1984) 482.
- 29) G. M. Morris: "Image correlation at low light levels: a computer simulation," *Appl. Opt.*, **23** (1984) 3152.
- 30) W. Haecker, O. Groezinger and M. H. Pilkahn: "Infrared photon counting by Ge avalanche diode," *Appl. Phys. Lett.*, **19** (1971) 113.
- 31) 木谷恵一, 林 孝: "光子計数法への応用のためのアバランシェフォトダイオードの動作特性の研究", *光学*, **9** (1980) 282.
- 32) 木谷恵一, 林 孝: "アバランシェフォトダイオードを用いた光子計数法による可視および赤外極微弱光の検出", *光学*, **13** (1984) 131.
- 33) W. Fichtner and W. Häcker: "Time resolution of Ge avalanche photodiodes operating as a photon counters in delayed coincidence," *Rev. Sci. Instrum.*, **47** (1976) 374.
- 34) S. Cova, A. Longoni and A. Andreoni: "Towards picosecond resolution with single-photon avalanche diodes," *Rev. Sci. Instrum.*, **52** (1981) 408.
- 35) 木谷恵一, 林 孝: "アバランシェフォトダイオードの冷却効果と可視および赤外微弱光の検出", *分光研究*, **30** (1981) 17.
- 36) W. G. Oldham, R. R. Samuelson and P. Antognetti: "Triggering phenomena in avalanche diodes," *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-19** (1972) 1056.
- 37) R. J. McIntyre: "On the avalanche initiation probability of avalanche diode above the breakdown voltage," *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-20**(1973) 637.
- 38) P. A. Ekstrom: "Triggered-avalanche detection of optical photons," *J. Appl. Phys.*, **52** (1981) 6974.
- 39) B. F. Levine and C. G. Bethea: "Single photon detection at 1.3 μm using a gated avalanche photodiode," *Appl. Phys. Lett.*, **44** (1984) 553.
- 40) 菊池和朗, 大越孝敬, 廣瀬 明: "APDによる光子計数—ショット雑音限界の受信感度とダイナミックレンジ 50dBの達成", *電子通信学会技術研究報告*, OQE 85-56 (1985) 25.
- 41) A. Waksberg: "Optimization of a photon pulse integrating receiver using an avalanche photodetector," *Appl. Opt.*, **23** (1984) 3382.
- 42) T. E. Ingerson, R. J. Kearney and R. L. Coulter: "Photon counting with photodiodes," *Appl. Opt.*, **22** (1983) 2013.
- 43) B. G. Geelhood: "Impact of *K on DUMAND; Unwanted light in the ocean," *Proceedings of the 1982 DUMAND Signal Processing Workshop* (1982) p. 30.
- 44) T. Hayakawa and T. Hayashi: "Estimation of 1st high gain dynode utility," *Proceedings of the 1980 International DUMAND Symposium, Hawaii*, **1** (1980) p. 83.
- 45) W. E. Stephens and T. R. Joseph: "A 1.3- μm microwave fiber-optic link using a direct-modulated laser transmitter," *IEEE J. Lightwave Technol.*, **LT-3** (1985) 308.

- 46) Y. Yamamoto and T. Kimura: "Coherent optical fiber transmission system," IEEE J. Quantum Electron., **QE-17** (1981) 919.
- 47) J. R. Pierce: "Optical channel: Practical limits with photon counting," IEEE Trans. Commun., **COM-26** (1978) 1819.
- 48) L. Mandel: "Proposal for almost noise-free optical communication under conditions of high background," J. Opt. Soc. Am., **B-1** (1984) 108.
- 49) V. B. Braginsky, Y. I. Vorontsov and K. S. Thorne: "Quantum nondemolition measurements," Science, **209** (1980) 549.
- 50) 山本喜久: "非古典の光子", 応用物理, **54** (1985) 671.
- 51) H. Yuen and J. H. Shapiro: "Optical communication with two-photon coherent state Part III: Quantum measurement realizable with photoemissive detectors," IEEE Trans. Inf. Theory, **IT-26** (1980) 78.