



近赤外域における Ge アバランシェフォトダイオードを用いた光子計数法の可能性

田中 光喜^{*,**}・桜井 俊一^{**}・小林 史利^{**}・斉藤 保典^{**}
鹿野 哲生^{**}・野村 彰夫^{**}

* 日置電機(株) 〒386-11 上田市小泉 81

** 信州大学工学部 〒380 長野市若里 500

(1994年9月5日受付, 1994年11月18日受理)

Possibility of Photon Counting Method with a Ge Avalanche Photodiode in the Near Infrared Region

Mitsuyoshi TANAKA,^{*,**} Shun'ichi SAKURAI,^{**} Fumitoshi KOBAYASHI,^{**}
Yasunori SAITO,^{**} Tetsuo KANO^{**} and Akio NOMURA^{**}

* HIOKI E. E. Corp., 81, Koizumi, Ueda 386-11

** Faculty of Engineering, Shinshu University, 500, Wakasato, Nagano 380

(Received September 5, 1994; Accepted November 18, 1994)

Experimental studies have been made on photon counting in the near infrared region with a Ge avalanche photodiode cooled by electronic device or liquid nitrogen. Photon counting signals were measured by a synchronous photon counting method. A linearity between the input optical power and the number of the output pulses was obtained in the range from 4×10^{-13} W to 4×10^{-10} W at -45°C and from 4×10^{-15} W to 2×10^{-11} W at liquid nitrogen temperature. Experimental results showed the possibility of photon counting detection with a cooled Ge avalanche photodiode in above ranges.

1. はじめに

微弱光検出技術は、各種散乱現象の検出や、大気環境計測、長距離光通信分野などにおいて重要な役割を担っている。近年、各種レーザーの高出力化などのめざましい発展に加え、計測のダイナミックレンジを拡大する意味で検出系の高感度化は必要不可欠なものとなっている。

微弱光検出の方式は、古くから詳細な検討がなされ、中でも光子計数法は有効な検出方式として実用化されてきている¹⁻³⁾。

微弱光検出器には、通常紫外域から近赤外域 ($\sim 1.0 \mu\text{m}$) においては高感度な光電子増倍管 (PMT) が使用されている。PMT は、内部増倍率として $10^5 \sim 10^8$ の値を持つことから、後段での電氣的な増倍が小さくても

よく、SN 比のよい検出が可能である。しかしながら、 $1.0 \mu\text{m}$ を超える波長域においては、量子効率が $10^{-4} \sim 10^{-3}$ と著しく低くなるため、この波長域での使用は非常に困難である⁴⁾。

一方、近年の光ファイバ通信の発展に伴い素子の高性能化が進んできているアバランシェフォトダイオード (APD) は、内部増倍率においては PMT に劣るものの、感度波長が Si で $1.1 \mu\text{m}$ まで、Ge で $1.55 \mu\text{m}$ 、InGaAs で $1.7 \mu\text{m}$ まで延びており、これらを用いた微弱光検出の試みがなされてきている。

Haecker らは、APD のダークパルスの温度依存性を、出力パルス幅を一定に保つことで調べている⁵⁾。木谷らは、各種 APD を使い、直流法、交流法、光子計数法により一連の評価を行っている⁶⁻¹¹⁾。光通信分野においては、ブレイクダウン電圧を上回るバイアス電圧をパ

ルス状に印加することで大きなゲインを得ることができ¹²⁾, これを用いて光ファイバの診断を行う optical time domain reflectometer (OTDR) の試みがある¹³⁾. またプリアンプとともに液体窒素温度に冷却した Si-APD を用いてショットノイズ限界の感度と 50 dB のダイナミックレンジを得た例¹⁴⁾や, 同期単一光子計数法 (SSPC) により室温で -123 dBm の感度で, 43 dB のダイナミックレンジを得た例¹⁵⁾がある.

生体発光現象の観測においては, 可視域において PMT を用いた装置により数々の未知の現象をとらえた例があるが¹⁶⁻¹⁸⁾, $1.27 \mu\text{m}$ 付近に存在する活性酸素種による発光を InGaAs-APD を用いて試みた例^{19,20)}がある.

筆者らが目的とするレーザーレーダーによるエアロゾル観測においては, 従来 YAG レーザーの基本波 ($1.064 \mu\text{m}$) では PMT を用いた光子計数観測ができないため, 第 2 高調波 (532 nm) を利用した観測が一般的に行われてきた. 通常観測しうるエアロゾルの粒径は観測波長に依存するため, $1.064 \mu\text{m}$ や他の近赤外を含む同時多波長での観測により新しい知見がもたらされる可能性がある. また, 大気分子によるレーリ-散乱は, 波長の 4 乗に比例して弱くなるため, 従来より長波長での観測は, 相対的にエアロゾルのミー散乱のみを高感度に検出できることになる²¹⁾.

また, 近年レーザー光の眼に対する安全性が叫ばれており, 眼を損傷する度合いが小さいとされる波長 $1.4 \mu\text{m}$ 以上の“アイ・セーフ・レーザー”の開発が急速に進められており, これに対応可能な検出器の要求は高まっている²²⁾.

筆者らは, これらの観点からこれまで波長 $1.0\sim 1.55 \mu\text{m}$ 帯での高感度検出を目的として, Ge-APD を用いた光子計数法による微弱光検出を検討してきた. APD は一般的に暗電流や過剰増倍雑音指数の値が大きく, 特に Ge は特性的にも取り扱いづらいものとなっている. また, APD は基本的な特性である暗電流とブレイクダウン電圧に個体間のばらつきが大きく, 個々の特性を確認した上で使用する必要がある. 光子計数法による測定では, そのパルス波高分布を周辺装置の特性も含めて詳細に知る必要がある.

本研究ではこのような Ge-APD のレーザーレーダーへの応用を検討するため, 電子冷却および液体窒素冷却型 Ge-APD を用いた同期単一光子計数法による微弱光検出の試みを行った. その結果, YAG レーザーの基本波やアイ・セーフ・レーザーの波長域となる $1.0\sim$

$1.55 \mu\text{m}$ 帯において光子計数の可能性を得ることができたので以下に報告する.

2. 実験方法

2.1 電子冷却

電子冷却タイプの検出器の構成と実験の際の測定系を Fig. 1 (a) に示す. 検出器は, 電子冷却 (ペルチェ) 素子, Ge-APD チップキャリア (FPD 13 R 51 SR: 富士通, 受光径 $50 \mu\text{m}$), 白金薄膜温度センサーからなり, アルミニウムのケースに, 熱伝導性接着剤を用いて接着した. 外部の温度制御回路は, 温度センサーによるチップキャリアの温度検出からペルチェ素子への通電電流の PID 制御を行い, 冷却および温度安定化を行うためのものであり, -45°C から $+30^\circ\text{C}$ まで温度を変えて実験を行った. また冷却時の結霜・結露を避けるため, パッケージは真空ポンプにより排気を行った.

APD へのバイアス電圧は, 高精度安定化電源を用い, 温度とともにマルチメーターで安定度をモニターしながら測定を行った.

APD 出力は, 周波数帯域 300 MHz, ゲイン 42 dB の前置増幅器で増幅し, 2 チャンネルのディスクリミネータを持ったカウンタ (SR 400: Stanford Research Systems) により波高弁別計数を行った.

入射光には, 波長 $1.3 \mu\text{m}$, 半値幅 100 nm の LED (LN 191: Panasonic) を用い, レンズ 1 で平行光とし, レンズ 2 で受光面に集光した. 入射光パワーの値は, レンズ 2 の焦点位置での光パワーメーターの値を基準とし, 減衰量を 1 枚ずつ校正した ND フィルタを組み合わせて, 使用した ND フィルタの減衰量の合計から換算した. 検出器の位置調整は, 入射光が強い状態で検出器の出力電圧をモニターしながら, XYZ ステージを微調整することにより行った.

また, 入出力特性の測定の際には, LED を繰り返し周波数 16.7 Hz でパルス点灯させ, 点灯時と消灯時でそれぞれ 25 ms のゲート時間だけ計数し, 減算により信号成分を得る同期光子計数法による測定を行った. Fig. 1 (b) にそのタイミングチャートを示す. 測定は, 各ゲート時間で 20 回測定し, ディスクリミネータのチャンネル間誤差を相殺するためタイミングを入れ替えて同様に測定し, さらにこれを 100 回繰り返して平均を求めた.

2.2 液体窒素冷却

液体窒素冷却タイプの実験装置の図を Fig. 2 に示す. ステンレス製の液体窒素容器の底面に銅腕を鐮付けし, その上にマルチモードファイバ (コア径 $50 \mu\text{m}$) 付

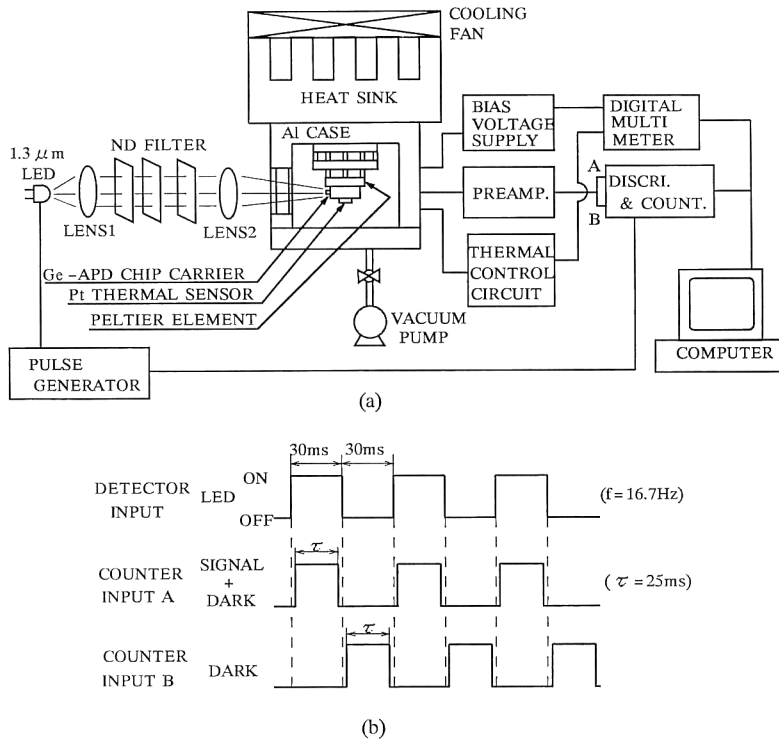


Fig. 1 Schematic structure of the detector (Peltier cooled type) and experimental setup (a) and timing chart of detector input and counter input (b).

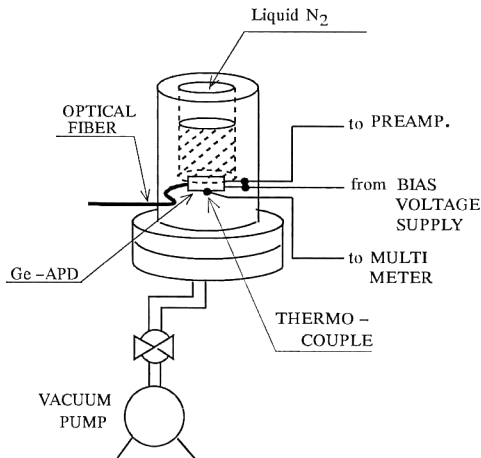


Fig. 2 Schematic structure of the detector (liquid nitrogen cooled type).

き Ge-APD (FPD 13 R 51 KS: 富士通) を取り付けた。その上に線径 0.127mm の銅・コンスタンタン熱電対を接着し、冷却温度の測定を行った。容器内部は、結露を避けるため 5×10^{-2} Torr 程度に真空排気を行った。光源および測定系は、前述と同一のものを使用した。

LED 光を光ファイバへ導入する際には、FC コネクタ コリメータを用い、これに同種のマルチモードファイバを接続して光パワーを測定した。したがって、コリメータおよび光ファイバ透過後の光パワーを入射光の値としている。

入出力特性の測定には、前述の同期光子計数法を用い、繰返し周波数 10 kHz、ゲート時間 $30 \mu\text{s}$ とし、 10^4 回測定を行い、さらにディスクリミネータのチャンネル間の誤差を相殺するため、チャンネルを入れ替えて同様に測定した。これを 10 回繰り返し、1 秒当たりの平均値を求めた。

3. 実験結果と考察

3.1 静特性 (暗電流特性)

バイアス電圧に対する暗電流特性を Fig. 3 に示す。Sample-1 は電子冷却タイプ、sample-2 は液体窒素冷却タイプのものである。図より温度が低下するに従いその静特性が左下方へ変化する特性を示す。暗電流は低バイアス電圧において、液体窒素冷却により、室温に比べ 5 桁以上も低減できることがわかる。またブレイクダウン

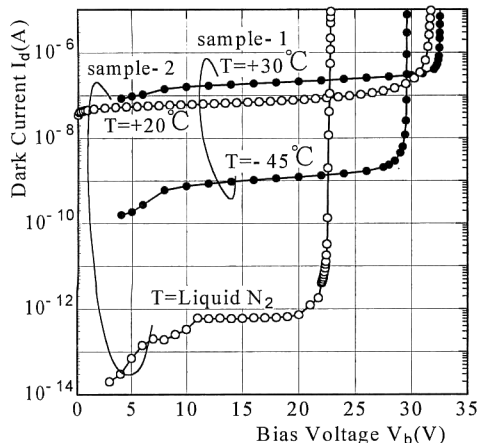


Fig. 3 Bias voltage vs. dark current with a parameter of temperature.

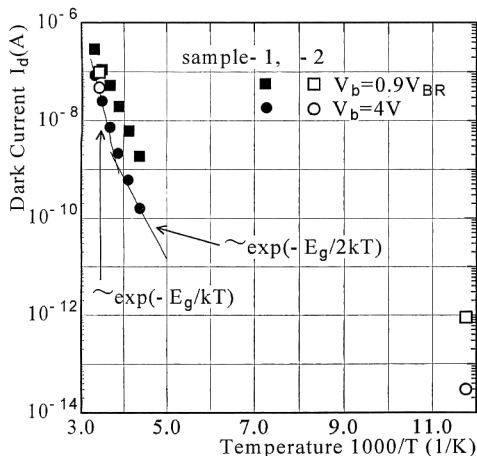


Fig. 4 Temperature vs. dark current.

電圧は温度上昇とともに増大しているが、これは半導体では格子温度が高くなるにつれて衝突イオン化が生じにくくなるためである²³⁾。

バイアス電圧が 4V および 0.9V_{BR} (V_{BR}: ブレークダウン電圧) の時の暗電流の値を +30~-45°C および液体窒素温度に対してプロットしたものを Fig. 4 に示す。4V の時には 0°C 付近を境に高温側は $\exp(-E_g/kT)$ 、低温側は $\exp(-E_g/2kT)$ で変化している。0.9V_{BR} の時にはこの温度範囲では $\exp(-E_g/2kT)$ の傾向を示している。ここで E_g はバンドギャップエネルギーで、Ge では 0.67eV の値を持つ。また k はボルツマン定数、 T は温度である。この結果からバイアス電圧が 4V の場合、0°C 以上では拡散電流成分が支配的で、0°C 以下では発生再結合電流が支配的になっている。またバイアス電圧がブレークダウン電圧に近づくと、発生再結

合電流が支配的になっていることがわかる²⁴⁾。液体窒素温度においては、4V および 0.9V_{BR} のバイアス電圧においてそれぞれ 3×10^{-14} A、 10^{-12} A の値を持ち、 $\exp(-E_g/2kT)$ から外挿される値より著しく大きい。室温に比べ低バイアス時で 7 桁、高バイアス時で 5 桁程度暗電流を低減できる。

ブレークダウン電圧は、一般的に暗電流がある値となる時のバイアス電圧として定義されている。ここでは暗電流が 10 μ A に達したときのバイアス電圧を V_{BR} とした。ブレークダウン電圧は、25°C でその値に対して約 0.1%/°C の温度係数を持っている^{24,25)}。Sample-1, 2 のブレークダウン電圧は、20°C においてそれぞれ 32.17V, 31.88V で、それが -45°C で 29.602V, -188°C で 22.878V となり、0.12~0.13%/°C の値が得られ、広い温度範囲でよく一致している。この値は電圧値で約 40 mV/°C に相当する。

バイアス電圧に対する増倍率 M の変化の様子を Fig. 5 に示す。増倍率 M は、アバランシェ領域に注入する電流 I_p に対する出力電流 I の比

$$M = I/I_p = (I_{Mph} + I_{Md}) / (I_{ph} + I_d) \quad (1)$$

で定義される²⁶⁾。ここで I_{ph} , I_d は、それぞれ低バイアス電圧時の光電流および暗電流であり、 I_{Mph} , I_{Md} は、それぞれアバランシェ動作領域での光電流および暗電流である。増倍率はバイアス電圧の増加に伴い増大し、ブレークダウン電圧付近での増倍率は注入電流が小さいほど大きくなる^{25,26)}。したがって微弱な入射光ほど、また暗電流が小さいほど増倍率を高くとれるが、逆に暗電流によって増倍率は制限されることになる。ここでは暗電流のみの静特性から増倍率を求めた。増倍率 M は各温

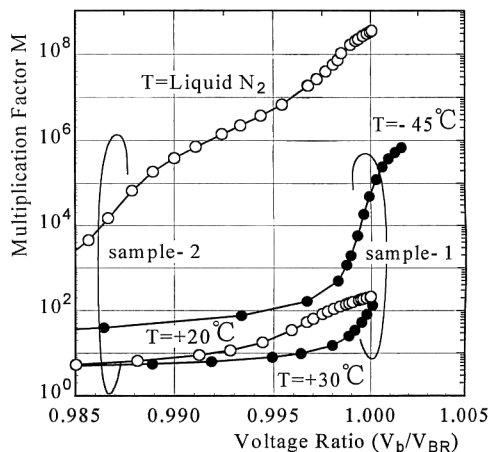


Fig. 5 Voltage ratio (V_b/V_{BR}) vs. multiplication factor M .

度での $V_b=4\text{V}$ の時の暗電流の値を $M=1$ として、またバイアス電圧は、各温度でのブレイクダウン電圧を基準として比で示している。冷却によって低バイアス電圧時の暗電流が小さくなるため、アバランシェ動作領域では相対的に大きな増倍率を得ることができることになる。この図より、温度が低くなるとブレイクダウン電圧近辺でのバイアス電圧のわずかな変化が増倍率の大きな変動をもたらすことがわかる。

以上のように冷却による暗電流の低減はできるものの、ブレイクダウン電圧の温度依存性により、ブレイクダウン電圧そのものが小さくなるため、バイアス電圧の安定度はより厳しいものが要求され、設定温度の安定度とともに取扱いには十分な留意が必要となる。

3.2 光子計数特性

3.2.1 ダークパルスの温度依存性

ダークパルスのパルス数は、ディスクリミネータの設定レベルやバイアス電圧により大きく異なる。その温度特性となると、温度により静特性自体が大きく変わるため同一条件で求めることができない。パルス波高値が一定となるようにバイアス電圧を調整して測定した例²⁷⁾や出力パルス幅を一定に保つよう調整して測定した例^{5,28)}があるが、パルス波高値のばらつきがあり、オシロスコープ等でモニターしながらの調整、測定は非常に困難である。ここでは、各温度での増倍率が $M=100, 500, 1,000$ 相当のバイアス電圧を求め、各温度で何点かのバイアス電圧について測定したダークパルスのパルス波高分布から、そのバイアス電圧相当のダークパルス数を求めた。

ディスクリミネータの設定レベルが 20mV の場合について、増倍率が $100, 500, 1,000$ の時のダークパルスの温度依存性を Fig. 6 に示す。 $M=100$ では冷却によるダークパルスの減少は著しいが、 $M=1,000$ ではその減少傾向が小さくなってしまふ。しかしながら増倍率を上げて冷却すればダークパルスが漸減する傾向があることから、冷却の効果が期待できるといえる。

3.2.2 パルス波高分布

パルス波高分布は、信号パルスのピーク電圧値の発生頻度の分布を示すものである。ここでは、一定時間ごとにディスクリミネータの設定レベルを 1mV ずつ変えながら、その設定レベルを超えるパルスの数を計測し、 1mV ごとのパルス数の差分をとることによってパルス波高分布を求めた。 Fig. 7 にその測定の一例を示す。 -45°C におけるデータは、実測値を 10 倍して示してある。液体窒素温度においては、 -45°C に比べパルス波高

値も大きく、検出パルス数も 1 桁以上大きな値が得られている。これは -45°C での増倍率が $M=2\times 10^3$ 相当であるのに対し、液体窒素冷却により $M=10^5$ 相当の値が得られたためである。増倍率を大きくした場合、パルス波高値は大きくなるが、パルスレイト自体は本来変わらないはずである。これは、パルス波高値が大きくなることにより検出レベルに達するパルスが増えることになり、結果として検出パルス数が増えるためであると考えられる。このため増倍率を上げることにより、検出効率や SN 比の改善が期待できるといえる。また、分布の形状は、ガウス分布のような単一の分布を示しておらず、内部増倍過程の不均一な特性を示しているものと考えられる。

この図より信号パルスが、約 20mV を境に非常にきれいに分離した分布を示すことから、ディスクリミネー

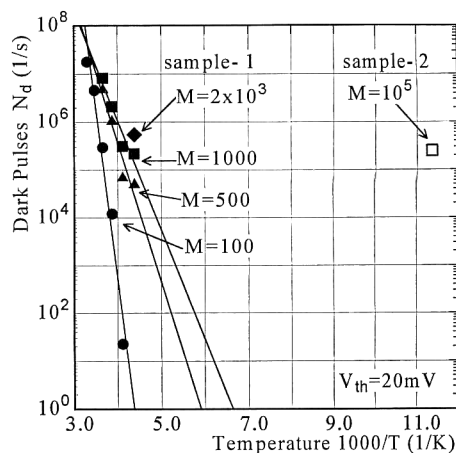


Fig. 6 Temperature vs. dark pulses.

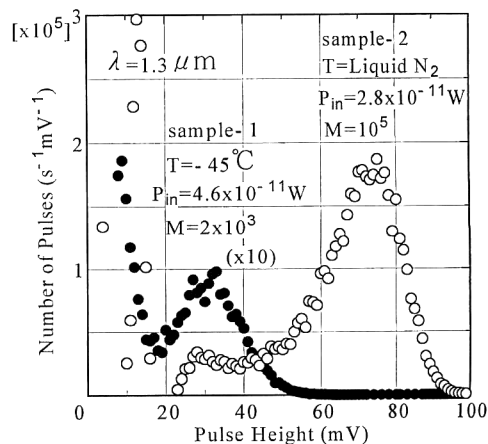


Fig. 7 Differential pulse height distribution.

タのレベルを 20 mV に設定することにより効率の高い検出が可能であるといえる。室温から -30°C 程度までではこのようなはっきりした分布は観測されず、冷却による暗電流の低減と、相対的な増倍率の増大が良い結果をもたらしたものと考えられる。

バイアス電圧の設定は、一定光量の光を入射した状態でバイアス電圧を変えていくと、信号パルス N_s とダークパルス N_d から計算される SN 比 ($\text{SNR} = N_s / \sqrt{N_s + 2N_d}$) が飽和する電圧が存在するため、その値を最適値とした。

3.2.3 入出力特性

入射光パワーに対する出力パルス数の測定結果を Fig. 8 に示す。 -45°C においてはおよそ $4 \times 10^{-13} \text{ W}$ から $4 \times 10^{-10} \text{ W}$ までの良好な直線性が得られている。また、液体窒素温度においてはおよそ $4 \times 10^{-15} \text{ W}$ から $2 \times 10^{-11} \text{ W}$ までの非常に良好な直線性が得られている。

入射光子数 N_{in} の光が量子効率 η_a の APD に吸収され、 $\eta_a \cdot N_{in}$ なる光電子パルスが発生したとすると、検出されるパルス数 N_s に対して検出効率 η_c を、

$$\eta_c = N_s / (\eta_a \cdot N_{in}) = N_s / (\eta_a \cdot P_{in} \cdot \lambda / hc) \quad (2)$$

と表すことができる。ここで P_{in} は入射光パワー、 λ は入射光の波長、 h はプランク定数、 c は光速を表す。 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ 、 $\eta_a = 0.75$ とすると $P_{in} = 2 \times 10^{-12} \text{ W}$ の時 $\eta_a \cdot N_{in} = 9.8 \times 10^5$ となる。これに対して Fig. 8 より -45°C において N_s はおよそ 10^4 であり、検出効率 η_c は約 0.001 と著しく低い値となっている。この要因としては、増倍率がまだ十分でないために検出レベルに達しない信号パルスが存在すること、ダークパルスが 5.5×10^5

と多いため相殺されてしまう信号パルスが存在することなどが考えられる。液体窒素温度における検出効率 η_c は、 $P_{in} = 2 \times 10^{-12} \text{ W}$ において N_s はおよそ 8×10^5 であることから式(1)より $\eta_c = 0.08$ となり、 -45°C での結果よりおよそ 80 倍も良い結果が得られた。

測定のダイナミックレンジは -45°C において約 30 dB、液体窒素温度で約 37 dB が得られたが、検出の上限度は 1 桁強、下限度は約 2 桁小さい方ヘシフトしている。検出の上限度の減少は、検出効率が上がったためより微弱な光で帯域制限を受けるパルスレートに達するためである。下限度は、増倍率の増大により信号パルス数がおおよそ 2 桁増えたにもかかわらず、ダークパルスが 5.5×10^5 から 2.5×10^5 に半減した結果良くなったものである。

Ge-APD を用いた微弱光検出の試みとしては、液体窒素温度において波長 $1.152 \mu\text{m}$ で $1.2 \times 10^{-13} \text{ W}$ の検出下限度を得た例¹⁰⁾や、波長 $1.3 \mu\text{m}$ でパルスバイアス法による光ファイバ診断に応用し、 $1.0 \times 10^{-14} \text{ W}$ 相当の感度を得た例¹³⁾が報告されている。今回得られた $4 \times 10^{-15} \text{ W}$ という検出下限度は、これらを 1 桁から 2 桁近く下回る非常に良好な結果といえる。Si-APD を用いた例では、液体窒素温度下で波長 840 nm において最小検出光パワー $1.0 \times 10^{-17} \text{ W}$ 、ダイナミックレンジ 50 dB、総合検出効率 0.58 という報告¹⁴⁾をはじめ、 $10^{-16} \sim 10^{-17} \text{ W}$ の検出感度が報告されている^{10,15)}。Si-APD の暗電流は、Ge-APD より 2~3 桁も低いことからこのような高感度な検出が可能であると考えられる。

4. おわりに

Ge-APD を用いて電子冷却および液体窒素冷却により波長 $1.3 \mu\text{m}$ での同期光子計数法による微弱光検出の試みを行った。電子冷却 (-45°C) においては、 $4 \times 10^{-13} \sim 4 \times 10^{-10} \text{ W}$ の入射光パワーに対して直線性が得られた。しかしこのときの検出効率は、0.001 程度と著しく低いものであった。液体窒素温度においては、 $4 \times 10^{-15} \sim 2 \times 10^{-11} \text{ W}$ の入射光パワーに対して直線性が得られた。また検出効率は約 0.08 と -45°C の値に対して大幅に改善された。

本装置で検出可能な光パワーやデバイスの量子効率の波長特性の観点から、液体窒素冷却した Ge-APD は YAG レーザーの基本波あるいはアイ・セイフ・レーザーの波長域となる $1.064 \sim 1.55 \mu\text{m}$ での光子計数型のレーザーレーダーや近赤外域での生体発光等の微弱光検出への応用が可能であることを明らかにした。

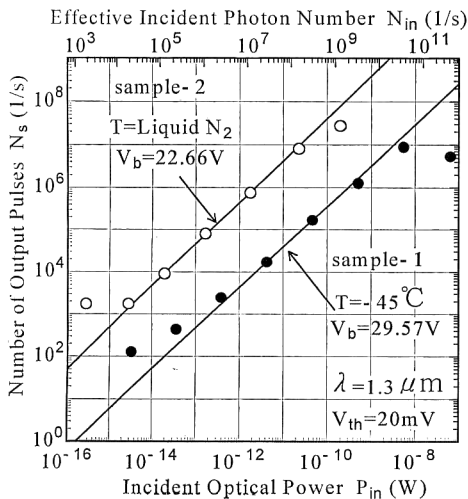


Fig. 8 Optical power vs. output pulses.

筆者の一人、田中光喜は1991年4月～1994年3月の間信州大学大学院工学系研究科(社会人)博士(後期)課程に在籍し、本研究はこの間に行われたものである。

文 献

- 1) G.A. Morton: "Photon counting," *Appl. Opt.*, **7** (1968) 1-10.
- 2) 清水慶昭, 稲場文男: "極微弱光の測定方式—その基礎と新しい応用—", *分光研究*, **22** (1973) 195-214.
- 3) 林 達郎: "光子計測法", *光学*, **14** (1985) 422-431.
- 4) 南 茂夫: "2.8 検出器", *光学的測定ハンドブック*, 田幸敏治, 社内順平, 南茂夫編(朝倉書店, 1986) pp. 94-104.
- 5) W. Haecker, O. Groezinger and M.H. Pilkuhn: "Infrared photon counting by Ge avalanche diodes," *Appl. Phys. Lett.*, **19** (1971) 113-115.
- 6) 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) 282-288.
- 7) 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) 17-23.
- 8) 木谷恵一, 林 孝: "アバランシェフォトダイオードによる微弱光検出のための光子計数法へのアプローチ", *光学*, **10** (1981) 27-34.
- 9) 木谷恵一, 林 孝: "アバランシェフォトダイオードを用いた直流法による極微弱光の検出", *分光研究*, **33** (1984) 78-85.
- 10) 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) 131-139.
- 11) 木谷恵一, 林 孝: "アバランシェフォトダイオードを用いた交流法による可視および赤外極微弱光の検出", *分光研究*, **34** (1985) 16-22.
- 12) B.F. Levine and C.G. Bethea: "Single photon detection at 1.3 μm using a gated avalanche photodiode," *Appl. Phys. Lett.*, **44** (1984) 553-555.
- 13) B.F. Levine, C.G. Bethea, L.G. Cohen, J.C. Campbell and G.D. Morris: "Optical time domain reflectometer using a photon-counting InGaAs/InP avalanche photodiode at 1.3 μm ," *Electron. Lett.*, **21** (1985) 83-84.
- 14) K. Kikuchi, T. Okoshi and A. Hirose: "Achievement of shot-noise-limited sensitivity and 50-dB dynamic range by photon-counting receiver using Si avalanche photodiode," *J. Lightwave Technol.*, **LT-4** (1986) 828-832.
- 15) K. Shimizu, M. Fujise and M. Nunokawa: "Synchronous single-photon counting using an Si avalanche photodiode at room temperature," *Electron. Lett.*, **23** (1987) 1307-1308.
- 16) 稲場文男: "生物フォトン研究へのアプローチ—生物フォトン・プロジェクトについて(1)—", *O plus E*, No. 95 (1987) 62-69.
- 17) 稲場文男: "生物フォトン研究へのアプローチ—生物フォトン・プロジェクトについて(2)—", *O plus E*, No. 96 (1987) 82-89.
- 18) 稲場文男: "生物フォトン研究へのアプローチ—生物フォトン・プロジェクトについて(3)—", *O plus E*, No. 97 (1987) 97-101.
- 19) 今井 聡, 益子信郎, 浅井和弘, 稲場文男: "プレー型 InGaAs/InP APD を用いた近赤外域における光子計数法の実験", 第35回応用物理学学会学術講演会予稿集, 29 p-B-9 (1988) p. 175.
- 20) 今井 聡, 益子信郎, 浅井和弘, 稲場文男: "1.3 μm 帯における InGaAs APD を用いた同期光子計数法の実験", 第36回応用物理学学会学術講演会予稿集, 4 a-ZB-6 (1989) p. 946.
- 21) 杉本伸夫, 竹内延夫: "レーザーレーダーによる大気計測—計測手法とその応用—", *応用物理*, **63** (1994) 444-454.
- 22) 浅井和弘: "アイ・セイフ固体レーザー", *応用物理*, **63** (1994) 478-482.
- 23) 小林正宏, 金田隆夫: "第2章 光基礎技術 第3節 受光素子", 最新光システム総合技術, 根本俊雄, 南 正名, 芳野俊彦編(R&D プランニング, 1987) pp. 125-146.
- 24) S. Kagawa, T. Mikawa and T. Kaneda: "Germanium avalanche photodiodes in the 1.3 μm wavelength region," *Fujitsu Sci. Tech. J.*, **18** (1982) 397-418.
- 25) 富士通: 半導体デバイス DATA BOOK (1992) pp. 93-97.
- 26) H. Melchior and W.T. Lynch: "Signal and noise response of high speed germanium avalanche photodiodes," *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-13** (1966) 829-838.
- 27) R.G.W. Brown, K.D. Ridley and J.G. Rarity: "Characterization of silicon avalanche photodiodes for photon correlation measurements. 1: passive quenching," *Appl. Opt.*, **25** (1986) 4122-4126.
- 28) O. Groezinger and W. Haecker: "Influence of tunneling processes on avalanche breakdown in Ge and Si," *J. Appl. Phys.*, **44** (1973) 1307-1310.