

遠赤外領域における単一フォトン検出器

小宮山 進

可視・近赤外領域のざっと 100 倍ほどの波長領域に、遠赤外光領域と呼ばれる広大な電磁波の領域（波長 20~500 μm ）が横たわっている。周波数でテラヘルツ程度のこの領域は、分子の振動・回転、固体の格子振動、不純物準位、超伝導体のエネルギーギャップ、半導体の人工的な量子準位等々、多くの重要なエネルギースペクトルに対応するため、物質の分光学的見知からきわめて重要である。物性の探求以外、電波天文学や生体分子分光学等多く分野に関係が深く、従来の可視・近赤外光領域に匹敵するような遠赤外光技術の開拓が大いに望まれるところである。ところが現実には、1 光子のエネルギーが小さいという基本的制約から、簡便に使いかつ性能のよい検出器や光源を開発しようとしても多くの困難が存在した。そのため、遠赤外光領域の研究は、大きな潜在的需要があるにもかかわらず、どちらかといえば未開拓の分野に止まっていたといえる。

近年の半導体結晶成長技術および微細加工技術の進歩によって、電子の運動の自由度を 2 次元から 0 次元まで制御可能になるとともに、それに伴って現れる量子化準位も自在に設計できるようになった。このような最近の動向が、この遠赤外光技術開拓の大きな原動力になりつつある感がある。運動の自由度を下げることによる量子サイズ効果で生ずる離散的な量子準位を積極的にこの方向に利用した例として、多重量子井戸を用いたカスケードレーザーの成功や、超格子や自己生成量子ドットによる光検出器の研究が挙げられる。ただし、これまで主な研究はまだ中赤外光領域（波長 2~20 μm ）に止まっており、遠赤外光領域にこのような低次元化による恩恵が及んで大きなブレイクスル

一的進展がもたらされる、ということは少なかつたように思われる。

本稿では、微少な半導体量子ドットを用いることにより、遠赤外領域での単一光子検出器が実現する例を解説する¹⁻³⁾。従来の遠赤外光検出器としては、半導体による光伝導型や、半導体または超伝導体によるボロメーター、準粒子励起を用いる超伝導接合による検出器、さらには量子ホール効果を用いた検出器^{4,5)}が開発され、それぞれ非常に高感度を誇っており、また従来型の検出器の改良も提案されている⁶⁾。しかし、光電子増倍管による単一光子検出が実現している可視光領域と較べると、その差は歴然たるものがあつた。

本稿の検出器では、以下に述べるように磁場による量子ドット中電子状態のランダウ量子化と、量子ドットによる単電子トランジスターの作用、という 2 つの要素の結合によって遠赤外光子検出が実現する。当然ながら、従来の検出器に較べて桁違いの感度を持ち、10 秒間に 1 個程度の光子入射でも検出可能である。今後さまざまな分野で、従来不可能だった極微弱遠赤外光の検出に威力を発揮することを望みたい。なお、この検出器は筆者らが以前から開発していた量子ホール効果素子による遠赤外検出器の改良・発展版である。その関連性については文献 7), 8) を参照されたい。

1. どんな量子準位を使うか

光電子増倍管では、光吸収によって金属または半導体中のフェルミ準位から外界の真空準位に電子を遷移させ、飛び出てきた電子を何段もの電極で加速してなだれ的に電子数を増大させ、観測可能な巨視的電流を得る。光電子増倍管が適用できる光子エネルギーに下限（約 1 eV）があるのは、このように自然に存在するエネルギー準位（仕事関

東京大学大学院総合文化研究科（〒153-8902 東京都目黒区駒場 3-8-1）
E-mail: csusumu@ASone.c.u-tokyo.ac.jp

数または半導体のエネルギーギャップ)を用いるからである。その限界のさらに100分の1程度(数meV)の光子エネルギーをもつにすぎない遠赤外光領域で光子検出を実現するためには、人工的な量子準位間の励起を用いなければならない。

サイズ効果(静電ポテンシャル)による量子準位を使うか、または磁場による量子化に伴うランダウ準位を使うか、の2つの可能性があるが、ここでは、磁場による量子化を利用することにする。ランダウ準位はエネルギー間隔

$$\hbar\omega_c = eB/m^* \quad (1)$$

(\hbar :ディラック定数, ω_c :サイクロトロン角振動数, B :磁場, e :電気素量, m^* :電子有効質量—GaAs中では自由電子の0.068倍)をもつため磁場で容易に制御でき、また電子が電気双極子による大きな遷移確率(サイクロトロン共鳴)をもつ利点がある。さらに重要なことは、2章で述べるようにサイクロトロン共鳴によって生じた励起が静的な電気分極をもたらし、励起に続く増幅作用を可能にするからである。ちなみに、GaAs中では磁場 $B=4$ Tの印加によって $\eta\omega_c=7$ meV(波長 $170\mu\text{m}$)となる。

2. 量子ドット

電子のサイクロトロン共鳴励起により静的な電気分極を作り、かつそれを観測可能な電流変化に増幅するための仕組みが、図1(a)に電子顕微鏡写真で示す量子ドットで得られる。GaAs/AlGaAsの単一ヘテロ構造結晶を用いており、結晶表面から $0.1\mu\text{m}$ 程度の深さに2次元電子系がシート状(厚さ約 $0.01\mu\text{m}$)に広がっている。白い部分は結晶表面に蒸着した金のゲート電極で、負電圧にバイアスすることでその下の2次元電子系を追い払う。そのことで、写真中央部の直径 $0.5\mu\text{m}$ 程度の領域に2次元電子系が残り、300個ほどの伝導電子を含む量子ドットが形成される。量子ドットは下の左右にある2つのゲート電極のバイアス電圧で調節されるトンネル障壁によって、左右に残る大きな2次元電子系の領域に弱くトンネル結合する。中央下の電極を制御ゲート電極と呼び、量子ドット中の電子の電気化学ポテンシャルを変化させて電子数を制御する。下の3つのゲート電極と上の1つのゲート電極はそれぞれ $50\mu\text{m}$ ほど上下方向に伸びていて双極子アンテナの働きをし、入射する遠赤外電磁波を捉えて、振動電場を量子ドットに集中させる。この量子ドット素子構造の概念図を図1(b)に示す。リード線は図1(a)で量子ドットの左右に残った大きな2次元電子系を意味する。

量子ドットに磁場を垂直に印加した場合、磁場による量子化と静電ポテンシャルによるサイズ量子化の効果が重畳

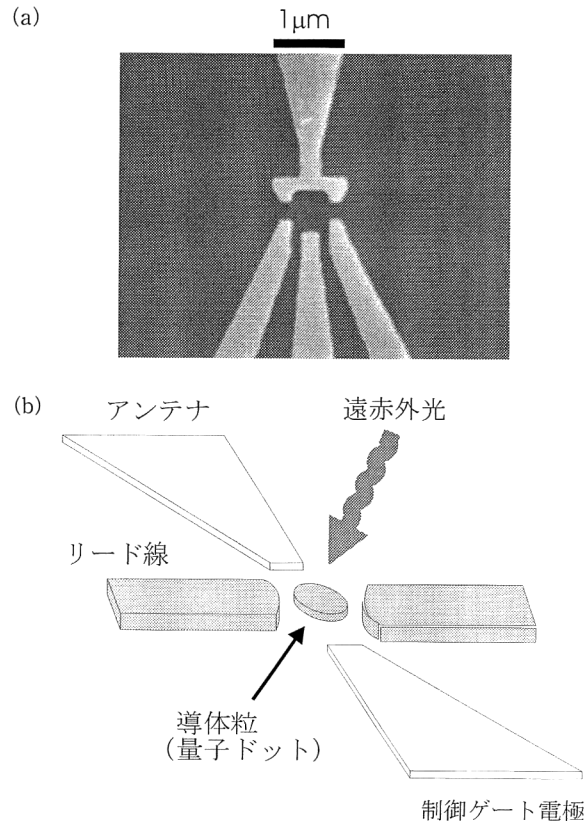


図1 (a) 遠赤外光子検出器の電子顕微鏡写真と、(b) 概念図。

するので、純粋なランダウ準位は生じない。閉じ込めポテンシャルを放物線的と仮定するとフォック・ダーウィン状態^{9,10)}となる。しかし、ここでの量子ドットのサイズは電子のフェルミ波長($0.01\mu\text{m}$ 程度)より十分大きいためサイズ効果は小さく、ランダウ準位がよい近似になる。ただし、ドットの中心から縁に近づくにつれて、閉じ込めポテンシャルが上昇するのでランダウ準位もそれに沿って上昇し、ランダウ準位のエネルギーは量子ドット中で鍋底形になる(図2(a)左)。磁場 B の強さを、最低ランダウ準位, $LL0$, が完全に電子で満ち、第1励起ランダウ準位, $LL1$, が少数の電子で中途半端に埋まるように調節する(実際にはそれぞれのランダウ準位はさらにスピンによりゼーマン分裂するが、分離が小さいので無視する)。その結果、図2(b)右に示すように、 $LL0$ に属してフェルミ準位にある電子は量子ドットの周辺近傍を一周するリング状の領域に存在することになり、 $LL1$ に属する電子は中心近傍の芯の領域に分離することになる。それぞれのランダウ準位に属する一電子状態は、磁気長、 $l_b = (\hbar/eB)^{1/2} = 0.01\mu\text{m}$ 程度の幅をもって細くひも状に伸び、それぞれリングおよび芯の領域中を一周する。

量子ドットの重要な点は、異なるランダウ準位が(フェルミ準位において)このように「リング」と「芯」に分離

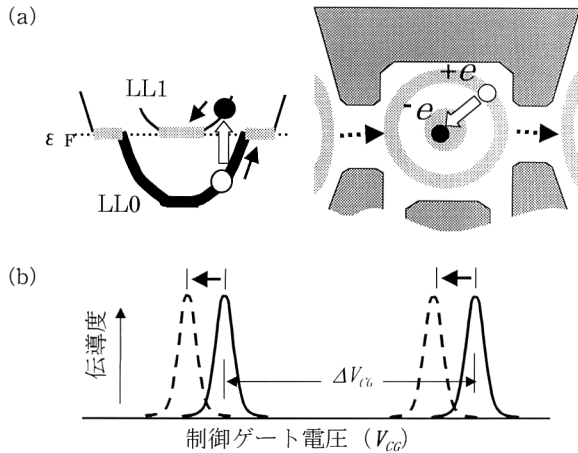


図2 (a) 左図は量子ドット内でのランダウ準位の様子, 右図はランダウ準位による「芯」と「リング」の構造. (b) 単電子トランジスタの伝導度の制御電圧依存性. 実線は量子ドットが基底状態にある場合, 点線は1個の電子・正孔対が励起された状態を表す.

することである。「リング」と「芯」とは、電子が完全に詰まった絶縁的な非圧縮性領域で空間的に隔てられているため、電子のトンネル確率が強く抑えられるために、これらの領域間では事実上電子の飛び移りは起こらない。ここでサイクロトロン共鳴によって遠赤外光子が1つ吸収されると、図2(a)左の絵に示すようにLL1とLL0に電子と正孔が励起されるが、それらは閉じ込めポテンシャルの影響で互いに素早く引き離され、余分なエネルギーを失って、図2(a)右に示すように「芯」と外側の「リング」に緩和し、それぞれの領域は $-e$ と $+e$ に帯電する。このように、量子ドットを使うことで、遠赤外光子の吸収を電気分極に変換することができる。この電気分極によって量子ドットを流れる電流を遮断または駆動する機構が、次章で述べる単電子トランジスタの作用である。

3. 単電子トランジスタ

図1(b)において、電子1つを量子ドットの外側のリング領域に付け加えたときの「リング」の帯電エネルギーの上昇は低温では熱エネルギー kT を上回る。したがって、リード線とトンネル結合するのが量子ドットの外側の「リング」中の電子だけであることを考慮すると、左右のリード線に小さな電位差を与えたときに、低温では通常ドットを通して電流は流れない(クーロン閉塞)。電流が流れるのは、「リング」の電気化学ポテンシャル μ_R がリード線中電子系のフェルミエネルギー ϵ_F に一致する伝導共鳴の条件、

$$\mu_R = \epsilon_F \quad (2)$$

が成立する場合のみである。このとき、図1(b)で制御ゲート電極のバイアス電圧 V_{CG} を変化させることによって

μ_R を変化させることができるので、このような構造を電子トランジスタと呼ぶ¹¹⁾。 V_{CG} の変化によって図2(b)の実線で示すような電流の鋭いピークが現れる。この伝導度共鳴の幅は温度で決まり、極低温では鋭い($T=100$ mKのとき、 $2\pi kT \approx 50 \mu\text{eV}$ 程度)。

電子・正孔が存在しない基底状態での伝導度の曲線が図2(b)の実線で与えられたとし、そこで遠赤外光子が1つ吸収されて1対の電子・正孔が励起されると、すでに述べた電気分極の発生によって、リングの電気化学ポテンシャル μ_R が下がる。この減少の大きさ $\Delta\mu_R$ はリングと芯、およびそれらが外界との間に作る静電容量結合のネットワークで決まり、ここでの量子ドットの場合 $\Delta\mu_R \approx -200 \mu\text{eV}$ 程度であり、式(2)の伝導度共鳴の条件を共鳴幅を超えて破るのに十分である。したがって、最初に式(2)が成立するように V_{CG} が調節してあれば共鳴が破れて電流オフの状態からオフの状態に遷移する(逆も可能である)。

1対の電子・正孔の分極による μ_R の低下を補償するためには、外部から V_{CG} を負電圧方向に余計に印加しなければならないので、そのような励起状態では伝導度の曲線は、図2(b)の点線のように、 V_{CG} の負の方向に元の曲線を平行移動したものになる。

ここでもう一つ重要なことは、励起された電子・正孔が「芯」と「リング」に分離されるため、その再結合寿命がきわめて長くなることである。実験では1 ms から 1300 s (20分)に達する。そのために、単一光子の吸収によって1 ms から 1300 sの電流パルス(約70 pA)が発生または遮断されることになり、これはきわめて簡単に直接観測できる。またこれは、光子1つによって 10^6 から 10^{12} 個の電子の流れが制御されることを意味し、光電子増倍管と同程度かそれ以上の増幅率に対応する。これが、冒頭で触れた従来の検出器(1個の光子吸収に対して電子1個による信号電流しか生じ得ない)と本質的に異なる点である。

4. 遠赤外光子検出

制御ゲート電圧 V_{CG} の挿引に対する1つの電流ピークが、極微弱な遠赤外光の照射によってどのように変化するかの実測例を図3に示す。ただし温度は約70 mKで磁場は3.7 T。遠赤外光源としては、量子ホール効果素子に電流 I_{emit} を流して得られる鋭いサイクロトロン発光線^{12,13)}を用いており、量子ドットのサイクロトロン共鳴に一致するよう波長を調節してある。遠赤外光を照射しないときには一番上の(a)のように電流は単純な共鳴曲線を描くが、極微弱な遠赤外光を照射すると、真ん中の(b)のように光子吸収のたびごとに電流が遮断され、その代わりに上

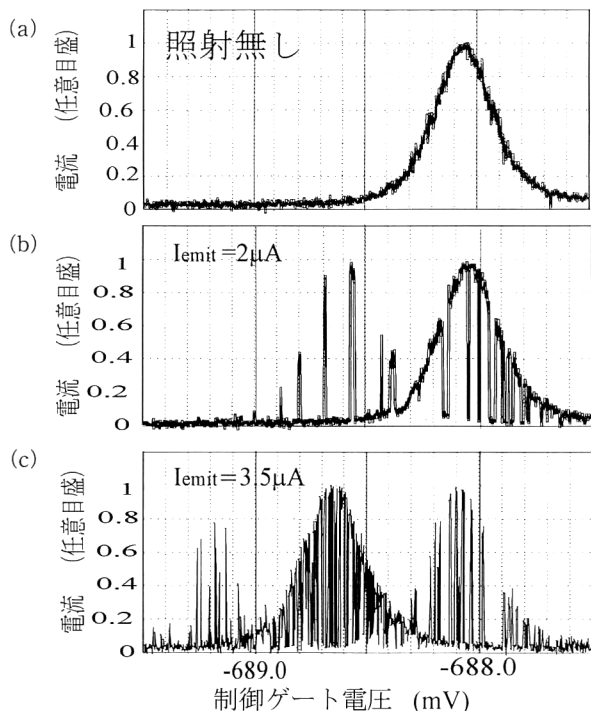


図3 量子ドットの伝導度ピークの観測結果 (磁場 3.67 T, 温度 70 mK). (a) 遠赤外光照射なし, (b) 極微弱な遠赤外光照射, (c) 少し強い遠赤外光照射.

に解説したように負電圧方向にずれた V_{CG} の位置に新たな電流スパイクを生じる. 遠赤外光照射を強めると光子吸収の頻度が上がるために, 一番下の (c) のように元々の電流ピークはスパイク状に残るだけとなり, その代わりに, ずれた V_{CG} の位置の電流スパイク密度が高まって明確な電流ピークを形成する. この新たに現れた電流ピークが図 2(b) の点線に相当する. 図 3(c) において, V_{CG} がさらに 2 倍ずれた位置に頻度の小さな電流スパイクが認められるが, これは励起された電子・正孔がまだ再結合しないうちに 2 対めの電子・正孔が続いて励起されて量子ドットが 2 倍に分極することによる. ここには示さないが, 入射する遠赤外光の波長を変化させることにより, 伝導度ピークのスイッチがサイクロトロン共鳴による鋭い波長選択性を持ち, さらに磁場で可調できることが別の実験で確かめられる¹⁾.

制御ゲート電圧を元々の電流ピークの位置に固定すると, 電流が図 4 のように伝導状態と遮断状態の間を遷移する. それぞれの図で矢印 (on) の位置で遠赤外光照射を開始している. 電流の伝導状態から遮断状態への遷移が遠赤外光子吸収の瞬間に対応し, 遮断状態は電子・正孔対が再結合するまで続く. そして再結合の瞬間に伝導状態へ復帰する. 測定の時定数 (1 ms) が再結合寿命より十分短いためこれらの過程が直接観測され, フォトン・カウンティングが実現するのである. 最も照射の弱い図 4 上段の

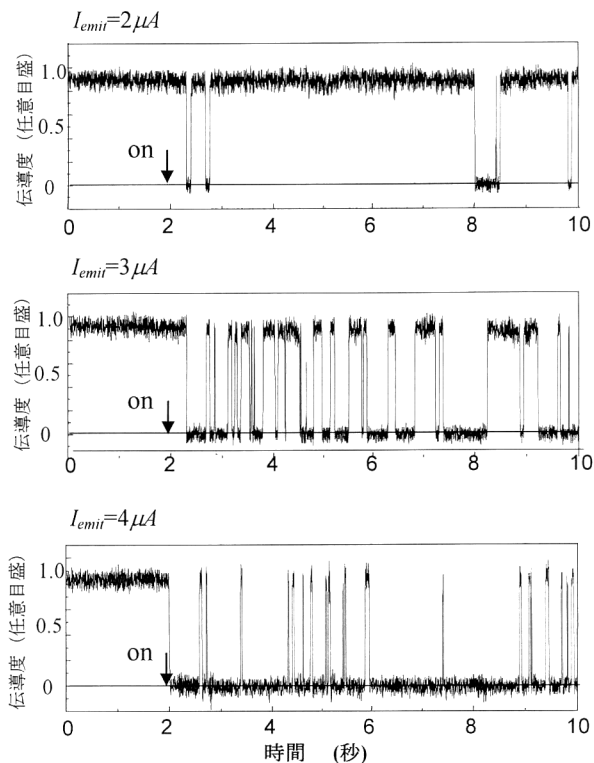


図4 遠赤外光子吸収による電流のテレグラフ的スイッチング (磁場 3.67 T, 温度 70 mK). 上から下へ, 照射強度を強めている.

図では約 8 秒間に 5 個の光子が検出されている.

照射を強めると図 4 中段のように当然伝導度遮断の頻度は高まるが, さらに照射を強めると図 4 下段のように, 逆に遷移の頻度は減少する. これは, 光子飛来の平均時間間隔が電子・正孔再結合寿命より短くなり, 励起された電子・正孔がドット内でまだ再結合しないうちにさらに 2 対めの電子・正孔が励起されるからである. 図 4 下段での長く続く電流遮断の間に, 量子ドットは電子・正孔を 1 対含む励起状態と 2 対含む励起状態の間を頻繁に遷移している. このような励起状態間の遷移は, より高温 (200~400 mK) での同様の測定で直接観測できる.

5. 検出器としての特性

検出器の応答速度は, 現在は測定系 (RC 時定数と前置増幅器) で決まっており, 1 ms 程度である. 量子ドット検出器自身の応答速度は, 電子・正孔の再結合寿命によって決まる. したがって, 図 4 でみた例のように寿命が 0.1~1 秒にも達すると, 応答速度はその分遅くなるように思えるが, 以下に述べるように適切な測定方法と実験条件の設定とによってそれを回避でき, 現実的問題とはならない. まず, 実験結果は示さないが, 2 個めの電子・正孔対の寿命は 1 個めの電子・正孔対の寿命に較べて 2 桁程度

短い (図4の磁場値で1~10 msである). また, どちらの寿命も磁場の値によって激しく (しかし系統的に) 変化する^{2,3)}. したがって, より高温での動作 (200~400 mK) で異なる励起状態間の遷移を区別して計測することによって, すべての光子吸収の過程をもれなく計測することができる. さらに, 磁場の値によって適切な寿命を選べる. したがって, 実際上の検出の応答速度は電流測定系の周波数帯域で決まる. ヘリウム温度で動作する高速 high electron mobility transistor (HEMT) 増幅器を使えば, 30 MHz (10 ns) 程度まで期待できるだろう.

光子検出器の実効的感度は, 雑音等価電力 (NEP) で 10^{-22} W/Hz^{1/2}程度に対応し¹⁾, 従来文献で報告されているいかなる遠赤外光検出器に比べても1万倍以上の高感度になる. また, 光子エネルギー範囲は6~7 meV (波長170から200 μ m) であり, これは電子・正孔の再結合寿命が現在の測定系の時定数より長くなる磁場の範囲で決まっている.

以上解説したように, 本稿の量子ドット検出器は, 磁場による量子化の助けを借りて遠赤外光子1つをドット内部の電気分極に変換する仕組みと, それを電流変化に変換 (増幅) する単電子トランジスタ作用という, 2つの要素から成立している. 磁場の役割は, ドット内に大きな電気分極を作ることと, 十分長い励起寿命を確保することである. 磁場に頼らず, より小さい量子ドットでのサイズ量子化による量子準位間遷移を利用して単電子トランジスタを駆動するのも原理的には不可能ではないだろう. しかし, 波動関数の重なりの問題で, 十分な励起状態寿命を確保するのが難しいと思われる. われわれは, 隣接した2個の量子ドットをもつ新たな構造での検出を試みている.

飛び抜けた感度を利用して, 現在の素子形態のままでも有効な応用可能性がいくつかあると思われる. しかし, 今後のより広い応用を考えた場合, 現在の素子をもつ以下4つの限界を改善することが望ましい. 第1は現在の波長範囲 (170~200 μ m) を大幅に拡大すること, 第2に極低温 (0.4 K 以下) の動作温度限界をゆるめること, 第3に磁場を不要とすること, 第4に動作速度 (1 ms) を, 感度を損なわずに高めることである. つまり, 磁場を用いず, ずっと簡単な冷却装置で済む1 K 足らずの温度で動作し, 20 μ m から 500 μ m の全波長領域を1素子で波長選択的にカバーし, かつ10 ns 程度の動作速度をもつ素子が応用上理想的である. そのような素子を実現したとき初めて, 遠赤外光領域は, こと検出に関する限り完全に光学の仲間入りをしたといえるだろう. その要求を満たすことは本稿で解説した機構に頼る限り難しいだろうが, 2重量子ドット

構造でそれが可能ではないかと考えている.

ここで解説した素子が現在の特性のまま現実の応用に役立つことを願うとともに, より改良されたそのような素子を実現し, 遠赤外光領域にまったく新しい分光学が花開くことを望みたい.

共同研究者として, 博士研究員の Oleg Astafiev, Vladimir Antonov (現在, ロンドン大学), 当研究室の久津輪武 (博士課程1年), および平井宏 (助手, 現在群馬高専) の各氏に感謝します. 本稿の研究は, 日本科学技術振興事業団 (JST) の戦略的基礎研究推進事業 (CREST) 「量子効果等の物理現象」の援助を受けて行われました.

文 献

- 1) S. Komiyama, O. Astafiev, V. Antonov, H. Hirai and T. Kutsuwa: "A single-photon detector in the far-infrared range," *Nature*, **403** (2000) 405-407.
- 2) V. Antonov, O. Astafiev, T. Kutsuwa, H. Hirai and S. Komiyama: "Single fir-photon detection using a quantum-dot," *Physica E*, **6** (2000) 367-370.
- 3) S. Komiyama, O. Astafiev, V. Antonov, H. Hirai and T. Kutsuwa: "Detection of single FIR-photon absorption using quantum dots," *Physica E*, **7** (2000) 698-703.
- 4) 平川一彦, 川口 康, 山中宏治, 小宮山進: "量子ホール効果を用いた超高感度遠赤外光検出", *応用物理*, **68** (1999) 1027-1033.
- 5) Y. Kawano, Y. Hisanaga, H. Takenouchi and S. Komiyama: *J. Appl. Phys.*, **89** (2001) (in press).
- 6) R. J. Schoelkopf, S. H. Moseley, C. M. Stahle, P. Wahlgren and P. Delsing: "A concept for a submillimeter-wave single-photon counter," *IEEE Trans. Appl. Supercond*, **9** (1999) 2935-2939.
- 7) 河野行雄, 小宮山進: "量子ホール電子系を用いた遠赤外光子検出器", *材料科学*, 2月号 (2001) (印刷中).
- 8) 小宮山進, Oleg Astafiev, 河野行雄: "遠赤外光領域のフォトンカウンティング", *物理学会誌*, **56** (2000) (印刷中).
- 9) V. Fock: "Bemerkung zur Quantelung des harmonischen Oszillators im Magnetfeld," *Z. Phys.*, **47** (1928) 446.
- 10) C. G. Darwin: "The diamagnetism of the free electron," *Proc. of Camb. Philos. Soc.*, **27** (1930) 86.
- 11) L. P. Kouwenhoven, C. M. Markus, P. L. McEuen, S. Tarucha, R. M. Westervelt and N. S. Wingreen: "Electron transport in quantum dots," *Mesoscopic Electron Transport*, eds. L. L. Sohn, L. P. Kouwenhoven and G. Schön (Kluwer Academic, Dordrecht, The Netherlands, 1997) pp. 105-214.
- 12) Y. Kawano, Y. Hisanaga and S. Komiyama: "Cyclotron emission from quantized hall devices: Injection of nonequilibrium electrons from contacts," *Phys. Rev. B*, **59** (1999) 12537-12546.
- 13) Y. Kawano and S. Komiyama: "Breakdown of the quantized hall effect in the vicinity of current contacts," *Phys. Rev. B*, **61** (2000) 2931-2938.

(2000年10月14日受理)