

テラヘルツ電磁波でみる半導体中の電子波束の超高速ダイナミクス

平川 一彦・関根 徳彦

Ultrafast Carrier Dynamics in Semiconductors Probed by Terahertz Radiations

Kazuhiko HIRAKAWA and Norihiko SEKINE

The time-domain terahertz (THz) spectroscopy, which has a capability of tracing ultrafast waveforms of THz electric fields by using femtosecond laser pulses, has various potential applications. One of the most promising applications among such is the characterization of high-frequency transport properties of ultrafast semiconductor devices and quantum nanostructures, which is often very difficult to perform by conventional frequency-domain measurements. In this article, we would like to show the usefulness of time-domain THz technique by showing two examples; characterization of transient carrier velocities in bulk semiconductors and determination of terahertz gain spectrum of Bloch oscillating electrons in semiconductor superlattices.

Key words: terahertz spectroscopy, transistors, quantum nanostructures, superlattices, Bloch oscillations

近年、トランジスタの微細化や量子力学的な効果を示す構造（量子効果デバイス）を用いることにより、動作速度が 500 GHz を超えるような超高速半導体デバイスが実現されつつある^{1,2)}。一方、これらのデバイス进行评估するネットワークアナライザなどの装置は、既存のトランジスタ等を用いて組み立てられているので、当然、ずっと低い周波数までしか動作しない（現在、おおよそ最大 100 GHz 程度まで）。したがって、このような超高速デバイスをどうやって評価するのか、ということは非常に大きな問題になりつつある。この問題の本質は、デバイスの性能を周波数の関数として測定しようとするところにあり、そもそも数百 GHz～数 THz の範囲の測定に必要な安定した周波数可変発振器がないこと、さらに素子によっては微分負性抵抗などのために動作状態を、測定に必要な時間、安定に保持しておくこと自体が困難なものもある。特に、後者は物理計測の本質的な困難性を意味しており、これをいかに克服するかは重要な課題である。

さらに近年、エレクトロニクス分野の中で不可欠な比重

を占めるに至っている量子力学的な効果を利用したデバイス（量子効果デバイス）では、電子波のコヒーレンス、デコヒーレンス、トンネル効果といった古典的なデバイスにはない概念が、その動作原理の中心となっているものが多い。このような量子効果デバイスの中での電子波の振る舞いを理解し、その動作限界を知ることは非常に重要である。

したがって、THz 領域で動作するような超高速電子デバイス、量子効果デバイスの評価を行うためには、全く発想を変える必要がある。筆者らは、非常に有望な手法のひとつが、時間分解テラヘルツ (THz) 分光法であると考えている。マクスウェルの方程式に従えば、電荷はその加速度に比例する電磁波を自由空間に放出する。近年の超高速デバイス構造においては、電子や正孔のようなキャリアが放出する電磁波は THz 領域にあり、それを時間領域で超高速にサンプリング測定することができれば、キャリアの伝導ダイナミクスに関する貴重な情報を得ることができる。例えば、THz 電磁波形を実時間測定すれば、キ

キャリアの過渡速度を測定する超高速オシロスコープのように用いることができるし、またそのフーリエスペクトルを測定すれば、後述するように、超高周波の伝導率スペクトルを求めることもできる。

本稿では、古典的な伝導をするデバイスの例として、バルク半導体を用いたトランジスタ中でのキャリアの過渡速度の評価について^{3,4)}、また量子伝導の例として、半導体超格子中をブロッホ振動する電子波のダイナミクスについて論じる⁵⁻¹⁰⁾ ことにより、時間分解 THz 分光法の有用性を示す。特に周波数領域では測定が困難であった超高周波の伝導率が、時間領域測定を用い非常に簡単に測定することができることなど、その実例を示したい。

1. 時間分解テラヘルツ分光法

時間分解 THz 分光法については、すでにすぐれた解説^{11,12)} が出版されているので、それらを参照されたいが、ここでは本稿で用いる必要最小限の情報に限りて簡潔に紹介したい。

図1に示すように、半導体に電界を印加した状態で、バンドギャップ以上の光子エネルギーをもつフェムト秒光パルスを入射すると、その瞬間に電子と正孔が生成され、それらが電界に沿ってドリフトするため電流 $J(t)$ が試料中に流れはじめる。ここでマクスウェルの方程式によれば、電流の時間微分に比例した電磁波 $E_{THz}(t)$ が自由空間中に放射される。この電磁波の波形は、電子や正孔の加速度の情報を含んでいるので、この THz 電磁波の波形をできるだけ波形ひずみなく読み出すことができれば、キャリアの伝導ダイナミクスに関する情報を得ることができると

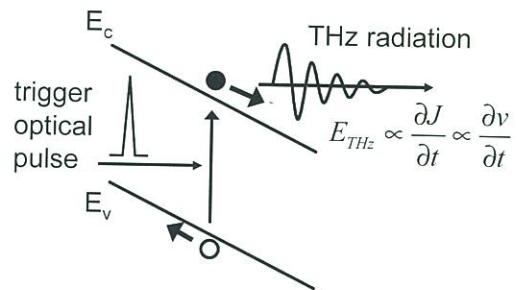


図1 半導体にフェムト秒レーザーパルスを照射し、生成された電子、正孔がドリフトすることにより、テラヘルツ電磁波が自由空間に放射される。

いうのが、筆者らが用いている THz 測定の原理である。このような THz 電磁波放射の時間波形を積極的に物性計測に応用したもののひとつが、Roskosらによる結合二重量子井戸内の量子ビートの観測を行った実験¹³⁾ であり、その後、THz 電磁波のキャリアダイナミクス解明への応用が非常に注目を集めはじめた。

図2は、筆者らが用いている THz 電磁波計測系の模式図である。フェムト秒レーザーパルスを一ビームスプリッターにより、試料を励起するポンプ光と THz 電磁波の読み出しに用いるプローブ光に分ける。ポンプ光は試料に入射し、光励起された電子、正孔はドリフトするときに自由空間に THz 電磁波を放射する。放射された THz 電磁波は、放物面鏡によりコリメートされた後、自由空間を伝搬し、電気光学 (electrooptic; EO) 結晶である ZnTe に入射する。この際、ZnTe を (110) 面に選ぶと、THz 電磁波とプローブ光を共軸で入射することができる¹⁴⁾。THz 電磁波が EO 結晶に入射すると、その電界により EO 結晶内に複屈折が生じ、その大きさが THz 電磁波の

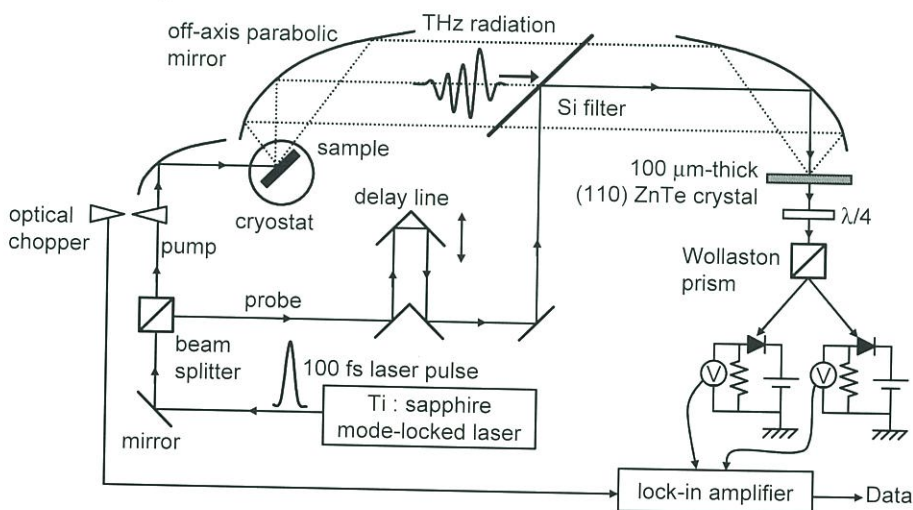


図2 時間分解テラヘルツ分光システムの模式図。フェムト秒レーザーパルスを試料に照射し、光励起された電子、正孔がドリフトするときに放射する THz 電磁波を自由空間電気光学サンプリング法により読み出す。実線：フェムト秒レーザーパルス；破線：THz 電磁波。

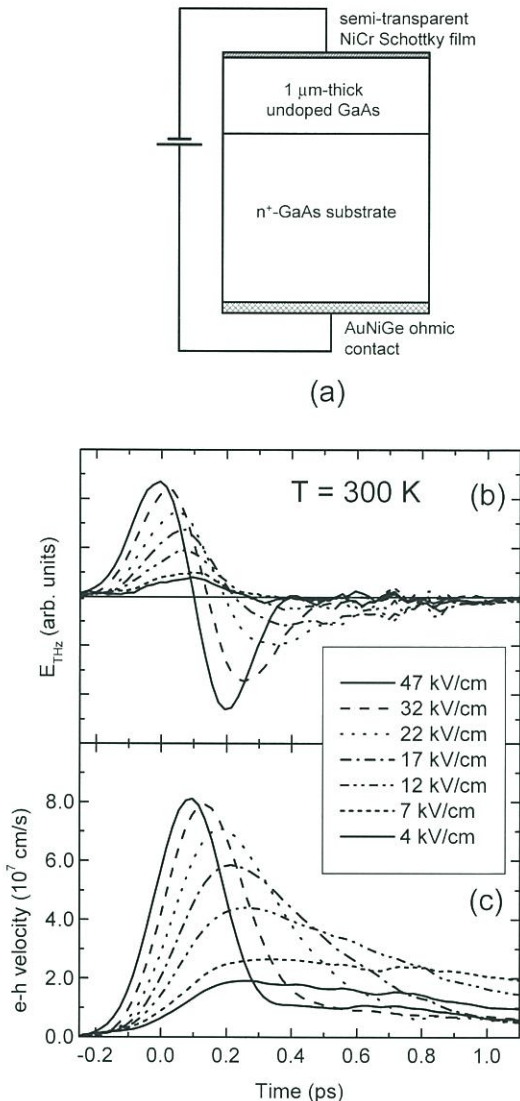


図3 (a) 測定に用いる GaAs ショットキーダイオード構造。(b) さまざまな印加電界において時間分解 THz 分光法で測定された放射 THz 電界波形。(c) (b) のデータを時間で積分することにより得られた電子-正孔系の過渡速度⁴⁾。

電界の大きさに比例するので、プローブ光の偏波成分の変化より、THz 電磁波の電界波形を読み出すことができる^{14,15)}。

2. 超高速トランジスタ用電子材料であるバルク半導体中のキャリア過渡伝導

チャンネル長がマイクロメートルオーダーの従来のトランジスタ中では、電子はソース電極からスタートしてドレイン電極にたどり着くまでに、多くの散乱を経験し、ほぼ定常速度でチャンネルを走行する。そのような状況では、電子の移動度や飽和速度といった定常状態での物性がトランジスタの遮断周波数を決定する。ところが、近年のチャンネル長が $0.1 \mu\text{m}$ 以下の超高速トランジスタ中では、ソ

ースからドレインまで伝導する間に、電子はほとんど散乱されず、バリスティックに伝導するような状況が生まれている。そのような状況では、電子がソース電極を出発して、いかに大きな速度まで加速されるかがトランジスタの速度を決めることになる。したがって、デバイスの微細化が進むに従い、キャリアの過渡伝導の様子を明らかにすることが必要不可欠である。

時間分解 THz 分光法を用いればキャリアの加速度に比例する THz 電磁波形を実時間でサンプリング計測することができるので、得られた THz 電界波形を時間で積分することにより、キャリアの過渡速度に関する情報を得ることができる。図3(a)は、測定に用いる試料の構造を模式的に示したものであり、厚さ $1 \mu\text{m}$ のバルク GaAs 層に電界を印加できるような透明電極を表面に形成している。図3(b)は、バイアス電界を印加したバルク GaAs 中を伝導するキャリアが放出する THz 電磁波の時間波形 $E_{\text{THz}}(t)$ をプロットしたものであり、さらに図3(c)は、 $E_{\text{THz}}(t)$ を時間で積分して求めたキャリアの過渡速度を示したものである⁴⁾。図3(c)で縦軸が絶対値になっているが、これは $E_{\text{THz}}(t)$ を2回時間で積分して変位を求めそれが空乏層の厚さ $1 \mu\text{m}$ に対応するということから、速度を絶対値に校正することができるからである。低電界領域では滑らかにキャリアが加速されるが、高電界領域では、GaAs のバンド構造 (Γ 谷から L 谷, X 谷への遷移) に起因した電子の速度オーバーシュートの様子が顕著に観測される。

さらに、試料の形状や光励起の条件を考慮したアンサンブルモンテカルロ計算と、THz 分光より求めたキャリア過渡速度を比較したところ、図4のように非常によい一致が得られた⁴⁾。このことは、THz 分光から求めたキャリア速度がかなり定量性をもったものであることを示している。したがって、今後、さまざまな材料系で同様な測定を行うことにより、極短チャンネルトランジスタの性能向上に最適な材料系の選択や、素子構造、印加電界などに関するさまざまな知見が得られるものと期待される。

3. 半導体超格子中のブロッホ振動とテラヘルツ利得

近年、半導体ナノ構造中に現れるさまざまな量子力学的効果を積極的に用いたデバイスが注目を集めている。なかでも、トンネル効果を用いて微分負性抵抗を実現する共振トンネルダイオード¹⁶⁾や超格子¹⁷⁾などのデバイスは、THz 領域の発振素子として期待されている。しかし、従来のデバイス評価技術では、THz 領域における量子効果デバイスの伝導率や利得を評価することは不可能である。

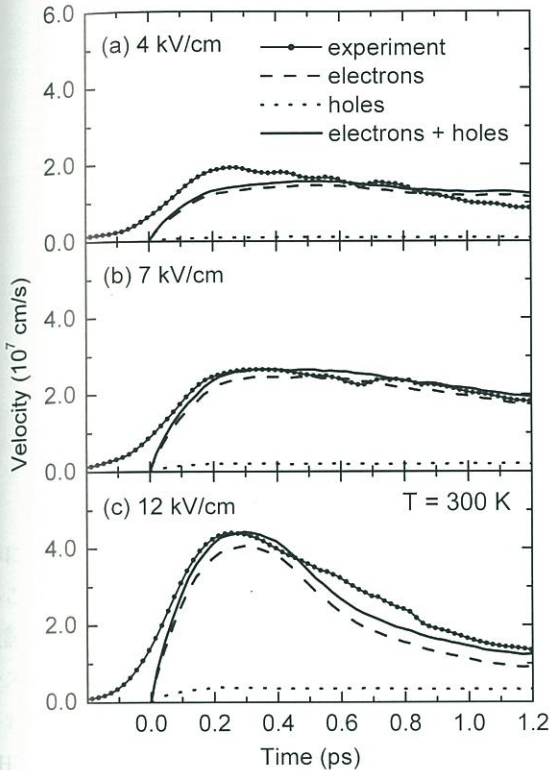


図4 THz分光法により求められた電子・正孔の相対速度(ドット)と、モンテカルロ計算により求めた電子(破線)、正孔(点線)の過渡速度、およびそれらの和(相対速度に対応(実線))⁴⁾。

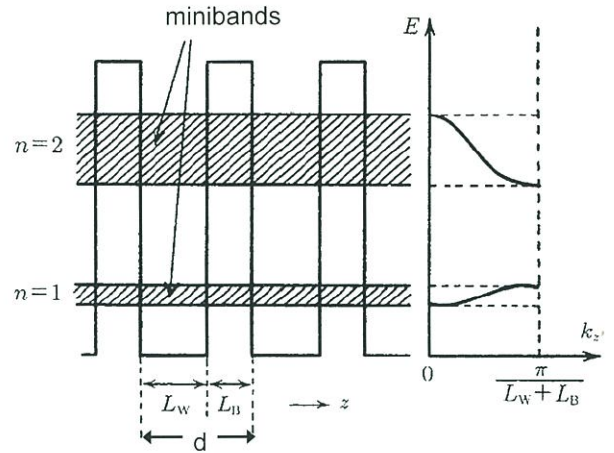


図5 半導体超格子のポテンシャルプロファイル(左)とエネルギー分散(右)。

ブロッホ振動による利得の有無に関する情報を与えてくれない。また、ブロッホ振動が数 ps で減衰するため、ブロッホ発振器は実現できないというコメントも頻繁に聞かれる。

一般に固体中の分極の減衰振動は、図6(a)に示すような、固有振動数 Ω のばねの先に電荷をつけた半古典的荷電調和振動子で記述されることが多い。このような系が外力によって駆動されたときの導電率は、図6(c)のように、伝導率の実部 $\text{Re}[\sigma(\omega)]$ はローレンツ型のスペクトルをとり、伝導率の虚部 $\text{Im}[\sigma(\omega)]$ は、 Ω を境にした分散的なスペクトルになることがよく知られている。したがって、荷電調和振動子は、その固有振動数 Ω で最大の吸収があり、利得を取り出すことはできない。

一方、直流電界 F を超格子に印加すると、図6(d), (e)に示すように、電子はミニバンド中で加速され、個々の電子は運動量空間と実空間の両方で振動するが、時間とともにその位相は緩和し、分極の大きさは減衰振動する^{9,10)}。これは、超高速分光の結果^{20,21)}と一致している。しかし、ブロッホ電子が交流電界で駆動されたとき、その振動の位相が、古典的調和振動子のそれに比べて 90° シフトしていることが認識されてきた^{5,22)}。ここが、ブロッホ振動子と古典的調和振動子の決定的な違いである。この帰結として、超格子中でブロッホ振動する電子の複素伝導率は、古典調和振動子のその実部と虚部を入れ替えたものになり、伝導率の実部 $\text{Re}[\sigma(\omega)]$ が分散的なスペクトルをもち、伝導率の虚部 $\text{Im}[\sigma(\omega)]$ が固有振動数であるブロッホ周波数 $\omega_B = edF/\hbar$ でローレンツ型の極小値をもつことになる(図6(f))。さらに、 $\text{Re}[\sigma(\omega)]$ はブロッホ周波数以下で負となり、利得が発生する。したがって、ブロッホ発振器は、通常考えられているようなブロッホ周波数

本章では、時間分解 THz 分光法を半導体超格子に応用し、Esaki ら¹⁷⁾により 35 年前に提案されているが、現在でもなお議論が続いているブロッホ発振器の実現可能性について論じたい。

3.1 半導体超格子中のブロッホ振動とゲイン

2つの異なる半導体超薄膜を周期的に積層した半導体超格子¹⁷⁾は、ブリュアンゾーン、ブラッグ反射、加速定理など、固体物理の基本概念が顕著に現れ、固体中の電子伝導の物理を調べる最も理想的な系といえる(図5)。半導体超格子においては、半導体超薄膜の積層周期を d とすると、 E - k 分散関係が $k = \pm\pi/d$ の整数倍で折り返されるため、新たに形成されるバンド(ミニバンド)を母体結晶のその数十分の一程度まで狭くすることができる。ミニバンド中では、電子は容易にブリュアンゾーン端まで加速され、周期的にブラッグ反射を受けるため、運動量空間でも実空間でも振動することになる。これが、Bloch¹⁸⁾や Zener¹⁹⁾により予言されたブロッホ振動である。

1990年代前半以降、フェムト秒分光により、半導体超格子中で電子波束が数 ps の間、ブロッホ振動するという実験的証拠が多く示されている^{20,21)}。しかし、これらの光学実験の結果は、電子波束の運動と電気伝導の関係、特に

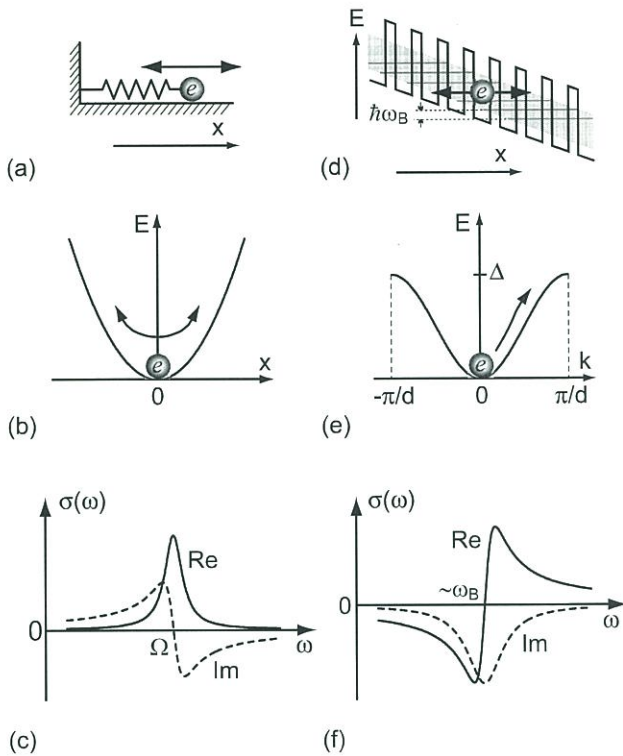


図6 古典的荷電調振振動子 (a~c) とブロッホ振動子 (d~f). 古典的調振振動子とブロッホ振動子では、振動の位相が 90° ずれているため、伝導率スペクトルの実部、虚部が入れ替わる⁵⁾.

で発振する素子ではなく、むしろブロッホ周波数以下に広い利得バンドを有する媒質と理解すべきである。

3.2 超格子から放射される THz 電磁波形とブロッホ利得スペクトル

ブロッホ利得を測ろうという研究は、30年以上も続けられてきたが、これまで成功した例はなかった。その理由の中でも重要なものは、超格子自体が負性抵抗を示すため、ブロッホ利得が発生する状態を定常的に保持できないという点である。

この問題を克服する手段が、時間分解 THz 分光測定であり、伝導率の決定に必要な情報を一瞬のうち (数 ps) に読み出すことができるところがトリックである。本研究では、試料として、GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As 超格子を真性層とする図 3(a) と同様なダイオード構造を用いた。試料や測定の詳細は文献^{5,6)}を参考にされたい。この試料にフェムト秒レーザーパルスが入射すると、ミニバンド中に電子-正孔対が光励起される。このとき、正孔のミニバンド幅は狭く、ほぼ局在していると考えられるので、放射される THz 電磁波はほぼ電子の伝導で支配されていると考えてよい。

図 7 に、さまざまな直流バイアス電界 F 下で、ブロッホ振動電子が放射した THz 電磁波の電界波形を示す⁵⁾。

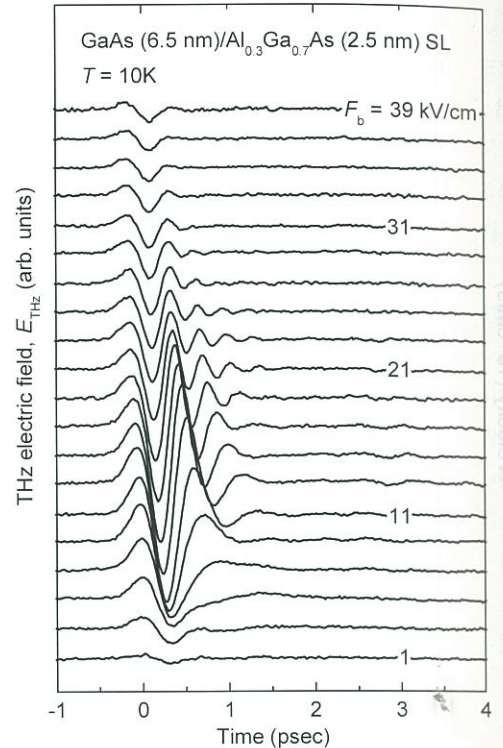


図7 バイアス電界を印加した超格子から放射される THz 電磁波の電界波形⁵⁾.

図からわかるように、放射電界は最初に正の値を示した後、負に転じ、特に $9 \text{ kV/cm} < F < 29 \text{ kV/cm}$ では、きれいな減衰振動波形がみえる。放射される THz 電界は電子の加速度に比例するので、図 7 にみられる信号は、周期的なブラッグ反射のため、ミニバンド内で電子が加速・減速を繰り返す様子を示している。

ここで、観測される THz 放射スペクトルが表す意味について、図 8 を参照しながら考えてみたい。実際の実験 (図 8(上)) では、超格子に直流電界 F を印加し、ある瞬間に試料にフェムト秒レーザーパルスを照射して、ステップ関数的にキャリア $n_0\theta(t)$ を生成する ($\theta(t)$ はステップ関数)。このとき、光励起電子が電界で加速され、THz 電磁波を放射する。さてここで、われわれの想像力を働かせて、以下のような思考実験を試みる (図 8(下))。最初に、フラットバンドの状態伝導帯ミニバンドに電子を励起したと仮定する。次に、ある瞬間に突然、ステップ関数的なバイアス電界 $F\theta(t)$ を印加したと考える。すると、この思考実験においても、THz 電磁波が放射されると考えられる。実際の実験と思考実験の終状態どうしを比べると、実は全く同じ状態であり、このことは実際の実験の過程を考えるかわりに、思考過程により現象を理解してもよいことを示している。そうすると、思考実験の立場をとると、時間分解 THz 分光法は、電子系の印加

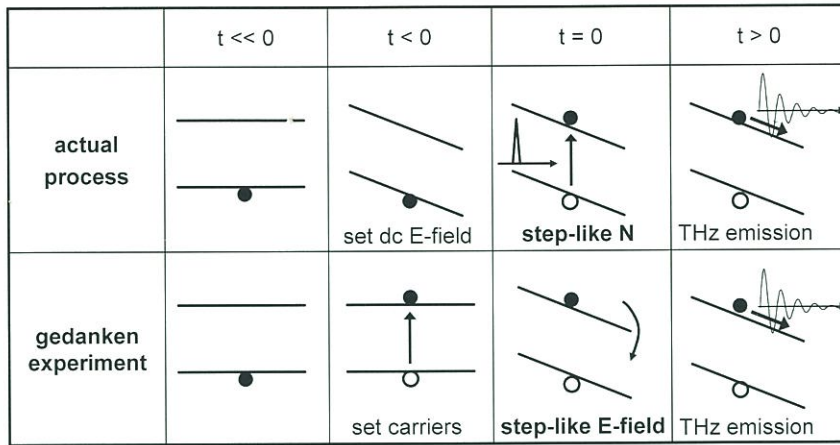


図8 実際の THz 放射実験プロセス (上) と思考実験プロセス (下).

電界に対するステップ応答を測定していることにはかならないことがわかる^{5,6)}.

上記の考察を念頭に置くと、実際のフェムト秒レーザーパルスによるステップ関数的なキャリア生成は、思考実験におけるステップ関数的外部電界印加に置き換わり、ラプラス変換を用いれば、放射 THz 電界 E_{THz} は以下のよう求められる。

$$E_{\text{THz}} \propto \frac{\partial J(t)}{\partial t} = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} s\tilde{\sigma}(s) e^{ts} \frac{F}{s} ds = \sigma(t) F \quad (1)$$

ここで、 $\sigma(t)$ は時間ドメインにおける電子伝導率である。式(1)が意味する重要なメッセージは、 $E_{\text{THz}}(t)/F$ のフーリエスペクトルの実部 $\text{Re}[E_{\text{THz}}(\omega)/F]$ 、虚部 $\text{Im}[E_{\text{THz}}(\omega)/F]$ が、プロッホ振動電子の伝導率スペクトルの実部 $\text{Re}[\sigma(\omega)]$ 、虚部 $\text{Im}[\sigma(\omega)]$ にそれぞれ比例しているということである。このことは、従来の周波数ドメインの測定技術では評価が不可能であった THz 領域の伝導率測定が、時間ドメインの測定を用いると非常に簡単に行えることを示しており、新しい超高周波デバイス評価技術としてのインパクトが非常に大きい。

図9(a), (b) に、図7に示した THz 電界波形の実験データのフーリエスペクトルの実部 $\text{Re}[E_{\text{THz}}(\omega)/F]$ 、虚部 $\text{Im}[E_{\text{THz}}(\omega)/F]$ を計算したものをそれぞれ示す。期待されるように、 $\text{Re}[E_{\text{THz}}(\omega)/F]$ は分散的な特徴を示し、本試料では最大 3 THz まで負の領域を確認した。このことは、この超格子が 3 THz 程度まで電磁波に対するプロッホ利得をもっていることを示している。このことは、プロッホ発振器/増幅器が、THz 量子カスケードレーザー²³⁻²⁵⁾で埋めるのが困難な数百 GHz~2 THz 程度までの周波数ギャップを埋めるのに適していることを示唆している。

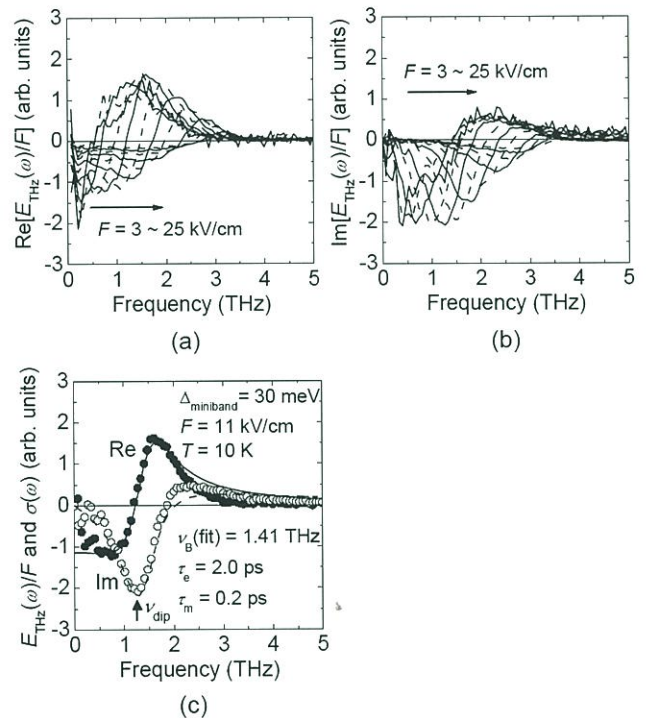


図9 (a) THz 電界波形のフーリエスペクトルの実部を印加電界で割ったもの、(b) 同様にその虚部、(c) THz 放射のスペクトルの実部 (●)、虚部 (○) と理論から期待されるプロッホ振動する電子の伝導率の実部 (実線) と虚部 (破線)⁵⁾.

また図9(c) に、典型的な例として、 $F=11$ kV/cm において THz 放射実験から求めた複素伝導率スペクトルと、理論²⁶⁾から予想されるスペクトルを示す。理論と実験が非常に一致を示していることがわかる。このことは、THz 放射実験が伝導率スペクトルを測るという点においても、定量性にもすぐれていることを示している。

THz 電磁波は、さまざまな分子と強く相互作用するため、近年、そのスペクトル情報に注目が集まっている。し

かし、急速に進歩したフェムト秒レーザーパルスを用いて THz 電磁波の波形をトレースする技術 (時間領域 THz 分光法) は、さらにさまざまな可能性を秘めており、従来のものより約 100~1000 倍速い超高速オシロスコープとして用いることもできる。特に、従来測定が困難であった半導体デバイスや量子ナノ構造中のダイナミックな物理量に関して、非常に定量性のある情報を与えてくれることが明らかになりつつある。本稿では、トランジスターに用いられる半導体中のキャリア過渡速度と半導体超格子中のブロッホ振動する電子のダイナミクスについて紹介したが、それによりテラヘルツ分光法の有用性を感じていただけたら幸いである。今まさに、フェムト秒光パルスを用いた新しい超高周波デバイス評価技術が大きく展開しつつある。

本研究は、島田洋蔵氏 (現:産総研)、阿部真理氏 (現: NEC)、S. Madhavi 氏、近藤孝志氏、大塚由紀子氏らとともに行ったものである。また、明治大学富澤一隆教授、Lund 大学 K. A. Chao 教授、Ioffe 研究所 M. Odnoblioudov 博士に有益な議論をいただいた。さらに、本研究を進めるにあたり、江崎玲於奈博士、榊裕之教授、荒川泰彦教授、小宮山進教授には、議論と励ましをいただいた。ここに感謝を申しあげる。なお、この研究は科学研究費補助金 (No.15206037, 16760272, 12CE2004)、JST 発展研究の支援を受けて行われた。

文 献

- 1) Y. Yamashita, A. Endoh, K. Shinohara, K. Hikosaka, T. Matsui, S. Hiyamizu and T. Mimura: "Pseudomorphic In/sub 0.52/Al/sub 0.48/As/In/sub 0.7/Ga/sub 0.3/As HEMTs with an ultrahigh f/sub T/ of 562 GHz," *IEEE Electron Device Lett.*, **23** (2002) 573-575.
- 2) N. Orihashi, S. Hattori and M. Asada: "Millimeter and submillimeter oscillators using resonant tunneling diodes with stacked-layer slot antennas," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43** (2004) L1309-L1311.
- 3) A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss and W. H. Knox: "Femtosecond charge transport in polar semiconductors," *Phys. Rev. Lett.*, **82** (1999) 5140-5143.
- 4) M. Abe, S. Madhavi, Y. Shimada, Y. Otsuka, K. Hirakawa and K. Tomizawa: "Transient carrier velocities in bulk GaAs: Quantitative comparison between terahertz data and ensemble Monte Carlo calculations," *Appl. Phys. Lett.*, **81** (2002) 679-681.
- 5) N. Sekine and K. Hirakawa: "Dispersive terahertz gain of non-classical oscillator: Bloch oscillation in semiconductor superlattices," *Phys. Rev. Lett.*, **94** (2005) 057408-057411.
- 6) Y. Shimada, K. Hirakawa, M. Odnoblioudov and K. A. Chao: "Terahertz conductivity and possible Bloch gain in semiconductor superlattices," *Phys. Rev. Lett.*, **90** (2003) 46806-46809.
- 7) 関根徳彦, 島田洋蔵, 平川一彦: "半導体超格子のブロッホゲイン", *固体物理*, **39** (2004) 25-36.
- 8) Y. Shimada, N. Sekine and K. Hirakawa: "THz emission due to inter-miniband resonant Zener tunneling in wide-miniband GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, **84** (2004) 4926-4928.
- 9) N. Sekine, Y. Shimada and K. Hirakawa: "Dephasing mechanisms of Bloch oscillations in GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As superlattices investigated by time-resolved terahertz spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.*, **83** (2003) 4794-4796.
- 10) Y. Shimada, K. Hirakawa and S.-W. Lee: "Time-resolved terahertz emission spectroscopy of wide miniband GaAs/AlGaAs superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, **81** (2002) 1642-1644.
- 11) 阪井清美, 谷 正彦: "テラヘルツ電磁波の発生と検出", *量子工学ハンドブック*, 大津元一ほか編 (朝倉書店, 1999) pp. 898-921.
- 12) 解説小特集号 "テラヘルツ電磁波とその応用", *レーザー研究*, **30**, No. 7 (2002).
- 13) H. G. Roskos, M. C. Nuss, J. Shah, K. Leo, D. A. B. Miller, A. M. Fox, S. Schmitt-Rink and K. Köhler: "Coherent submillimeter-wave emission from charge oscillations in a double-well potential," *Phys. Rev. Lett.*, **68** (1992) 2216-2219.
- 14) Q. Wu and X.-C. Zhang: "Design and characterization of traveling-wave electro-optic THz sensors," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **3** (1996) 693-700.
- 15) A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss and W. H. Knox: "Detectors and sources for ultrabroadband electro-optic sampling: Experiment and theory," *Appl. Phys. Lett.*, **74** (1999) 1516-1518.
- 16) L. L. Chang, L. Esaki and R. Tsu: "Resonant tunneling in semiconductor double barriers," *Appl. Phys. Lett.*, **24** (1974) 593-595.
- 17) L. Esaki and R. Tsu: "Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors," *IBM J. Res. Dev.*, **14** (1970) 61-65.
- 18) F. Bloch: "Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern," *Z. Phys.*, **52** (1928) 555-560.
- 19) C. Zener: "A theory of electric breakdown of solid dielectrics," *Proc. R. Soc. London Ser. A*, **145** (1932) 523-529.
- 20) J. Feldmann, K. Leo, J. Shah, D. A. B. Miller, J. E. Cunningham, T. Meier, G. von Plessen, A. Schulze, P. Thomas and S. Schmitt-Rink: "Optical investigation of Bloch oscillations in a semiconductor superlattice," *Phys. Rev. B*, **46** (1992) 7252-7255.
- 21) T. Dekorsy, P. Leisching, K. Köhler and H. Kurz: "Electro-optic detection of Bloch oscillations," *Phys. Rev. B*, **50** (1994) 8106-8109.
- 22) A. A. Ignatov, E. P. Dodin and V. I. Shashkin: "Transient response theory of semiconductor superlattices: Connection with Bloch oscillations," *Mod. Phys. Lett. B*, **5** (1991) 1087-1094.
- 23) J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson and A. Y. Cho: "Quantum cascade laser," *Science*, **264** (1994) 553-556.
- 24) R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti and F. Rossi: "Terahertz semiconductor-heterostructure laser," *Nature*, **417** (2002) 155-159.
- 25) S. Kumar, B. S. Williams, S. Kohen, Q. Hu and J. L. Reno: "Continuous-wave operation of terahertz quantum-cascade lasers above liquid-nitrogen temperature," *Appl. Phys. Lett.*, **84** (2004) 2494-2496.
- 26) S. A. Kitorov, G. S. Simin and V. Ya Sindalovskii: "The influence of the Bragg reflections on high-frequency conductivity of electron plasma in solid-states," *Sov. Phys. Solid State*, **13** (1971) 1872.